

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE MATERIALES



Láseres integrados en dobles tungstatos y niobato de litio basados en guías de onda ridge.

TESIS DOCTORAL

JON MARTÍNEZ DE MENDÍVIL VARAS

Madrid, 2015

Introducción	1
Objetivos	3
Esquema de la tesis	4
1. Capítulo 1: Teoría láser	7
1.1. Historia del Láser	8
1.2. Emisión estimulada	9
1.3. Inversión de población	12
1.4. Absorción y ganancia óptica	13
1.5. Oscilación láser	15
1.6. Referencias	17
2. Capítulo 2: Los iones de tierras raras	19
2.1. Propiedades de las tierras raras	20
2.2. Estructura de las tierras raras	21
2.3. Transiciones radiativas: Teoría de Judd-Ofelt	24
2.4. Transiciones no radiativas (ley delgap)	29
2.5. Referencias	31
3. Capítulo 3:	33
3.1. El Niobato de litio	34
3.1.1. Estructura	34
3.1.2. Propiedades	36
3.1.3. Crecimiento	39
3.1.4. El ion neodimio en niobato de litio	39
3.2. Dobles tungstatos de itrio y potasio	41
3.2.1. Estructura	41
3.2.2. Propiedades	43
3.2.3. Crecimiento cristalino (y epitaxias mixtas)	45
3.2.4. El ión iterbio en dobles tungstatos de itrio	45
3.2.5. El ión erbio en dobles tungstatos de itrio	47
3.3. Referencias	50
4. Capítulo 4: Teoría de guías de onda	53
4.1. Fotónica integrada	54
4.2. Tipos de guías	55
4.2.1. Guías de onda planas	55
4.2.2. Guías de onda acanaladas	57
4.3. Aproximación de rayos	58
4.4. Teoría electromagnética	60
4.5. Modos guiados en guías planas	65
4.5.1. Modos guiados en guías planas de escalón	65
4.5.2. Modos guiados en guías planas de índice	69

gradual (aproximación por multicapas)	
4.6. Modos guiados en guías acanaladas (método de índice efectivo)	71
4.7. Propagación en guías de onda (FDBPM)	73
4.8. Método de integrales de solapamiento	77
4.9. Referencias	81
5. Capítulo 5: Técnicas experimentales	83
5.1. Técnicas de fabricación	84
5.1.1. Crecimiento de sustratos de KYW	84
5.1.2. Crecimiento de sustratos de LiNbO ₃	86
5.1.3. Epitaxia en fase líquida	87
5.1.4. Difusión metálica	88
5.1.5. Microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado	91
5.2. Técnicas de caracterización	93
5.2.1. Espectroscopía de absorción	93
5.2.2. Fotoluminiscencia estimulada	95
5.2.3. Modos oscuros/Reflectividad	100
5.2.4. Caracterización modal de campo cercano	101
5.2.5. Caracterización de pérdidas	102
5.2.6. Integración del scattering	103
5.2.7. Microscopía de Fuerza Atómica	104
5.3. Referencias	106
6. Capítulo 6: Fabricación de guías activadas con iones Er³⁺ e Yb³⁺ en dobles tungstatos de itrio	109
6.1. Análisis espectroscópico	110
6.2. Simulación de guías de onda acanaladas	117
6.3. Simulación guías de onda activas	121
6.4. Fabricación de guías de onda	125
6.5. Caracterización de guías de onda	127
6.6. Conclusiones	132
6.7. Referencias	134
7. Capítulo 7: Láser en guías ridge de KYW activado por iones Yb³⁺	135
7.1. Fabricación de guías de onda	136
7.2. Caracterización de los canales	137
7.3. Caracterización pasiva de guías de onda	139
7.4. Experimentos láser	143

7.4.1. Cavity sin espejos	144
7.4.2. Cavity con espejos	152
7.5. Conclusiones	156
7.6. Referencias	158
8. Capítulo 8: Láseres en guías de onda ridge en $\text{LiNbO}_3:\text{Nd}^{3+}$	159
8.1. Análisis espectroscópico	160
8.2. Diseño de las guías de onda	162
8.3. Fabricación de las guías de onda	165
8.4. Caracterización pasiva de las guías de onda	166
8.5. Caracterización espectroscópica de guías de onda	170
8.6. Caracterización láser	172
8.7. Conclusiones	176
8.8. Referencias	178
9. Capítulo 9: Conclusiones generales	179
Apéndice 1: Análisis de la rugosidad lateral en guías de onda ridge	183

Introducción

Hoy en día cada vez son más numerosas las aplicaciones de los circuitos fotónicos integrados para el desarrollo de sensores, dispositivos electroópticos, dispositivos para comunicaciones ópticas, etc. La investigación en tecnologías que permitan fabricar circuitos ópticos compactos para su implementación *on-chip* es por tanto un campo de alto interés científico y tecnológico, siendo un área de gran actividad investigadora, tanto en materiales como en nuevos diseños.

Una de las técnicas de fabricación que está generando un gran interés es la estructuración mediante láser de femtosegundos. Esta técnica consiste en microestructurar el sustrato, generalmente un vidrio o un cristal dieléctrico, provocando mediante distintos mecanismos una variación en el índice de refracción del material, pudiendo de esta manera fabricar estructuras que confinen y guíen la luz. Según el mecanismo que se utilice para el confinamiento de la luz es posible clasificar este tipo de guías en cuatro grupos: tipo I, tipo II, tipo III y tipo IV.

Las guías tipo I, también conocidas como guías de escritura directa, el láser de femtosegundos genera una zona de salto de índice de refracción positivo, dando lugar a una guía de onda que confina la luz en la región irradiada (Figura 0.1a). Las guías de tipo II, o de doble filamento, se obtienen mediante la escritura de dos *tracks* paralelos que generan una disminución del índice de refracción en la región irradiada, por lo que es posible confinar la luz en la región comprendida entre ambos *tracks* (Figura 0.1b). En el caso de las guías de tipo III, también conocidas como guías de *cladding* “deprimido”, el mecanismo para confinar la luz es similar al utilizado en las guías de tipo II, pero en este caso, en lugar de realizar dos *tracks*, se rodea el núcleo de la guía mediante varios filamentos, posibilitando un mayor control de la distribución modal en la guía (Figura 0.1c). En las guías de tipo IV, a diferencia de las anteriores donde se provoca una variación del índice de refracción del material, se produce una ablación del material, dando lugar a estructuras tipo *ridge* que permiten el confinamiento lateral de la luz sobre una guía plana previamente existente (Figura 0.1d).

Este último tipo de guías, las de tipo VI, son de especial importancia ya que el alto salto de índice de refracción que provocan, dos órdenes de magnitud mayor que los otros tres tipos, posibilita la fabricación de guías de onda acanaladas con radios de curvatura pequeños, lo cual permite la fabricación de

dispositivos fotónicos más compactos. Además, este mayor confinamiento permite un aprovechamiento más eficiente de efectos no lineales que puedan presentar algunos cristales dieléctricos, tales como el niobato de litio.

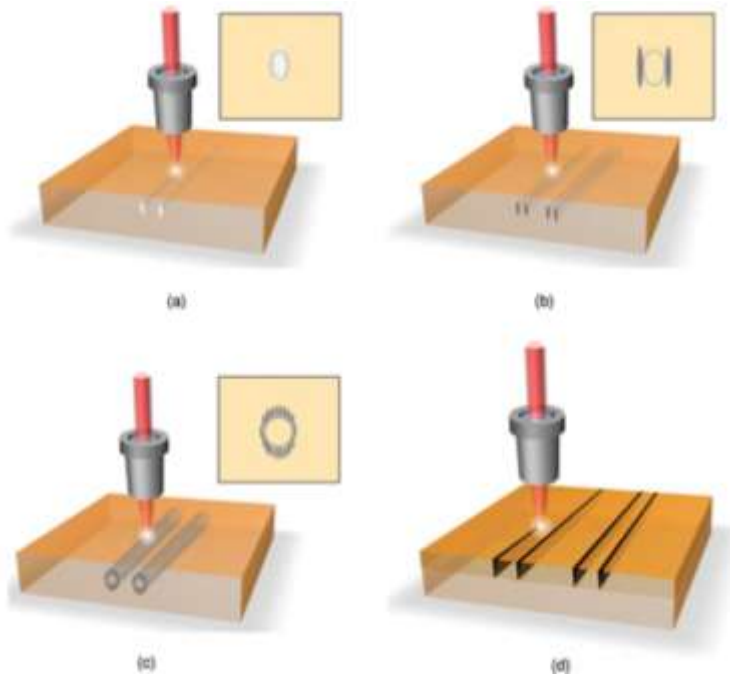


Figura 0.1: a) Esquema de guía Tipo I; b) Esquema de guía Tipo II; c) Esquema de guía Tipo III; d) Esquema de guía Tipo VI.

Por todo ello, en el presente trabajo se ha abordado la fabricación de guías activas tipo ridge mediante esta técnica de fabricación, con el fin de obtener láseres y amplificadores ópticos integrados en guías de onda.

Objetivos de la tesis

En esta tesis se aborda el diseño, fabricación y caracterización de guías de onda activas para la obtención de láseres integrados. En particular, la tesis se centra en el desarrollo de láseres en guías de onda ridge sobre cristales de dobles tungstatos y niobato de litio basados en iones de tierras raras de Er^{3+} , Yb^{3+} y Nd^{3+} .

Por una parte se describe la fabricación de guías acanaladas en dobles tungstatos de itrio, $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$, impurificados con tierras raras de Er^{3+} e Yb^{3+} . Estos iones, cuando se incorporan en estas matrices, presenta una alta sección eficaz tanto de absorción como de emisión, por lo que este material resulta de gran interés para el desarrollo de amplificadores o láseres en guía de onda, donde en una longitud relativamente pequeña se pueden obtener valores altos de ganancia.

Por otra parte se aborda la fabricación de láseres en guías ridge en niobato de litio. Este cristal destaca por sus excelentes propiedades no-lineales, electro-ópticas o acusto-ópticas, que han hecho que este material sea uno de los más versátiles en aplicaciones fotónicas. En este trabajo se proponen y fabrican guías de onda tipo ridge en sustratos de LiNbO_3 dopados con Nd^{3+} , que posibilitan un mayor confinamiento de la radiación, por lo que es una tecnología atractiva para el desarrollo de láseres integrados de alta eficiencia.

A lo largo de este trabajo se procede al diseño de las guías ridge, tanto en lo referente a su composición como a sus dimensiones y morfología, para lo que se utilizarán distintas herramientas de análisis numérico que permitan un diseño eficiente.

Una vez determinados los parámetros de las guías, se describirán los procesos de fabricación combinando distintas técnicas, y posteriormente se caracterizarán tanto de forma pasiva como activa, comparando los resultados obtenidos con los análisis numéricos realizados previamente. Finalmente, en base a los resultados obtenidos, se establecerán distintos protocolos de mejora de cara al futuro.

Estructura de la Tesis

Para presentar los resultados obtenidos a lo largo de este trabajo se ha estructurado la tesis en tres bloques principales. En el primer bloque, que comprende los cuatro primeros capítulos, se explican los fundamentos teóricos necesarios para desarrollar y entender el trabajo posterior. El segundo bloque consta únicamente de un capítulo y en se describen las técnicas y montajes experimentales. En el tercer y último bloque se van a exponer los resultados más relevantes obtenidos a lo largo de este trabajo. Este bloque se ha separado en tres capítulos con el fin de clarificar la exposición de los resultados.

A continuación se muestra un breve resumen de cada capítulo:

En el primer capítulo se explican los fundamentos del láser, así como conceptos relacionados con este proceso como son la absorción, la emisión espontánea y estimulada, o la inversión de población.

En el segundo capítulo se describe la estructura de los iones de tierras raras y los mecanismos para calcular las probabilidades radiativas y no radiativas de las transiciones más relevantes.

El tercer capítulo describe los materiales que se han utilizado para la fabricación de los láseres integrados, así como sus propiedades más relevantes desde el punto de vista óptico, y en cada caso particular, las propiedades de los iones que se han utilizado activar ópticamente estos cristales.

En el cuarto capítulo se explica la teoría de guías de onda, tanto activas como pasivas, que ha sido necesaria para modelar y diseñar los láseres integrados que se han fabricado posteriormente.

En el quinto capítulo se describen las técnicas experimentales utilizadas a lo largo de este trabajo. Este capítulo consta de dos bloques principales. En el primero se describen las técnicas de crecimiento de sustratos y fabricación de guías, mientras que en el segundo se explican las técnicas de caracterización y montajes experimentales utilizados a lo largo de la tesis.

El sexto capítulo muestra el proceso de diseño, fabricación y caracterización de guías ridge activas fabricadas sobre dobles tungstatos combinando las técnicas de epitaxia en fase líquida y microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado, con el objetivo de conseguir un láser integrado

basado en los iones activos Yb^{3+} y Er^{3+} , con emisión a una longitud de onda de $1.5 \mu\text{m}$.

En el séptimo capítulo se aborda la fabricación de láseres integrados activados por iones Yb^{3+} en dobles tungstos. En este capítulo se muestra la fabricación de guías ridge combinando las técnicas de epitaxia en fase líquida y microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado y su posterior caracterización.

En el octavo capítulo se presentan las guías activas ridge fabricadas sobre un sustrato de niobato de litio impurificado con iones Nd^{3+} . Estas guías se han fabricado combinando las técnicas de difusión metálica y microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado.

Finalmente, en el capítulo nueve se exponen las conclusiones generales de este trabajo.

1. Teoría láser

1.1 Historia del láser

El término láser se refiere al acrónimo en inglés *light amplification by stimulated emission of radiation*, o lo que es lo mismo, amplificación de luz por emisión estimulada de radiación. El proceso de emisión estimulada fue propuesto de manera teórica por Albert Einstein en 1917. Sin embargo no fue hasta 1953 cuando Townes demostró experimentalmente la viabilidad de la emisión estimulada construyendo un dispositivo que se llamaría máser (*microwave amplification by stimulated emission of radiation*) [1]. En los años siguientes se incrementaron los esfuerzos por intentar trasladar los principios de funcionamiento del máser a frecuencias ópticas, y fue en 1960 cuando Maiman demostró por primera vez la emisión estimulada a frecuencias ópticas mediante un cristal de rubí [2]. Desde entonces los avances en este campo han sido continuos, apareciendo distintos tipos de láseres tales como el de diodo en 1962 [3], así como innumerables aplicaciones que abarcan desde la cirugía hasta las telecomunicaciones o procesamiento de materiales.

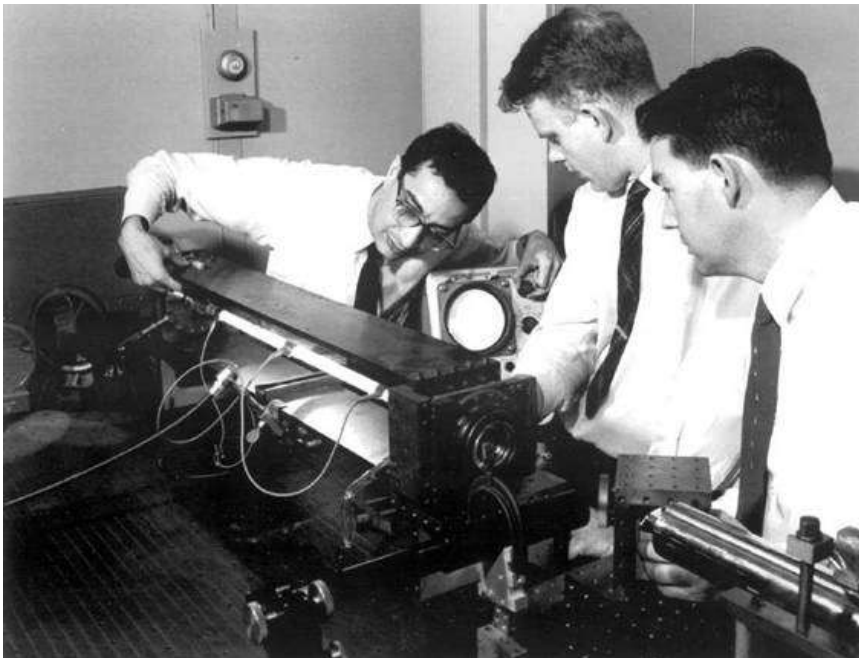


Figura 1.1: Ali Javan, William Bennet, y Donald Herriot trabajan en los laboratorios Bell de Murray Hill en el láser de He-Ne, el primer láser que funcionó en modo de onda continua.

Los distintos tipos de láser pueden clasificarse en función del medio activo en el que se produce la emisión estimulada, pudiendo diferenciarse 4 grupos principales:

- Láser de estado sólido: Se utilizan vidrios o cristales [4] como medio activo típicamente dopados con tierras raras o metales de transición. Dentro de esta categoría se encuentran los láseres de YAG:Nd³⁺ o Titanio-Zafiro. Son los que se van a desarrollar y describir a lo largo de esta tesis.
- Láser de semiconductor: En este caso el medio activo consiste en una unión semiconductor tipo LED alojada dentro de una cavidad reflectora que permite la oscilación láser [5]. Existen además otros tipos con un funcionamiento diferente como pueden ser los puntos cuánticos o láseres de cascada cuántica.
- Láser de gas: Estos láseres tienen uno o varios gases como medio activo confinados dentro de un tubo de vidrio [6]. La energía para el bombeo se consigue con una descarga eléctrica de unos 1.000 V a través de dos electrodos situados a cada extremo del tubo. Dentro de esta categoría se encuentran los láseres de Helio-Neón o Argón.
- Láser de colorante: Están compuestos por un colorante orgánico como la Rodamina y un medio generalmente líquido que circula a través de la cavidad [7].

1.2 Emisión estimulada

Como se ha dicho anteriormente, el funcionamiento de un láser se basa en el fenómeno de la emisión estimulada. Los electrones de un átomo tienden a mantenerse en un nivel energético estable; sin embargo dichos electrones pueden sufrir transiciones entre dos estados energéticos o niveles bien absorbiendo energía bien o emitiéndola. La frecuencia del foton absorbido o emitido viene dada por $\nu = \Delta E/h$, donde ΔE es la diferencia de energía entre los niveles involucrados y h es la constante de Planck ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J·s).

Considerando un electrón que pueda estar en dos niveles energéticos, uno estable (E_1) y otro excitado (E_2), existirán tres procesos mediante los cuales el electrón puede cambiar de nivel:

Absorción: Un fotón con energía $h\nu = E_2 - E_1$ es absorbido por el electrón pasando del nivel E_1 al nivel energético superior E_2 .

Emisión espontánea: En este caso el electrón se encuentra un nivel excitado E_2 y decae a un nivel menos energético de manera espontánea, liberando la energía en forma de fotón con una polarización y dirección aleatoria.

Emisión estimulada: al igual que en el caso anterior el electrón se encuentra en un nivel excitado E_2 . Sin embargo a la hora de caer a un nivel menos energético, no emite un fotón de forma arbitraria. En este caso un fotón con una energía $h\nu$ equivalente a la separación energética entre el nivel fundamental (E_1) y el excitado (E_2) induce una emisión de un fotón con la misma energía, polarización y dirección de propagación.

En la figura 1.2 se ilustran estos fenómenos en un sistema de dos niveles.

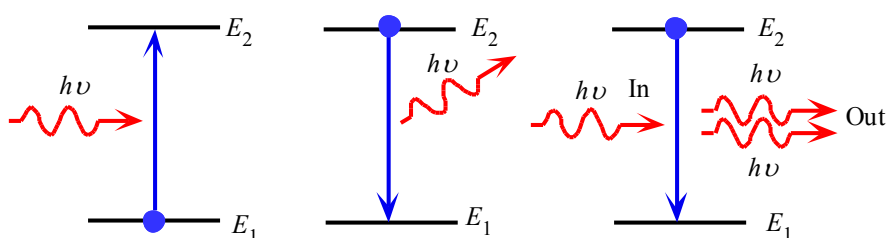


Figura 1.2: Diagrama de niveles de energía que ilustra los procesos de: a) absorción, b) emisión espontánea, c) emisión estimulada.

Estos tres procesos se encuentran relacionados por las relaciones de Einsein, que implican que en un sistema en equilibrio térmico la velocidad de las transiciones $E_1 \rightarrow E_2$ tiene que ser igual a la transición en sentido opuesto ($E_2 \rightarrow E_1$).

Si se considera un medio activo con un número de iones activos por unidad de volumen N_1 y una densidad de energía ρ_ν , es posible describir la velocidad de transiciones $E_1 \rightarrow E_2$ como $N_1 \rho_\nu B_{12}$, donde B_{12} se denomina coeficiente de Einsein para la absorción. Igualmente, para describir la velocidad de emisión estimulada $E_2 \rightarrow E_1$, si consideramos una densidad de iones excitados N_2 obtendremos que la velocidad de emisión estimulada puede describirse como $N_2 \rho_\nu B_{21}$, siendo B_{21} el coeficiente de Einsein para la emisión estimulada. Finalmente la velocidad de emisión espontánea, al no depender de la densidad de fotones, puede describirse como $N_2 A_{21}$, donde A_{21} representa el coeficiente de Einsein para la emisión espontánea.

Puesto que en el caso de un sistema en equilibrio las velocidades de transición en ambas direcciones deben ser iguales, obtenemos que:

$$N_1 \rho_\nu B_{12} = N_2 \rho_\nu B_{21} + N_2 A_{21} \quad (1.1)$$

Por otra parte la estadística de Boltzmann relaciona las densidades de población de distintos niveles de energía en función de la temperatura en un sistema en equilibrio de acuerdo con:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} = \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}} \quad (1.2)$$

donde g_i es la degeneración del nivel i y k es la constante de Boltzmann ($k=1.38 \times 10^{-23}$ J/K).

Así pues es posible representar la ecuación (1.1) en función de la densidad de fotones combinándola junto con la ecuación(1.2), resultando:

$$\rho_\nu = \frac{A_{21} / B_{21}}{\frac{g_1}{g_2} \frac{B_{12}}{B_{21}} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.3)$$

Por otra parte la ley de Planck de la radiación de un cuerpo negro en función de la frecuencia viene dada por:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3 n^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.4)$$

donde n es el índice de refracción del medio y c la velocidad de la luz en el vacío.

Ahora bien, combinando las dos ecuaciones anteriores se obtienen las llamadas relaciones de Einstein, expresadas como:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1.5)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3 n^3}{c^3} \quad (1.6)$$

Así pues, utilizando las relaciones de Einstein podemos establecer los cocientes entre las velocidades de emisión estimulada y de emisión espontánea y la emisión estimulada y la absorción (siempre en estado de equilibrio térmico):

$$\frac{B_{21}}{A_{21}} \rho_\nu = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.7)$$

$$\frac{B_{21}N_2\rho_\nu}{B_{12}N_1\rho_\nu} = \frac{g_2}{g_1} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}} \quad (1.8)$$

Así pues, en estado de equilibrio los ritmos de absorción siempre serán mayores que los de emisión estimulada. Por lo tanto para propiciar el mecanismo de emisión estimulada deberemos romper este estado de equilibrio.

1.3 Inversión de población

Para poder obtener amplificación de luz mediante emisión estimulada es necesario alcanzar la condición de inversión de población. Este punto se alcanza cuando la cantidad de electrones en estado excitado E_2 es mayor que la cantidad de electrones en el estado fundamental E_1 .

Ahora bien, en un láser de dos niveles alcanzar este punto no va a ser posible debido a que la primera de las relaciones de Einstein establece que $B_{12}=B_{21}$ (suponiendo igual degeneración en ambos niveles). Esto implica que una vez que se excite la mitad de los átomos las probabilidades de absorción y emisión estimulada serán iguales. Así pues será imposible alcanzar la inversión de población pudiendo únicamente igualar las poblaciones de ambos estados ($N_1=N_2$).

Por lo tanto, para evitar este problema es necesario utilizar sistemas láser de al menos 3 niveles. Si suponemos un sistema de tres niveles como el que se muestra en la figura 1.3, los electrones se bombearán desde el nivel E_1 al E_3 y desde aquí caerán al E_2 donde se podrá producir la emisión de radiación estimulada. Para dar lugar a este proceso, los tiempos de vida del nivel E_3 deben ser lo más cortos posibles mientras que los del nivel E_2 sean los más largos posibles. De esta manera se podrán acumular fácilmente átomos en el nivel E_2 permitiendo la inversión de población.

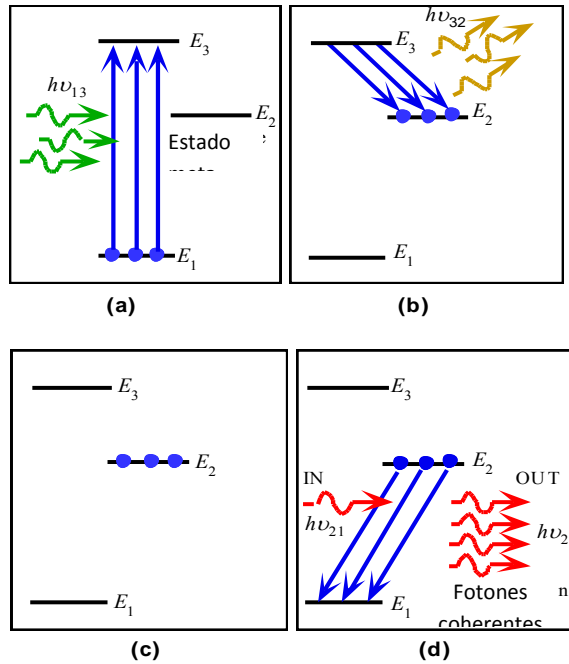


Figura 1.3: Sistema de tres niveles a) absorción; b) emisión espontánea; c) inversión de población; d) emisión estimulada.

1.4 Absorción y ganancia óptica

Si suponemos un medio homogéneo medio caracterizado por un coeficiente de absorción α correspondiente a la transición entre los niveles de energía E_1 y E_2 , la variación de intensidad de un campo electromagnético puede expresarse como:

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x) \quad (1.9)$$

Donde I es la intensidad y x la distancia recorrida dentro del medio. La solución de esta ecuación diferencial viene dada por:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (1.10)$$

donde I_0 es la irradiancia incidente (para $x=0$). La variación de esta intensidad dependerá de los procesos de absorción y emisión estimulada. La variación densidad de fotones por unidad de volumen puede expresarse como:

$$\frac{dN_\nu}{dt} = N_2 \rho_\nu B_{21} - N_1 \rho_\nu B_{12} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \rho_\nu B_{21} \quad (1.11)$$

Donde N_ν representa la densidad de fotones.

Por otra parte la intensidad se define como la energía por unidad de área y tiempo, por lo que puede describirse como el producto de la densidad de energía por la velocidad con la que se propaga, por lo que para una onda electromagnética de frecuencia ν obtenemos que:

$$I_\nu = \rho_\nu \frac{c}{n} = N_\nu h\nu_{12} \frac{c}{n} \quad (1.12)$$

Despejando N_ν y derivando respecto al tiempo llegamos a la siguiente expresión

$$\frac{dN_\nu}{dt} = \frac{1}{h\nu_{12}} \frac{dI_\nu}{dx} = \frac{1}{h\nu_{12}} (-\alpha I_\nu(x)) \quad (1.13)$$

Si combinamos las ecuaciones (1.11) y (1.13), llegamos a la siguiente expresión :

$$\alpha = \left(\frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right) \frac{B_{21} h\nu_{12} n}{c} \quad (1.14)$$

que relaciona el término α con la población de los distintos niveles energéticos de los iones. En el caso de un sistema en equilibrio térmico N_1 será mucho mayor que N_2 por lo que el término α será positivo y de acuerdo con la ecuación (1.10) la intensidad del haz se atenuará de forma exponencial.

En el caso de que se dé una situación de inversión de población y por lo tanto N_2 sea mayor que el término $(g_2/g_1)N_1$ el término α será negativo, lo cual implica que la intensidad del haz aumentará de forma exponencial. En este caso el término α se sustituye por el término k al que se denomina ganancia y se describe como:

$$k = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) B_{21} \frac{h\nu_{12} n}{c} \quad (1.15)$$

1.5 Oscilación láser

Para lograr la emisión láser generalmente no es suficiente la inversión de población, por lo que es necesario proporcionar algún tipo de realimentación que permita una amplificación sucesiva del haz. Esta realimentación se consigue a través de confinar el medio de ganancia en un resonador óptico que consiste en dos espejos que reflejen total o parcialmente la luz a las longitudes de onda de trabajo.

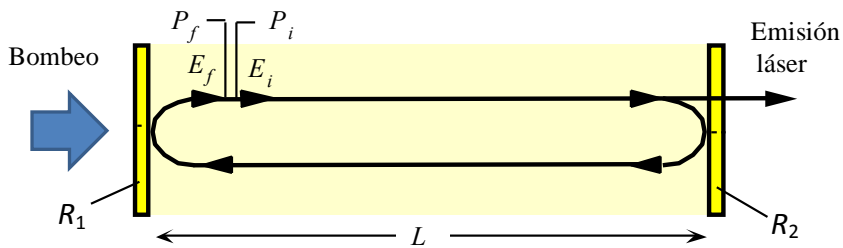


Figura 1.4: Representación esquemática de un resonador óptico.

En el caso de una cavidad como la que se muestra. La figura 1.4 muestra un resonador de longitud L y los espejos de entrada y salida R_1 y R_2 , respectivamente. Si se considera que el haz de luz recorre dos veces, ida y vuelta, la cavidad. La cavidad quedará definida por los espejos con reflectividades R_1 y R_2 , obteniendo la siguiente función de

$$G = R_1 R_2 \exp[2(k - \gamma)L] \quad (1.16)$$

donde G representa el factor de amplificación k representa la ganancia y γ las pérdidas totales de la cavidad, dentro de las que se engloban las pérdidas por inhomogeneidades del medio, difracción y absorción de los espejos, etc. pero no las debidas a la reflectividad de los espejos.

Así pues la condición de inversión de población será una condición necesaria para obtener amplificación láser pero no suficiente, puesto que será necesario compensar las pérdidas dentro de la cavidad. La ganancia umbral se obtiene igualando la ecuación (1.16) a 1 obteniendo a partir de esa expresión la ganancia umbral k_{th} que se define como:

$$k_{th} = \gamma + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.17)$$

De este modo, obtendremos que para láseres en régimen continuo, el bombeo provocará un aumento de la población del nivel excitado sin provocar emisión láser hasta alcanzar el umbral láser. A partir de este punto la potencia de salida aumenta de forma lineal. La inversión de población se mantendrá constante para una misma potencia de bombeo, alcanzándose un estado estacionario entre la población de los niveles involucrados.

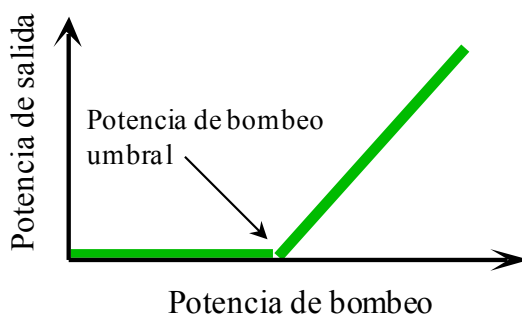


Figura 1.5: Diagrama de potencia de salida de un láser en función de la potencia bombeo.

Como se puede observar en la figura 1.5, una vez alcanzado el umbral láser la emisión crecerá de forma lineal obteniendo un nuevo parámetro llamado *slope efficiency* o eficiencia láser. Esta eficiencia se puede describir mediante la siguiente expresión:

$$\phi = \frac{P_{out}}{P_{abs} - P_{th}} = \frac{1 - R_2}{\gamma - \ln(R_1 R_2)} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} \quad (1.18)$$

donde P_{out} , P_{abs} y P_{th} representan las potencias de salida, absorbida y umbral respectivamente, y $h\nu_p$ y $h\nu_s$ representan la energía de los fotones de bombeo y señal respectivamente.

1.6. Referencias

- [1] A.L. Schawlow, C.H. Townes, Infrared and Optical Masers, *Physical Review*, 112 (1958) 1940-1949.
- [2] T. MAIMAN, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature* 187, 493 - 494 (1960).
- [3] N. Holonyak Jr, S. Bevacqua, Coherent (visible) light emission from Ga ($As_{1-x}P_x$) junctions, *Applied Physics Letters*, 1 (1962) 82-83.
- [4] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, Springer, 2013.
- [5] G.H.B. Thompson, *Physics of semiconductor laser devices*, Chichester, Sussex, England and New York, Wiley-Interscience, 1980. 572 p., 1 (1980).
- [6] M. Endo, R.F. Walter, *Gas lasers*, CRC Press, 2006.
- [7] P. Sorokin, J. Lankard, Stimulated emission observed from an organic dye, chloro-aluminum phthalocyanine, *IBM Journal of Research and Development*, 10 (1966) 162-163.

2. Los iones de tierras raras

Introducción

A lo largo de este capítulo se van a describir los iones de tierras raras así como su estructura y las propiedades físico-químicas que hacen que esta familia de elementos posean una especial relevancia en cuanto a aplicaciones ópticas se refiere.

Inicialmente se describen su estructura y los diferentes parámetros que determinan la energía de las órbitas de los electrones, especialmente los de la capa 4f, que como se explicará a continuación son los de mayor relevancia en cuanto a las aplicaciones ópticas. Así mismo se determinará la influencia del campo cristalino en los niveles energéticos de los iones

Por otra parte se presentan los métodos para determinar las probabilidades de transición radiativa y no radiativa, las cuales se analizarán en el marco de la teoría de Judd-Ofelt y la ley del gap, respectivamente.

2.1. Propiedades de las tierras raras

Se conocen como elementos lantánidos aquellos que se sitúan en la tabla periódica tras el elemento lantano cuyos números atómicos van desde el 58 al 71. Este grupo de elementos junto con el lantano, el itrio y el escandio comprenden el grupo conocido como tierras raras, las cuales presentan propiedades químicas muy similares.

Estas propiedades comunes se deben a la estructura electrónica similar que presentan los iones de tierras raras, en la que la capa 4f se encuentra incompleta. Esto hace que los electrones de valencia que se sitúan en esta capa [1] se encuentren apantallados por las capas 5s y 5p, y si se encuentra en forma atómica 6s, al contrario que el resto de elementos que presentan los electrones de valencia en las capas electrónicas más alejadas del núcleo. Este apantallamiento les confiere unas propiedades físicas de gran interés para aplicaciones fotónicas. En la figura 2.1 se muestran las funciones de onda en función de la distancia para el ión Gd^{3+} , donde se puede ver el efecto de apantallamiento

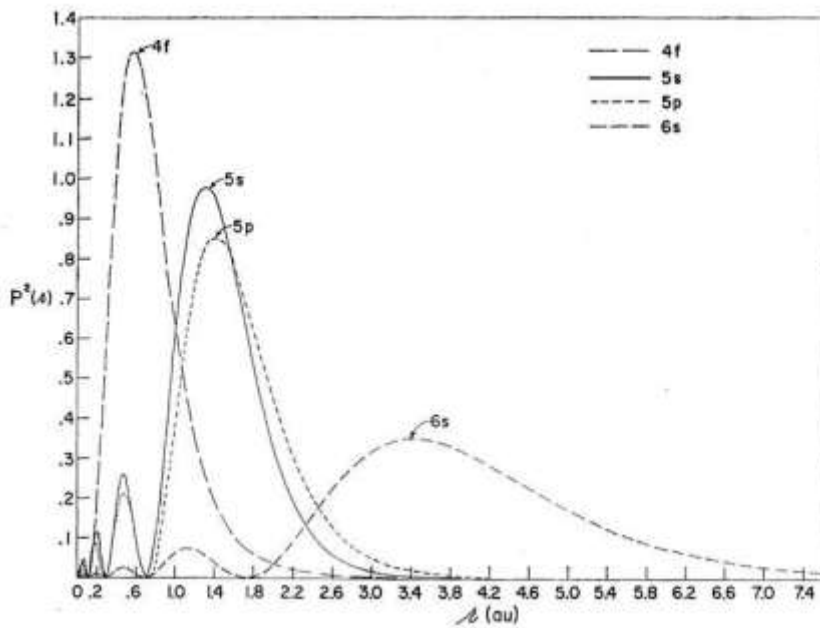


Figura 2.1: Distribución radial de las funciones de onda de los electrones de la capa 4f.

La configuración electrónica fundamental para los iones de tierras raras es $[\text{Xe}]4f^N 6s^2$ o $[\text{Xe}]4f^{N-1} 5d^1 5s^2$, donde $[\text{Xe}]$ representa la configuración del gas noble Xenón y N va del 0 al 14 en función de la posición en la tabla periódica. En su estado de oxidación más habitual, +3, los iones de tierras raras pierden electrones de las capas 4f y 6s, quedando apantallados por las capas 5s y 5p los electrones ópticamente activos de la capa 4f.

Por otra parte, otra de las propiedades que hacen que este conjunto de elementos sea de gran interés desde el punto de vista óptico, es la gran cantidad de estados ópticos excitados que presentan, que abarcan desde el ultravioleta hasta el infrarrojo.

2.2. Estructura de las tierras raras

Para analizar los niveles de energías de los electrones de las capas incompletas debe considerarse el hamiltoniano que define estos niveles, que puede aproximarse como:

$$\mathcal{H} = H_0 + H_{e-e} + H_{s-o} + H_{cc} \quad (2.1)$$

donde H_o es un término relacionado con la interacción coulombiana entre el electrón, el núcleo y el promedio de electrones que ocupan los orbitales cercanos al núcleo, H_{e-e} se refiere a la interacción entre los electrones de las capas incompletas y H_{s-o} se refiere a la interacción spin-órbita, asociado al campo magnético del electrón en el átomo. El cuarto término H_{cc} se refiere al hamiltoniano relacionado con la interacción de cada electrón del ión de tierra rara con los átomos adyacentes cuando éste se aloja en un sólido, también conocido como campo cristalino. Cada uno de los términos descritos para calcular el hamiltoniano puede considerarse como una perturbación del anterior, siendo el término H_o el valor principal. Es por esto que deberán analizarse en el orden indicado, de acuerdo con la aproximación de Russell-Saunders.

Para determinar el término H_o se considera cada electrón de forma independiente, teniendo en cuenta únicamente el campo eléctrico generado entre este y el núcleo del átomo, para el cual se considerará simetría esférica. H_o tendrá como solución una serie de estados caracterizados por los números cuánticos n (número cuántico principal) y l (número cuántico de momento orbital), que en el caso de los electrones de los iones de tierras raras en la capa 4f tendrán valores $n=4$ y $l=3$.

El término H_{e-e} tiene en cuenta la interacción electrón-electrón debido a la existencia de otros electrones en capas sin llenar. Para definirlo se utiliza el vector de momento angular orbital, L , y el espín total, S , siendo estos la suma vectorial de los números cuánticos orbitales y de espín de cada electrón respectivamente. Estos términos describirán los estados cuánticos del átomo, por lo que estados con la misma configuración electrónica pero distintos valores de L y S , tendrán distinta energía. Para etiquetar los distintos estados se utiliza la notación ^{2S+1}L , donde L se designa por una letra (S, P, D, F, G, H, I...) en función de su valor numérico (0, 1, 2, 3, 4, 5, 6...). Estos términos presentan una degeneración dada por $(2L+1)(2S+1)$.

Al considerar el hamiltoniano de interacción spin-órbita, H_{s-o} , se rompe parcialmente esta degeneración, haciendo que los términos L y S dejen de ser una representación válida para determinar los niveles de energía. Para designar los nuevos estados, también conocidos como multipletes, ha de tomarse su suma vectorial, conocida como momento angular J . Estos multipletes se designan como $^{2S+1}L_J$, según la notación Russell-Saunders.

Finalmente el hamiltoniano del campo cristalino, H_{cc} , da cuenta de la interacción con un campo eléctrico externo y es capaz de romper la

degeneración $2J+1$ de los estados cuánticos $^{2S+1}L_J$ dando lugar al desdoblamiento de los estados J en nuevos niveles, conocidos como subniveles Stark. El grado de ruptura de la degeneración dependerá de la simetría puntual del sitio que ocupe el ion en el material, siendo mayor cuanto menor sea el grado de simetría.

En la figura 2.2 se muestra de manera esquemática la influencia de cada una de las interacciones descritas anteriormente para un ion de tierra rara en una matriz. En ella se puede ver la magnitud de cada interacción, siendo la interacción electrostática del orden de 10^4 cm^{-1} , la interacción espín-orbita de 10^3 cm^{-1} y el efecto del campo cristalino de 10^2 cm^{-1} .

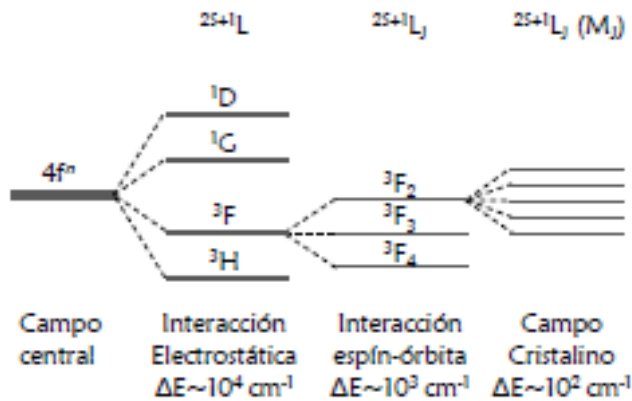


Figura 2.2 Diagrama de las distintas perturbaciones sobre un ion de tierra rara.

En la práctica no es necesario realizar el cálculo de cada nivel de energía puesto que estos valores se encuentran tabulados en el conocido como diagrama de Dieke (Figura 2.3). Este diagrama muestra los estados de energía de los diferentes iones lantánidos en configuración trivalente en la matriz $\text{LaCl}_3[2]$.

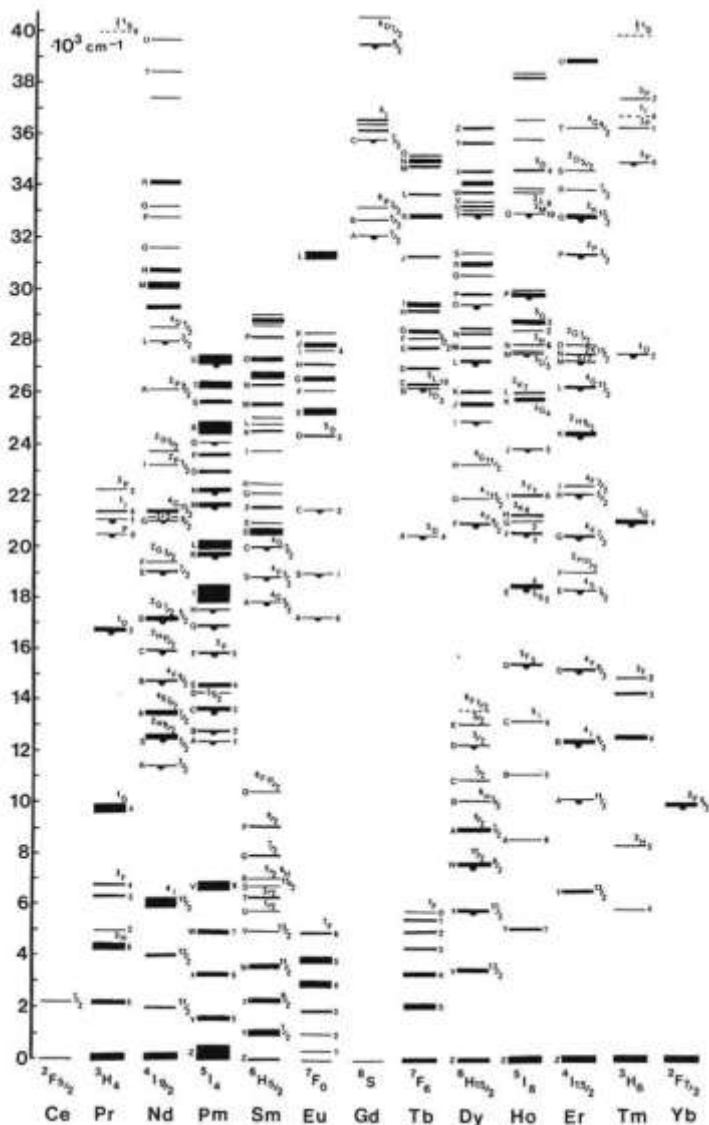


Figura 2.3: Diagrama de Dieke mostrando los niveles de energía de los iones lantánidos trivalentes.

2.3. Transiciones radiativas: Teoría de Judd-Ofelt

Una vez conocidos los distintos niveles de energía de un ion de tierra rara en una matriz es necesario determinar cómo van a ser las transiciones de un electrón de uno a otro estado energético, bien por medios de absorción

(captando energía), o de emisión (liberando energía), y en el caso de este último, si se va producir a través de transiciones radiativas o no radiativas. A través del coeficiente de emisión espontánea de Einstein es posible determinar la probabilidad de que un electrón en un estado excitado se relaje a otro estado de menor energía de forma radiativa. Este coeficiente se puede expresar como:

$$A = \frac{n\omega_0^3}{3\pi h\epsilon_0 c} |\mu|^2 \quad (2.2)$$

donde n es el índice de refracción del medio, h la constante de Planck, c es la velocidad de la luz en el vacío, ϵ_0 la permitividad del vacío, $|\mu|$ es el elemento de matriz del momento dipolar eléctrico y ω_0 es la distancia energética entre el estado inicial y el final en unidades de frecuencia. La probabilidad de que se produzca una transición radiativa es proporcional a la distancia en términos energéticos entre los dos niveles involucrados en la transición.

Sin embargo en los iones lantánidos las transiciones entre estados $4f^n$ están prohibidas a orden dipolar eléctrico según las reglas de selección, lo cual evitaría las emisiones de estos iones en el rango de las transiciones ópticas. Aunque se puede pensar que las transiciones se deben a otras componentes como la dipolar magnética o la cuadrupolar eléctrica, se ha observado que la intensidad obtenida de forma experimental es mayor que la que cabía esperar debido a estas componentes [3].

Para poder entender este fenómeno es necesario tener en cuenta la influencia del campo cristalino, que puede provocar la mezcla de estados $4f^n$ con estados $4f^{n-1}5d$. Este hecho puede hacer que las transiciones dipolares prohibidas según las reglas de transición pasen a estar forzadas, siendo la componente mayoritaria en la transición [4]. Siguiendo este principio, en 1962 se postularon los análisis cuantitativos de estas transiciones de forma simultánea e independiente por Judd [5] y Ofelt [6]. La principal ventaja de este método es que evita la complejidad derivada de los estados entremezclados inicial y final tanto en procesos absorción como de emisión a causa del campo cristalino. Para ello el análisis Judd-Ofelt hace una serie de aproximaciones que facilitan el cálculo. Estas aproximaciones son las siguientes:

- El desdoblamiento Stark dentro de un multiplete es despreciable en comparación con la energía de la configuración y por lo tanto se consideran configuraciones degeneradas.

- La separación energética entre los estados de la configuración $4f^n$ y la $4f^{n-1}5d$ es independiente del momento angular total, por lo que se toma un valor promedio.
- La población de los subniveles Stark de cada multiplete es homogénea.

Una vez tenidas en cuenta estas aproximaciones, es posible aplicar el método Judd-Ofelt, para lo cual el primer paso es calcular la fuerza de oscilador de cada transición. La fuerza de oscilador es una magnitud adimensional que está estrechamente ligada al cálculo de probabilidades de transición. Las fuerzas de oscilador asociadas a las transiciones $4f-4f$ del estado fundamental J al estado excitado J' pueden calcularse de forma directa a partir del espectro de absorción mediante la siguiente expresión:

$$f_{exp}(J \rightarrow J') = \frac{2mc}{\alpha_f h N \bar{\lambda}^2} \int \alpha(\lambda) d\lambda \quad (2.3)$$

donde m es la masa del electrón, α_f el factor de estructura fina, N es la concentración de iones de tierra rara en la muestra, $\bar{\lambda}$ la longitud de onda media de la banda de absorción analizada y $\alpha(\lambda)$ es el coeficiente de absorción en función de la longitud de onda, λ .

En el caso de las transiciones $4f-4f$ intraconfiguracionales en las tierras raras, la fuerza de oscilador se puede determinar de forma teórica mediante las líneas de intensidad dipolares eléctricas y magnéticas, S_{ed} y S_{md} respectivamente. De esta forma podemos calcular la fuerza de oscilador de cada transición mediante la siguiente expresión:

$$f_{teo}(J \rightarrow J') = \frac{8\pi^2 mc}{3h\bar{\lambda}(2J+1)n^2} \{ \chi_{ed} S_{ed} + \chi_{md} S_{md} \} \quad (2.4)$$

donde J y J' son el momento angular total asociados a los multipletes inicial y final. Por otra parte χ_{ed} y χ_{md} representan el factor de corrección de campo local para las componentes dipolares eléctricas y magnéticas, respectivamente, para el campo cristalino efectivo del ion en una matriz dieléctrica. Estos factores de corrección pueden determinarse mediante las siguientes expresiones:

$$\chi_{ed} = n(n^2 + 2)^2 / 9 \quad (2.5)$$

$$\chi_{md} = n^3 \quad (2.6)$$

Por otra parte la intensidad de línea dipolar eléctrica S_{ed} , se puede calcular mediante la siguiente expresión:

$$S_{ed}(J \rightarrow J') = \sum_{t=2,4,6} \Omega_t \left| \langle SLJ \| U^{(t)} \| S'L'J' \rangle \right|^2 \quad (2.7)$$

donde $|\langle SLJ \| U^{(t)} \| S'L'J' \rangle|^2$ son los elementos de la matriz reducida del tensor $U^{(t)}$ correspondientes a la transición $J \rightarrow J'$, y Ω_t ($t = 2, 4, 6$) son los parámetros de intensidad de Judd-Ofelt.

Además, la componente dipolar magnética en las transiciones entre estados $4f^N$ están sujetas a las siguientes reglas de selección: $\Delta\alpha = \Delta S = \Delta L = 0$ y $\Delta J = 0, \pm 1$ (donde la transición $0 \rightarrow 0$ es una transición prohibida). Teniendo en cuenta estas condiciones, la intensidad de línea dipolar magnética se puede calcular mediante la siguiente expresión [7]:

$$\begin{aligned} S_{md}(J \rightarrow J') &= \\ &= \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 \left(\sum_{\alpha SL, \alpha' S' L'} |C(\alpha SL)C(\alpha' S' L') \langle [\alpha SL]J \| L + 2S \| [\alpha' S' L']J' \rangle| \right)^2 \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde $C(\alpha SL)$ es el coeficiente de acoplo asociado al estado $[\alpha' S' L']$. Por otra parte, los elementos de la matriz del operador $(L+2S)$ dependen de J y pueden definirse mediante las siguientes expresiones:

$\Delta J = 0$:

$$\begin{aligned} \langle [\alpha SL]J \| L + 2S \| [\alpha' S' L']J' \rangle &= \\ \delta(\alpha, \alpha') \delta(S, S') \delta(L, L') \left[\frac{2J+1}{4J(J+1)} \right]^{\frac{1}{2}} & \left[S(S+1) - L(L+1) + 3J(J+1) \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

$\Delta J = -1$:

$$\langle [\alpha SL]J \| L + 2S \| [\alpha' S' L'] J' \rangle = \delta(\alpha, \alpha') \delta(S, S') \delta(L, L') \left[\frac{\left((S+L+1)^2 - J^2 \right) \left(J^2 - (L-S)^2 \right)}{4J} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

$\Delta J = 1$:

$$\langle [\alpha SL]J \| L + 2S \| [\alpha' S' L'] J' \rangle = \delta(\alpha, \alpha') \delta(S, S') \delta(L, L') \left[\frac{\left((S+L+1)^2 - (J+1)^2 \right) \left((J+1)^2 - (L-S)^2 \right)}{4(J+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

Llegados a este punto es posible hacer un ajuste por mínimos cuadrados entre f_{teo} y f_{exp} calculadas mediante las ecuaciones (2.3) y (2.4), pudiendo obtener los valores de los parámetros de Judd-Ofelt Ω_t ($t = 2, 4, 6$).

Una buena figura de mérito para determinar la exactitud de los parámetros de Judd Ofelt calculados mediante el ajuste de mínimos cuadrados es el valor cuadrático medio que se obtiene aplicando la siguiente expresión:

$$rms \Delta f = \left[\frac{\sum (f_{exp} - f_{teo})^2}{N_{trans} - 3} \right]^{1/2} \quad (2.12)$$

donde N_{trans} indica el número de transiciones utilizadas para realizar el ajuste.

En caso de querer aplicar este procedimiento a materiales anisótropos, una opción ampliamente aceptada [8, 9] es realizar un análisis Judd-Ofelt para cada polarización. Una vez obtenidos los parámetros Judd-Ofelt para cada polarización de forma independiente, calculados en base a su espectro de absorción polarizado y a los índices de refracción correspondientes, se realiza una media aritmética. En el caso de materiales anisótropos biáxicos cada polarización tendrá el mismo peso (1/3) mientras que en el caso de materiales uniáxicos la polarización ordinaria tendrá un peso de 2/3 mientras que la extraordinaria tendrá 1/3.

Cálculo de la probabilidad de emisión espontánea

La probabilidad de emisión espontánea entre los estados excitados y los multipletes de menor energía se puede obtener a partir de las intensidades de línea dipolares eléctricas y magnéticas. Por lo tanto una vez obtenidos los valores de la intensidad de línea dipolar eléctrica y magnética mediante las ecuaciones (2.7) y (2.8) es posible calcular la probabilidad de emisión espontánea utilizando la siguiente expresión:

$$A(J, J') = A_{ed} + A_{md} = \frac{64\pi^4 c^2}{3h(2J+1)\bar{\lambda}^3} \{ \chi_{ed} S_{ed} + \chi_{md} S_{md} \} \quad (2.13)$$

Adicionalmente es posible determinar los tiempos de vida radiativos de una transición. Estos tiempos de vida se pueden calcular como la inversa del sumatorio de las probabilidades de transición de un estado excitado a los multipletes inferiores de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\tau_R^{-1} = \sum_J A(J, J') \quad (2.14)$$

Otro parámetro ampliamente utilizado para caracterizar el decaimiento radiativo de un estado excitado es el llamado branching ratio ($\beta_{JJ'}$), el cual describe la probabilidad de que un electrón en un estado excitado decaiga a uno de los multipletes inferiores. Para calcular este parámetro es posible utilizar la siguiente expresión:

$$\beta_{JJ'} = \tau_R A(J, J') \quad (2.15)$$

2.4. Transiciones no radiativas (ley del gap)

Además de las transiciones radiativas, los electrones pueden pasar de un estado a otro mediante transiciones no radiativas. En este caso la energía liberada por un electrón al pasar de un estado excitado a uno de menor energía es cedida a la red en forma de fonón. La probabilidad de relajación multifonónica, W_{nr} , viene determinada mediante la denominada “ley del gap” [10] que queda definida mediante la siguiente expresión:

$$W_{nr} = C \times \exp(-\alpha \Delta E) \quad (2.16)$$

donde C y α son constantes positivas que dependen únicamente de la matriz en la que se aloja el ion activo, y por lo tanto independientes del ion y de la transición entre los estados energéticos. Por su parte ΔE se refiere a la diferencia energética entre los estados inicial y final de la transición.

Por otra parte, en sistemas diluidos donde la transferencia energética entre iones sea despreciable, la probabilidad total de decaimiento de un estado excitado se puede determinar como:

$$A_T = \frac{1}{\tau_{exp}} = \frac{1}{\tau_R} + W_{nr} \quad (2.17)$$

La probabilidad total de transición de un estado excitado a otro de menor nivel energético, A_T , puede determinarse de manera experimental a través de la medida de la evolución temporal de la luminiscencia, siendo la probabilidad total de transición el inverso del valor de la vida media experimental τ_{exp} . Por otra parte la vida media radiativa τ_R se puede calcular de manera teórica, siendo esta el inverso de la suma de las probabilidades de transición dipolar magnética y dipolar eléctrica obtenidas en el proceso de análisis Judd-Ofelt.

Analizando la ecuación (2.16) se deduce que la probabilidad de relajación multifonónica dependerá únicamente de la matriz y está relacionado con las distintas energías que presentan los modos vibraciones en cada material. Este valor dependerá fuertemente del número de fonones necesarios para cubrir el gap energético ΔE entre los estados involucrados, para lo que se considera el valor del fonón más energético de la matriz [11]. Teniendo en cuenta estos aspectos es posible redefinir la ley del gap en función del número de fonones necesarios para cubrir el gap energético de la transición, obteniendo la siguiente expresión [12]:

$$W_{nr} = \beta \times \exp[-\alpha(\Delta E - 2\hbar\omega)] \quad (2.18)$$

siendo α la misma constante positiva que aparece en la ecuación (2.16), $\hbar\omega$ la energía del fonón y β una constante de ajuste llamada “factor electrónico”.

2.5. Referencias

- [1] B.G. Wybourne, Spectroscopic properties of rare earths, Interscience Publishers New York, 1965.
- [2] G.H. Dieke, H.M. Crosswhite, H. Crosswhite, Spectra and energy levels of rare earth ions in crystals, Interscience Publishers New York, 1968.
- [3] L. Broer, C. Gorter, J. Hoogschagen, On the intensities and the multipole character in the spectra of the rare earth ions, *Physica*, 11 (1945) 231-250.
- [4] J.v. Vleck, The Puzzle of Rare-earth Spectra in Solids, *Journal of physical chemistry*, 41 (1937) 67-80.
- [5] B. Judd, Hypersensitive Transitions in Rare-Earth Ions, *The Journal of Chemical Physics*, 44 (1966) 839-840.
- [6] G. Ofelt, Intensities of crystal spectra of rare-earth ions, *The Journal of Chemical Physics*, 37 (1962) 511-520.
- [7] M. Weber, Probabilities for Radiative and Nonradiative Decay of Er 3+ in La F 3, *Physical Review*, 157 (1967) 262.
- [8] H. Dai, O. Stafsudd, Polarized absorption spectrum and intensity analysis of trivalent neodymium in sodium β "alumina, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 52 (1991) 367-379.
- [9] L. Zundu, C. Xueyuan, Z. Tingjie, Judd-Ofelt parameter analysis of rare earth anisotropic crystals by three perpendicular unpolarized absorption measurements, *Optics Communications*, 134 (1997) 415-422.
- [10] L.A. Riseberg, H.W. Moos, Multiphonon Orbit-Lattice Relaxation of Excited States of Rare-Earth Ions in Crystals, *Physical Review*, 174 (1968) 429-438.
- [11] C. Layne, W. Lowdermilk, M.J. Weber, Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses, *Physical Review B*, 16 (1977) 10.
- [12] J. Van Dijk, M. Schuurmans, On the nonradiative and radiative decay rates and a modified exponential energy gap law for 4f-4f transitions in rare-earth ions, *The Journal of Chemical Physics*, 78 (1983) 5317-5323.

3. Cristales dieléctricos: Niobato de litio y dobles tungstatos

Introducción

A lo largo de este capítulo se van a describir los materiales con los que se ha trabajado en esta tesis, que son el niobato de litio y los dobles tungstatos de ytrio y potasio.

Ambos materiales se van a analizar de forma independiente siguiendo un mismo esquema, en el que inicialmente se va a describir su estructura cristalina, así como sus propiedades de mayor interés desde el punto de vista de la óptica.

Posteriormente se va explicar brevemente las técnicas de fabricación más habituales para obtener estos cristales, y finalmente se describirá el comportamiento y las propiedades de los iones activos con los que se ha trabajado a lo largo de la tesis dentro de estos cristales.

3.1. El Niobato de litio

3.1.1. Estructura

El niobato de litio (LiNbO_3) es un cristal que fue sintetizado por primera vez en 1949 por Mattias y Remeika [2], aunque no fue hasta 1964 cuando Ballman consiguió determinar el proceso para crecer cristales de LiNbO_3 mediante el método Czochralski [3]. A partir de este momento, las interesantes propiedades físicas que ofrece este material, junto con la posibilidad obtener lingotes de niobato de litio de alta calidad mediante un proceso estándar, hizo que el interés de la comunidad científica y tecnológica aumentase rápidamente.

Es un cristal perteneciente al sistema cristalino trigonal de tipo perovskita [4]. Se pueden diferenciar dos fases en función de la temperatura de Curie, situada entre 1050 y 1200 °C dependiendo de la relación Li/Nb [5]. En fase paraeléctrica (temperaturas superiores a las de Curie) se clasifica dentro del grupo espacial romboédrico trigonal $R\bar{3}c$ y al grupo puntual $\bar{3}m(D_{3d})$, mientras que en fase ferroeléctrica (temperaturas menores al punto de Curie) la estructura se encuadra dentro del grupo espacial $R3c$ y grupo puntual $3C_{3v}$. En esta configuración el LiNbO_3 presenta un eje de rotación ternario (eje c) coincidente con el eje ferroeléctrico. Por otra parte, encontramos tres planos de simetría cuya intersección definirá el eje c . En la figura 3.1.b se puede ver un plano perpendicular al eje c , donde se aprecian los planos de

simetría. Siguiendo la nomenclatura más utilizada, llamaremos eje Z al eje perpendicular al plano y por lo tanto paralelo al eje c . Para definir el eje Y se selecciona uno de los planos de simetría, mientras que el eje X lo definiremos como perpendicular al eje Y y Z. Por lo tanto tendremos tres posibles ejes X e Y.

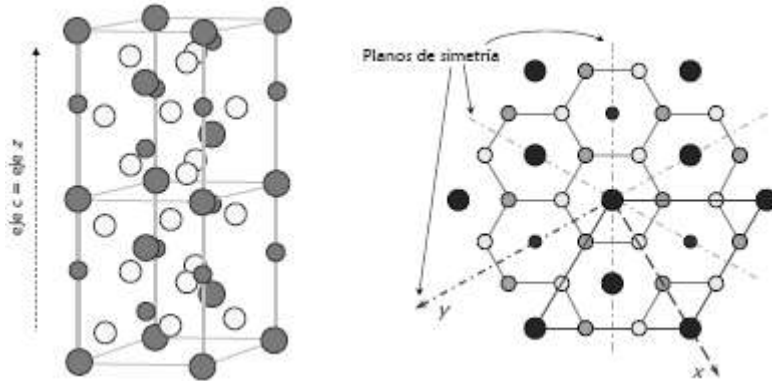


Figura 3.1: a) Celda unidad de un cristal de niobato de litio. b) Vista cenital de un cristal de LiNbO_3 (corte z)

En la figura 3.2 se muestra el diagrama de fases de crecimiento de un sistema $\text{Li}_2\text{O}-\text{Nb}_2\text{O}_5$ en el rango donde es posible el crecimiento de LiNbO_3 (concentración molar de Li_2O entre 45 y 50 %) [6]. Se puede apreciar que el

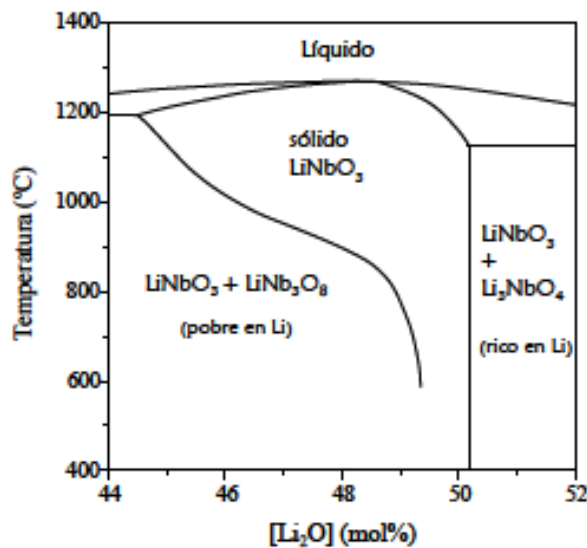


Figura 3.2: Diagrama de fases pseudobinario de $\text{Li}_2\text{O}-\text{Nb}_2\text{O}_5$ alrededor de la zona de existencia del LiNbO_3 [1].

mayor punto de fusión no se alcanza para composiciones estequiométricas donde $[\text{Li}]/[\text{Nb}]=1$, sino que se alcanza para relaciones en las que la cantidad de iones de litio está en torno al 48.47 % [7]. Esta estructura, conocida como congruente, permite que la composición del cristal se mantenga homogénea a lo largo del proceso de crecimiento. De esta forma los cristales de niobato de litio con composición congruente son de mayor calidad cristalina y presentan menos defectos. Por otra parte, el hecho de tener vacantes de litio favorece la incorporación de iones dopantes durante el proceso de crecimiento.

3.1.2. Propiedades

La importancia del LiNbO_3 se debe principalmente a sus interesantes propiedades físicas que permiten que este material haya sido usado en diferentes aplicaciones [8, 9]. A continuación se van a detallar las principales propiedades relevantes dentro del marco de esta tesis.

Propiedades ópticas

El niobato de litio presenta una alta transparencia en la región del visible e infrarrojo medio y cercano. Esta transparencia para la composición congruente sin impurificar va desde 350 nm hasta 5.2 μm , lo cual permite su utilización para aplicaciones fotónicas en este rango.

El LiNbO_3 es un cristal uniaxial, lo cual implica que presenta dos índices de refracción: ordinario (n_o) y extraordinario (n_e). Se considera índice ordinario al índice que presenta el material para luz polarizada perpendicular al eje c mientras que el extraordinario se considera cuando la polarización es paralela al eje c . Las siguientes ecuaciones de Sellmeier determinan cada índice de refracción para la composición de LiNbO_3 congruente en función de la temperatura [10]:

$$n_o^2 = 4.9130 + \frac{1.173 \times 10^5 + 1.65 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.12 \times 10^2 + 2.7 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.78 \times 10^{-8} \lambda^2 \quad (2.1)$$

$$n_e^2 = 4.5567 + 2.605 \times 10^{-7} T^2 + \frac{0.970 \times 10^5 + 2.7 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.01 \times 10^2 + 5.4 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.24 \times 10^{-8} \lambda^2 \quad (2.2)$$

La alta birrefringencia presentada por el niobato de litio, $n_e - n_o = -0.08$ hace que sea posible el ajuste de fase, permitiendo de este modo la generación

eficiente de segundo armónico en dispositivos realizados en este material [11, 12].

Propiedades electro-ópticas

El efecto electro-óptico consiste en un cambio en el índice de refracción del material a través de un campo eléctrico externo. Esto puede deberse a dos mecanismos diferentes. Por una parte se encuentra el efecto Pockels, el cual es un proceso lineal y por lo tanto proporcional al campo aplicado. Este efecto únicamente se dará en materiales no centrosimétricos. Por otra parte existe el llamado efecto Kerr, el cual es un proceso no lineal en el que la variación del índice refractivo es proporcional al cuadrado del campo eléctrico aplicado. En el caso del niobato de litio ambos efectos están presentes; sin embargo cuando esto ocurre el efecto Kerr suele ser despreciable respecto al efecto Pockels [13].

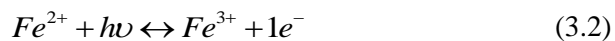
La variación del índice de refracción debido al efecto Pockels puede describirse de la siguiente manera:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} E_k \quad (3.1)$$

donde r_{ijk} representa cada uno de los coeficientes del tensor electroóptico lineal, y E_k se refiere al campo eléctrico aplicado.

Efecto fotorrefractivo

El efecto fotorrefractivo se define como la variación espacial del índice de refracción del material en función de la intensidad de luz incidente. En los cristales de LiNbO_3 , este se debe a la presencia de iones Fe^{3+} , los cuales, al recibir luz de alta intensidad pasan a iones Fe^{2+} liberando un electrón y provocando una redistribución de carga espacial [14]. Esta reacción se puede describir como:



Los electrones liberados crean una distribución espacial de carga, lo cual genera un campo eléctrico que provoca una variación de índice de refracción a través del efecto electroóptico.

Este efecto puede ser aprovechado para fabricar memorias holográficas o redes de difracción. Sin embargo en determinadas aplicaciones, como pueden

ser láseres integrados en guía de onda, el efecto fotorrefractivo se convierte en un efecto no deseado pasándose a denominar daño fotorrefractivo.

En guías de onda en LiNbO_3 este efecto puede interferir con el funcionamiento deseado. Con el fin de evitar este efecto se han planteado distintas soluciones como la adición de MgO al LiNbO_3 lo cual propicia un aumento del umbral de daño fotorrefractivo [15]. La técnica de fabricación también constituye un factor clave a la hora de determinar el umbral del daño fotorrefractivo, siendo mucho mayor en guías fabricadas mediante difusión de zinc o intercambio protónico que en guías fabricadas mediante difusión de titanio [16]. Por otra parte, también se ha comprobado que para polarizaciones paralelas al eje c este efecto es mayor que para polarizaciones perpendiculares al eje c .

Otros efectos

El efecto piezoeléctrico consiste en la aparición de un momento dipolar eléctrico cuando se aplica una tensión mecánica. Este efecto unido al efecto electroóptico, produce la aparición de un efecto fotoelástico, el cual hace que una variación de las tensiones a las que se encuentra el material conlleve una variación en el índice de refracción.

Si sustituimos la tensión mecánica por ondas de presión acústicas obtendremos que el índice de refracción también experimentará una variación en función de estas, dando lugar a un efecto acustoóptico.

Finalmente, cabe destacar que el niobato de litio también presenta propiedades ópticas no lineales lo cual hace que sea posible fabricar osciladores paramétricos utilizando este material [17].

Defectos extrínsecos

Como se ha indicado anteriormente la composición congruente genera vacantes debido a la ausencia de iones de litio. Este hecho facilita la incorporación controlada de impurezas durante el proceso de crecimiento del cristal que modifiquen sus propiedades. De esta forma es habitual la incorporación de iones lantánidos [18, 19] con el fin de fabricar amplificadores o láseres, o la impurificación del cristal con metales de transición debido a las propiedades fotorrefractivas que generan en el material [8, 20].

Además, existen otros métodos para introducir impurezas en un cristal de niobato de litio una vez el cristal ha sido crecido. Estas técnicas generalmente modifican la composición de la superficie, como puede ser la difusión de iones metálicos como el zinc o el titanio o la intercambio protónico.

3.1.3. Crecimiento

Como se ha indicado anteriormente el uso del niobato de litio se incrementó al desarrollarse la técnica de crecimiento Czochralski [21], la cual permite obtener cristales de alta calidad. Actualmente esta es la técnica más utilizada para el crecimiento de monocristales de LiNbO_3 , tanto puros como dopado. Esto se debe a las múltiples ventajas que ofrece, entre las que destacan la alta calidad cristalina, el control de la orientación y el control de las dimensiones del cristal. Esta técnica se basa en el crecimiento del cristal a partir de un germen que se sitúa en contacto con una disolución fundida de Li_2O y Nb_2O_5 , que en algunos casos puede incorporar algún óxido de tierras raras como Tm_2O_3 o Nd_2O_3 con el fin de incorporar iones activos al cristal. Esta disolución se calienta hasta sobrepasar ligeramente la temperatura de fusión y se sitúa el germen en contacto con el fundido. A partir de este momento se procede al enfriamiento de la disolución lentamente con el fin de que el cristal vaya creciendo a partir del germen. En el apartado de técnicas experimentales de explicará más detenidamente el proceso de crecimiento de los cristales de LiNbO_3 utilizados como sustratos.

3.1.4. El ion neodimio en niobato de litio

Cuando se incorporan tierras raras a la matriz de niobato de litio, los iones de tierra rara tienden a ubicarse en las posiciones del litio, lo que implica que el efecto de campo cristalino sobre el ion no será simétrico. De esta forma el comportamiento óptico del ion dentro del niobato de litio depende sensiblemente de la polarización incidente. En particular, el espectro de absorción está claramente diferenciado según incida la luz con polarización π , (paralela al eje c), o polarización σ (perpendicular al eje c). De la misma manera, los espectros de emisión del Nd^{3+} en niobato de litio tendrán dos componentes diferenciadas según la polarización. En la figura 3.3 se muestra el espectro de absorción polarizado de una muestra de niobato de litio corte X dopado con iones Nd^{3+} .

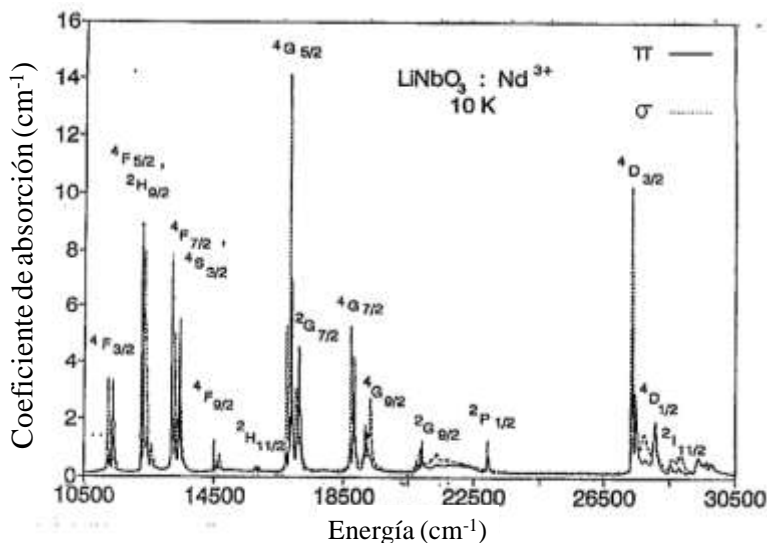


Figura 3.3: Espectros de absorción polarizados de un cristal de LiNbO_3 dopado con Nd^{3+} a baja temperatura.

En la figura 3.4 se muestra un esquema parcial de los niveles energéticos del ión Nd^{3+} en LiNbO_3 . La transición láser más eficiente en el Nd^{3+} es la que involucra a los subniveles $^4\text{F}_{3/2}$ y $^4\text{I}_{11/2}$, ya que es la transición que mayor sección eficaz de emisión presenta. Esta transición en LiNbO_3 corresponde a una longitud de onda de 1080 nm. No obstante existen otras transiciones susceptibles de generar eficientemente emisión estimulada si se implementa una cavidad con la configuración adecuada.

El mecanismo más eficiente para lograr inversión de población en el LiNbO_3 dopado con Nd^{3+} consiste en excitar los iones activos desde el nivel fundamental $^4\text{I}_{9/2}$ a los estados acoplados $^2\text{H}_{9/2}$ y $^4\text{F}_{5/2}$, de donde decaen no radiativamente al nivel $^4\text{F}_{3/2}$. Desde este nivel los electrones pueden decaer de forma radiativa a los niveles inferiores $^4\text{I}_{13/2}$, $^4\text{I}_{11/2}$ y $^4\text{I}_{9/2}$ con un branching ratio de 0.08, 0.45 y 0.47, respectivamente. Estas transiciones dan lugar a emisiones a unas longitudes de onda de 1.34 μm , 1.08 μm , y 950 nm, siendo la más interesante la emisión de 1.08 ya que es la que mejores prestaciones presenta en términos de potencia umbral y eficiencia.

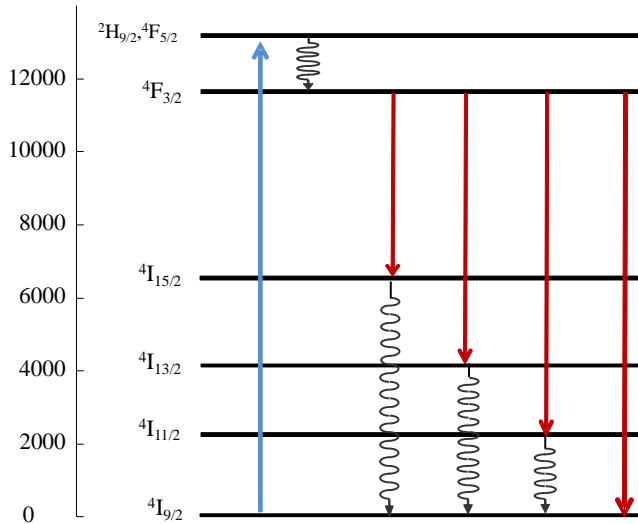


Figura 3.4: Esquema de niveles del Nd^{3+} en LiNbO_3 involucrados en procesos de emisión estimulada.

Como se puede ver en la figura 3.4, el esquema de niveles correspondiente a una emisión de $1.08 \mu\text{m}$ corresponde a un láser de cuatro niveles. La energía bombeada al nivel ${}^2\text{H}_{9/2}$ y ${}^4\text{F}_{5/2}$ decae no radiativamente al ${}^4\text{F}_{3/2}$ en su totalidad. De este nivel se produce la transición óptica de interés láser a $1.08 \mu\text{m}$ decayendo los electrones al subnivel ${}^4\text{I}_{11/2}$, el cual a temperatura ambiente no se encuentra poblado y sufre un rápido decaimiento no radiativo al nivel fundamental, facilitando la inversión de población. Este hecho, unido a su alta sección eficaz de emisión y a la alta eficiencia cuántica (0.94) hace que el proceso de emisión estimulada sea particularmente eficiente, permitiendo la posibilidad de desarrollar dispositivos integrados en este material con alta eficiencia y bajo umbral de oscilación láser.

Estas propiedades del ión de Nd^{3+} , junto con las diferentes propiedades que presenta el niobato de litio, permiten la fabricación de dispositivos ópticos activos tales como láseres pulsados, de ganancia variable, o doblados en frecuencia, además de láseres en régimen continuo en guías de onda [8, 9].

3.2. Dobles tungstatos de itrio y potasio

3.2.1. Estructura

Los dobles tungstatos son una familia de cristales monoclinicos que fueron reportados por Klevstov et. al. en 1969 [22]. Inicialmente se determinó que

perteneían al grupo $I2/c$ ($a \neq b \neq c$; $\alpha = \gamma = 90^\circ$; $\beta > 90^\circ$) aunque más tarde, en 2001 se redefinió la estructura del $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ determinando que los dobles tungstatos potasio y tierras raras, $\text{KREW}(\text{WO}_4)_2$, pertenecen al grupo $C2/c$ [23].

La celda unidad de los KREW contiene 4 átomos de potasio, 4 átomos de tierras raras, 8 de tungsteno y 32 de oxígeno (Figura 3.5). El anión tungstato, WO_6 , se configura como un octaedro distorsionado, que se encadena a través de dos vértices de oxígeno creando una unidad de dos octaedros distorsionados. Estas parejas de octaedros crean una doble cadena a lo largo de la dirección cristalográfica c .

En la celda unidad el Ytrio, o cualquier tierra rara que sea estequiométrica en el cristal (Gd^{3+} , Lu^{3+} , etc.), está rodeado por ocho iones de oxígeno que forman un antiprisma cuadrado. El sitio de simetría local del Ytrio es $C2$. En el caso de que se quiera impurificar el cristal con iones activos, éstos únicamente podrán situarse en esta posición. El ión K^+ está ligado a 12 átomos de oxígeno formando un icosaedro distorsionado. La figura 3.5 muestra que los poliedros YO_8 y KO_{12} comparten los oxígenos de las aristas formando el eje cristalográfico c , el cual es paralelo a las cadenas de tungstatos.

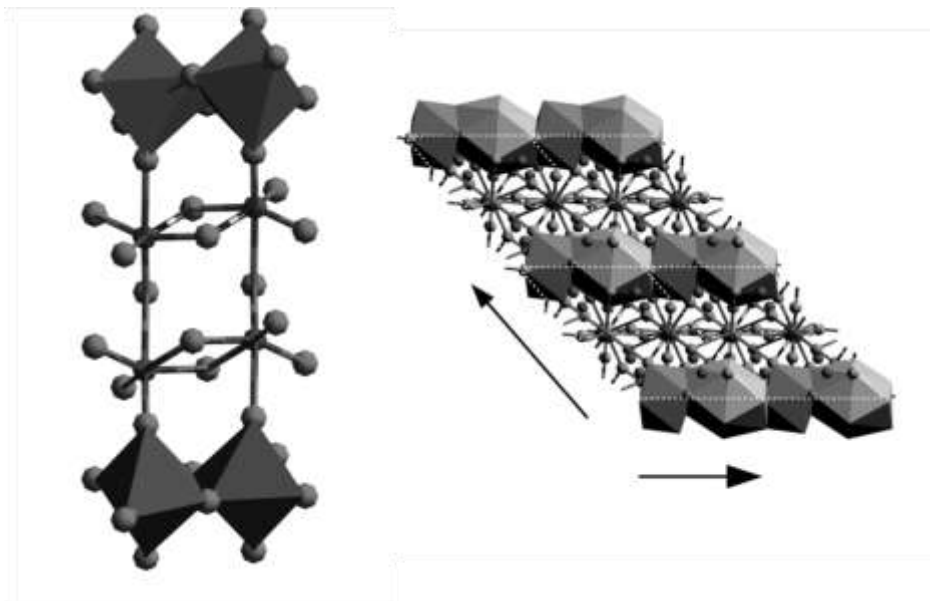


Figura 3.5: Estructura cristalina de dobles tungstatos de tierras raras (KREW) [23].

Los dobles tungstatos de Ytrio (KYW) son cristales biáxicos. Presentan tres direcciones ópticas ortogonales N_g , N_m y N_p , donde la dirección óptica N_p se encuentra paralela al eje b mientras que N_g y N_m se encuentran en el plano cristalográfico $a-c$. En el caso del KYW el eje óptico N_g presenta una desviación de 18.5° respecto al eje cristalográfico c [24]. En el caso de KLuW este ángulo es el mismo, mientras que para KGdW el ángulo de N_g , respecto al eje c , es de 21.5° [23]. La desviación del eje óptico N_m respecto al eje cristalino a se puede calcular mediante la expresión $\alpha=(\beta-90)+k$, siendo β el ángulo entre los ejes cristalinos a y c y k el ángulo entre el eje óptico N_g y el eje cristalográfico c . Por lo tanto tendremos que el ángulo entre N_m y a será de 62.3° para el KYW y el KLuW, y de 59.2° para el KGdW.

3.2.2. Propiedades

Índices de refracción

El KYW, al ser un cristal biáxico presenta tres índices de refracción, uno por cada dirección óptica, siendo $n_g > n_m > n_p$. En la figura 3.6 se muestran los índices de refracción del KYW para cada una de sus direcciones ópticas en función de la longitud de onda.

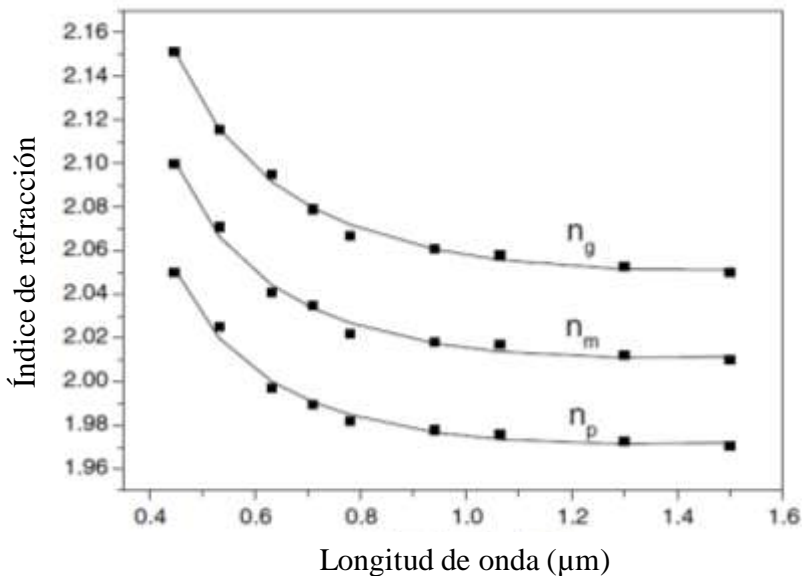


Figura 3.6. Índices de refracción de KYW en función de la longitud de onda [24].

Los índices de refracción que presenta este material son relativamente altos para ser un cristal dieléctrico. Este hecho hace que sea un buen candidato para desarrollar dispositivos ópticos integrados.

Transparencia óptica

Otro aspecto que hace que esta familia de cristales sea de especial interés para el desarrollo de circuitos fotónicos es su amplio rango de transparencia óptica. Los dobles tungstatos presentan una región de transparencia óptica que abarca desde el ultravioleta (~350 nm) hasta el infrarrojo medio 5.2 μm , permitiendo de esta forma su utilización como matriz para el desarrollo de dispositivos activos en una gran región espectral.

Efectos no lineales

La anisotropía explicada anteriormente les confiere a los dobles tungstatos una alta birrefringencia, lo cual hace posible efectos no lineales de tercer orden que permiten la conversión de frecuencia mediante generación de tercer armónico (THG). Otro aspecto interesante de los dobles tungstatos es la posibilidad de actuar como conversores Raman eficientes para pulsos de nano y picosegundos a través de procesos de scattering Raman estimulado (SRS) [25, 26]. Esta cualidad, unido a sus propiedades como medio láser cuando se dopan con tierras raras, hace que sea posible que un mismo cristal pueda actuar como medio láser activo y convertor de frecuencias Raman de forma simultánea [27]. El hecho de poder tener ambos mecanismos en un único sustrato además de permitir obtener un diseño de cavidad más robusto y compacto, mejora la estabilidad del sistema y disminuye las pérdidas por reflexión y scattering [28].

Defectos extrínsecos

Como se ha indicado anteriormente existe la posibilidad de impurificar los dobles tungstatos con tierras raras con el fin de fabricar láseres y amplificadores, tanto en volumen como en configuración guiada [29]. La separación de los iones activos en este tipo de cristales, que únicamente se alojan en la posición de simetría local C₂, permite niveles altos de dopado sin que se aprecien efectos de quenching. Este aspecto, unido a las altas secciones eficaces tanto de absorción como de emisión que presentan las tierras raras en estos cristales, hace que sean un candidato muy interesante para el desarrollo de láseres y amplificadores integrados con un tamaño reducido.

3.2.3. Crecimiento cristalino (y Epitaxias mixtas)

El crecimiento de los cristales de KYW para la elaboración de sustratos se ha llevado a cabo a través de la técnica de crecimiento *Top Seeded Solution Growth* (TSSG), la cual está basada en método de crecimiento Czochralski que se ha explicado anteriormente. Esta técnica se puede realizar en dos configuraciones: Método de gradiente de temperatura vertical y el método de enfriamiento lento (*slow cooling*). La primera se utiliza generalmente para fabricar cristales impurificados, mientras que la segunda técnica se utiliza para el crecimiento de cristales puros, aunque también permite la introducción de iones dopantes. En el presente trabajo se ha utilizado el método TTSG *slow cooling* para crecer los cristales de KYW puro que posteriormente se han utilizado como sustratos.

El método TSSG presenta varias ventajas respecto a otros métodos de crecimiento de cristales, entre las que destacan la posibilidad de incorporación de iones dopantes, la alta calidad cristalina de los cristales crecidos mediante esta técnica, y el control sobre la orientación del crecimiento del cristal. El proceso experimental de crecimiento de cristales de KYW se explica más adelante en el apartado de técnicas experimentales.

3.2.4. El ion iterbio en dobles tungstatos de itrio

Como se ha comentado anteriormente el $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ se trata de un material biáxico con tres direcciones ópticas bien definidas. Esto hace que al doparlo con tierras raras esta anisotropía se refleje en el efecto del campo cristalino sobre el ion dopante modificando notablemente el comportamiento de éste. En el caso de los iones de Yb^{3+} este comportamiento varía fuertemente, pasando de tener una sección eficaz de absorción en torno a $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ para polarizaciones paralelas a N_g y N_p , a una sección eficaz de absorción de $11.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ para la polarización paralela a N_m a longitudes de onda en torno a 980 nm (figura 3.7).

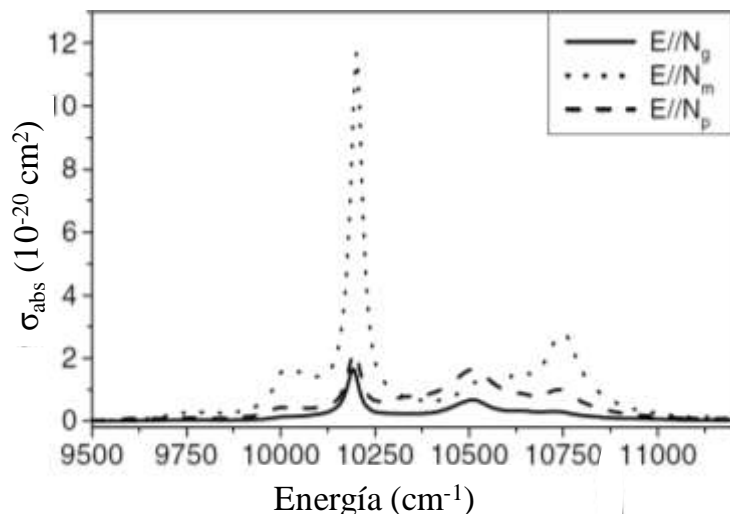


Figura 3.7. Espectro de absorción del Yb^{3+} en $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$

El ion Yb^{3+} tiene el esquema de niveles más sencillo de todas las tierras raras. Como se puede ver en la figura 2.1 del capítulo 2, únicamente tiene un nivel excitado, el $^2\text{F}_{5/2}$, el cual se excita a partir del nivel metaestable $^2\text{F}_{5/2}$, bombeando en un amplio rango de longitudes de onda que va desde 930 a 980 nm (figura 3.8). Como se ha indicado en el primer capítulo, para obtener inversión de población son necesarios al menos tres niveles energéticos. Sin embargo, aunque solo estén involucrados estos dos niveles la alta población Boltzman a temperatura ambiente de estos dos niveles permite romper la degeneración de los subniveles Stark y hace que se comporten como niveles adicionales, posibilitando la inversión de población y dando lugar a un comportamiento láser de cuasi-tres o cuatro niveles en función de la transición.

En la figura 3.8 se muestra el esquema de niveles del ion Yb^{3+} en $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ con los subniveles Stark y sus energías, así como las posibles transiciones entre estos tanto de absorción como de emisión. En láseres de guía de onda, estas transiciones se pueden seleccionar modificando bien los parámetros de la guía o bien las propiedades del sustrato [30]. De esta forma modificando parámetros de la cavidad, como por ejemplo la reflectividad de los espejos, las pérdidas de propagación o el área de bombeo efectivo, es posible obtener láseres en $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ activados por el ion Yb^{3+} en longitudes de onda en torno a los picos principales a 981, 1000, 1020 o 1040 nm.

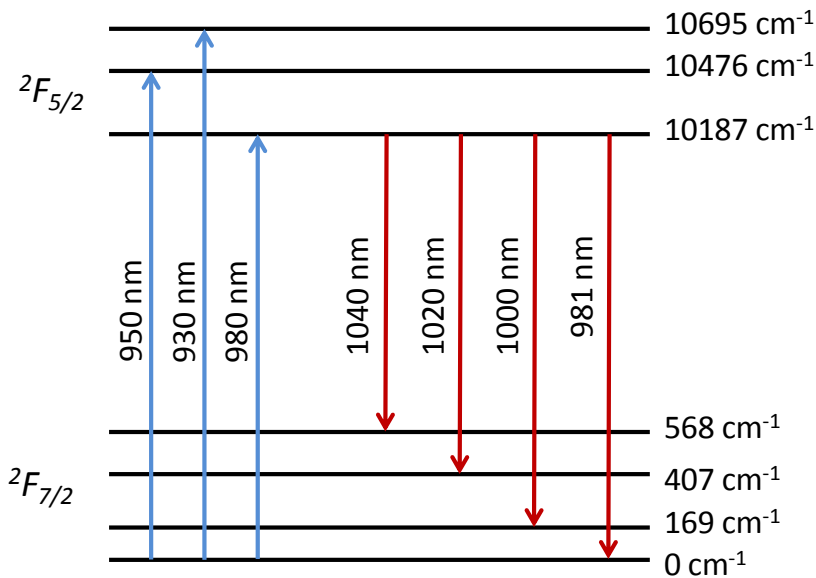


Figura 3.8: Diagrama de subniveles Stark del Yb^{3+} en KYW.

3.2.5. El ion erbio en dobles tungstatos de itrio

En los dobles tungstatos el ion erbio se aloja, al igual que el resto de tierras raras, en la posición del itrio. Al tratarse de un cristal biáxico, el ion de erbio verá modificada su respuesta a una onda electromagnética incidente en función de su polarización debido al efecto de campo cristalino.

La principal transición de interés del ion erbio consiste en la ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, puesto que la emisión se produce en torno a una longitud de onda de 1.5 μm , la cual coincide con la tercera ventana de telecomunicaciones. En el caso del $\text{KY}(\text{WO}_2)_4$ esta transición tiene una sección eficaz de emisión de $2.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ en polarización paralela al eje óptico N_m , la cual, en comparación con otros materiales resulta particularmente alta.

Los niveles involucrados en el proceso de emisión estimulada para esta transición se muestran en la figura 3.10. Se puede observar que se trata de un proceso a tres niveles, donde se excitan los electrones del nivel metaestable ${}^4I_{15/2}$ al nivel ${}^4I_{11/2}$, bombeando a 980 nm. Los electrones excitados al nivel ${}^4I_{11/2}$ decaen, en su mayoría, de manera no radiativa al nivel ${}^4I_{13/2}$ donde la probabilidad de transición es mayoritariamente radiativa ($\eta \approx 0.95$), posibilitando de esta manera la fabricación de amplificadores o láseres que trabajen en la tercera ventana de telecomunicaciones. Sin embargo, la sección eficaz de absorción del erbio en la región de 980 nm en los dobles tungstatos

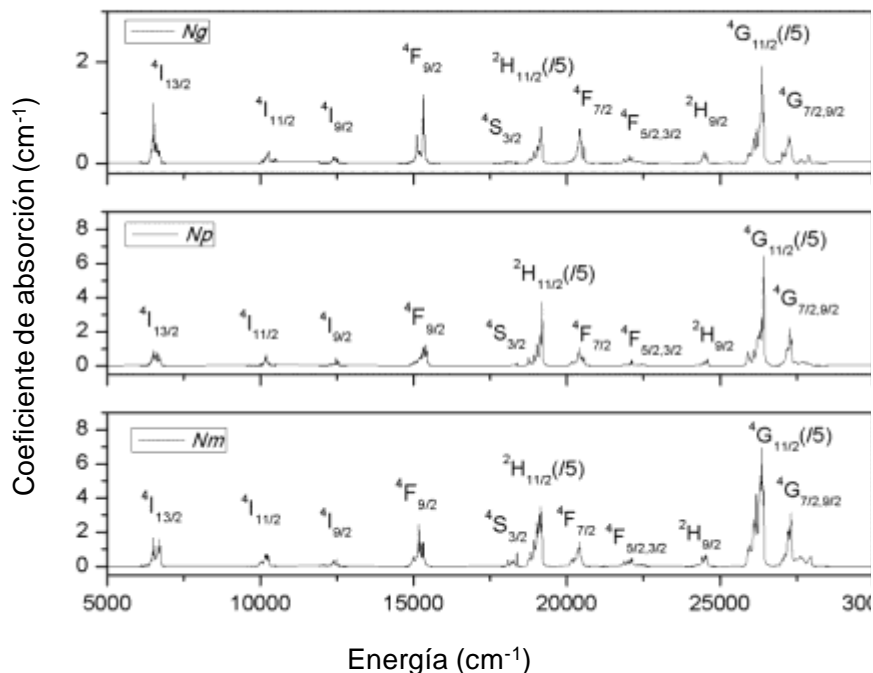


Figura 3.9: Espectro de absorción del KYW dopado con Er^{3+} para las tres polarizaciones principales.

no es especialmente elevada, lo cual dificulta la fabricación de dispositivos activos integrados en este material. No obstante este aspecto se puede solucionar co-dopando los dobles tungstatos con erbio e yterbio, que gracias a la coincidencia energética de los multipletes ${}^2F_{5/2}$ y ${}^4I_{11/2}$ da lugar a procesos de transferencia de energía entre ambos iones. De esta forma es posible aprovechar la alta sección eficaz de absorción del iterbio a 980 nm indicada anteriormente. El carácter resonante de esta transferencia es responsable de que ésta pueda tener lugar en ambas direcciones, desde el Yb^{3+} al Er^{3+} (${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$; ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$) o desde el Er^{3+} al Yb^{3+} (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$; ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$). Ambos mecanismos pueden describirse de forma adecuada en términos de parámetros macroscópicos de transferencia y transferencia inversa, que en el caso de los dobles tungstatos tienen unos valores de $5.0 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ y $2.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$ respectivamente [24].

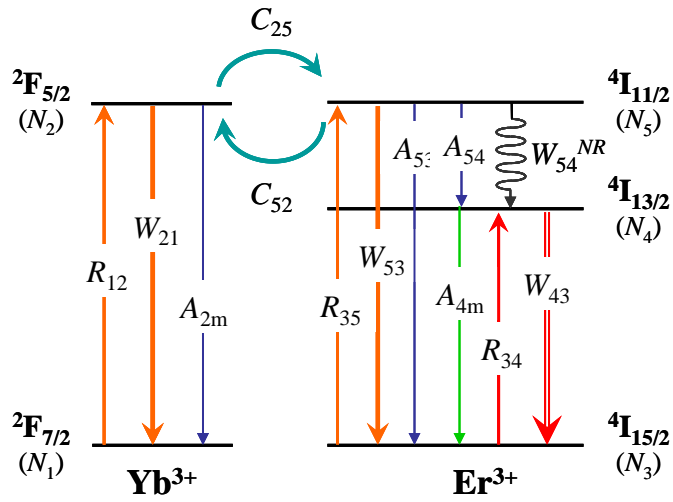


Figura 3.10 : Esquema de niveles involucrados en la emisión del Er^{3+} a $1.5 \mu\text{m}$ para un sistema co-dopado con Yb^{3+} .

3.3. Referencias

- [1] L. Svaasand, M. Eriksrud, A. Grande, F. Mo, Crystal growth and properties of LiNb_3O_8 , *Journal of Crystal Growth*, 18 (1973) 179-184.
- [2] B. Matthias, J. Remeika, Ferroelectricity in the ilmenite structure, *Physical Review*, 76 (1949) 1886.
- [3] A.A. Ballman, Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the Czochralski technique, *Journal of the American Ceramic Society*, 48 (1965) 112-113.
- [4] H.D. Megaw, A note on the structure of lithium niobate, LiNbO_3 , *Acta Crystallographica Section A: Crystal Physics, Diffraction, Theoretical and General Crystallography*, 24 (1968) 583-588.
- [5] J. Bergman, A. Ashkin, A. Ballman, J. Dziedzic, H. Levinstein, R. Smith, CURIE TEMPERATURE, BIREFRINGENCE, AND PHASE-MATCHING TEMPERATURE VARIATIONS IN LiNbO_3 AS A FUNCTION OF MELT STOICHIOMETRY, *Applied Physics Letters*, 12 (1968) 92-94.
- [6] J. Carruthers, G. Peterson, M. Grasso, P. Bridenbaugh, Nonstoichiometry and crystal growth of lithium niobate, *Journal of Applied Physics*, 42 (1971) 1846-1851.
- [7] I. Baumann, P. Rudolph, D. Krabe, R. Schalge, Orthoscopic investigation of the axial optical and compositional homogeneity of Czochralski grown LiNbO_3 crystals, *Journal of crystal growth*, 128 (1993) 903-908.
- [8] L. Arizmendi, Photonic applications of lithium niobate crystals, *physica status solidi (a)*, 201 (2004) 253-283.
- [9] W. Sohler, H. Hu, R. Ricken, V. Quiring, C. Vannahme, H. Herrmann, D. Büchter, S. Reza, W. Grundkötter, S. Orlov, Integrated optical devices in lithium niobate, *Optics and Photonics News*, 19 (2008) 24-31.
- [10] M. Hobden, J. Warner, The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate, *Physics Letters*, 22 (1966) 243-244.
- [11] U. Schlarb, K. Betzler, Refractive indices of lithium niobate as a function of temperature, wavelength, and composition: A generalized fit, *Physical Review B*, 48 (1993) 15613.
- [12] H. Fay, W. Alford, H. Dess, DEPENDENCE OF SECOND-HARMONIC PHASE-MATCHING TEMPERATURE IN LiNbO_3 CRYSTALS ON MELT COMPOSITION, *Applied Physics Letters*, 12 (1968) 89-92.
- [13] M. Lawrence, Lithium niobate integrated optics, *Reports on Progress in Physics*, 56 (1993) 363.

- [14] J. Villarroel, J. Carnicero, F. Luedtke, M. Carrascosa, A. García-Cabañes, J. Cabrera, A. Alcazar, B. Ramiro, Analysis of photorefractive optical damage in lithium niobate: application to planar waveguides, *Optics express*, 18 (2010) 20852-20861.
- [15] M. Nakamura, S. Higuchi, S. Takekawa, K. Terabe, Y. Furukawa, K. Kitamura, Optical damage resistance and refractive indices in near-stoichiometric MgO-doped LiNbO₃, *Japanese journal of applied physics*, 41 (2002) L49.
- [16] R. Nevado, G. Lifante, Low-loss, damage-resistant optical waveguides in Zn-diffused LiNbO₃ by a two-step procedure, *Applied Physics A*, 72 (2001) 725-728.
- [17] A. Rauber, Chemistry and physics of lithium niobate, *Current topics in materials science*, 1 (1978) 481-601.
- [18] A. Lorenzo, H. Jaffrezic, B. Roux, G. Boulon, J. García-Solé, Lattice location of rare-earth ions in LiNbO₃, *Applied physics letters*, 67 (1995) 3735-3737.
- [19] M. Palatnikov, I. Biryukova, N. Sidorov, A. Denisov, V. Kalinnikov, P. Smith, V.Y. Shur, Growth and concentration dependencies of rare-earth doped lithium niobate single crystals, *Journal of crystal growth*, 291 (2006) 390-397.
- [20] Y. He, D. Xue, Bond-energy study of photorefractive properties of doped lithium niobate crystals, *The Journal of Physical Chemistry C*, 111 (2007) 13238-13243.
- [21] J. Czochralski, Ein neues verfahren zur messung der kristallisationsgeschwindigkeit der metalle, *Z. phys. Chemie.*, 92 (1918) 219-221.
- [22] P. Klevtsov, L. Kozeeva, Synthesis and X-Ray and Thermal Studies of Potassium Rare-Earth Tungstates KLn(WO₄)₂, Ln= Rare-Earth Element, in: *Soviet Physics Doklady*, 1969, pp. 185.
- [23] M. Pujol, R. Solé, J. Massons, J. Gavaldà, X. Solans, C. Zaldo, F. Díaz, M. Aguiló, Structural study of monoclinic KGd (WO₄)₂ and effects of lanthanide substitution, *Journal of applied crystallography*, 34 (2001) 1-6.
- [24] X. Mateos, R. Solé, J. Gavaldà, M. Aguiló, J. Massons, F. Díaz, Crystal growth, optical and spectroscopic characterisation of monoclinic KY (WO₄)₂ co-doped with Er³⁺ and Yb³⁺, *Optical Materials*, 28 (2006) 423-431.
- [25] T.T. Basiev, M.E. Doroshenko, L.I. Ivleva, S.N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, H. Jelínková, Four-wave-mixing generation of SRS components in BaWO₄ and SrWO₄ crystals under picosecond excitation, *Quantum Electronics*, 43 (2013) 616.

- [26] A.A. Kaminskii, Laser crystals and ceramics: recent advances, *Laser & Photonics Reviews*, 1 (2007) 93-177.
- [27] V. Kisel, V. Shcherbitsky, N. Kuleshov, Efficient self-frequency Raman conversion in a passively Q-switched diode-pumped Yb:KGd(W₄)₂ laser, in: *Advanced Solid-State Photonics*, Optical Society of America, 2003, pp. 189.
- [28] A. Grabtchikov, A. Kuzmin, V. Lisinetskii, V. Orlovich, A. Demidovich, M. Danailov, H. Eichler, A. Bednarkiewicz, W. Strek, A. Titov, Laser operation and Raman self-frequency conversion in Yb:KYW microchip laser, *Applied Physics B*, 75 (2002) 795-797.
- [29] M. Pollnau, Y.E. Romanyuk, F. Gardillou, C.N. Borca, U. Griebner, S. Rivier, V. Petrov, Double tungstate lasers: From bulk toward on-chip integrated waveguide devices, *Selected Topics in Quantum Electronics*, *IEEE Journal of*, 13 (2007) 661-671.
- [30] D. Geskus, E. Bernhardt, K. van Dalfsen, S. Aravazhi, M. Pollnau, Highly efficient Yb³⁺ doped channel waveguide laser at 981 nm, *Optics express*, 21 (2013) 13773-13778.

4. Teoría de guías de onda

Introducción

A lo largo de este capítulo se va a desarrollar la teoría de guías de onda. Inicialmente se va a realizar una breve introducción a la fotónica integrada así como a su evolución histórica y sus características principales. Posteriormente se van a describir los distintos tipos de guías de onda, prestando especial atención a su estructura y los principios que permiten el confinamiento de luz tanto en 1D como en 2D.

En un segundo término se va a desarrollar la teoría para describir la propagación a través de estas estructuras utilizando primeramente un modelo de rayos y posteriormente desarrollando un análisis electromagnético partiendo de las ecuaciones de Maxwell hasta obtener las soluciones a los modos guiados.

Finalmente se van a describir los métodos numéricos que se han utilizado para realizar las simulaciones a lo largo de esta tesis para el cálculo de distribución modal (método de índice efectivo y aproximación por multicapas), propagación en guías de onda (Beam Propagation Method) y guías activas (método de integrales de solapamiento).

4.1. Fotónica integrada

La óptica se define como la rama de la física que estudia la luz y su interacción con la materia, definiendo como luz el espectro electromagnético con longitudes de onda comprendidas entre el ultravioleta (50 nm) hasta el infrarrojo lejano (1mm). Los primeros registros del estudio de esta ciencia datan del siglo III A.C. en la escuela de Alejandría, en la que Euclides desarrolló su trabajo *Óptica*, recogiendo un análisis de la óptica mediante una aproximación geométrica.

Sin embargo en la última mitad del siglo XX, a raíz del desarrollo del primer láser en 1960 [1], ha sido cuando se ha dado un desarrollo espectacular, dando lugar a múltiples aplicaciones de la misma. Posteriormente, la aparición de dispositivos ópticos de semiconductor y las nuevas técnicas de fabricación que han permitido obtener fibras de alta calidad a bajo coste impulsaron el desarrollo de dispositivos que combinaban la óptica con otras disciplinas como la electrónica. Así pues, la necesidad de estudiar la óptica de forma conjunta con la electrónica ha dado lugar a una disciplina conjunta denominada fotónica. Posteriormente esta disciplina ha dado lugar a múltiples

dispositivos y funcionalidades que se han aplicado en distintos campos como las comunicaciones, la medicina o el procesado de materiales.

El término fotónica integrada fue acuñado por primera vez por S.E. Miller en 1960 debido a la similitud de los circuitos de micro-electrónica con los circuitos ópticos [2]. Bajo este concepto Miller proponía la fabricación de dispositivos ópticos en un solo sustrato interconectados mediante guías ópticas, y de esta forma desarrollar dispositivos fotónicos compactos. Estos dispositivos ofrecen mayor velocidad de transmisión y menor tiempo de respuesta que los dispositivos eléctricos, que permiten un mayor ancho de banda en sistemas de comunicación.

Para poder desarrollar estos dispositivos compactos es necesario disponer de elementos más simples que realicen funciones concretas, al igual que en el caso de la electrónica existen componentes tales como resistencias, transistores, etc. En el caso de la fotónica integrada estos elementos básicos son: conexiones, divisores, reflectores, acopladores, polarizadores conmutadores, moduladores así como amplificadores y fuentes de luz. Todos estos elementos deberán funcionar en configuración guiada, por lo que el desarrollo de técnicas de fabricación para obtener guías ópticas tanto activas como pasivas es un área de gran importancia.

4.2. Tipos de guías

4.2.1. Guías de onda planas

Las guías ópticas planas son las estructuras más sencillas que podemos encontrar en el campo de la fotónica integrada. Este tipo de estructuras confinan la propagación de luz en una única dimensión en la que la distribución de índice es invariable en el plano horizontal. Por lo tanto existen tres regiones bien diferenciadas denominadas sustrato, *core* y *cladding*, con índices de refracción n_{subs} , n_{core} y n_{clad} , respectivamente. El core (n_{core}) consiste en la zona de alto índice de refracción que se encuentra entre la región del sustrato (n_{subs}) y el cladding (n_{clad}), que deberá cumplir las siguientes condiciones para poder soportar modos guiados: $n_{core} > n_{clad}$ y $n_{core} > n_{sub}$. En muchos casos no existe un cladding como tal, por lo que tomaremos el índice de refracción del aire como n_{clad} , que cumple siempre la condición anteriormente descrita.

Podemos distinguir dos tipos de guías planas en función de la distribución del índice de refracción del core: guías de salto de índice en escalón (Fig. 4.1a) y guías de salto de índice gradual (Fig. 4.1b).

Guías de salto de índice en escalón: Este tipo de guías se componen de un core que consiste en una lámina de índice homogéneo que se deposita sobre un sustrato, también homogéneo, de menor índice [3]. El medio superior o cladding, por lo general tendrá un índice de refracción igual o menor que el del sustrato. En los casos en los que el índice de refracción del cladding sea igual al del sustrato consideraremos a estas guías como guías planas simétricas, mientras que en el resto de casos se considerarán guías planas asimétricas. Este tipo estructura es típico de guías fabricadas mediante procesos de depósito o crecimientos epitaxiales.

Guías de índice gradual: En este caso la distribución del índice en el core no es homogénea, por lo que el índice de refracción dependerá de la profundidad (eje x). Generalmente el índice es mayor en la parte superior y va disminuyendo gradualmente a medida que nos acercamos a la región del sustrato [4]. Este tipo de distribución de índice es típico de las guías fabricadas por difusión.

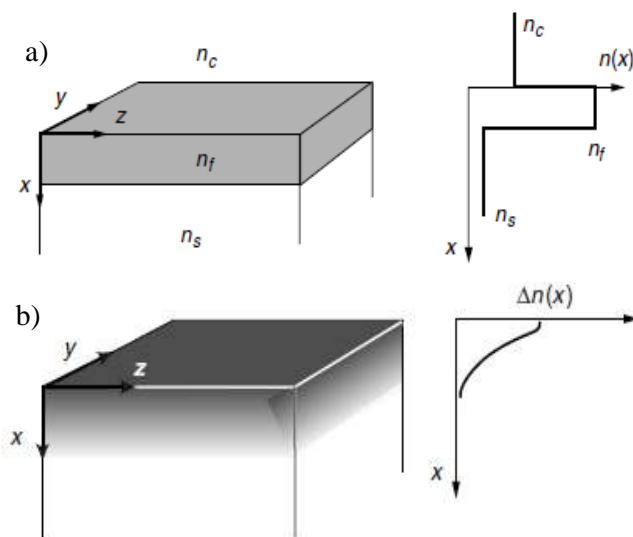


Figura 4.1: Representación esquemática de la distribución del índice de refracción de una guía plana en escalón (a), y de una guía plana de índice gradual (b).

4.2.2. Guías acanaladas

Las guías acanaladas consisten en estructuras fotónicas que confinan la luz en dos dimensiones, por lo que, a diferencia de las guías planas, únicamente permiten la propagación en una única dirección. En este caso se tiene un core de mayor índice de refracción rodeado por regiones de menor índice, consiguiéndose el confinamiento de la luz en 2-D mediante el fenómeno de reflexión total interna.

Al igual que en el caso de las guías planas, es posible clasificar las guías acanaladas entre guías de índice en escalón y guías de índice gradual. Sin embargo, en el caso de las guías acanaladas es más habitual designarlas en función de su geometría entre las que podemos distinguir: Guías *stripe*, *load*, *ridge* y *buried* (figura 4.2).

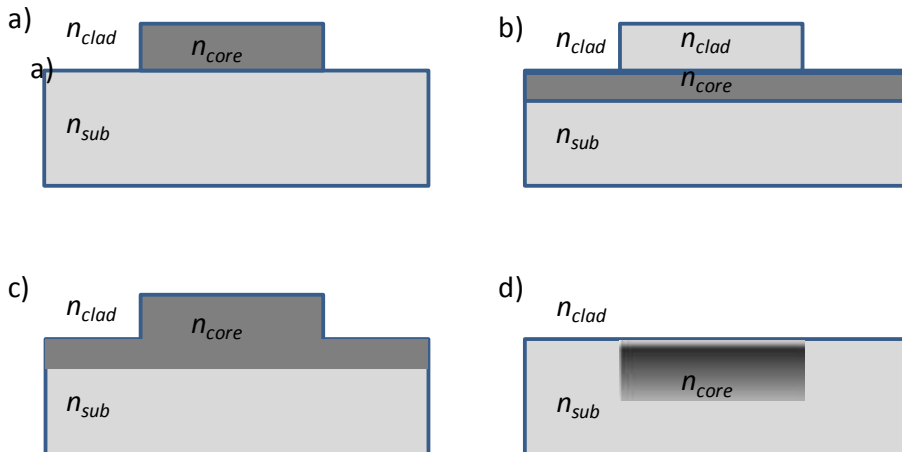


Figura 4.2: Representación esquemática de distintos tipos de guía acanalada: a) *stripe*, b) *load*, c) *ridge* y d) *buried*.

Como se puede ver en la figura 4.2a las guías *stripe* son guías que se fabrican depositando una “tira” de material de mayor índice de refracción sobre un sustrato. Esta tira de material puede estar recubierta por un *cladding* de menor índice de refracción, o bien este recubrimiento puede ser aire.

Las guías *load* (Figura 4.2b) consisten en guías planas sobre las que se deposita una tira de un material de mayor índice de refracción que el recubrimiento de la guía plana (generalmente el aire) generando de esta forma un aumento de índice efectivo.

Las guías *ridge* (Figura 4.2c) son estructuras muy similares a las guías *stripe*, aunque el método de fabricación es diferente. A la hora de fabricar una guía *ridge* se parte de una guía plana que posteriormente se microestructura para conseguir una estructura capaz de confinar la luz en 2D. Además cabe la posibilidad de añadir un *cladding* de menor índice de refracción.

Las guías *buried* (Figura 4.2d) consisten en guías acanaladas dentro del propio sustrato. Para ello existen dos tipos de métodos de fabricación. El primero consiste en generar una región con un aumento de índice de refracción con unas dimensiones que permitan el confinamiento de la luz en 2D y permitan únicamente la propagación en una dirección. Este sería el caso de las guías fabricadas mediante difusión metálica utilizando una máscara para controlar la región donde se lleva a cabo esta difusión. Otra posibilidad es generar una disminución de índice de refracción en dos regiones adyacentes, generando de este modo una zona de mayor índice relativo entre esas dos regiones.

Además de los tipos de guías anteriormente citados, dentro de las guías acanaladas existe un caso especial: la fibra óptica. La fibra óptica es una guía de corte transversal circular que consiste en un *core* cilíndrico rodeado por un *cladding* con un índice de refracción menor. A diferencia de las guías ópticas anteriormente descritas, orientadas a dispositivos de pocos milímetros o centímetros, la fibra óptica es un tipo de guía pensada para aplicaciones de comunicaciones ópticas de larga distancia.

4.3. Aproximación de rayos

Pese a que para realizar un correcto análisis de la propagación de la luz a través de una guía de onda se debe acudir a la teoría electromagnética, es posible describir el comportamiento de la luz en una estructura de este tipo mediante una aproximación de rayos [5].

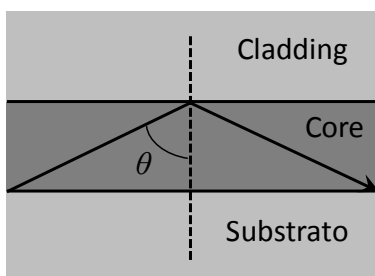


Figura 4.3: Esquema de propagación de la luz en una guía de ondas según el método de aproximación de rayos.

Para describir la aproximación de rayos se va a considerar una guía en escalón. En este modelo se supone que la luz se propaga en zigzag por el interior de la guía, rebotando en las paredes de mayor índice siguiendo las leyes de Fresnel. Para que un rayo se propague por la guía deberá cumplir la condición de que el ángulo de incidencia sea mayor que los ángulos críticos de las dos fronteras, definidos como:

$$\text{sen}(\theta_{clad}) = \frac{n_{clad}}{n_{core}} \quad \text{sen}(\theta_{sub}) = \frac{n_{sub}}{n_{core}} \quad (4.1)$$

En la mayoría de los casos el índice del cladding es menor que el índice del substrato, por lo que $\theta_{sub} > \theta_{clad}$. Esto da a lugar a tres situaciones diferentes:

- i. $\theta < \theta_{clad}$: En este caso la luz traspasa tanto el cladding como el substrato, dando lugar a los llamados *modos de radiación*. Estos modos no sufren ningún efecto de confinamiento puesto que no cumplen ninguna de las condiciones indicadas en las ecuaciones (4.1).
- ii. $\theta_{clad} < \theta < \theta_{sub}$: En este caso la luz sufre reflexión total en la frontera *core-cladding* pero se transmite al substrato, generando de esta manera *modos de radiación del substrato*.
- iii. $\theta_{clad} < \theta_{sub} < \theta < \pi/2$: En este caso se cumplen ambas condiciones indicadas en las ecuaciones (4.1), por lo que la luz sufrirá reflexión total interna en las dos fronteras dando lugar a los *modos de propagación*. Estos modos de propagación constituyen un conjunto discreto de soluciones que dependerán de los índices de refracción de la estructura, del espesor del core y de la longitud de onda de la luz.

Por otra parte, en los modos guiados deberá cumplirse la condición de resonancia transversal. Al propagarse por la guía de onda, el rayo sufre un desfase transversal que dependerá del grosor de la guía. Así mismo, las reflexiones en las fronteras también darán lugar a un desfase añadido. La condición de resonancia transversal implica que el desfase sufrido por el rayo en un viaje de ida y vuelta deberá ser múltiplo de 2π . Únicamente un número discreto de ángulos cumplirán esta condición, dando lugar a los ángulos de propagación de los modos guiados.

El desfase transversal en un viaje de ida y vuelta sufrido por la luz en una guía de onda plana en escalón viene dado por:

$$\phi = 2k_x d = 2k_0 n_{core} d \cos\theta \quad (4.2)$$

Donde k_0 es el vector de onda, k_x es su componente x y d el espesor de la lámina de mayor índice. Por otra parte, como se ha señalado anteriormente, también se produce un desfase en la reflexión en la frontera core-cladding (ϕ_{clad}) y core-substrato (ϕ_{sub}) que variará entre 0, para ángulos de incidencia iguales al ángulo crítico, y π , para ángulos de incidencia $\theta = \pi/2$. Por lo tanto para que se satisfaga la condición de resonancia transversal debe cumplirse que:

$$2k_0 n_{\text{core}} d \cos\theta - \phi_{\text{clad}} - \phi_{\text{sub}} = 2\pi m \quad (4.3)$$

donde m es un número entero y positivo que define el orden del modo de propagación. Esta ecuación se puede resolver de forma numérica para un orden modal m concreto, de forma que obtendremos el ángulo modal θ_m .

Así mismo, se puede determinar la constante de propagación β_m , que es la componente del vector de onda a lo largo de la dirección de propagación, que viene dada por:

$$\beta_m = k_0 n_{\text{core}} \sin\theta_m \quad (4.4)$$

En este punto la aproximación por rayos converge con el tratamiento de la luz mediante la teoría electromagnética, la cual define los modos guiados a través de su constante de propagación β_m .

4.4. Teoría electromagnética

El modelo de rayos anteriormente descrito permite analizar la propagación de la luz a lo largo de una guía de ondas en función del tipo de modos que se propagan, así como determinar sus constantes de propagación [5]. Sin embargo, para poder realizar un análisis más preciso y poder determinar la distribución del campo electromagnético de los modos guiados hay que tratar el haz de luz como una onda electromagnética.

Las ecuaciones de Maxwell que definen la propagación de una onda electromagnética en el espacio libre, y vienen dadas por:

$$\nabla \mathcal{E} = 0 \quad (4.5)$$

$$\nabla \mathcal{H} = 0 \quad (4.6)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (4.7)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \quad (4.8)$$

donde $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ m}^{-3} \text{ kg}^{-1} \text{ s}^4 \text{ A}^2$ representa la permeabilidad eléctrica y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ mkg s}^{-2} \text{ A}^2$ representa la permeabilidad magnética en el vacío. Por su parte $\mathcal{E}(r,t)$ y $\mathcal{H}(r,t)$ representan los campos eléctrico y magnético respectivamente.

Sin embargo cuando la propagación electromagnética se produce dentro de un material es necesario definir dos nuevas magnitudes, el vector de desplazamiento eléctrico $\mathcal{D}(r,t)$ y el vector de densidad de flujo magnético $\mathcal{B}(r,t)$. Las ecuaciones de Maxwell para la propagación de ondas electromagnéticas en un medio material quedan expresadas como:

$$\nabla \mathcal{D} = \rho \quad (4.9)$$

$$\nabla \mathcal{B} = 0 \quad (4.10)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t} \quad (4.11)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \mathcal{J} + \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} \quad (4.12)$$

Donde $\rho(r,t)$ es la densidad de carga eléctrica, que por lo general, al no haber cargas libres será igual a cero y $\mathcal{J}(r,t)$ es el vector de densidad de corriente eléctrica.

Para poder resolver las ecuaciones diferenciales acopladas es necesario determinar las relaciones entre los vectores \mathcal{D} y \mathcal{E} , \mathcal{J} y \mathcal{E} , y \mathcal{H} y \mathcal{B} . Estas relaciones se denominan relaciones de constitución y para medios lineales, homogéneos e isótropos y vienen dadas por:

$$\mathcal{D} = \varepsilon \cdot \mathcal{E} \quad (4.13)$$

$$\mathcal{B} = \mu \cdot \mathcal{H} \quad (4.14)$$

$$\mathcal{J} = \sigma \cdot \mathcal{E} \quad (4.15)$$

donde ε y μ representan la permeabilidad eléctrica y la permeabilidad magnética del medio, y σ es la conductividad del medio. Por lo tanto, aplicando las relaciones constitutivas a un medio lineal, homogéneo e isótropo, se pueden reescribir las ecuaciones de Maxwell en función del campo eléctrico y magnético, obteniendo las siguientes ecuaciones:

$$\nabla \mathcal{E} = 0 \quad (4.16)$$

$$\nabla \mathcal{H} = 0 \quad (4.17)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\mu \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (4.18)$$

$$\nabla \times \mathcal{H} = \sigma \mathcal{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \quad (4.19)$$

Si se combinan estas cuatro ecuaciones diferenciales se pueden reducir a dos ecuaciones diferenciales, una para el campo eléctrico y otra para el campo magnético:

$$\nabla^2 \mathcal{E} = \mu\sigma \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} \quad (4.20)$$

$$\nabla^2 \mathcal{H} = \mu\sigma \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial t^2} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial t^2} \quad (4.21)$$

Estas dos ecuaciones constituyen las ecuaciones de onda para un medio material, cuyas soluciones estarán correlacionadas mediante las ecuaciones de Maxwell (4.7) y (4.8). Para medios dieléctricos en los que la conductividad será cero, esas dos ecuaciones se reducen a:

$$\nabla^2 \mathcal{E} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} \quad (4.22)$$

$$\nabla^2 \mathcal{H} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial t^2} \quad (4.23)$$

Si se considera una onda electromagnética como una onda monocromática definida por su frecuencia angular ω , se puede expresar los campos eléctrico y magnético en función de sus amplitudes complejas $\mathbf{E}(r)$ y $\mathbf{H}(r)$ como:

$$\mathcal{E}(r,t) = \text{Re}[\mathbf{E}(r) e^{i\omega t}] \quad (4.24)$$

$$\mathcal{H}(r,t) = \text{Re}[\mathbf{H}(r) e^{i\omega t}] \quad (4.25)$$

Suponiendo un medio dieléctrico no magnético ($\mu \approx \mu_0$), se obtiene que las ecuaciones de Maxwell pueden expresarse como:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (4.26)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (4.27)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\mu_0\omega\mathbf{H} \quad (4.28)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\mu_0\omega\mathbf{E} \quad (4.29)$$

Sustituyendo las expresiones para ondas monocromáticas (4.24) y (4.25) en la ecuación de ondas (4.22), se obtiene una nueva ecuación para ondas monocromáticas conocida como ecuación de Helmholtz:

$$\nabla^2 \mathbf{U}(r) + k^2 \mathbf{U}(r) = 0 \quad (4.30)$$

Donde U representa cada una de las componentes cartesianas de los vectores $\mathbf{E}(r)$ y $\mathbf{H}(r)$, y donde k se define como:

$$k = \omega \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \mu_0} = n \cdot k_0 \quad (4.31)$$

Puede darse el caso en el que el medio en el que se propaga la onda electromagnética se trate de un medio absorbente, lo cual implicará una disipación de la energía y hará que la amplitud de la electromagnética decrezca exponencialmente conforme se propague. Debido a esto, ya no es posible considerar la permitividad dieléctrica como un número real, sino que hay que añadir una componente imaginaria. De esta forma se utiliza un índice de refracción complejo que se define como:

$$n_c = \sqrt{\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0}} \quad (4.32)$$

Por lo tanto el vector de onda k también pasará a ser un número complejo, que de manera análoga a la ecuación (4.31) puede definirse como:

$$k_c^2 = \omega^2 \cdot \epsilon_c \cdot \mu = n_c^2 \cdot k_0 \quad (4.33)$$

La ecuación de Helmholtz anteriormente descrita define la propagación de una onda en un medio homogéneo. Sin embargo, en el caso de guías de onda, el valor del índice de refracción del medio dependerá de la posición $n=n(\mathbf{r})$. Esto hará que las ecuaciones de onda queden definidas de la siguiente manera para el campo eléctrico y magnético respectivamente:

$$\nabla^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}) + \nabla \left(\frac{1}{n^2} \nabla n^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}) \right) + \varepsilon_0 \mu_0 n^2 \mathcal{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (4.34)$$

$$\nabla^2 \mathcal{H}(\mathbf{r}) + \frac{1}{n^2} \nabla n^2 \times (\nabla \times \mathcal{H}(\mathbf{r})) + \varepsilon_0 \mu_0 n^2 \mathcal{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (4.35)$$

Donde \mathcal{E} y \mathcal{H} engloban las tres componentes cartesianas de los campos eléctrico y magnético, las cuales, para un medio inhomogéneo, estarán acopladas, por lo que no es posible hallar una solución de manera escalar para cada una de ellas. Únicamente cuando el medio sea homogéneo, y por lo tanto el valor de ∇n^2 sea cero, las componentes cartesianas serán independientes.

Considerando el caso de una guía plana, en el que el índice de refracción es invariante en dos de las tres coordenadas cartesianas (y, z) y varía únicamente en la otra (x), se pueden expresar los campos como:

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.36)$$

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.37)$$

donde ω representa la frecuencia angular y β es la constante de propagación de la onda electromagnética. Estas expresiones determinan la distribución del campo electromagnético para un modo que estará definido por su constante de propagación β y por las amplitudes complejas $\mathbf{E}(x)$ y $\mathbf{H}(x)$.

Para estructuras de guías acanaladas, donde el índice de refracción varía en dos de las coordenadas cartesianas (x, y), y permanece invariante en la dirección de propagación de la onda electromagnética (z), la distribución del campo electromagnético para un modo de propagación se puede expresar como:

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.38)$$

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.39)$$

4.5. Modos guiados en guías planas

Para determinar la distribución modal en guías planas vamos a distinguir entre los dos tipos de guías planas anteriormente descritas, de salto de índice gradual y salto de índice en escalón, puesto que el análisis numérico de estos dos tipos de estructuras debe abordarse de manera diferente.

4.5.1. Modos guiados en guías planas de escalón

Como se ha indicado anteriormente, la propagación de una onda electromagnética en una guía plana estará definida por las ecuaciones (4.36) y (4.37). De esta forma para determinar la distribución del campo electromagnético deberemos determinar las amplitudes de los campos eléctrico (E) y magnético (H) así como la constante de propagación de cada modo (β). Para hallar las soluciones de los modos de propagación en una guía plana de salto de índice en escalón plantearemos dos situaciones independientes. Por una parte estudiaremos los modos en los que el campo eléctrico del modo tenga una única componente transversal, los cuales denominaremos modos *transversal magnético* (TE) (Figura 4.4a). El segundo caso tendrá en cuenta los modos cuyo campo magnético tenga una única componente, que llamaremos modos *transversal eléctrico* (TM) (Figura 4.4b).

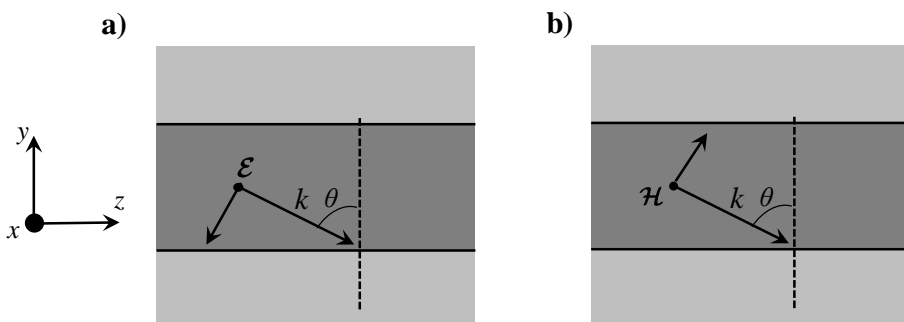


Fig.4.4: Propagación de modos TE (a) y TM (b) en una guía plana en escalón asimétrica.

Modos TE: En los modos TE es necesario hallar la solución para las amplitudes complejas de los campos $E(x)$ y $H(x)$ cuando el vector del campo eléctrico tenga únicamente componente perpendicular al plano incidente, por

lo que sus componentes cartesianas quedarán como $E = (0, E_y, 0)$. Por otra parte, esta condición hará que el campo magnético quede como $H = (H_x, 0, H_z)$. Por lo tanto las únicas componentes del campo electromagnético serán E_y , H_x y H_z . Sustituyendo las componentes no nulas en las ecuaciones (4.28) y (4.29) se obtienen las siguientes ecuaciones acopladas:

$$H_x = -(\beta / \omega\mu_0) E_y \quad (4.40)$$

$$H_z = (i / \omega\mu_0) \partial E_y / \partial x \quad (4.41)$$

$$i\beta H_x + \partial H_z / \partial x = -\omega\epsilon_0 n^2(x) E_y \quad (4.42)$$

Si se sustituyen las componentes H_x y H_z de las ecuaciones (4.40) y (4.41) en la ecuación (4.42), y teniendo en cuenta que las derivadas parciales son realmente derivadas totales debido a que el campo eléctrico únicamente depende de la coordenada x , se obtiene:

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] E_y(x) = 0 \quad (4.43)$$

que constituye una ecuación diferencial de segundo orden. Para resolverla se deben imponer las condiciones de frontera apropiadas sobre la continuidad de las componentes E_y y H_z en las fronteras core-cladding y core-substrato. Estas condiciones de contorno se pueden reducir únicamente al campo eléctrico, ya que si aplicando la ecuación (4.41) se obtiene que ambas condiciones de continuidad se reducen a la continuidad de E_y y su derivada.

Modos TM: De manera análoga a los modos TE, en los modos TM el campo magnético únicamente tendrá componente H_x , mientras que el campo eléctrico tendrá componentes no nulas E_y y E_z . Por lo tanto sustituyendo en las ecuaciones (4.28) y (4.29) obtenemos que:

$$E_x = -(\beta / \omega\epsilon_0 n^2) H_y \quad (4.44)$$

$$E_z = (1 / \omega\epsilon_0 n^2) \partial H_y / \partial x \quad (4.45)$$

$$i\beta E_x + \partial E_z / \partial x = -\omega\mu_0(x) H_y \quad (4.46)$$

Siguiendo el mismo proceso que en los modos TE, sustituimos E_x y E_z en la ecuación (4.46) por las expresiones de las ecuaciones (4.44) y (4.45), obteniendo:

$$\frac{d^2 H_y(x)}{dx^2} - \frac{1}{n^2} \frac{dn^2}{dx} \frac{dH_y(x)}{dx} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] H_y(x) = 0 \quad (4.47)$$

Para guías en las que el índice de refracción sea constante en cada región, esta ecuación se reduce a una expresión similar a la obtenida para los modos TE, simplificándose a:

$$\frac{d^2 H_y(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] H_y(x) = 0 \quad (4.48)$$

Al igual que para los modos TE, las condiciones de contorno implican la continuidad en las fronteras de las componentes E_z y H_y , que se reducen a la continuidad de H_y y a la de $1/n^2 \times dH_y/dx$.

La ecuación (4.43) así como la ecuación (4.48) admiten una solución del tipo:

$$E_j(x) = A_j e^{i\gamma_j x} + B_j e^{-i\gamma_j x} \quad (4.49)$$

donde $E_j(x)$ representa la componente y del campo eléctrico para una onda propagándose en la región j . Los coeficientes A y B indican la amplitud de la onda progresiva y regresiva respectivamente, siendo γ un parámetro definido como:

$$\gamma_j = \sqrt{k_0^2 n_j^2 - \beta^2} \quad (4.50)$$

En este punto se puede definir un nuevo parámetro del modo de propagación que se denomina *índice efectivo* del modo. Este parámetro indicará el índice de refracción efectivo visto por el modo al propagarse a lo largo del eje z , y estará definido como:

$$\beta = k_0 N_{ef} \quad (4.51)$$

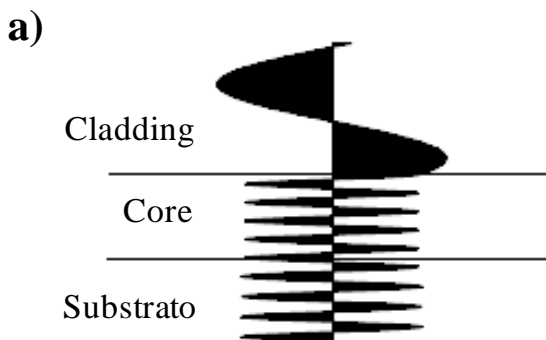
donde N_{ef} será el índice efectivo del modo.

De esta manera, es posible representar la solución planteada para la ecuación (4.49) en función del índice efectivo del modo y del índice de refracción de la región a analizar. Si el índice efectivo (N_{ef}) es menor que el índice de la región a analizar (n_j), es decir, si β es menor que $k_0 n_j$, el parámetro γ_j será un número real, y esto hará que la solución general (4.49) se corresponda con una función senoide. Si por el contrario el índice efectivo es mayor que el índice de la

región a analizar, γ_j será un número imaginario, y por lo tanto la solución (4.49) consistirá en una función de tipo exponencial.

Considerado esto, se pueden redefinir los tres tipos de modos indicados en el apartado de aproximación de rayos en función de la constante de propagación β .

- i. *Modos de radiación:* Se cumple que $n_j \cdot k_0 \geq \beta > 0$ para todas las regiones de la guía óptica, por lo que γ_j tendrá un valor real y los campos en los tres medios son soluciones sinusoidales (figura 4.5.a).
- ii. *Modos de radiación al substrato:* Se cumple que $n_j \cdot k_0 \geq \beta > 0$ para las regiones del core y del substrato, mientras que en la región del cladding β será mayor que $k_0 \cdot n_{clad}$. Por lo tanto el campo eléctrico tendrá una distribución tipo exponencial decreciente en el *cladding* (campo evanescente) y sinusoidal en el *core* y en el substrato (figura 4.5.b).
- iii. *Modos guiados:* Únicamente se cumple la condición $n_j \cdot k_0 \geq \beta > 0$ en la región del core. Esto implica que el campo eléctrico sea sinusoidal en el core de la guía, mientras que en las regiones del cladding y del substrato el campo será evanescente en forma de exponencial decreciente. Estos modos comprenden un número discreto y constituyen los modos de propagación de una guía (figura 4.5.c).



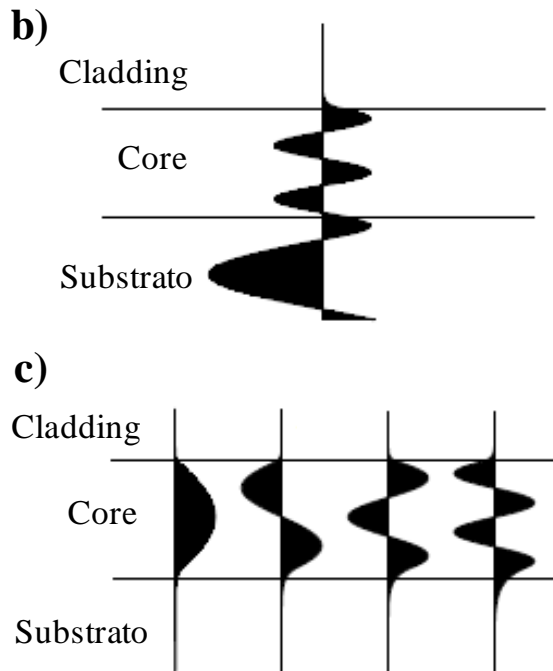


Figura 4.5: Modos para una guía asimétrica: a) modos de radiación; b) modos de sustrato; c) modos de propagación (TE).

4.5.2 Modos guiados en guías planas de índice gradual (aproximación por multicapas)

En el apartado anterior se ha analizado la distribución del campo electromagnético en una guía de salto de índice en escalón. Sin embargo existen guías en las que el índice es gradual, como por ejemplo las guías fabricadas por difusión metálica, en las que el índice de refracción sigue una distribución gaussiana. Para analizar este tipo de estructuras uno de los métodos más utilizados es el llamado *aproximación por multicapas* [5].

Este método está basado en los tipos de soluciones encontradas para las guías asimétricas de salto de índice en escalón explicadas anteriormente. Para analizar una guía de salto de índice gradual podemos discretizar la estructura en un número finito de capas homogéneas de índice constante.

Para poder implementar este método se divide la zona de salto de índice gradual, que consideraremos el core, en p capas de índice de refracción constante n_j . De este modo nuestra estructura quedará compuesta por un

número de capas $p+1$ donde cada capa tendrá un índice de refracción n_j ($j=0,1,2,\dots,p+1$) y que $n_0 = n_{clad}$ y $n_{p+1} = n_{subs}$. Adicionalmente consideramos que cada capa comenzará en la posición x_j , quedando definido el espesor de esta como $d_j=x_j-x_{j-1}$.

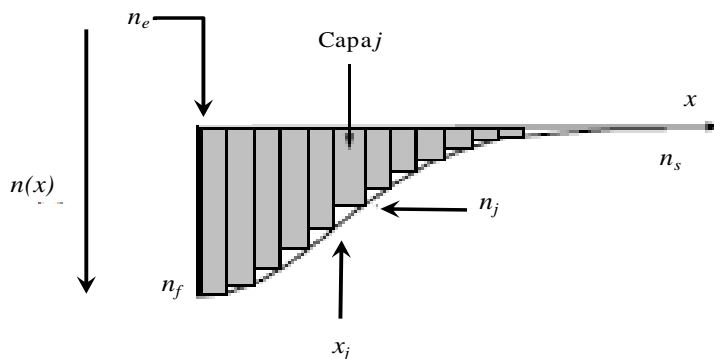


Figura 4.6: Esquema del método de aproximación por multicapas.

Con este planteamiento es posible acometer la resolución del campo electromagnético de la guía. En este caso se va a restringir la solución a los modos con polarización TE, por lo que el campo eléctrico queda expresado como:

$$\mathcal{E}_y = \mathbf{E}_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.52)$$

La amplitud del campo eléctrico $E_y(x)$ en cada capa deberá cumplir la ecuación general para modos TE en guías planas (4.43), de tal forma que la solución general para el campo eléctrico E_y en la capa j quedará definida como:

$$E_j(x) = A_j e^{i\gamma_j(x-x_j)} + B_j e^{-i\gamma_j(x-x_j)} \quad (4.53)$$

Para calcular las amplitudes complejas A_j y B_j se deben imponer las condiciones de contorno para modos TE, que implican la continuidad del campo eléctrico y su derivada:

$$E_j = E_{j+1} \quad x = x_j \quad (j = 0, 1, 2, \dots, p) \quad (4.54)$$

$$dE_j / dx = dE_{j+1} / dx \quad x = x_j \quad (j = 0, 1, 2, \dots, p) \quad (4.55)$$

A continuación se puede determinar la constante de propagación para cada modo guiado que cumpla la condición de decrecimiento exponencial en las regiones de cladding y substrato y comportamiento sinusoidal en el core. Para ello se determinan unas condiciones de contorno iniciales en la región del cladding ($A_0=1$ y $B_0=0$) y buscamos las constantes de propagación β que hagan que el campo en el substrato tenga un decaimiento exponencial ($A_{p+1}=0$). Estas soluciones corresponderán a los modos guiados cuyo índice de refracción efectivo será $N=\beta/k_0$. En el caso de los modos TM el proceso será idéntico.

Adicionalmente este método permite utilizar índices de refracción complejos (n_j+ik_j) en las distintas regiones de la guía. Esto permite añadir conceptos como pérdidas de propagación y absorción o ganancia del material sin variar el método de cálculo.

4.6. Modos guiados en guías acanaladas (método de índice efectivo)

Como se ha indicado anteriormente las guías acanaladas son la base de la mayoría de dispositivos fotónicos, puesto que son capaces de confinar la luz en 2D y de esta manera permiten tener mayor control sobre las condiciones de guiado. Sin embargo, el tener dos direcciones de confinamiento hace que no se pueda hablar de modos TE y TM puros como en el caso de las guías planas, sino que habrá que hablar de modos transversal electromagnéticos (TEM). No obstante, en general en las guías acanaladas los modos están fuertemente polarizados por lo que es posible hablar de modos cuasi-TE cuando la componente mayoritaria del campo eléctrico sea E_y y modos cuasi-TM cuando la componente mayoritaria del campo magnético sea H_y .

Para resolver la distribución del campo electromagnético en una guía acanalada uno de los métodos más utilizados es el método del índice efectivo, ya que permite resolver los modos de propagación en una guía plana con cualquier tipo de distribución del índice de refracción [5]. Este método se basa en la aproximación escalar y en que la distribución del campo electromagnético en el eje y es independiente de la distribución a lo largo del eje x , por lo que se trata la guía 2D como una superposición de dos guías 1D. Así pues, para resolver la estructura 2D se resuelve inicialmente la distribución del campo electromagnético en el eje y y mediante el método de aproximación por multicapas anteriormente descrito, y a continuación, para

cada modo hallado en el eje y , se aplicará de nuevo el método de aproximación por multicapas en el eje x .

De esta manera, las ecuaciones de onda para modos cuasi-TE y cuasi-TM en una estructura con una distribución de índice en dos dimensiones $n(x, y)$ quedan definidas como:

$$\frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2] E(x, y) = 0 \quad (4.56)$$

$$\frac{\partial^2 H(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H(x, y)}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2] H(x, y) = 0 \quad (4.57)$$

Donde $k_0 = 2\pi/\lambda$ y β es la constante de propagación del modo.

Para resolver las ecuaciones de onda se factoriza el campo eléctrico en dos términos:

$$E(x, y) = \Theta(x, y) \cdot \Phi(y) \quad (4.58)$$

Como se puede ver, uno de los factores dependerá únicamente de la coordenada y , mientras que el segundo factor dependerá de las coordenadas x e y . Si sustituimos esta solución propuesta en la ecuación de ondas (4.56) se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones acopladas:

$$\frac{\partial^2 \Theta(x, y)}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - k_0^2 N_{ef}^2(y)] \Theta(x, y) = 0 \quad (4.59)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \left(\frac{2}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \left[k_0^2 N_{ef}^2(y) - \frac{1}{\Theta} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} - \beta^2 \right] \Phi = 0 \quad (4.60)$$

La aproximación del método de índice efectivo se basa en suponer que la variación de la función $\Theta(x, y)$ es muy suave respecto a la coordenada y [6], y por lo tanto las derivadas parciales respecto a la coordenada y de la ecuación (4.60) pueden despreciarse. Por lo tanto la ecuación (4.60) puede reducirse a:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + [k_0^2 N_{ef}^2(y) - \beta^2] \Phi = 0 \quad (4.61)$$

De este modo se obtiene una ecuación diferencial independiente que se puede resolver de forma análoga a la ecuación de ondas en guía plana.

El primer paso consiste en resolver la ecuación diferencial (4.59) con la coordenada y como parámetro. Esto dará como solución un índice efectivo $N_{ef}(y)$ que dependerá de la coordenada y . Una vez se haya obtenido un perfil de distribución de índices efectivos, resolveremos la ecuación (4.61) para cada uno de ellos, obteniendo de esta manera el índice efectivo de cada modo de la guía acanalada (figura 4.7). Cada uno de estos modos se identifica con los números enteros p y q . Estos números indicarán el orden del modo en los ejes y y x respectivamente.

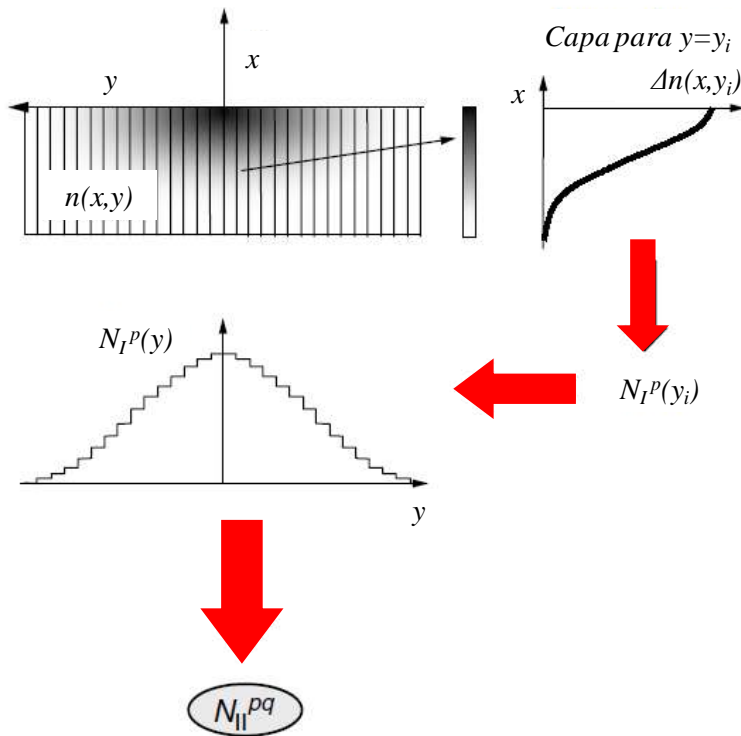


Figura 4.7: Esquema del método de índice efectivo para una guía acanalada de perfil gradual.

4.7. Propagación en guías de onda (FD-BPM)

Hasta ahora se han considerado que la estructura de la guía de onda es invariante a lo largo del eje de propagación de la luz y ha permitido obtener los modos de propagación. Sin embargo cuando se trata de una guía curva,

como puede ser un resonador en anillo o un interferómetro Mach Zehnder integrado, donde la distribución de índice de refracción es variable en el eje z , es necesario desarrollar otros métodos de análisis. Entre ellos el *Beam Propagation Method (BPM)* [7, 8], es ampliamente utilizado debido a su versatilidad y precisión. No obstante para poder aplicar este método numérico es necesario hacer una serie de aproximaciones que detallaremos a continuación.

Primeramente se considera una onda monocromática, en la que el campo electromagnético oscilará a una frecuencia ω , por lo que se puede definir su evolución en función del tiempo como $e^{i\omega t}$. Esta onda se puede describir mediante la ecuación de Helmholtz (4.30) bien en su forma vectorial o, si se consideran independientes cada una de las componentes cartesianas, en su forma escalar. En ese caso consideraremos que los campos eléctrico y magnético están divididos en tres componentes cartesianas independientes. En el caso de que la propagación sea a lo largo del eje z el campo eléctrico es convenientemente expresado como un campo complejo que varía lentamente, $u(x,y,z)$ multiplicado por una oscilación rápida, e^{iKz} :

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) e^{iKz} \quad (4.62)$$

donde K representa la constante de propagación asociada a una onda de índice de refracción n_0 , $K = n_0\omega/c$. Suponiendo que la variación de $u(x,y,z)$ es suave en la dirección de propagación (*Slow Varying Envelope Approximation*) y sustituyendo la expresión del campo eléctrico (4.61) en la ecuación de Helmholtz (4.30), obtenemos la siguiente ecuación conocida como ecuación paraxial o de Fresnel:

$$2iK \frac{\partial u}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) u + (k_0^2 - K^2) u \quad (4.63)$$

Habitualmente la función $u(x,y,z)$ se denomina genéricamente campo óptico.

En el caso de guías acanaladas se puede simplificar el cálculo de la ecuación paraxial a través del índice de refracción efectivo, pasando de un problema 2D a 1D, lo cual reduce tanto la complejidad como el tiempo de cálculo. Para resolver la ecuación diferencial se puede aplicar un esquema de diferencias finitas obteniendo la siguiente expresión:

$$2iK \frac{u_j(z + \Delta z) - u_j(z)}{\Delta z} = \frac{u_{j-1}(z) - 2u_j(z) + u_{j+1}(z)}{(\Delta x)^2} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) u_j(z) \quad (4.64)$$

donde $u_j(z)$ es la envolvente o campo óptico en la posición $(j\Delta x, z)$, siendo $j=1, 2, \dots, N$. Éste método, también conocido como *forward difference* permite determinar el campo eléctrico en $z + \Delta z$ conociendo la distribución de este en la posición z . Sin embargo el valor de Δz debe ser suficientemente pequeño para que el método sea estable ($\Delta z < \Delta x^2 / 2K$). Alternativamente se puede expresar la ecuación anterior también en forma de diferencias finitas mediante el método conocido como *backward difference*:

$$2iK \frac{u_j(z + \Delta z) - u_j(z)}{\Delta z} = \frac{u_{j-1}(z + \Delta z) - 2u_j(z + \Delta z) + u_{j+1}(z + \Delta z)}{(\Delta x)^2} + k_0^2 (n^2 - n_0^2) u_j(z + \Delta z) \quad (4.65)$$

La principal diferencia respecto al *forward difference*, consiste en que mediante este método se calcula la distribución del campo eléctrico en función del paso siguiente al actual. Este método es incondicionalmente estable, pero al igual que el anterior la solución es únicamente una aproximación de primer orden en Δz .

Un método alternativo a los dos descritos anteriormente es el conocido como algoritmo Crank-Nicolson [9], el cual es capaz de resolver de forma más precisa la distribución del campo en cada punto y a su vez es incondicionalmente estable. Este algoritmo combina los dos métodos anteriores, calculando cada elemento de la matriz de diferencias finitas en función tanto de los elementos contiguos anteriores como posteriores:

$$[2K + i\Delta z \alpha H] u(z + \Delta z) = [2K - i\Delta z (1 - \alpha) H] u(z) \quad (4.66)$$

donde el operador H se define como:

$$H(u) = \frac{u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1}}{(\Delta x)^2} + (n_j^2 - n_0^2) k_0^2 u_j \quad (4.67)$$

De esta forma, si ponemos la ecuación (4.66) en forma de diferencias finitas, obtendremos la siguiente expresión:

$$2iK [u_j(z + \Delta z) - u_j(z)] = k_0^2 (n_j^2 - n_0^2) [\alpha u_j(z + \Delta z) - (1 - \alpha) u_j(z)] \Delta z + \left[\alpha \frac{u_{j-1}(z + \Delta z) - 2u_j(z + \Delta z) + u_{j+1}(z + \Delta z)}{\Delta x^2} - (1 - \alpha) \frac{u_{j-1}(z) - 2u_j(z) + u_{j+1}(z)}{\Delta x^2} \right] \Delta z \quad (4.68)$$

Alternativamente esta expresión se puede representar como:

$$a_j u_{j-1}(z + \Delta z) + b_j u_j(z + \Delta z) + c_j u_{j+1}(z + \Delta z) = r_j(z) \quad (4.69)$$

donde los coeficientes a_j , b_j , c_j y r_j se definen como:

$$\begin{aligned} a_j &= -\alpha \frac{\Delta z}{(\Delta x)^2} \\ b_j &= 2\alpha \frac{\Delta z}{(\Delta x)^2} - \alpha \Delta z [n_j^2(z + \Delta z) - n_0^2] k_0^2 + 2iK \\ c_j &= (1 - \alpha) \frac{\Delta z}{(\Delta x)^2} \\ r_j &= (1 - \alpha) \frac{\Delta z}{(\Delta x)^2} [u_{j-1}(z) + u_{j+1}(z)] + \left\{ (1 - \alpha) \Delta z [n_j^2(z) - n_0^2] k_0^2 - 2(1 - \alpha) \frac{\Delta z}{(\Delta x)^2} + 2iK \right\} u_j(z) \end{aligned} \quad (4.70)$$

Estos elementos representan un sistema tridiagonal de N ecuaciones lineales, donde $(j=1, 2, \dots, N)$. Para la resolución de este sistema existe un algoritmo denominado Thomas Method [9], el cual resuelve el problema de manera muy eficiente, reduciendo notablemente el tiempo de computación.

A la hora de implementar estos métodos de simulación es necesario definir unas condiciones de contorno adecuadas debido a que la ventana de computación tiene unas dimensiones finitas. Para solucionar este aspecto, la condición de contorno más utilizada es la llamada condición de frontera

transparente (TBC) [10]. Esta condición de contorno ofrece la solución más realista desde el punto de vista físico, de modo que permite la salida de la radiación que llega a los límites de la ventana de computación. Este método es fácilmente integrable en el método Crank-Nicolson anteriormente descrito tanto para resolver estructuras fotónicas 1D como 2D.

4.7. Método de integrales de solapamiento

Hasta ahora se han analizado las guías como elementos pasivos considerando únicamente la distribución del índice de refracción y su efecto sobre el campo electromagnético que viaja por la guía. Sin embargo en el caso de guías ópticas activas es necesario tener en cuenta la interacción entre el campo electromagnético y los iones activos, y la evolución de la propagación de este a lo largo de la guía óptica. El método de integrales de solapamiento permite la simulación de elementos activos tales como amplificadores o láseres en guía de onda de manera simplificada [11]. Éste método se basa en el cálculo previo de la distribución de intensidad tanto del modo de bombeo como de emisión, el cual se puede llevar a cabo mediante los métodos anteriormente descritos. Una vez determinadas las dos distribuciones de intensidad para cada longitud de onda, este método tiene en cuenta las ecuaciones diferenciales acopladas que describen las poblaciones de los distintos niveles de los iones activos.

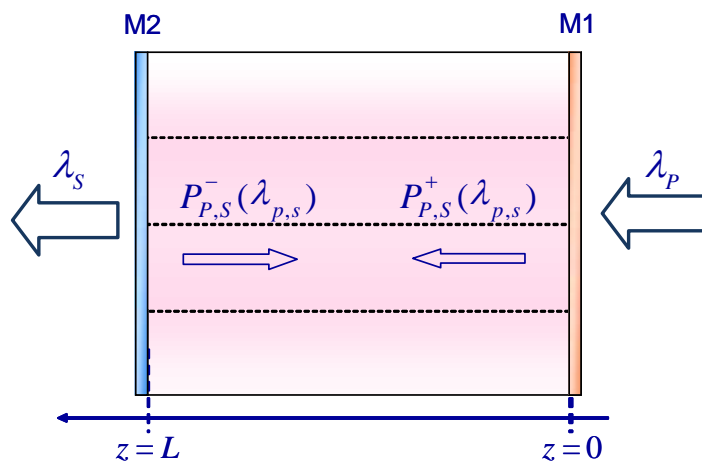


Figura 4.8: Esquema de un resonador óptico considerando un sistema de doble paso

En el caso de un láser en guía de onda acanalada, la cavidad viene definida por la distribución de índices de refracción y por los espejos parcialmente reflectantes situados a la entrada y la salida, con reflectividades R_1 y R_2 , respectivamente, tal y como se muestra en la figura 4.8. La reflectividad de los espejos variará en función de las longitudes de onda de bombeo (λ_p) y de señal (λ_s).

Suponiendo un sistema de oscilación láser de tres niveles simplificado como el que se muestra en la figura 4.9, las poblaciones de los distintos niveles involucrados se describen mediante las siguientes ecuaciones acopladas:

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - (A_{31} + A_{32} - W_{32}^{NR} - W_{31})N_3 \quad (4.71)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (A_{32} + W_{32}^{NR})N_3 + R_{12}N_1 - (A_{21} + W_{21}^{NR} + W_{21})N_2 \quad (4.72)$$

$$N_1 = N_{TR} - N_2 - N_3 \quad (4.73)$$

donde N_T representa el número total de iones activos de tierra rara (cm^{-3}), N_i el número de iones en cada subnivel (cm^{-3}), R_{ij} el ritmo de absorción (s^{-1}), y A_{ij} y W_{ij}^{NR} tienen en cuenta los procesos de relajación radiativos y no radiativos respectivamente. W_{21} representa la probabilidad de relajación mediante un proceso de emisión estimulada (s^{-1}).

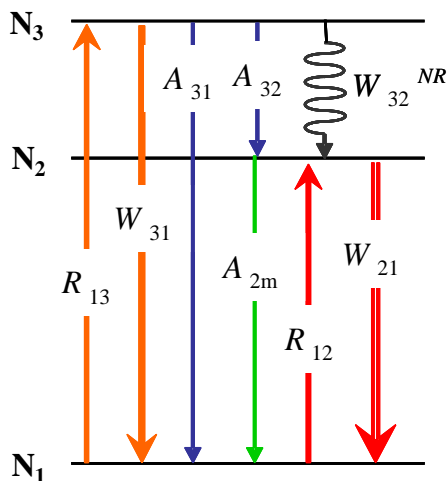


Figura 4.9: Esquema de los niveles energéticos involucrados en un sistema láser de tres niveles.

Al tratarse de una cavidad láser con espejos parcialmente reflectantes, es necesario considerar un sistema de doble paso. Esto implica que para determinar la evolución de los modos de bombeo y señal a lo largo del eje z , es necesario describir el campo electromagnético en la guía como la superposición de las componentes co-propagante y contra-propagante asociadas al bombeo (P_p^+ y P_p^-) y la señal de emisión láser (P_s^+ y P_s^-). Es necesario indicar que el método de integrales de solapamiento considera que tanto el bombeo como la emisión láser son monocromáticos. Por lo tanto la evolución de potencia del campo electromagnético en la guía de onda en función de la coordenada z queda definida como:

$$\frac{dP_p^\pm(z, \lambda_p)}{dz} = \pm \{ \sigma_{21} \eta_2 + \sigma_{53} \eta_5 - \sigma_{12} \eta_1 - \sigma_{35} \eta_3 - \tilde{\alpha}_p \} P_p^\pm(z, \lambda_p) \quad (4.74)$$

$$\frac{dP_s^\pm(z, \lambda_s)}{dz} = \pm \{ \sigma_{34} \eta_3 - \sigma_{43} \eta_4 - \tilde{\alpha}_p \} P_s^\pm(z, \lambda_s) \quad (4.75)$$

donde σ_{ij} en cm^2 se refiere tanto a las secciones eficaces de emisión y absorción asociadas a la transición $i \rightarrow j$ a las longitudes de onda de bombeo y señal. Por otra parte, η_i (donde $i = 1, 2, 3$) representa las integrales de solapamiento que se definen como:

$$\eta_i(z, \lambda_{p,s}) = \iint_A \Psi(x, y, \lambda_{p,s}) N_i(x, y, z) dx dy \quad (4.76)$$

donde la integral comprende la sección transversal de la región activa (A). Es necesario indicar que en la ecuación (4.76) la intensidad del modo está normalizada de tal forma que:

$$\iint_A \Psi(x, y, \lambda_{p,s}) dx dy = 1 \quad (4.77)$$

Las ecuaciones de los ritmos de absorción y de emisión, W_{ij} y R_{ij} , referidas en las ecuaciones dinámicas (4.71)-(4.73), dependerán de la distribución modal tanto del bombeo como de la señal en el plano transversal (x, y), así como de la coordenada axial (z). De este modo, los ritmos de absorción y emisión en cada punto de la guía pueden expresarse como:

$$R_{ij}(x, y, z) = \frac{\sigma_{ij}(\lambda_p) \Psi(x, y, \lambda_p)}{hc / \lambda_p} \times (P_p^+(z) + P_p^-(z)) \quad (4.78)$$

$$W_{ij}(x, y, z) = \frac{\sigma_{ij}(\lambda_S)\Psi(x, y, \lambda_S)}{hc/\lambda_S} \times (P_S^+(z) + P_S^-(z)) \quad (4.79)$$

Las ecuaciones (4.71)-(4.73), (4.74)-(4.75) y (4.78)-(4.79) deben resolverse conjuntamente y de manera simultánea. A su vez, es preciso imponer las condiciones de contorno que deben verificar la componente en sentido co-propagante y en sentido contra-propagante de los modos de bombeo y señal, a la entrada y a la salida. Estas condiciones se pueden expresar como:

$$P_P^+(z=0) = R_{1P} P_P^-(z=0) + (1 - R_{1P}) P_P \quad (4.80)$$

$$P_P^-(z=L) = R_{2P} P_P^+(z=L) \quad (4.81)$$

$$P_S^+(z=0) = R_{1S} P_S^-(z=0) \quad (4.82)$$

$$P_S^-(z=L) = R_{2S} P_S^+(z=L) \quad (4.83)$$

donde R_{lm} es la reflectividad de los espejos a la longitud de onda λ_m ($m = P, S$), y P_P se refiere a la potencia de luz acoplada a la entrada de la guía ($z = 0$).

De esta manera, es posible calcular la potencia de salida del láser en guía de onda para una potencia de bombeo concreta en función de diferentes parámetros tales como la sección transversal de la guía de onda, la longitud de la misma o la concentración de iones. Así mismo se puede determinar la curva láser para una cavidad láser conocida. En el caso de un amplificador óptico en guía de onda, el sistema a analizar sería análogo al presentado en la figura 4.8., pero se limita a un solo paso, desapareciendo los espejos y teniendo en cuenta únicamente la componente co-propagante del bombeo y de la señal.

4.9. Referencias

- [1] T. MAIMAN, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature* 187, 493 - 494 (1960).
- [2] S.E. Miller, Integrated optics: an introduction, *Bell System Technical Journal*, 48 (1969) 2059-2069.
- [3] G. Lifante, T. Balaji, A. Muñoz-Yagüe, Planar optical waveguides fabricated by molecular beam epitaxy of Pb-doped CaF₂ layers, *Applied physics letters*, 70 (1997) 2079-2081.
- [4] R. Nevado, G. Lifante, Low-loss, damage-resistant optical waveguides in Zn-diffused LiNbO₃ by a two-step procedure, *Applied Physics A*, 72 (2001) 725-728.
- [5] G. Lifante, *Integrated Photonics fundamentals*, Wiley Online Library, 2003.
- [6] J. Liñares, V. Moreno, M.C. Nistal, Designing of monomode step-index channel guides with quasi-exact modal solutions by the effective index method, *Journal of Modern Optics*, 47 (2000) 599-604.
- [7] M. Feit, J. Fleck, Light propagation in graded-index optical fibers, *Applied optics*, 17 (1978) 3990-3998.
- [8] G. Lifante, *Beam Propagation Method: For Design of Optical Waveguide Devices*, Wiley, 2016.
- [9] W.H. Press, *Numerical recipes 3rd edition: The art of scientific computing*, Cambridge university press, 2007.
- [10] G.R. Hadley, Transparent boundary condition for the beam propagation method, *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 28 (1992) 363-370.
- [11] J. Vallés, J. Lázaro, M. Rebolledo, Modeling of integrated erbium-doped waveguide amplifiers with overlapping factors methods, *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 32 (1996) 1685-1694.

5. Técnicas experimentales

Introducción

En este capítulo se describen las técnicas experimentales que se han utilizado para llevar a cabo este trabajo. El capítulo se divide en dos bloques principales: técnicas de fabricación y técnicas de caracterización.

Las técnicas de fabricación abarcan desde el crecimiento de cristales de $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ y LiNbO_3 para la obtención de sustratos, hasta las diferentes técnicas para fabricar guías planas y acanaladas. En cuanto a las técnicas de caracterización se explican las técnicas utilizadas para caracterizar espectroscópicamente las muestras, determinando las propiedades ópticas de los iones activos en cada matriz, y las técnicas de caracterización de las guías fabricadas, definiendo las propiedades de guiado y su topología. Adicionalmente también se describen los montajes para llevar a cabo los experimentos láser y la caracterización de las guías activas.

5.1 Técnicas de fabricación

5.1.1 Crecimiento de sustratos de KYW

Los sustratos de KYW se han crecido a través del método de crecimiento TTSG *slow cooling* [1] en el laboratorio de crecimiento del departamento de física y cristalografía de materiales y nanomateriales de la Universidad Rovira i Virgili. En la figura 5.1 se puede observar el montaje experimental donde se ha realizado el crecimiento de los cristales de KYW. Este montaje experimental consta de un horno vertical de carcasa tubular conectado un controlador de temperatura EURO THERM 906 capaz de controlar variaciones de temperatura de 0.01 K. En la parte central se sitúa el crisol de platino con la disolución de $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ en $\text{K}_2\text{W}_2\text{O}_7$. La semilla del cristal se coloca en un vástago de alúmina el cual se conecta a un motor que permite la rotación del cristal durante el crecimiento a una velocidad de 42 rpm. Para poder controlar la posición del germen durante el proceso de determinación de la temperatura de saturación se ha utilizado un micrómetro situado en la parte superior del vástago.

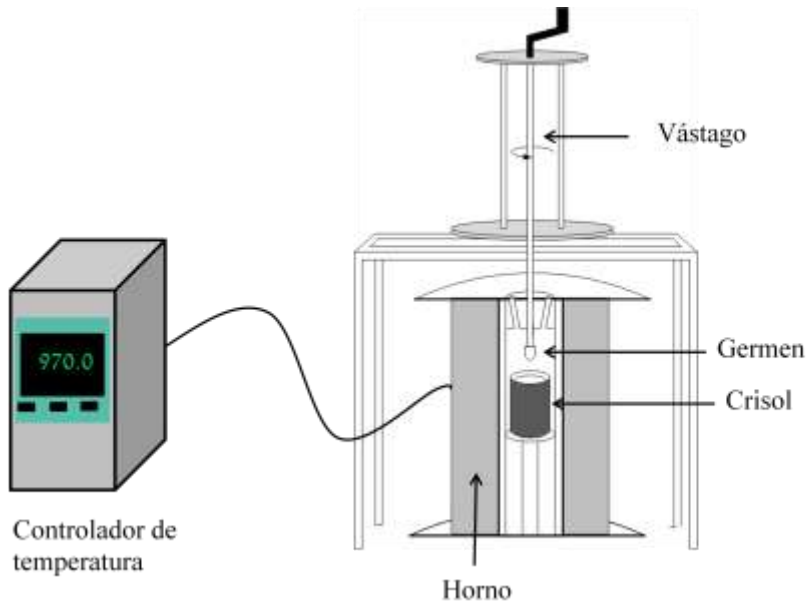


Figura 5.1: Montaje experimental de fabricación de sustratos de $K(YWO_4)_2$ mediante la técnica TSSG-slow cooling.

Para llevar a cabo el crecimiento se ha dispuesto una disolución de $KY(WO_4)_2$ en $K_2W_2O_7$, con un ratio soluto:solvente de 12:88 en porcentaje molar siguiendo el procedimiento estándar [2]. Como se ha indicado anteriormente, las secciones eficaces de absorción del KYW dopado con iones activos de tierras raras es fuertemente dependiente de la dirección de propagación y la polarización respecto a la orientación del cristal. Por esta razón en las muestras utilizadas durante esta tesis los sustratos crecidos mediante esta técnica han sido perpendiculares a la dirección cristalina b , para lo cual, a la hora de llevar a cabo el crecimiento de los cristales, el germen se ha dispuesto orientado de tal forma que el crecimiento del cristal fuese paralelo al eje b .

Una vez colocado correctamente el germen de KYW, para proceder al crecimiento de la muestra se ha determinado la temperatura de saturación del KYW. Partiendo de la temperatura de fusión, la cual se halla aproximadamente a 1173 K para el KYW, se sitúa el germen en contacto con la disolución. Una vez la disolución $KY(WO_4)_2 / K_2W_2O_7$ está en contacto con el germen este se retira levemente manteniendo la disolución en contacto con el germen gracias a la tensión superficial. Pasado un tiempo se vuelve a observar el germen. Si este se encuentra en contacto con la disolución quiere decir que nos hallamos en la temperatura de saturación por lo que se puede proceder al crecimiento; si por lo contrario el germen se ha separado de la

disolución es necesario repetir el proceso otra vez hasta llegar hasta la temperatura de saturación.

Una vez determinada la temperatura de saturación, la disolución se enfría progresivamente provocando la supersaturación de la misma, dando lugar al proceso de crecimiento. El enfriamiento se realiza a ritmos de 0.12 K/h para procesos de crecimiento de cristales de KYW hasta llegar a temperaturas de 35 K por debajo de la temperatura de supersaturación. Para el crecimiento de cristales KY:Gd:LuW el ritmo de enfriamiento baja hasta los 0.05 K/h.

Finalmente, una vez que el cristal ha alcanzado el tamaño deseado se procede a la extracción del mismo. Para evitar la aparición de defectos en forma de *cracks* debidos a choques térmicos, la extracción se realiza lentamente disminuyendo simultáneamente la temperatura del horno a razón de 25K/h. Una vez obtenido el cristal en volumen, se procede al cortado y pulido con el fin de obtener substratos con las dimensiones y orientación deseadas para su posterior utilización en la fabricación de dispositivos ópticos. Todos los substratos utilizados en esta tesis se han cortado según el plano $\langle 010 \rangle$.

5.1.2 Crecimiento de substratos de LiNbO_3

Como se ha indicado anteriormente los cristales utilizados para la fabricación de guías en LiNbO_3 se han fabricado mediante la técnica de crecimiento Czochralski [3, 4]. Para llevar a cabo el crecimiento de monocristales se ha utilizado un horno vertical de carcasa tubular conectado a un controlador de temperatura EURO THERM. En la parte superior del tubo se dispone un vástago en el que se coloca un germen de LiNbO_3 puro según la orientación de crecimiento deseada. Este vástago se mantiene en rotación a lo largo del proceso de crecimiento mediante un motor girando a una velocidad angular controlada. La velocidad de rotación determinará el tamaño del cristal en la dimensión perpendicular a la dirección de crecimiento. El crisol de platino donde se deposita la mezcla de LiNbO_3 congruente y Nd_2O_3 o Tm_2O_3 en nuestro caso, se sitúa en la parte central del horno. Para poder controlar los ritmos de crecimiento el crisol se coloca sobre una plataforma situada sobre una balanza de precisión de forma que es posible determinar la cantidad de disolución que se ha incorporado al cristal. En la figura 5.2 se muestra el esquema del montaje experimental de crecimiento.

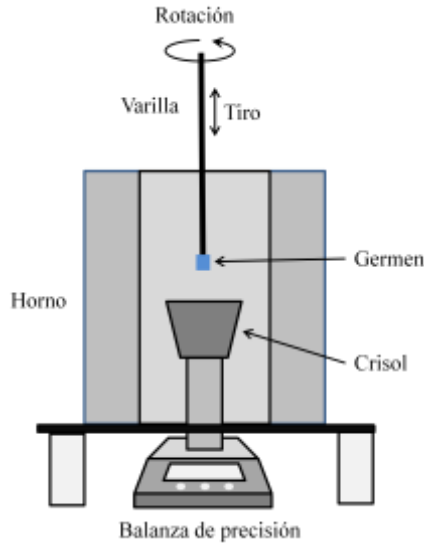


Figura 5.2: Montaje experimental de crecimiento de cristales de LiNbO_3 mediante la técnica Czochralski.

El proceso de crecimiento comienza calentando la disolución a una temperatura ligeramente superior a la temperatura de fusión ($1250\text{ }^\circ\text{C}$). Posteriormente el germen se pone en contacto con la disolución $\text{Li}_2\text{O-Nb}_2\text{O}_5$ en la que puede añadirse óxidos de tierras raras. En el caso de las muestras utilizadas en esta tesis se añadió Nd_2O_3 de pureza 99.99% al 1% en peso.

Inicialmente se deja crecer el germen en una región estrecha conocida como cuello del cristal con el fin de minimizar futuros defectos a lo largo del proceso de crecimiento. Posteriormente se ajusta la velocidad de giro del cristal y el tiro del mismo para obtener un cristal con las dimensiones deseadas. Estas condiciones se mantendrán constantes a lo largo del proceso de crecimiento. Finalmente, cuando el cristal tiene el tamaño deseado se aumenta la velocidad de tiro para finalizar el proceso de crecimiento. En este punto es necesario un enfriamiento progresivo del cristal hasta alcanzar la temperatura ambiente con el fin de evitar choques térmicos.

5.1.3 Epitaxia en fase líquida

El método de de crecimiento mediante epitaxia en fase líquida, también conocido por sus siglas en inglés LPE, es una de las técnicas más usadas en la fabricación de dispositivos fotónicos; de hecho el primer dispositivo fotónico integrado fue fabricado mediante este proceso [5]. La LPE permite el crecimiento de capas de varias micras sobre un sustrato cristalino. Para ello

ambos cristales deben ser similares, manteniendo un tamaño de celda similar que permita un correcto crecimiento sin dar lugar a la generación de defectos derivados de las tensiones en la frontera de ambos materiales.

El crecimiento de epitaxias se ha llevado a cabo en el laboratorio de crecimiento del departamento de física y cristalografía de materiales y nanomateriales de la Universidad Rovira i Virgili. Para proceder al crecimiento de las capas mediante LPE, se ha utilizado un montaje experimental idéntico al que se ha descrito en el caso del crecimiento de sustratos de $KY(WO_4)_2$ mediante TSSG (figura 5.1). Sin embargo en el caso de la LPE el gradiente de temperatura dentro del horno es un parámetro más sensible que durante el proceso de crecimiento de cristales mediante TSSG por lo que debe minimizarse al máximo [6]. En el caso del crecimiento mediante LPE la relación soluto solvente pasa a ser de 7:93 ya que esto permite un mayor control sobre el crecimiento [7].

Al igual que en el caso del crecimiento de cristales de $KY(WO_4)_2$, el proceso de crecimiento se divide en tres etapas. Inicialmente es necesario introducir el sustrato ligeramente dentro de la disolución a una temperatura ligeramente superior a la temperatura de saturación (1 K). De esta forma se homogeniza la superficie del sustrato eliminando pequeñas rugosidades y permitiendo de esta forma el posterior crecimiento cristalino capa a capa. Acto seguido se baja la temperatura del horno a 3 K por debajo de la temperatura de saturación provocando la supersaturación de la disolución, que da a lugar al crecimiento de la epitaxia. Finalmente cuando la epitaxia tiene el grosor deseado se extrae la muestra de la disolución y se disminuye la temperatura del horno lentamente para evitar posibles defectos en la muestra derivados del estrés térmico.

5.1.4 Difusión metálica

La fabricación de guías mediante la difusión metálica es un método ampliamente utilizado en cristales de niobato de litio [8]. Para ello se han utilizado principalmente iones de titanio como defectos extrínsecos que generan un aumento de índice de refracción en la región donde se alojan. Utilizando este tipo de iones se han fabricado guías con saltos de índice de refracción en torno a 1×10^{-2} y se han fabricado guías tanto planas como acanaladas con bajas pérdidas de propagación. Sin embargo, el salto de índice generado por la inclusión de iones Ti^{3+} en el niobato de litio disminuye a su vez el umbral de daño fotorrefractivo lo cual hace que en presencia de intensidades altas de luz, como pueden ser láseres o amplificadores en guía de

onda, la distribución de salto de índice se vea afectada y por lo tanto cambien las propiedades de la guía inicial. Para evitar este fenómeno, una posibilidad ampliamente utilizada es la sustitución de iones Ti^{+3} por iones Zn^{+2} ya que estos no solo no disminuyen el umbral del daño fotorrefractivo en niobato de litio sino que lo aumentan [9].

La técnica de fabricación de guías de onda por difusión metálica de zinc ha sido ampliamente utilizada para la fabricación de dispositivos fotónicos integrados, tales como interferómetros Mach Zehnder o láseres en guías de onda [10]. Para fabricar estos dispositivos se realiza un proceso en dos etapas: intercambio de zinc y annealing o difusión de zinc.

La etapa de intercambio de zinc consiste en el depósito de una capa de cinc sobre la muestra en la que deseamos fabricar la guía de ondas. Para ello utilizamos un cristal de $LiNbO_3$ de las dimensiones deseadas con corte X , Y o Z según la polarización (π o σ) que queramos utilizar. Las caras sobre las que deseamos fabricar las guías deberán estar pulidas con calidad óptica con el fin de minimizar las pérdidas de la guías. En el caso de que se desee fabricar guías acanaladas es necesario depositar previamente una máscara con los motivos deseados mediante técnicas de fotolitografía.

El proceso de intercambio de zinc se realiza en un horno de carcasa vertical tal y como se muestra en el esquema de la figura 5.3. El montaje experimental utilizado consta de un circuito de vacío en el que se aloja la muestra. El vacío se realiza por medio de una difusora y la presión es controlada mediante un manómetro. Además de la válvula que conecta el circuito de vacío con la difusora, existe otra válvula para permitir la inyección de argón con el fin de crear una atmósfera inerte a presión controlada que facilite el depósito del zinc en la superficie de la muestra. La muestra se aloja en una cestilla que se sitúa dentro de un cilindro de acero desmontable, el cual se coloca dentro del horno vertical controlado mediante un controlador Eurotherm 818P. En la parte superior del cilindro se coloca un serpentín de cobre unido a un circuito de refrigeración por agua con el fin de delimitar el área donde se produce el zinc en fase de vapor.

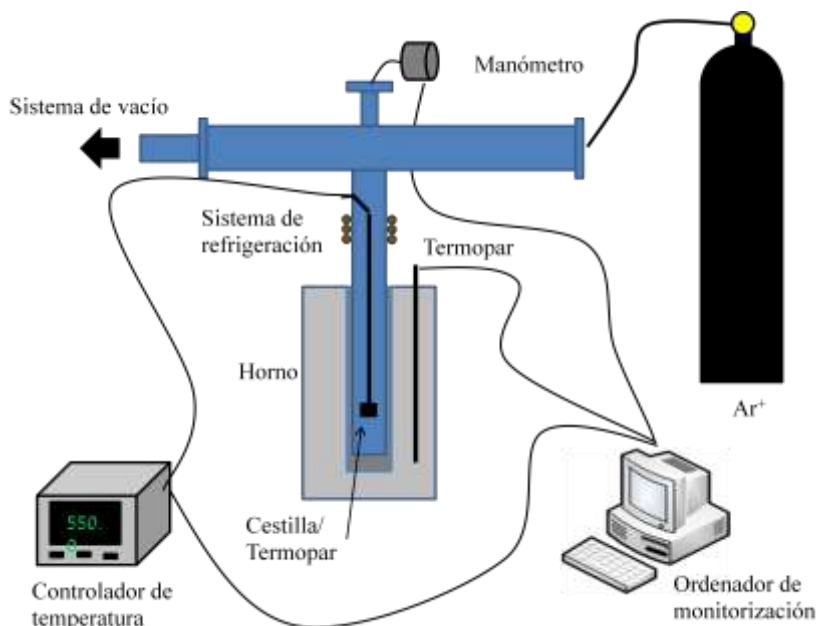


Figura 5.3: Montaje experimental para la etapa de intercambio de zinc en la fabricación de guías mediante difusión metálica.

Previo al proceso de intercambio de zinc es necesario proceder a la limpieza del sistema de vacío. Para ello se realiza una limpieza mediante un proceso de pirólisis calentando el sistema tubular de vacío hasta una temperatura de 850 °C. Posteriormente se coloca la muestra en la cesta y se introduce una cantidad de cinc de aproximadamente un gramo dentro del tubo vertical donde se ubica la cesta.

Para proceder al depósito de zinc es necesario dejar el circuito de vacío a una presión por debajo de un mbar. A continuación se inyecta una atmósfera de argón de unos 58 mbar y se procede al calentamiento del horno hasta los 550 °C durante dos horas. Una vez pasado este periodo se baja la temperatura. El resultado es la aparición de una fina capa de zinc, de unas 0.5 micras de espesor. Durante el proceso, la ausencia de oxígeno provoca la reducción de la superficie de LiNbO_3 , dando lugar a la aparición de centros de color que provocan que el cristal pierda su transparencia en el rango visible. El proceso de intercambio de zinc se controla mediante un termopar ubicado junto a la cesta donde se aloja la muestra el cual se conecta al controlador Eurotherm 818P. Adicionalmente se dispone de otro termopar conectado al horno vertical, que junto con la presión y del sistema la temperatura de la muestra se monitorizan en un ordenador para identificar posibles alteraciones durante el proceso.

Una vez finalizado el proceso, se extrae la muestra del horno vertical y se deposita en un horno controlado mediante un controlador Eurotherm 2416 para proceder a la difusión del cinc depositado en la superficie. Para ello se procede a un recocido o annealing a alta temperatura en atmósfera abierta. Durante este proceso la capa rica en zinc generada en la superficie de la muestra se difunde en el LiNbO_3 creando una región con un aumento de índice de refracción con perfil gradual. Por otra parte, el oxígeno oxida la muestra, eliminando de esta forma los centros de color y recuperando la transparencia de la misma. Este proceso puede durar desde 0.5 a 12 horas y la temperatura del proceso puede variar entre 800 y 950 °C en función del perfil de salto de índice deseado.

5.1.5 Microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado

Existen diferentes técnicas para la fabricación de guías acanaladas, que abarcan desde procesos fotolitográficos, mediante los que se deposita una máscara que delimita la estructura de las guías de onda, hasta procesos químicos que, combinados con otros procesos, microestructuran la superficie del sustrato con el objetivo de hacer estructuras con una distribución de índice en 2D. Entre todas estas técnicas la microestructuración mediante escritura láser es una técnica que está irrumpiendo con fuerza debido a que no requiere de instalaciones de sala blanca, lo cual abarata costes, y permite una fabricación rápida de prototipos ya que no requiere la utilización de máscaras. Utilizando esta técnica se pueden distinguir cuatro tipos de guías en función de la estructura de la guía [11]: Filamento único (Tipo I), doble filamento (Tipo II), *cladding* (Tipo III) y *ridge* (Tipo IV) [11]. A continuación se explicará la técnica de fabricación de guías de Tipo IV, puesto que han sido las que se han utilizado a lo largo de esta tesis.

Para obtener el confinamiento lateral en la propagación de la luz se han fabricado guías tipo *ridge* generando dos canales paralelos utilizando la técnica de microestructuración por láser de femtosegundos multiplexado [12]. Este proceso se ha llevado a cabo por parte del Grupo de procesado láser del Instituto de Óptica del CSIC. Los canales han sido fabricados utilizando un láser de titanio zafiro (Ti:Za) Tsunami sintonizado a una longitud de onda de 800 nm, junto con un sistema de amplificación Spitfire. El láser Ti:Za se ha utilizado en régimen pulsado, con una frecuencia de repetición de 1 kHz y una duración de pulso en torno a los 100 fs. Una vez generado el pulso, el frente de onda del láser se modula utilizando un modulador espacial de luz (SLM)

Hamamatsu X8267 con el fin de generar un haz multiplexado en la superficie de la muestra. El haz con el frente de ondas una vez modulado se transfiere mediante un sistema de lentes al objetivo de enfoque con el objetivo de mantener intacto el frente de ondas modulado previamente. Finalmente el objetivo de enfoque hace incidir el haz en la superficie de la muestra que se desea procesar. La muestra se encuentra situada en una plataforma motorizada programable de tres ejes para poder fabricar las estructuras deseadas.

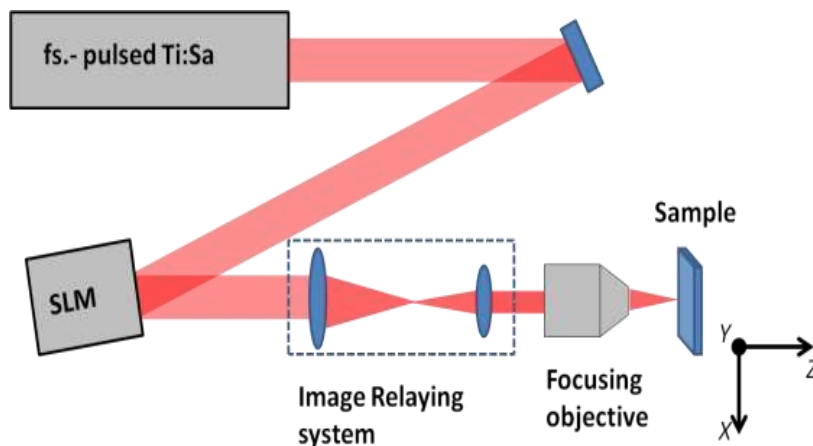


Figura 5.4: Montaje experimental experimental para el proceso de microestructuración por láser de femtosegundos.

La técnica utilizada para realizar la microestructuración mediante láser, conocida como técnica de escaneo de aproximación [13], está orientada a minimizar la rugosidad en las paredes de los canales, y de esta manera obtener guías de onda *ridge* con pérdidas de propagación bajas. Esta técnica consiste en realizar diversos escaneos consecutivos, cada vez más cercanos a la posición final, de manera que se consigue una menor rugosidad en la superficie a la vez que se evita que se redeposite el material ablacionado. Con este propósito se ha dispuesto una configuración de 7 haces gaussianos paralelos, parcialmente solapados. Esta configuración multiplexada permite llevar a cabo la técnica de escaneo de aproximación en un único paso, reduciendo el tiempo de procesado y minimizando la posibilidad de generar defectos derivados de un desfase en el posicionado de la muestra. La máscara de fase utilizada en el SLM para generar el conjunto de haces multiplexados se ha calculado mediante el algoritmo Gerchberg-Saxton [14]. Para obtener la profundidad de canal requerida, se selecciona la energía de pulso en función del material a procesar, típicamente entre 2 y 3 μJ , pudiendo realizarse escaneos consecutivos para obtener canales de profundidades mayores.

Este procedimiento permite trabajar a una velocidad procesado de hasta 200 $\mu\text{m/s}$ manteniendo estables las propiedades de microestructuración.

5.2 Técnicas de caracterización

A lo largo de esta tesis se han fabricado guías ópticas activas, las cuales implican un dopado con tierras raras que permiten la amplificación de señales a longitudes de onda concretas. Para un correcto diseño y optimización de los mismos es necesaria una caracterización de las transiciones radiativas y no radiativas de los iones activos, tales como Neodimio o Erblio, en los distintos materiales utilizados como matrices. Con el fin de realizar esta caracterización espectroscópica, se han realizado una serie de medidas que se detallarán a continuación. Así mismo también se explica los montajes experimentales utilizados para los distintos análisis llevados a cabo a lo largo de este trabajo.

5.2.1 Espectroscopía de absorción

Una de las técnicas de caracterización espectroscópica básicas a la hora de analizar un material es la espectroscopía de absorción. Esta técnica permite determinar la cantidad de luz que absorbe un material en concreto en función de la longitud de onda, y puede definirse mediante el parámetro de densidad óptica:

$$D.O. = \log_{10} \left(\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} \right) \quad (5.1)$$

donde I_0 es la intensidad del haz de luz incidente e I es la intensidad de luz después de atravesar la muestra a analizar.

La obtención de un espectro de absorción de gran precisión es un elemento indispensable para realizar una correcta caracterización espectroscópica de un material.

No obstante la cantidad de luz absorbida por la muestra depende además del grosor de la muestra, por lo que debe darse un valor de absorción por unidad de longitud que se define como coeficiente de absorción (α):

$$\frac{dI}{I} = -\alpha dx \quad (5.2)$$

Por lo tanto, combinando las ecuaciones (5.1) y (5.2), se obtiene que es la relación entre la densidad óptica y coeficiente de absorción se puede expresar como:

$$\alpha = \frac{D.O.}{d \cdot \log_{10}(e)} \quad (5.3)$$

donde d corresponde al grosor de la muestra.

A la hora de comparar materiales dopados con iones activos, generalmente el valor del coeficiente de absorción no es una figura de mérito válida puesto que la densidad de iones activos puede no ser la misma. Por lo tanto conviene caracterizar la absorción óptica de un material a través de la sección eficaz de absorción σ_{abs} , que se define como:

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{N} \quad (5.4)$$

donde N hace referencia a la concentración de iones activos en la muestra, y viene dada en unidades de iones activos por unidad de volumen.

A continuación se describe el montaje experimental utilizado para realizar las medidas de absorción. Este dispositivo consta de dos lámparas, una de deuterio para el ultravioleta (hasta 320 nm) y otra de xenón capaz de barrer el espectro hasta el infrarrojo medio ($\sim 3 \mu\text{m}$). La longitud de onda es seleccionada utilizando una red de difracción y unas rendijas de anchura ajustable, que permiten tener una resolución espectral de 0.01 nm. El haz de luz monocromática resultante de este proceso es dividido en dos y redirigido tanto al canal donde se ubica la muestra a analizar como al canal de referencia. Es posible polarizar el haz de luz de incidencia mediante un polarizador acoplable a la salida del canal.

Posteriormente se recoge el haz una vez ha atravesado la muestra o la referencia, según el canal, y se dirige a un detector que determinará la intensidad de luz absorbida por este material para cada longitud de onda concreta. Para obtener una mayor precisión a lo largo de todo el rango espectral a la hora de determinar la cantidad de luz absorbida por la muestra a analizar, se dispone de tres detectores distintos, un fotomultiplicador un detector de InGaAs y otro de PbS. Todo el sistema está automatizado y controlado mediante un ordenador.

Absorción en guías

En el caso de querer medir absorción en una guía de ondas es necesario utilizar el montaje experimental que se muestra en la figura ##. Para ello, se utiliza un láser sintonizable, en nuestro caso un láser de titanio zafiro que abarca un rango espectral desde 700 hasta 1000 nm. El haz del láser se acopla a la guía a analizar utilizando un objetivo de microscopio y se recoge a la salida utilizando un segundo objetivo que enfocará el haz a una termopila. La termopila enviará la señal resultante al ordenador que la recoge en función de la longitud de onda a la que se encuentre el Ti:Za obteniendo de esta forma el espectro de absorción de la guía en un rango determinado. Adicionalmente es necesario caracterizar la respuesta del sistema experimental sin muestra para determinar la medida de referencia que debe sustraerse a los valores obtenidos en la guía. Una vez obtenidos estos valores, combinando las ecuaciones (5.1) y (5.3) podremos obtener la absorción por unidad de longitud.

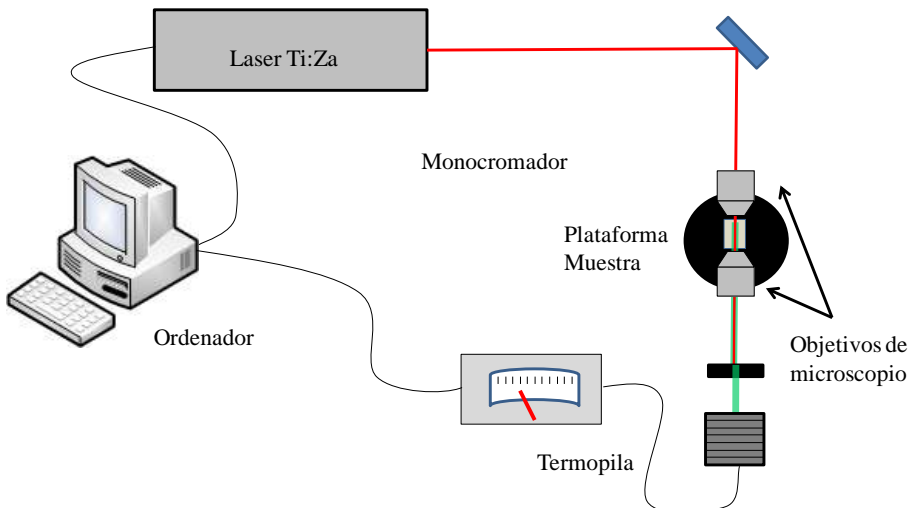


Figura 5.5: Montaje experimental para medir la absorción en guías de onda en función de la longitud de onda.

5.2.2 Fotoluminiscencia estimulada

Emisión espontánea

Es posible determinar el espectro de emisión de una muestra bajo la excitación de una fuente de luz monocromática, habitualmente un láser, obteniendo de esta forma el espectro de luminiscencia de un material, tanto en guía de onda como en volumen. Para ello, a lo largo de esta tesis se ha utilizado el montaje experimental que aparece en el diagrama de la figura 5.5.

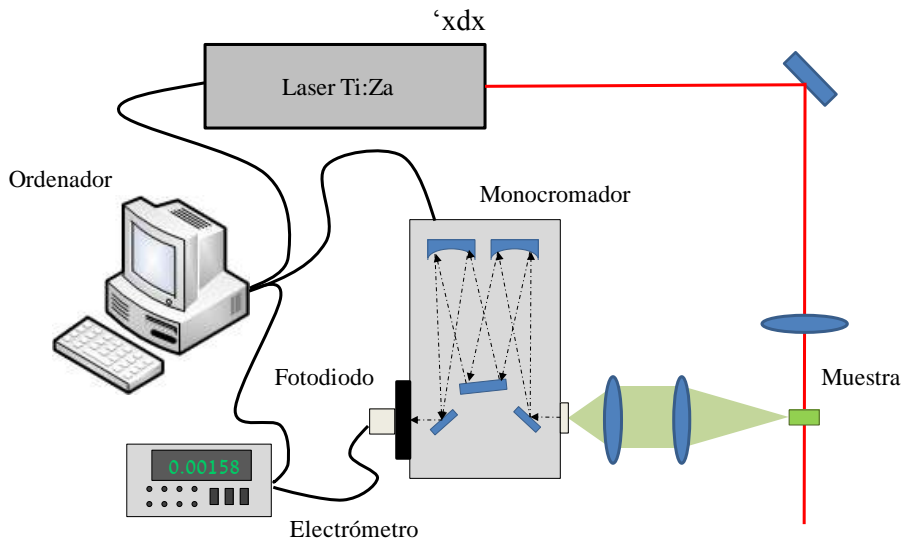


Figura 5.6: Montaje experimental para medir la emisión espontánea en muestras en volumen.

Como fuente de excitación se ha utilizado un láser sintonizable de Ti:Za capaz de barrer el espectro comprendido entre 700 y 1000 nm con un paso de 0.02 nm. De esta manera es posible excitar la muestra a analizar en un amplio rango de longitudes de onda, haciendo este montaje experimental viable para diferentes tierras raras utilizadas en este trabajo (Nd^{3+} , Yb^{3+} y Er^{3+}).

Para medidas de luminiscencia en volumen, el haz de excitación se focaliza en la muestra situada en una plataforma fija mediante una lente con una distancia focal de varios centímetros. En este punto, la luz emitida por la muestra se recoge 90 grados respecto a la incidencia del láser de excitación utilizando una lente de similares características a la utilizada en el paso anterior, y posteriormente se focaliza en la entrada de un monocromador utilizando una tercera lente. En este punto, es conveniente colocar un filtro que elimine la luz residual proveniente de la fuente de excitación. En el caso de que se desee un espectro polarizado de luminiscencia también se puede añadir un polarizador a la entrada del monocromador para este propósito.

Para realizar medidas de luminiscencia en guías de onda, la muestra se sitúa en una plataforma con tres ejes cartesianos y tres ejes angulares que permiten un correcto ajuste y orientación de la misma a la hora de acoplar el haz de excitación a la guía de onda deseada. El acoplo se realiza mediante un objetivo de microscopio cuya apertura numérica puede variar entre 0.1 y 0.85 en función de las características de la guía de onda a analizar. La

luminiscencia de la guía de onda se recoge a la salida de ésta utilizando un segundo objetivo de microscopio, típicamente de 20×, y se redirige al monocromador. En este caso es imprescindible utilizar un filtro para evitar que la luz del láser de excitación entre en el monocromador. Al igual que en el caso anterior, también es posible utilizar un polarizador con el fin de obtener un espectro de luminiscencia polarizado.

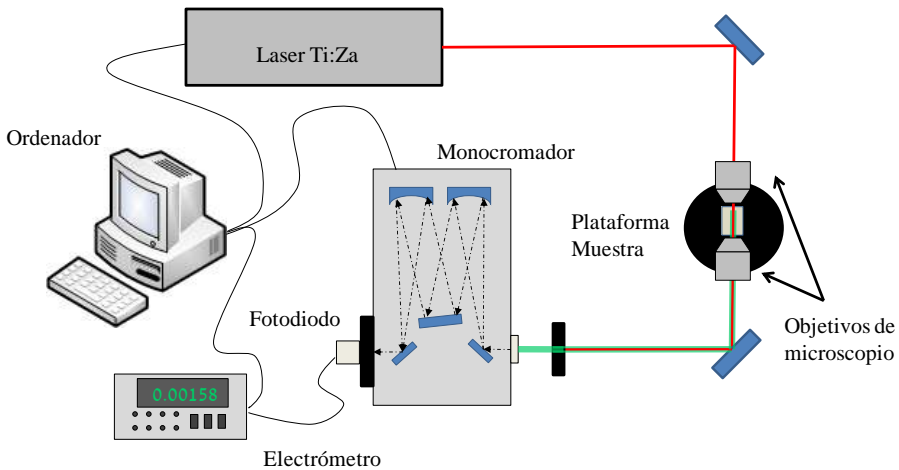


Figura 5.7: Montaje experimental para medir la emisión espontánea en guías de onda.

La luz incidente en el monocromador es difractada mediante unas redes de difracción y seleccionada mediante unas rendijas de anchura ajustable que permiten el paso de la longitud de onda deseada a un detector. Este detector es distinto dependiendo de la longitud de onda en la que queremos trabajar, utilizando un fotomultiplicador para longitudes de onda hasta 700 nm, un diodo InGaAs para longitudes de onda comprendidas entre 700 y 1700 y un detector de CdS para longitudes de onda superiores a 1.7 μm llegando hasta las 3 micras.

El detector se conecta a un electrómetro mediante un cable coaxial y este a un ordenador en el que se registran los espectros medidos. En caso de que sea necesario es posible amplificar la señal del detector mediante un amplificador. Tanto el láser Ti:Za como el monocromador se controlan de forma remota desde el ordenador.

Excitación

Las medidas de excitación permiten observar la emisión de una muestra a una longitud de onda fija en función de la longitud de onda de excitación. Para

ello se utiliza el mismo montaje experimental utilizado para realizar las medidas de emisión estimulada. En este caso, el láser sintonizable de Ti:Za controlado mediante un ordenador vía GPIB, varía la longitud de onda incidente en la muestra mientras que un monocromador recoge la luz emitida por la muestra a la longitud de onda seleccionada. El resultado es un espectro que representa la luminiscencia a una longitud de onda concreta en función de la longitud de onda de excitación. Mediante esta técnica se puede determinar las longitudes de onda óptimas para el bombeo en aplicaciones de guías activas.

Vidas medias

Además de la caracterización espectroscópica en régimen continuo, también se han realizado medidas en régimen pulsado con el fin de obtener información de la evolución temporal de la luminiscencia. Para este propósito se han utilizado como fuentes de luz pulsadas como un oscilador paramétrico óptico (OPO), así como el titanio zafiro junto con un *chopper* para obtener una señal pulsada.

Al igual que en casos anteriores, la longitud de onda de emisión deseada se selecciona mediante un monocromador y se genera la señal eléctrica mediante el detector más apropiado en función de la longitud de onda de trabajo. En este caso el detector se conecta a un osciloscopio (Tektronix, TDS 420), previa amplificación, que registra la intensidad de la señal en función del tiempo (figura 5.8).

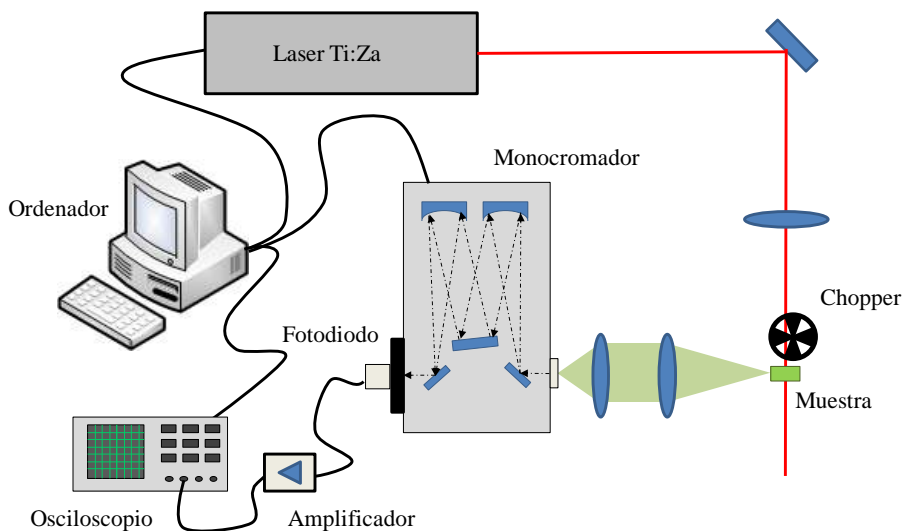


Figura 5.8: Set-up experimental para medir vidas medias.

De esta manera, con la curva medida por el osciloscopio se puede determinar la vida media de la transición excitada. En el caso de que no haya transferencia de energía entre iones, puede determinarse la vida media a partir la siguiente expresión:

$$I = I_0 \exp(-t / \tau) \quad (5.5)$$

donde I es la intensidad en función del tiempo, I_0 la intensidad máxima, t el tiempo y τ la vida media de la transición.

Es importante destacar que para obtener una medida veraz de las vidas medias los pulsos deben de ser suficientemente largos para que los iones alcancen el estado estacionario, y la separación entre estos debe ser suficientemente larga para poder recoger toda la curva de decaimiento.

Microscopía confocal

La microscopía confocal permite realizar análisis de una muestra limitando el plano focal. De esta manera es posible resolver señales de regiones pequeñas y bien localizadas, y además obtener imágenes de microluminiscencia resolviendo espectralmente cada punto de la imagen [15].

En el montaje experimental para realizar este tipo de medidas se han utilizado distintos tipos de láseres como fuente de excitación. Los que se han utilizado en este trabajo son: un láser de argón en régimen continuo (488nm), un tsunami sintonizable en régimen pulsado y continuo (700-1000nm) y distintos láseres de diodo, principalmente a 800 nm y 980 nm.

El sistema óptico de un microscopio confocal es similar al de un microscopio tradicional, donde la imagen recogida por el objetivo de microscopio se hace pasar por un *pin-hole* de pocas micras de diámetro (25-50 μm). De esta manera se consigue discriminar el plano focal, obteniendo una gran resolución espacial en profundidad. La señal de microluminiscencia obtenida se dirige a un monocromador que selecciona la longitud de onda deseada y esta es medida mediante una CCD refrigerada mediante un peltier.

Finalmente la muestra a analizar se sitúa sobre una plataforma automatizada que permite un barrido en los ejes x e y con un paso de 0.1 μm , permitiendo obtener los mapas de microluminiscencia en la región deseada de la muestra. La resolución en el plano xy estará limitada por la apertura numérica del objetivo de microscopio utilizado, siendo los valores típicos entre 0.5 y 1 micras.

5.2.3 Modos oscuros/Reflectividad

El método de modos oscuros permite cuantificar los modos de propagación en una guía plana, así como determinar los índices efectivos para cada uno de ellos. Para llevar a cabo esta medida se ha utilizado el montaje experimental que se muestra en la figura 5.9.

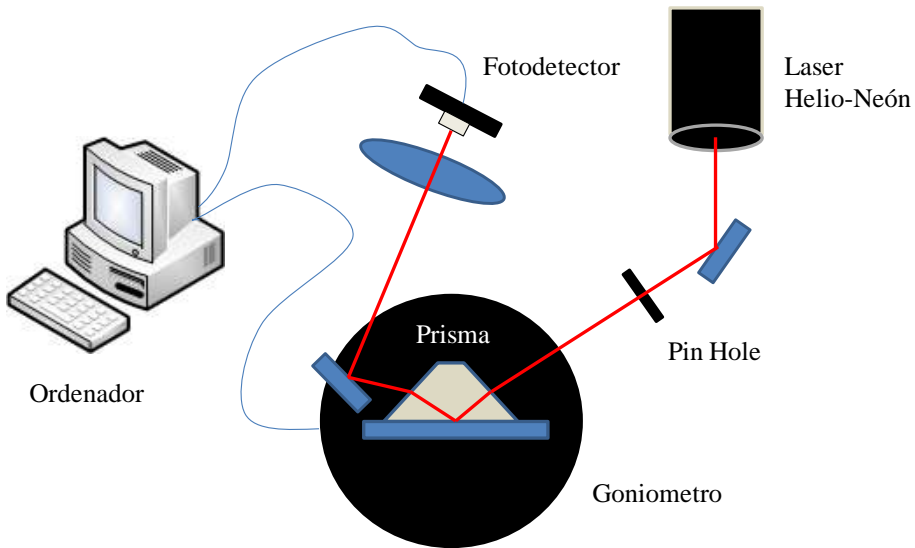


Figura 5.9: Montaje experimental experimental para la caracterización de modos oscuros/reflectividad

Este método se basa en el acoplo de la luz a modos guiados a través de un prisma de mayor índice de refracción. Para ello se ha utilizado como fuente de luz un láser de helio-neón(He-Ne) a 633 nm junto con un polarizador para poder seleccionar la polarización deseada. La luz se hace pasar por un *pin-hole* y se dirige hacia el prisma utilizado para acoplar la luz a la muestra. Inicialmente se hace incidir el haz láser de forma perpendicular a la cara del prisma, determinando de esta forma nuestro ángulo de referencia que consideraremos 0° .

El prisma y la muestra deben estar en contacto óptico, de forma que el haz láser incidente en el prisma pueda acoplarse a la guía que queremos analizar. La luz incidente en la guía con un ángulo menor que el ángulo crítico se refleja y sale por la cara opuesta del prisma, que mediante un espejo y una lente se redirige y focaliza en un detector de silicio. Esto ocurre para todos los ángulos menores que el ángulo crítico siempre y cuando no coincida con un ángulo que excite un modo guiado. En este caso la luz queda atrapada en el

interior de la guía y el detector registra un mínimo abrupto. Como se ve en el esquema, todo este proceso está controlado mediante un ordenador que mueve el goniómetro y registra los valores de intensidad de luz para cada ángulo.

De esta forma, se obtiene que para ciertos ángulos la intensidad reflejada es mucho menor, que se corresponderán con los modos de nuestra guía. Con esta información, se puede determinar el índice efectivo de cada modo, tal y como se muestra en la siguiente ecuación:

$$N_{eff} = n_p \sin \left[\alpha + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \beta}{n_p} \right) \right] \quad (5.6)$$

donde n_p es el índice de reflexión del prisma, α el ángulo que forma la cara del prisma con la base de éste y β representa el ángulo con el que incide el haz láser respecto a la normal de la cara de entrada del prisma.

Utilizando este sistema también es posible determinar el índice de refracción de un material para una determinada longitud de onda de trabajo. Para ello es necesario hallar el ángulo crítico, en el cual la luz acoplada al material sufre reflexión total interna. Con este dato, y aplicando la ley de Snell y las razones trigonométricas pertinentes obtendremos el valor del índice de refracción del material.

Para realizar estas medidas se han utilizado, en función del índice de refracción de la muestra, tanto prismas de vidrio (con índices de refracción de 1.450) y de rutilo (con índices de refracción $n_e=2.8650$ y $n_o=2.5831$), puesto que para un correcto acoplo de modos guiados en la muestra el prisma de acoplo debe ser de un índice de refracción mayor que el de la muestra a analizar.

5.2.4 Caracterización modal de campo cercano

La caracterización modal se ha realizado acoplando luz a las guías mediante la técnica *end-fire coupling* y recogiendo la distribución de intensidad del modo en campo cercano mediante un objetivo de microscopio. Para ello tanto el objetivo de entrada como el de salida se han colocado sobre unas plataformas de 3 ejes, mientras que la muestra se ha colocado en una plataforma que permitía únicamente el movimiento en el eje horizontal.

Como fuente de luz, se utiliza un láser de He-Ne, a una longitud de onda de trabajo de 633 nm. Adicionalmente se han utilizado láseres de diodo a 800,

980 y 1550 nm para poder caracterizar los modos de las guías activas que se han fabricado durante esta tesis a las longitudes de onda de trabajo para las que han sido diseñadas.

Las imágenes de la distribución modal recogidas por el objetivo de salida han sido grabadas mediante una cámara CCD. Adicionalmente, con el objetivo de obtener la distribución modal para las distintas polarizaciones, se han utilizado distintos polarizadores en función de la longitud de onda.

Finalmente, cabe destacar la idoneidad de contar con un microscopio binocular con el que observar el punto concreto en el que se está acoplando luz en la muestra a fin de tener mayor control sobre las condiciones de trabajo.

5.2.5 Caracterización de pérdidas

El cálculo de pérdidas es un parámetro crucial a la hora de determinar la calidad de una guía óptica. Para ello, y tal y como se expone a continuación, existen múltiples métodos para determinar las pérdidas de propagación a lo largo de una guía de onda.

El método directo para determinar las pérdidas de propagación en una guía de ondas consiste en medir la potencia de luz a la entrada y a la salida. Para ello se acopla la luz mediante un objetivo de microscopio, método conocido como *end-fire coupling*, y se recoge la luz a la salida de la guía mediante otro objetivo de microscopio tal y como se muestra en la figura 5.10. De esta forma se puede determinar las pérdidas mediante la siguiente expresión:

$$I_{out} = I_{in} \cdot (1 - R_{fresnel})^2 \cdot T_{objetivo}^2 \cdot \Psi_{acoplo} \cdot 10^{\frac{-A \cdot d}{10}} \quad (5.7)$$

donde P_{in} y P_{out} son las potencias de entrada y salida de la guía, R la reflectividad de las fronteras aire-muestra definidas por la ley de Fresnel, T la transmitancia de los objetivos, A las pérdidas en dB por unidad de longitud, d la longitud de la guía y Ψ el factor de acoplo objetivo-guía.

En el caso de guías monomodo, el factor de acoplo se puede determinar como la integral de solapamiento entre el spot del microscopio a la entrada de la guía y el modo de propagación de la guía [16]. Sin embargo en el caso de las guías multimodo es necesario realizar un análisis numérico mediante BPM para poder determinar su valor.



Figura 5.10: Esquema de acoplo de luz mediante objetivos de microscopio.

Este método de caracterización de pérdidas se puede realizar de manera más precisa utilizando un analizador de espectros (OSA). Para ello se conecta el analizador de espectros a las fibras ópticas monomodo a la longitud de onda que deseamos medir, una para inyectar señal y otra para recogerla. A partir de aquí se realiza una medida de referencia con las dos fibras enfrentadas para determinar las pérdidas de nuestro sistema y posteriormente se realizan las medidas sobre las guías. Al igual que en el caso anterior, es necesario determinar el factor de acoplo y las pérdidas por reflectividad en la muestra obteniendo una expresión análoga a la ecuación (5.7) aunque en este caso el término de la transmitancia de los objetivos desaparece.

5.2.6.-Integración del scattering

En ausencia de iones activos con bandas de absorción a las longitudes de onda a analizar, uno de los principales factores de pérdidas de propagación en una guía es el *scattering* superficial. Este hecho permite que se puedan realizar medidas de pérdidas de propagación analizando la intensidad del scattering a lo largo de la guía.

Para realizar estas medidas se acopla luz a la guía que queremos analizar mediante un objetivo de microscopio. La luz dispersada a lo largo de la guía se recoge utilizando una lente que proyecte la imagen longitudinal de la guía en una cámara CCD. Posteriormente la imagen recogida por la CCD se procesa mediante un programa informático y se obtiene la integral de la intensidad de la luz dispersada en función del eje longitudinal de la muestra. El resultado final es una curva exponencial de la que podremos extraer el valor de las pérdidas de propagación, utilizando la siguiente expresión:

$$P_{out} = P_{in} e^{-\alpha d} \quad (5.8)$$

Donde α es el coeficiente de absorción, generalmente en cm^{-1} , d la longitud de la guía, y P_{in} y P_{out} la intensidad a la entrada y a la salida de la guía, respectivamente.

No obstante este método de caracterización de pérdidas únicamente es válido para guías con pérdidas relativamente altas ($>1\text{dB/cm}$) y para en guías situadas en la superficie del sustrato.

5.2.7 Microscopía de Fuerza Atómica

La microscopía de fuerza atómica, conocida por sus siglas en inglés AFM, fue desarrollada inicialmente por G. Binnig y C.F. Quate en 1986 [17]. Esta técnica permite caracterizar topografías superficiales con una resolución a escala manométrica, obteniendo representaciones 3D de la muestra. Este sistema cuenta con un sensor llamado cantiléver que modifica su posición en función de la fuerza de interacción con la superficie a caracterizar.

Generalmente los sistemas de detección de la variación de la posición o del cantiléver están basados en sistemas ópticos. Sin embargo, el sistema AFM utilizado a lo largo de esta tesis está diseñado para trabajar junto con un microscopio de campo cercano, por lo que para evitar interferencias entre la luz del diodo láser de detección y el experimento utiliza un sistema de detección alternativo. Este sistema consiste en un cantiléver unido a un diapasón según se muestra en la figura 5.11, de forma que el cantiléver ejerce una fuerza al diapasón proporcional a la que sufre en la punta. Por otra parte la frecuencia de oscilación del diapasón, típicamente 30-40 kHz, se monitoriza continuamente pudiendo observar las variaciones producidas por el cantiléver tanto en amplitud, frecuencia o fase. Ésta última es la que mayor resolución permite y ha sido la que se ha utilizado principalmente para realizar las medidas AFM a lo largo de esta tesis.

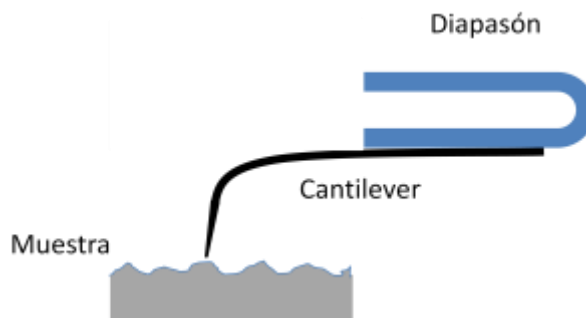


Figura 5.11: Esquema de los sensores de medida AFM utilizados.

A la hora de realizar medidas AFM existen 3 modos de funcionamiento del cantiléver: modo contacto, modo no contacto y modo tapping.

- Modo contacto: En esta configuración el cantiléver está en contacto con la muestra produciéndose la deflexión por el contacto con la misma. El modo contacto permite mayores velocidades de barrido y mejor resolución pero se corre el riesgo de dañar la muestra y el propio cantiléver. Generalmente se utiliza con sistemas ópticos de detección del cantiléver.
- Modo no contacto: En este modo el cantiléver no entra en contacto con la muestra, si no que se encuentra oscilando ligeramente a una distancia entre 20 y 50 nm. Esto implica que la fuerza sea menor y sea necesario un sistema de detección de la variación de posición del cantiléver mediante un diapasón como se ha explicado anteriormente. La resolución es menor pero no daña la muestra ni el cantiléver.
- Modo tapping: Es un punto intermedio entre los dos anteriores en el que el cantiléver tiene una oscilación mayor llegando a entrar en contacto con la muestra en algunos puntos.

En la figura 5.11 se muestra el equipo de microscopía AFM/SNOM *Nanonics Multiview 2000* utilizado para realizar las medidas a lo largo de la tesis. Estas medidas se han centrado principalmente en la caracterización de la rugosidad y las dimensiones de las estructuras ridge fabricadas en este trabajo.



Figura 5.12: Fotografía del equipo AFM/NSOM

5.3. Referencias

- [1] X. Mateos, R. Solé, J. Gavalda, M. Aguiló, J. Massons, F. Díaz, Crystal growth, optical and spectroscopic characterisation of monoclinic KY (WO₄)₂ co-doped with Er³⁺ and Yb³⁺, *Optical Materials*, 28 (2006) 423-431.
- [2] B. Western, Thesis western, Thesis doctoral, (2011).
- [3] A.A. Ballman, Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the Czochralski technique, *Journal of the American Ceramic Society*, 48 (1965) 112-113.
- [4] J. Czochralski, Ein neues verfahren zur messung der kristallisationsgeschwindigkeit der metalle, *Z. phys. Chemie.*, 92 (1918) 219-221.
- [5] B. Ferrand, B. Chambaz, M. Couchaud, Liquid phase epitaxy: A versatile technique for the development of miniature optical components in single crystal dielectric media, *Optical Materials*, 11 (1999) 101-114.
- [6] A.A. Ecija, Crecimiento y caracterización de capas epitaxiales de KRE_{1-x}Yb_x(WO₄)₂/KRE(WO₄)₂ (RE=Y, Lu) para aplicaciones láser. Tesis doctoral, (2008).
- [7] O. Silvestre, M.C. Pujol, R. Solé, W. Bolaños, J.J. Carvajal, J. Massons, M. Aguiló, F. Díaz, Ln³⁺:KLu(WO₄)₂/KLu(WO₄)₂ epitaxial layers: Crystal growth and physical characterisation, *Materials Science and Engineering: B*, 146 (2008) 59-65.
- [8] R. Schmidt, I. Kaminow, Metal-diffused optical waveguides in LiNbO₃, *Applied Physics Letters*, 25 (1974) 458-460.
- [9] R. Nevado, G. Lifante, Low-loss, damage-resistant optical waveguides in Zn-diffused LiNbO₃ by a two-step procedure, *Applied Physics A*, 72 (2001) 725-728.
- [10] G. Lifante, F. Cussó, E. Cantelar, M. Domenech, I. Suárez, P.L. Pernas, Dispositivos fotónicos integrados en LiNbO₃, *Una década del Instituto de Física Aplicada*, (2006).
- [11] F. Chen, J. Aldana, Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining, *Laser & Photonics Reviews*, 8 (2014) 251-275.
- [12] J. Cugat, R. Solé, A. Ferrer, J. Carvajal, X. Mateos, J. Massons, J. Solís, G. Lifante, F. Díaz, M. Aguiló, Femtosecond-laser microstructuring of ribs on active (Yb,Nb):RTP/RTP planar waveguides, *Lightwave Technology, Journal of*, 31 (2013) 385-390.
- [13] J. Gottmann, G. Schlaghecken, R. Wagner, E.W. Kreutz, Fabrication of erbium-doped planar waveguides by pulsed-laser deposition and laser micromachining, in: *Photonics Fabrication Europe*, International Society for Optics and Photonics, 2003, pp. 148-156.
- [14] R. Di Leonardo, F. Ianni, G. Ruocco, Computer generation of optimal holograms for optical trap arrays, *Optics Express*, 15 (2007) 1913-1922.

-
- [15] M. Gu, Principles of three dimensional imaging in confocal microscopes, World Scientific, 1996.
- [16] A.K. Mairaj, P. Hua, H.N. Rutt, D.W. Hewak, Fabrication and characterization of continuous wave direct UV ($\lambda= 244\sim$ nm) written channel waveguides in chalcogenide (Ga:La:S) glass, Journal of lightwave technology, 20 (2002) 1578.
- [17] G. Binnig, C.F. Quate, C. Gerber, Atomic force microscope, Physical review letters, 56 (1986) 930.

6. Fabricación de guías activadas con iones Er^{3+} e Yb^{3+} en dobles tungstatos de itrio

Introducción

En este capítulo se describe el estudio previo, la fabricación y la caracterización de guías acanaladas activadas con los iones Er^{3+} e Yb^{3+} en dobles tungstatos monoclinicos de ytrio. En el primer apartado se describe el análisis espectroscópico que permitirá determinar las probabilidades de transición del ion Er^{3+} en la matriz seleccionada para la epitaxia de la capa activa de la guía. Para ello se ha llevado a cabo un análisis Judd-Ofelt anisótropo aplicando la metodología explicada en el capítulo 2.

En un segundo paso se ha llevado a cabo un análisis numérico de una estructura de guía de onda tipo *load* en la que se ha calculado el confinamiento lateral de dicha estructura utilizando el método de índice efectivo y BPM. En este punto se han calculado las pérdidas de propagación en estas estructuras y se han optimizado los diferentes parámetros de diseño.

Posteriormente, en base a los parámetros espectroscópicos determinados inicialmente y a las simulaciones numéricas de las estructuras planteadas, se ha llevado a cabo el análisis numérico de un láser en guía de ondas utilizando el método de integrales de solapamiento. Mediante esta técnica se van a analizar las propiedades de una guía de onda láser activada con iones Er^{3+} e Yb^{3+} en una estructura $KY_{1-x-y}Gd_xLu_y(WO_4)_2/KY(WO_4)_2$. De esta forma, se ha determinado la composición de la capa activa en términos de niveles de dopaje de iones activos así como las dimensiones óptimas de la guía.

Partiendo de los parámetros determinados a lo largo de las diferentes etapas del análisis numérico, se han fabricado unas guías de onda activas combinando las técnicas de epitaxia en fase líquida y microestructuración por láser de femtosegundos multiplexado. Estas guías de onda se han caracterizado, comparando finalmente los valores experimentales con los obtenidos mediante las simulaciones iniciales.

6.1. Análisis espectroscópico

Si bien existían análisis de Judd-Ofelt en dobles tungstatos de potasio e ytrio o gadolinio para el ion Er^{3+} , no existía ningún análisis para las composiciones mixtas que se utilizan a la hora de realizar capas epitaxiales sobre sustratos de $KY(WO_4)_2$. Por lo tanto, con el fin de diseñar dispositivos ópticos activos eficientes en este material para trabajar en la tercera ventana de

telecomunicaciones, se ha realizado una caracterización espectroscópica basada en el análisis de Judd-Ofelt.

Para ello se han obtenido muestras de $KY_{0.60}Gd_{0.18}Lu_{0.21}(WO_4)_2$ dopados al 1% con Er^{3+} mediante la técnica de crecimiento TSSG. Esta composición se ha seleccionado debido a que al crecer una capa de esta composición sobre un sustrato de $KY(WO_4)_2$ el desajuste de red es prácticamente cero [1] y por otra parte permite obtener un salto de índice suficientemente alto ($\approx 4.5 \times 10^{-3}$) en longitudes de onda de $1.5 \mu m$ [1], y por lo tanto permite obtener guías de onda con bajas pérdidas de propagación [2].

Se han obtenido dos muestras, una perpendicular al eje b y otra al eje c , con el fin de que las tres direcciones ópticas principales fuesen accesibles para su caracterización.

Utilizando un espectrofotómetro se ha medido los espectros de absorción polarizados para las tres direcciones ópticas principales del cristal

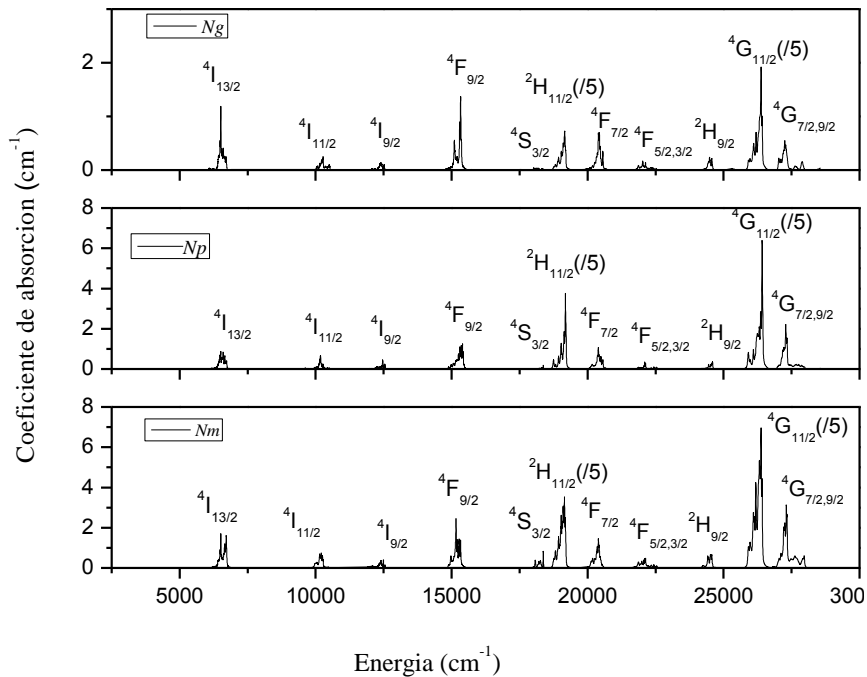


Figura 6.1: Espectro de absorción polarizado de un cristal de $KY_{0.60}Gd_{0.18}Lu_{0.21}Er_{0.01}(WO_4)_2$.

$KY_{0.60}Gd_{0.18}Lu_{0.21}Er_{0.01}(WO_4)_2$. En la figura 6.1 se puede observar el espectro tomado para cada una de las polarizaciones paralelas a los ejes ópticos N_g , N_p y N_m . En la figura se muestra el espectro de cada banda de absorción, en el que se ha restado el borde de absorción del material con el objetivo de poder determinar la fuerza de oscilación de cada banda, para poder realizar el análisis Judd-Ofelt. Hay que remarcar que la intensidad de los multipletes ${}^4G_{11/2}$ y ${}^2H_{11/2}$ se han dividido por cinco con el fin de poder distinguir todas las bandas de absorción.

Siguiendo el procedimiento Judd-Ofelt se han calculado las fuerzas de oscilación de las distintas transiciones del ion Er^{3+} en esta matriz. Para ello únicamente se han utilizado las transiciones con carácter dipolar eléctrico puro debido a que simplifican el cálculo a la hora de hacer el ajuste

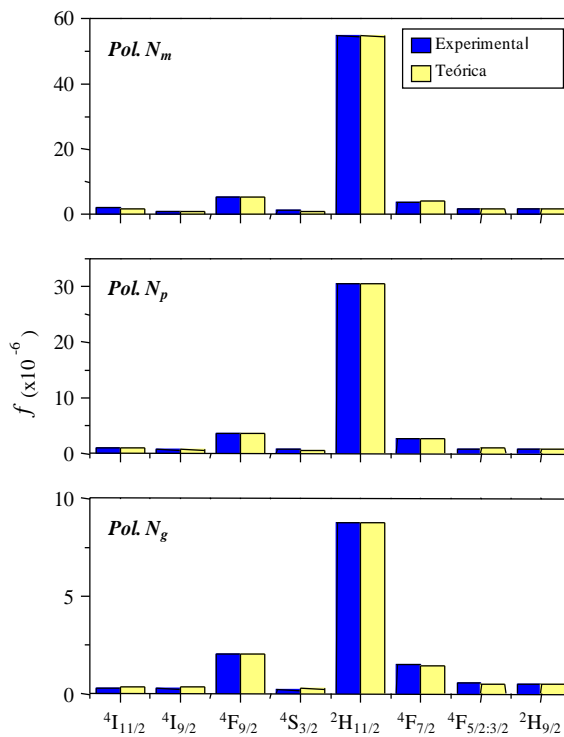


Figura 6.2: Ajuste entre las fuerzas de oscilación experimentales y teóricas para cada una de las transiciones analizadas.

cuadrático. Por otra parte, se han descartado las transiciones ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$ y ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4G_{7/2,9/2}$ debido a la posible influencia del borde de absorción en estas bandas. Así pues, se han utilizado las 8 bandas restantes para realizar el ajuste Judd-Ofelt obteniendo una buena concordancia entre las fuerzas de oscilación medidas experimentalmente y las calculadas de forma teórica tal y como se observa en la figura 6.2. En dicha figura se ve como en la banda de mayor peso, la correspondiente a la transición ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$, el ajuste es prácticamente total. Si bien el análisis Judd-Ofelt depende fuertemente de las bandas seleccionadas, la alta concordancia entre los valores experimentales y teóricos en las 8 transiciones que se han tenido en cuenta, sugiere que la selección de las bandas para realizar el análisis ha sido adecuada.

Adicionalmente, en la tabla 6.1 se muestran los resultados del análisis Judd-Ofelt, incluyendo los parámetros Judd-Ofelt para cada dirección óptica y promedio, así como el valor *rms* de su ajuste (eq. 2.12). Los valores de los parámetros Judd-Ofelt obtenidos para cada polarización se han promediado, en este caso asignando un peso de 1/3 a cada uno, obteniendo de esta manera los parámetros Judd-Ofelt efectivos para el Er^{3+} en esta matriz.

Transition	f_{exp}	f_{teo}	f_{exp}	f_{teo}	f_{exp}	f_{teo}
	Pol. N_m		Pol. N_p		Pol. N_g	
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	2.05	1.84	0.99	1.03	0.32	0.39
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	0.78	0.88	0.66	0.66	0.27	0.38
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	5.38	5.22	3.67	3.68	2.08	2.06
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	1.18	0.88	0.81	0.52	0.20	0.27
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$	54.64	54.66	30.44	30.43	8.77	8.76
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$	3.58	4.22	2.76	2.68	1.51	1.45
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{5/2,3/2}$	1.76	1.74	0.82	1.01	0.58	0.52
${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$	1.72	1.50	0.76	0.92	0.53	0.49
$\Omega_2 (\times 10^{-20} \text{ cm}^2)$	25.87		14.46		3.49	
$\Omega_4 (\times 10^{-20} \text{ cm}^2)$	3.16		2.45		1.31	
$\Omega_6 (\times 10^{-20} \text{ cm}^2)$	1.54		0.91		0.44	
rms Δf	0.35		0.17		0.08	
rms Δf /rms Δf_{exp} (%)	1.4		1.3		2.0	
$\Omega_{2,eff} (\times 10^{-20} \text{ cm}^2)$	14.61					
$\Omega_{4,eff} (\times 10^{-20} \text{ cm}^2)$	2.31					
$\Omega_{6,eff} (\times 10^{-20} \text{ cm}^2)$	0.97					

Tabla 6.1: Fuerzas de oscilación dipolar eléctrica experimentales y teóricas, parámetros de JO y valores rms del ajuste cuadrático para cada polarización.

Una vez obtenidos los parámetros JO efectivos es posible determinar las probabilidades de relajación radiativas y no radiativas aplicando la fórmula 2.6 y por lo tanto la eficiencia cuántica radiativa de cada transición. En la tabla 6.2 se presentan estos datos así como los tiempos de vida radiativos y los branching ratios calculados utilizando las fórmulas 2.14 y 2.15.

Transición	A_{ed} (s^{-1})	A_{md} (s^{-1})	τ_R (μs)	β_{ij} (%)
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^2H_{9/2}$	15		5	0.0
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4F_{5/2, 3/2}$	11			0.0
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$	180			0.1
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$	74	25		0.0
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	78			0.0
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	4716	7		2.4
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	1451	2		0.7
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	303			0.2
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	10607	101		5.4
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	182019			91.2
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2, 3/2}$	1		94	0.0
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$	58	2		0.6
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$	69	2		0.7
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	1			0.0
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	104	91		1.8
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	244	2		2.3
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1561	77		15.3
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	5581			52.2
${}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	2893			27.1
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$	5	1	81	0.0
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$	5			0.0
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	38	11		0.4
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	315			2.6
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	1282			10.4
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	2341			19.0
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	3200			26.0
${}^4F_{5/2, 3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	5096			41.5
${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$	0		105	0.0
${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	0			0.0
${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	27	24		0.5
${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	333	24		3.8
${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	663			7.0
${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1647			17.3
${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	6777			71.4
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	0		21	0.0
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	187			0.4

${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	551	1		1.2
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	342	18		0.8
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	588	143		1.5
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	46161			96.2
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	1		301	0.0
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	143			4.3
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	74			2.2
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	878			26.4
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	2229			67.0
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	23	5	234	0.7
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	175	13		4.4
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	237			5.6
${}^4F_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	3812			89.4
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1	2	1931	0.6
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	84			16.2
${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	431			83.2
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	43	18	2137	13.0
${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	407			87.0
${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	219	79	3356	100

Tabla 6.2: Probabilidades de transición, vidas medias radiativas y branching ratios teóricos para cada transición del ion Er^{3+} en $KY_{0.59}Gd_{0.19}Lu_{0.21}(WO_4)$.

Para poder calcular las vidas no radiativas utilizando la ecuación 2.8 es necesario determinar las vidas medias experimentales. Para ello, siguiendo el

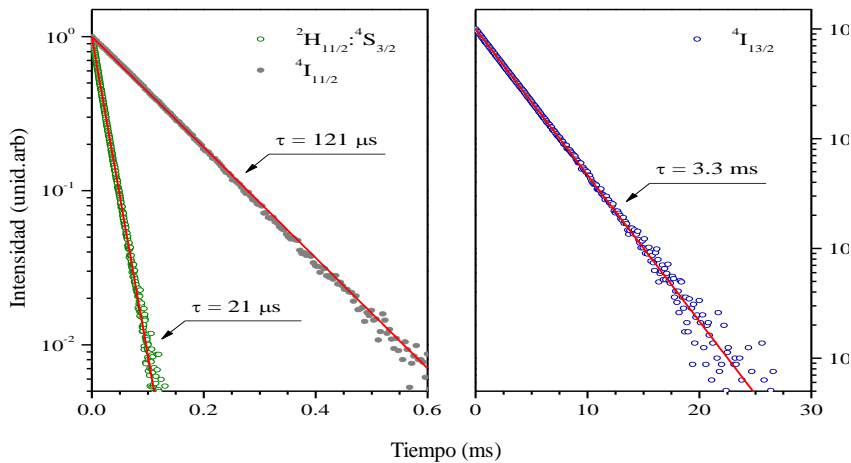


Figura 6.3: Medidas experimentales de las vidas medias del ion Er^{3+} en $KY_{0.59}Gd_{0.19}Lu_{0.21}(WO_4)_2$

esquema explicado en el capítulo 5, se han medido de forma experimental las vidas medias de las emisiones correspondientes a las transiciones ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ($\lambda \approx 1530$ nm), ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ($\lambda \approx 980$ nm) y ${}^2H_{11/2}; {}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ($\lambda \approx 550$ nm) en la matriz de $KY_{0.60}Gd_{0.18}Lu_{0.22}(WO_4)_2$ dopada con Er^{3+} .

Cabe destacar, que debido a la termalización de los niveles y ${}^2H_{11/2}; {}^4S_{3/2}$, es necesario aplicar la siguiente expresión para poder estimar los tiempos de vida reales:

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{g_H A_{rad}^H \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) + g_S A_{rad}^S}{g_H \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) + g_S} \quad (6.1)$$

donde g_i representa la degeneración del multiplete i , A_{rad}^i es la probabilidad de transición radiativa, $i = H, S$ hace referencia a los multipletes ${}^2H_{11/2}; {}^4S_{3/2}$, ΔE representa la energía entre ambos multipletes, k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura.

Aplicando la ley del gap para determinar las transiciones no radiativas se ha comprobado que los resultados obtenidos se ajustan a la ecuación exponencial que define el comportamiento de estas en función del gap de energía de la transición (eq. 2.16). Así mismo, los valores de los parámetros C y α se encuentran en el rango de los presentados por materiales similares. Por lo tanto es posible asumir la validez de los valores de probabilidades de transición y las vidas medias radiativas para los próximos análisis numéricos en la línea del diseño de guías ópticas activas.

Como conclusión del análisis espectroscópico se puede determinar que la emisión derivada de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ se corresponde con los datos obtenidos en otros materiales isoestructurales [3]. Además se ha visto que la eficiencia cuántica, calculada como $\Gamma_R/(\Gamma_R + \Gamma_{NR})$, donde Γ representa el los ritmos decaimiento radiativo y no radiativo, es del 97.1%. Este último dato confirma que este material es un buen candidato para el desarrollo de dispositivos fotónicos operando a una longitud de onda de 1.5 μm .

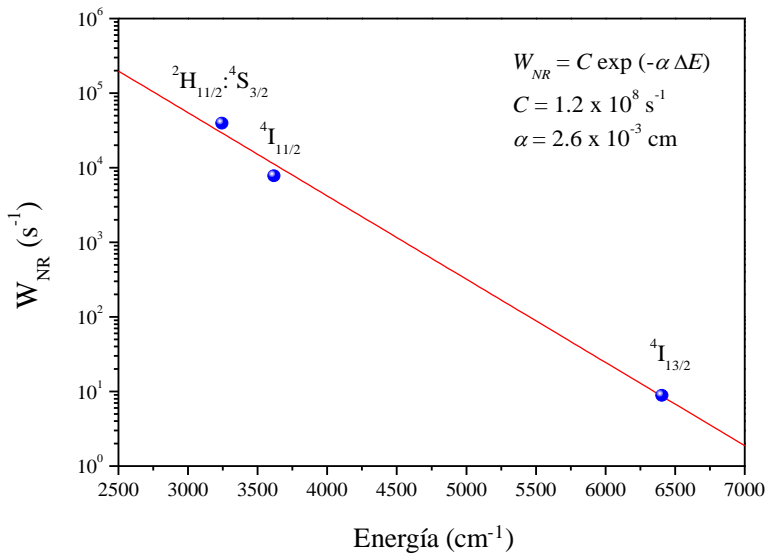


Figura 6.4: Probabilidades de transición no radiativas en función del gap de energía de la transición (puntos) y el ajuste de mínimos cuadrados de acuerdo a la ley del gap (línea).

6.2. Simulación de guías de onda acanaladas

La estructura propuesta para la fabricación de guías acanaladas en dobles tungstatos monoclinicos se basa en el confinamiento del modo guiado a través del índice efectivo de manera análoga a las guías de tipo *load*. Para ello se parte de una guía plana con un *cladding* del mismo salto de índice que el sustrato, que en nuestro caso será of $KY(WO_4)_2$. A partir de esta guía plana se plantea la posibilidad de microestructurar el *cladding* realizando dos canales paralelos de profundidad variable, de forma que el modo de la guía plana vea modificado su índice efectivo de propagación en función de la anchura del *cladding* residual que queda entre los canales y el *core* de la guía plana. De esta forma es posible generar una región debajo de la estructura *ridge* en la que el índice efectivo será mayor que el de la región situada debajo de los canales, consiguiendo de esta forma el confinamiento lateral y poder tener guías acanaladas.

El objetivo de este diseño consiste en alejar lo máximo posible el campo eléctrico del modo guiado de la zona microestructurada y de esta manera minimizar las pérdidas por *scattering* superficial derivadas de la rugosidad de los canales. En la figura 6.5a se muestra el esquema de este tipo de guías así como los parámetros más relevantes. Para el estudio de este tipo de guías se han mantenido fijos los parámetros h_1 (espesor del core de la guía plana) y h_2+h_3 (grosor total del cladding de la guía plana) así como las dimensiones d_1+d_2 , las cuales hacen referencia a la anchura de los canales.

El diseño de la estructura se ha llevado a cabo con el objetivo de que la guía plana sea monomodo, y que el modo de propagación a las longitudes de onda de interés, que en este caso se corresponderán con la máxima absorción del Yb^{3+} , 980 nm, y la emisión radiativa de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, en torno a 1535 nm, se vea afectado por el efecto de la variación del cladding. Para ello se ha determinado un espesor del core (h_1) de $4\mu\text{m}$. Para el cladding se ha determinado un espesor (h_2+h_3) de $10\mu\text{m}$, si bien este valor es irrelevante por encima de las $4\mu\text{m}$ ya que el modo no se expande por encima de esa región.

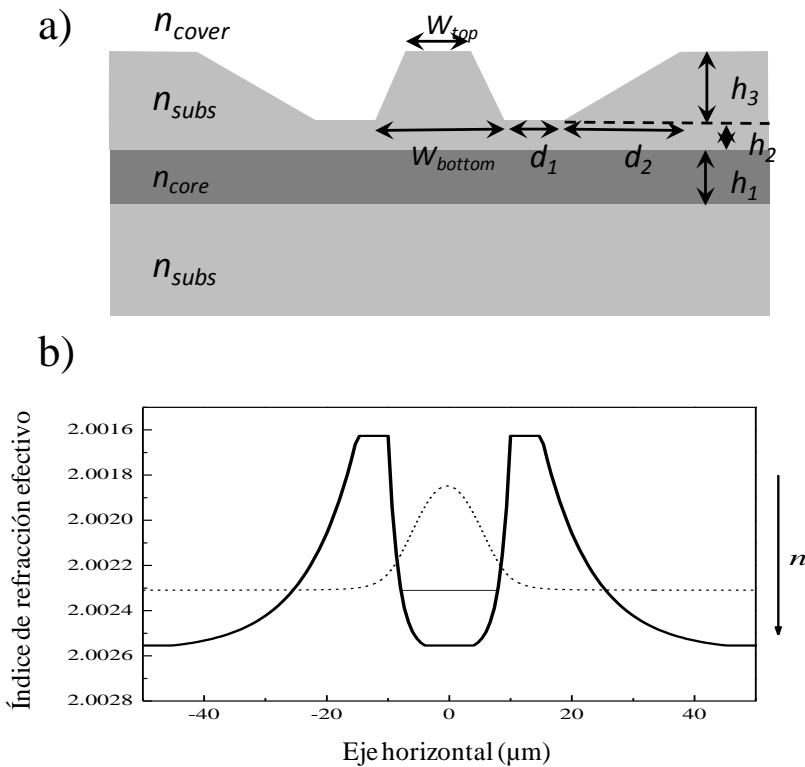


Figura 6.5: a) Esquema de la estructura propuesta. b) Esquema Distribución del índice efectivo de la estructura propuesta (línea continua) y distribución de la intensidad del modo (línea discontinua).

Las anchuras de los canales (d_1+d_2) se han determinado de $16\ \mu\text{m}$, siendo una distancia suficiente para evitar pérdidas por *tunnelling* y puesto que es una dimensión viable para la posterior fabricación de este tipo de estructuras mediante escritura por laser de femtosegundos en un único barrido.

Para el análisis de la estructura se han considerado la anchura de la estructura ridge (W_{bottom}) y el cladding residual resultante del proceso de microestructuración (h_2). Para ello se han llevado a cabo una serie de simulaciones mediante el método de índice efectivo, y posteriormente corroborados por BPM. Para llevar a cabo estos análisis se han considerado los índices de refracción del sustrato y del cladding de $KY(WO_4)_2$ y de la capa activa de mayor índice de $KY_{0.59}Gd_{0.19}Lu_{0.21}(WO_4)_2$ codopada con erbio e yterbio, ambos al 0.5%, a una longitud de onda de $1.64\ \mu\text{m}$.

Puesto que el hecho de que el modo se encuentre alejado de la superficie microestructurada minimiza las pérdidas por *scattering* superficial, en las simulaciones se han calculado las pérdidas de propagación debidas procesos de tunnelling, ya que en este caso constituyen el principal factor de pérdidas.

En la gráfica 6.6 se recogen los datos obtenidos de las simulaciones realizadas. Se puede observar que la anchura de la guía (W_{bottom}) constituye un factor crítico a la hora de determinar las pérdidas por efectos de tunnelling.

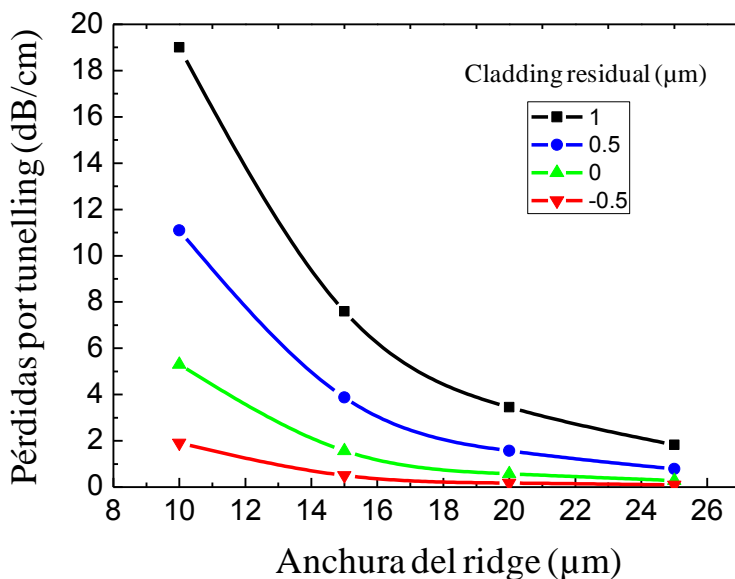


Figura 6.6: Pérdidas de propagación en función de la anchura de la estructura ridge para distintos valores de cladding residual (h_2) a $\lambda=1.64\ \mu\text{m}$.

Por otra parte se puede distinguir que el cladding residual (h_2) constituye un parámetro de suma importancia, siendo más crítico en guías más estrechas. Por lo tanto, de los datos obtenidos a partir del análisis numérico se ha determinado que en este tipo de guías son necesarias anchuras superiores a los $20\ \mu\text{m}$ y el *cladding* residual inferior a $0.5\ \mu\text{m}$ para mantener las pérdidas dentro de niveles suficientemente bajos.

Es necesario destacar, que en las guías en las que el cladding es $0.5\ \mu\text{m}$, es decir, que el canal llega hasta $0.5\ \mu\text{m}$ dentro de la capa activa, además de las pérdidas debidas al tunnelling, es necesario tener en cuenta las pérdidas debidas al scattering superficial ya que el campo eléctrico del modo entra en contacto con la zona microestructurada.

Por otra parte se ha simulado la distribución modal dentro de este tipo de guías mediante BPM tanto a $980\ \text{nm}$ como a $1535\ \text{nm}$. De este análisis se ha obtenido que el factor de solapamiento entre los modos a la longitud de onda de bombeo y de emisión de un sistema Er^{3+} - Yb^{3+} es suficientemente alto como para que este tipo de guías sean viables para fabricar láseres o amplificadores en guía de ondas. Se han analizado las estructuras que sugerían menores pérdidas de propagación debidas a procesos de túneling ($< 2\ \text{dB/cm}$). En todos estos casos se ha obtenido que el factor de solapamiento entre modos

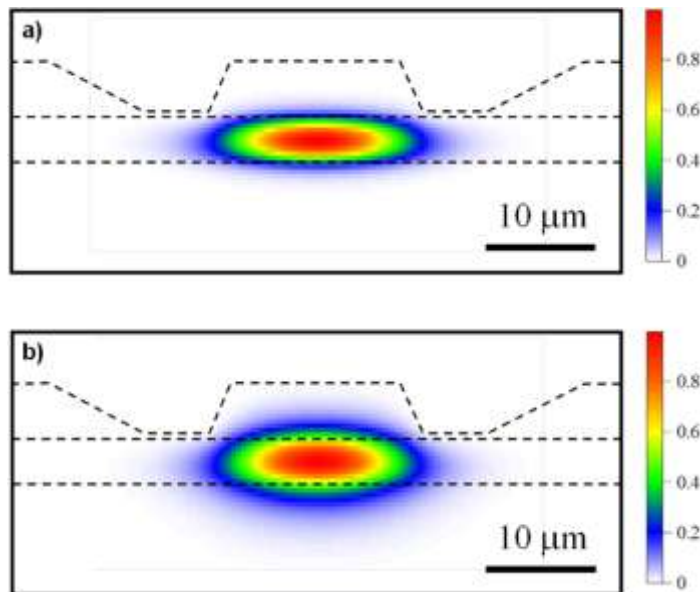


Figura 6.7: Distribución de la intensidad modal de una guía de $20\ \mu\text{m}$ de anchura y $0.5\ \mu\text{m}$ de cladding residual a: (a) $980\ \text{nm}$ y (b) $1535\ \text{nm}$.

era superior a 0.95. En la figura 6.7 se muestra la distribución modal del campo óptico para una guía de 20 μm de anchura con un cladding residual de 0.5 μm a ambas longitudes de onda, mostrando un factor de solapamiento de 0.97.

6.3. Simulación guías de onda activas

Para realizar un diseño eficiente de las guías se ha procedido a la simulación numérica de la emisión estimulada de las guías activas co-dopadas con Er^{3+} e Yb^{3+} . Para ello se han utilizado los parámetros espectroscópicos que se muestran en la tabla 6.3 en la que se presentan los datos obtenidos del análisis JO y algunos obtenidos de estudios anteriores. Los modos utilizados para este análisis son los correspondientes a una guía con una anchura de 20 μm y un cladding residual de 0 μm , la cual, según el análisis numérico realizado en el apartado anterior, ofrece unas pérdidas de 0.5 dB/cm.

Parametro	Valor
σ_{12} (980 nm)	$11.7 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
σ_{21} (980 nm)	$11.7 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
σ_{35} (980 nm)	$1.6 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
σ_{53} (980 nm)	$1.6 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
σ_{34} (1534 nm)	$2.7 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
σ_{43} (1534 nm)	$2.7 \times 10^{-20} \text{cm}^2$
C_{25}	$5.0 \times 10^{-15} \text{cm}^3/\text{s}$ [4]
C_{52}	$2.3 \times 10^{-15} \text{cm}^3/\text{s}$ [4]
τ_{exp} (${}^4I_{13/2}$)	3.26 ms
τ_{exp} (${}^4I_{11/2}$)	121 μs
τ_{exp} (${}^2F_{5/2}$)	440 μs [5]
$A_{54} = A$ (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$)	24 s^{-1}
$A_{53} = A$ (${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$)	226 s^{-1}

Tabla 6.3: Parámetros espectroscópicos utilizados para las simulaciones láser.

Estas simulaciones están basadas en el esquema de niveles involucrados en la emisión láser de un sistema Er^{3+} - Yb^{3+} explicado en el capítulo 3 (Figura 3.10). El proceso de emisión láser ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ del erbio tiene en cuenta la población de los distintos niveles involucrados en esta transición junto con los niveles resonantes del yterbio así como el coeficiente de transferencia entre

los niveles ${}^4F_{7/2}$ y ${}^4I_{11/2}$ y el coeficiente de transferencia inversa que se denominan C_{25} y C_{52} respectivamente. Utilizando la nomenclatura de la figura 3.10 se obtienen las siguientes ecuaciones para la población de los distintos niveles:

$$\frac{dN_2}{dt} = R_{12}N_1 - (W_{21} + A_{2m})N_2 - C_{25}N_2N_3 + C_{52}N_5N_1 \quad (6.2)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = R_{35}N_3 - (W_{53} + A_{5m})N_5 + C_{25}N_2N_3 - C_{52}N_5N_1 \quad (6.3)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = (A_{54} + W_{54}^{NR})N_5 + R_{34}N_3 - (A_{4m} + W_{43})N_4 \quad (6.4)$$

$$N_3 = N_{Er} - N_4 - N_5 \quad (6.5)$$

$$N_1 = N_{Yb} - N_2 \quad (6.6)$$

Resolviendo las ecuaciones dinámicas para cada punto de la guía según se ha explicado en el capítulo 4, se han obtenido las curvas mostradas en la figura 6.8. En estas imágenes se describe el comportamiento de la guía láser, mostrando la potencia láser de salida en función de la longitud de la guía para distintos valores de potencia inyectada. En la figura 6.8a se describe el comportamiento de una guía dopada al 0.5% con Er^{3+} y al 0.5% con Yb^{3+} , mientras que la figura 6.8b corresponde a una guía dopada al 0.5% con Er^{3+} y al 0.2% con Yb^{3+} . Los niveles de dopado de Er^{3+} se han mantenido estables ya que una menor concentración provocaba una disminución drástica de emisión láser, mientras que un aumento de la misma favorece el fenómeno de *up-conversion*, el cual reduce la población el nivel excitado ${}^4I_{11/2}$, dificultando de esta forma la inversión de población y aumentando la potencia de bombeo necesaria para alcanzar el umbral láser.

Se observa una mayor potencia de salida teórica para muestras dopadas al 0.5% con Yb^{3+} . Esto es debido a que una mayor concentración de iones Yb^{3+} permite una mayor absorción del bombeo, y por lo tanto la inversión de población necesaria para alcanzar el umbral de emisión laser se produce antes. Sin embargo, debido a la gran sección eficaz de absorción del Yb^{3+} en esta matriz (con polarización paralela a N_m) la longitud de la guía de onda resulta ser un parámetro crítico, y conforme se aumenta la longitud de la guía esta tendencia cambia. Se puede apreciar cómo para longitudes en torno a 3 mm la potencia de salida es mayor en el primer caso pero si observamos la curva a

10 mW de potencia absorbida para una guía de 5 mm esta tendencia se invierte.

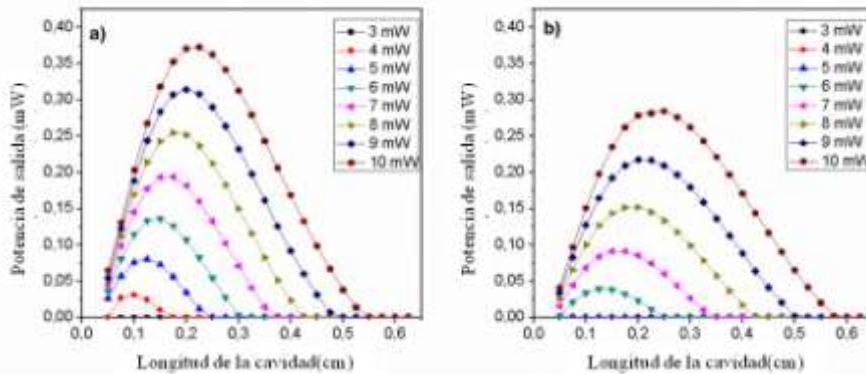


Figura 6.8: Simulaciones de potencia de emisión láser vs longitud de la guía para guías de de $20\ \mu\text{m}$ de anchura con cladding residual de $0\ \mu\text{m}$ para distintas concentraciones: a) $0.5\% Yb^{3+}$ y $0.5\% Er^{3+}$; b) $0.2\% Yb^{3+}$ y $0.5\% Er^{3+}$.

En la figura 6.9 se puede observar con mayor claridad este comportamiento. En este caso se ha realizado una simulación con 0.5% de Er^{3+} y 1% de Yb^{3+} (triángulos azules). En esta figura se muestran la potencia umbral y la eficiencia laser en función de la longitud de la cavidad. Estas dos variables son dos figuras de mérito típicas de un láser que definen sus características principales. Se puede ver cómo para longitudes de guía más cortas, una mayor concentración de Yb^{3+} permite alcanzar el umbral láser a potencias más bajas. En este caso las diferencias entre un nivel de dopado del 0.5% y un 1% no son apreciables pero respecto a los niveles de 0.2% si que son relevantes. Sin embargo a medida que se aumenta la longitud de la guía son necesarias potencias de bombeo para mantener la inversión de población a lo largo de todo el recorrido debido a que la absorción a la longitud de onda de bombeo es mayor. Esto provoca cambio de tendencia y para guías con longitudes superiores a $4\ \text{mm}$ el umbral láser se alcanza antes para guías con niveles de dopado de Yb^{3+} del 0.2% y 0.5% .

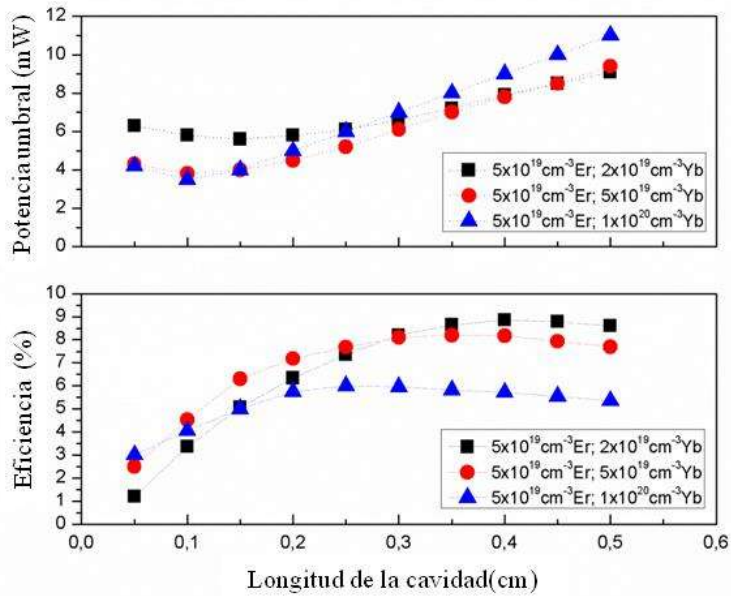


Figura 6.9: a) Potencia umbral b) Eficiencia láser simuladas por el método de integrales de solapamiento para guías con distintas concentraciones de Er^{3+} e Yb^{3+} .

En la figura 6.9b se muestra la eficiencia del láser en función de la longitud de la guía para las tres concentraciones de Yb^{3+} . Para longitudes de guía menores, la concentración de un 0.2% de Yb^{3+} presenta una eficiencia menor. Sin embargo se observa que para longitudes comprendidas entre 3 y 4 mm la mayor eficiencia teórica se obtiene para concentraciones del 0.2% y 0.5% de Yb^{3+} , mientras que para concentraciones del 1% ésta decae respecto a las anteriores a partir de longitudes de 2 mm. Las eficiencias máximas teóricas para los láseres en guía de onda que se han simulado se alcanzan para longitudes de 4 mm con una concentración del 0.2 % de Yb^{3+} , $\eta=9\%$, y para longitudes de 3.5 mm con una concentración del 0.5 %, en la que se obtiene una eficiencia $\eta=8\%$.

A partir de los resultados obtenidos en las simulaciones se ha procedido a fabricar una guía dopada al 0.5% de Er^{3+} e Yb^{3+} con una longitud entre 3 y 4 mm dado que de acuerdo a las simulaciones, esta configuración permite obtener una baja potencia umbral junto con una eficiencia en torno al 8 %.

6.4. Fabricación de guías de onda

Fabricación de la guía plana

A partir de los resultados de las simulaciones se ha procedido a la fabricación de las guías acanaladas combinando las técnicas de epitaxia en fase líquida y microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado.

Para ello se ha comenzado por la fabricación de una guía plana de $KY_{1-x}Gd_xLu_y(WO_4)_2$ sobre un sustrato de $KY(WO_4)_2$. El sustrato se ha obtenido a partir de un cristal de $KY(WO_4)_2$ crecido mediante la técnica TSSG *slow cooling* explicada en el capítulo 5. El corte del cristal se ha realizado perpendicular al eje cristalino b para posteriormente poder fabricar una guía que permita propagación con polarización paralela a la dirección óptica N_m , la cual, como se ha explicado en el capítulo 2 y se ha comprobado a lo largo del análisis Judd Ofelt realizado anteriormente, presenta mayores secciones eficaces de absorción y emisión respecto a las otras direcciones ópticas, tanto en muestras dopadas con Erblio como Yterbio.

La capa activa se ha fabricado mediante el proceso de LPE explicado con el capítulo 2. La composición de esta capa finalmente no ha sido la misma que en la que se ha realizado el análisis Judd Ofelt, sino que por motivos técnicos ha sido necesario modificar ligeramente la composición, obteniendo una epitaxia de $KY_{0.75}Gd_{0.18}Lu_{0.07}(WO_4)_2$ codopada con Er^{3+} e Yb^{3+} al 0.5% cada uno. La capa epitaxial se pulió hasta obtener un grosor de 4 μm , según lo indicado en las simulaciones. Posteriormente, siguiendo el mismo proceso de LPE, se ha depositado un cladding de $KY(WO_4)_2$ de 10 μm de espesor. La guía plana fabricada con estos parámetros resultó ser monomodo a 980 nm y a 1535 nm tal y como sugerían las simulaciones realizadas.

Fabricación de las estructuras ridge

Una vez obtenida la guía plana de $Er:Yb:KY_{0.75}Gd_{0.18}Lu_{0.07}(WO_4)_2/KY(WO_4)_2$ se ha procedido a la microestructuración superficial de la muestra mediante la técnica de laser de femtosegundos multiplexado. Para ello, se ha utilizado el montaje experimental explicado en el capítulo 5, en el que se ha utilizado el láser de Ti:Za a 800 nm junto con el amplificador Spitfire en régimen pulsado.

El frente de ondas se ha modulado utilizando un modulador espacial de luz, que generando un mapa de fase es capaz de modificar el frente de onda para obtener la configuración deseada. En este caso se ha utilizado un frente de

ondas multiplexado con 7 haces gaussianos parcialmente solapados dispuestos en diagonal. Esta técnica de microestructuración, también conocida en inglés como *approximation scanning technique*, consiste en realizar escaneos sucesivos utilizando un haz gaussiano y aproximándose en cada escaneo a la posición final donde queremos que se encuentre la pared del canal. Esta configuración permite minimizar la rugosidad en la superficie vertical del canal y al mismo tiempo se minimiza el depósito de posibles restos de material eliminado. Utilizando el haz multiplexado de 7 haces gaussianos se consigue minimizar los escaneos a su vez que se limitan posibles imperfecciones derivadas de errores de posicionamiento.

Para obtener el mapa de fase correspondiente a la configuración deseada se ha utilizado un algoritmo iterativo denominado Gerchberg-Saxton [6]. Este método, basado en la transformada de Fourier, permite determinar el mapa de fases correspondiente al frente de onda deseado en la muestra a microestructurar.

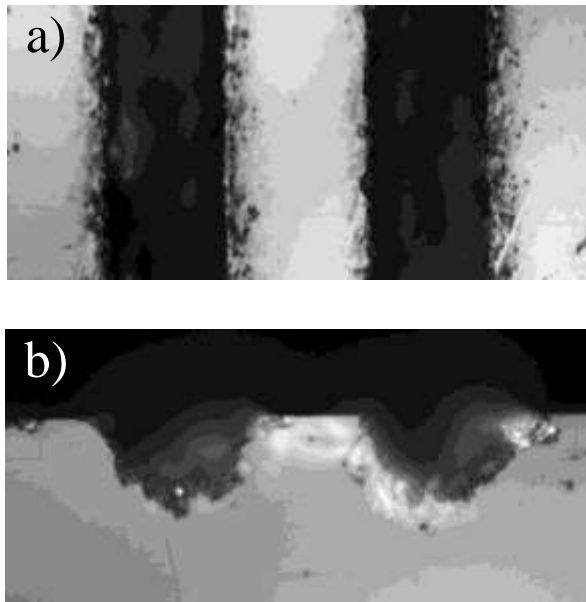


Figura 6.10: Imagen de microscopía óptica de las estructuras fabricadas. Vista superior (arriba), Sección transversal.

Para realizar el proceso de escritura se ha generado un tren de pulsos de 100 fs de duración a una frecuencia de repetición de 1 kHz. Las energías de pulso han oscilado entre 2 y 2.6 μ J. Para obtener las profundidades deseadas han

sido necesarios tres escaneos consecutivos por cada canal a las energías anteriormente indicadas. De esta forma se han fabricado canales con profundidades entre 8 y 10 μm , obteniendo de esta forma las dimensiones de cladding residual propuestas en las simulaciones.

Finalmente se ha procedido al pulido de los cantos debido a que durante el proceso de escritura láser en algunas guías se han observado procesos de *chirpping* que pueden impedir un correcto acoplo durante el proceso de caracterización.

6.5. Caracterización de guías de onda

La caracterización de las guías se ha llevado a cabo en dos etapas. Inicialmente se ha realizado una caracterización pasiva de las mismas, analizando la topología de los canales, y posteriormente la distribución modal y las pérdidas de propagación. Finalmente se ha procedido a la caracterización pasiva de las guías analizando su comportamiento como amplificador y láser en guía de onda.

Topología de los canales

La topología de las estructuras ridge se ha analizado utilizando un microscopio de fuerza atómica, así como un microscopio óptico convencional. Se han determinado las dimensiones de los canales, que tal y como se habían previsto han resultado tener anchuras de 16 μm y una profundidad entre 9 y 10.5 μm . Las anchuras de las estructuras ridge fabricadas han sido 15, 20, 25 y 30 μm , de acuerdo con los parámetros utilizados en las simulaciones.

En la figura 6.11a se observa una de las estructuras ridge fabricadas mediante esta técnica en la que se aprecia claramente la capa activa (región más clara) y la estructura ridge. En la parte inferior de la imagen se muestra una medida AFM de una guía similar. Mediante esta técnica se han medido rugosidades laterales en torno a 0.3 μm con una longitud de correlación de 1.6 μm .

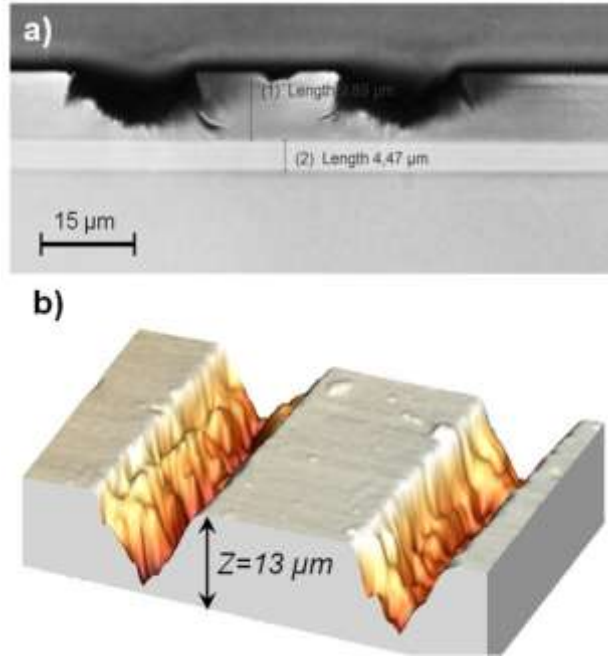


Figura 6.11: a) Imagen de microscopía óptica de una de las guías fabricadas. b) Representación 3D de una media de AFM realizada sobre una estructura ridge.

Análisis modal

Las propiedades de guiado de las estructuras fabricadas se han caracterizado mediante la técnica de análisis modal de campo cercano descrita en el capítulo 5. Para ello se ha utilizado un diodo láser a la longitud de onda de bombeo de un sistema Er_{3+}/Yb^{3+} (≈ 980 nm) y un diodo cercano a la longitud de onda de emisión del Er^{3+} en la tercera ventana de telecomunicaciones (≈ 1640 nm). En la figura 6.12 se pueden ver el modo experimental a 1640 nm (a) y el obtenido mediante análisis numérico (b).

Los resultados de la distribución modal obtenidos de forma experimental en las guías fabricadas se han comparado con el análisis numérico previo, utilizando como figura de mérito el parámetro de anchura a media altura o Full Width Half Maximum (FWHM) del modo. En la figura 6.13 se muestra la comparación de la anchura del modo de propagación para guías con diferentes dimensiones de cladding residual, a una longitud de onda de 980 nm en una guía con una anchura de ridge $20 \mu\text{m}$. Como se puede ver, la anchura del modo no varía en el eje vertical, puesto que viene determinada principalmente por el salto de índice entre la capa activa y el cladding y el

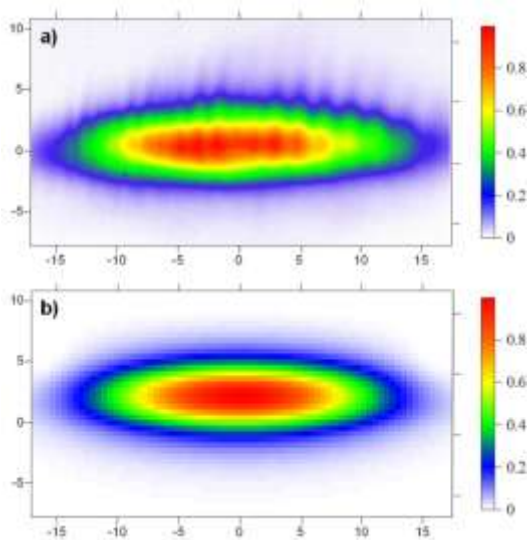


Figura 6.12: Modo de propagación a 1640 nm de una guía de 30 μm de anchura y cladding residual de 0.5 μm . a) Medida experimental. b) Simulación por BPM.

sustrato. Por otra parte, aumentando el cladding residual se observa que el efecto del confinamiento lateral del modo debido al cambio de índice efectivo disminuye, tal y como se había observado en las simulaciones.

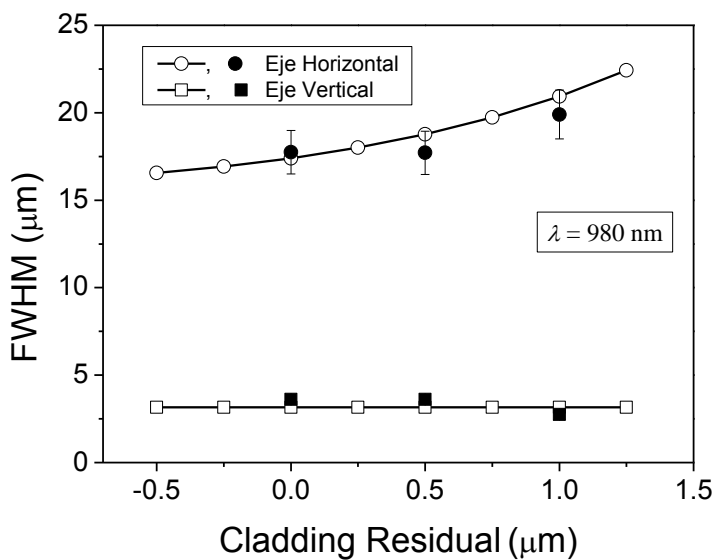


Figura 6.13: Anchura FWHM de los perfiles de intensidad modal de guías con una anchura de 30 μm y diferentes cladding residuales a 980 nm.

Este análisis también se ha realizado a una longitud de onda de 1640 nm observando comportamientos similares (Figura 6.14). Al igual que en el caso anterior, se aprecia una gran concordancia entre los resultados teóricos y los experimentales.

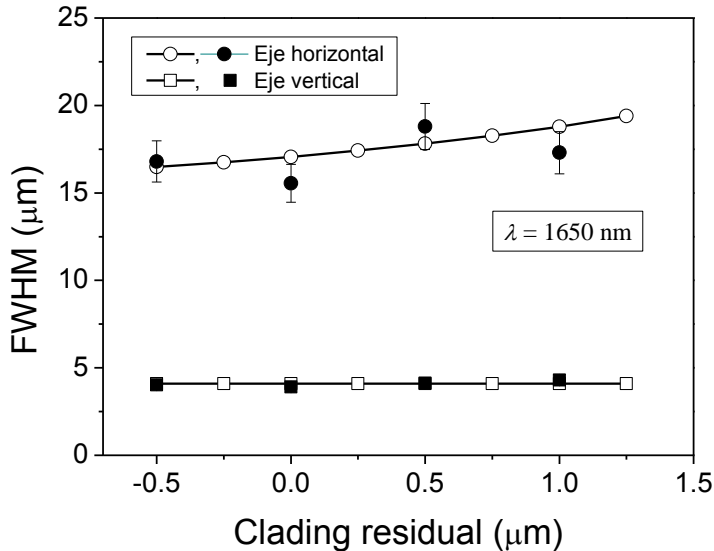


Figura 6.14: Anchura FWHM de los perfiles de intensidad modal de guías con una anchura de $30 \mu\text{m}$ y diferentes cladding residuales a 1640 nm.

Análisis de pérdidas

Con el fin de completar la caracterización pasiva se ha llevado a cabo la caracterización de pérdidas de propagación de las guías fabricadas. Para ello se ha dispuesto un montaje como el que se indica en el capítulo 5, correspondiente a las técnicas experimentales, utilizando un analizador de espectros. Las pérdidas de propagación se han caracterizado utilizando como fuente un diodo láser trabajando a una longitud de onda de 1640 nm, con el fin de evitar efectos de absorción y emisión debidos a los iones activos de la guía.

Los resultados obtenidos experimentalmente engloban tanto las pérdidas por tunnelling y las pérdidas por *scattering* superficial debidas principalmente a la rugosidad de las paredes de la estructura ridge. Este último parámetro se ha modelado numéricamente utilizando los parámetros de rugosidad media (σ) y longitud de correlación (L_c) obtenidos mediante el análisis de imágenes AFM. Puesto que el objetivo de este tipo de guías es mantener el campo eléctrico del modo lo más alejado de la zona microestructurada y de esta manera minimizar

los efectos de la rugosidad de los canales, las pérdidas por *scattering* se preveían bajas. Las simulaciones realizadas mediante BPM han arrojado unos valores de pérdidas de propagación debidas a la rugosidad lateral en torno a 0.3 dB/cm, siendo este valor ligeramente mayor (≈ 0.45 dB/cm) al disminuir el cladding residual.

A continuación se muestra una tabla comparativa de pérdidas con los resultados experimentales y los calculados de manera teórica. A pesar de que el error experimental se ha estimado en ± 0.5 dB/cm, se puede observar una buena concordancia entre ambos valores.

		Cladding residual (h_2)							
		1 μm		0.5 μm		0 μm		-0.5 μm	
		Teo	Exp	Teo	Exp	Teo	Exp	Teo	Exp
Anchura del ridge (W_{bottom})	10 μm	15.7	-	9.6	-	4.95	-	2	-
	15 μm	6.3	6.5	3.3	14	1.4	2.3	0.5	-
	20 μm	2.8	2.8	1.3	4.7	0.5	0.5	0.2	-
	25 μm	1.8	-	0.6	1.1	0.2	0.5	0.06	0.5
	30 μm	0.7	-	0.3	0.5	0.09	0.5	0.02	-

Tabla 6.4: Pérdidas por tunnelling calculadas teóricamente (Calc.) y pérdidas por propagación medidas experimentalmente (Exp.) en dB/cm a 1640 nm.

Los valores experimentales mostrados en la gráfica confirman los resultados obtenidos mediante las simulaciones numéricas, observándose que mediante estas estructuras de guía de onda es posible obtener pérdidas de propagación inferiores a 1 dB/cm bajo determinadas configuraciones a la longitud de onda de emisión de un sistema láser Er^{3+}/Yb^{3+} . En el caso de la longitud de onda de bombeo (980 nm) las pérdidas de propagación calculadas numéricamente ofrecen valores similares, sin embargo no ha sido posible obtener los datos experimentales a esta longitud de onda debido a la fuerte absorción que presentan los iones activos.

Caracterización activa

Por último se han realizado experimentos de amplificación óptica. Para ello se ha realizado una caracterización activa utilizando el mismo montaje experimental que el utilizado para el análisis de pérdidas de propagación. Para ello se han utilizado dos diodos a 980 nm como fuente de bombeo, en sentido propagante y contrapropagante, además de un diodo a 1535 nm como señal. Sin embargo en ninguna de las guías analizadas se ha observado una amplificación óptica relevante de la señal.

Por otra parte también se ha llevado a cabo experimentos láser utilizando espejos multicapas específicos para sistemas Er^{3+}/Yb^{3+} para permitir una

realimentación eficiente y conformar así la cavidad láser. No obstante no se ha observado emisión láser a 1535 nm si bien se ha observado una ligera amplificación que no ha sido suficiente para alcanzar el umbral láser. En la figura 6.14 se muestran los espectros a baja y alta potencia de bombeo a 980 nm donde se puede observar un ligero aumento en los picos de mayor longitud de onda de la banda de emisión a 1.5 μm .

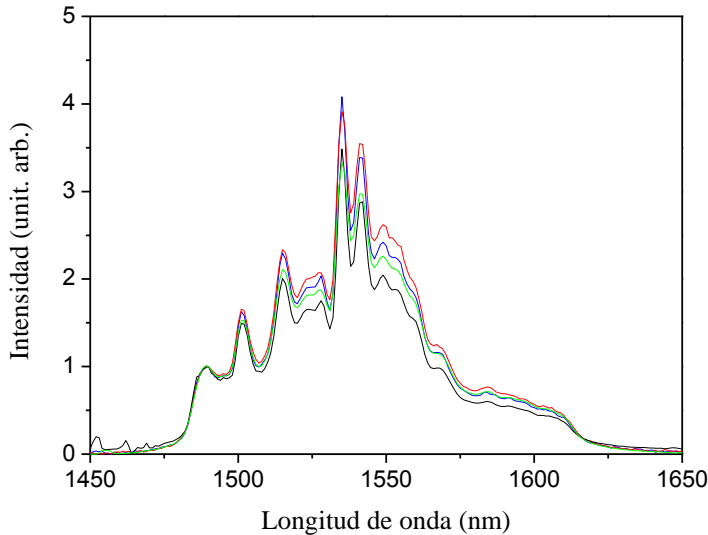


Figura 6.14: Espectros de emisión a baja y alta potencia de una guía de ...

6.6. Conclusiones

Con el objetivo de fabricar unas guías activas de Er^{3+}/Yb^{3+} en dobles tungstatos, se han propuesto unas estructuras ridge combinando las técnicas de fabricación de epitaxia en fase líquida y microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado. Las estructuras propuestas permiten obtener guías acanaladas a partir de una guía plana modificando el índice efectivo del modo.

Para el diseño de estas guías se han llevado a cabo una serie de análisis numéricos analizando las pérdidas por tunnelling mediante el método de índice efectivo y BPM, parametrizando la anchura de la estructura ridge y el cladding residual. Estas simulaciones han sugerido la posibilidad de obtener guías de bajas pérdidas bajo ciertos parámetros de fabricación. Por otra parte se ha realizado un análisis espectroscópico de un cristal de doble tungstato de

composición mixta en el que se ha obtenida una eficiencia cuántica de radiación de la emisión a $1.5 \mu\text{m}$ del 97.1%.

A partir de los datos obtenidos en las simulaciones se han fabricado guías de onda con la estructura propuesta combinando las técnicas de crecimiento mediante epitaxia líquida junto con la microestructuración por láser de femtosegundos multiplexado. Ésta última técnica se ha optimizado en dobles tungstatos de ytrio y potasio, obteniendo estructuras ridge con rugosidades de $0.3 \mu\text{m}$ y un control sobre la profundidad de los canales en torno a $0.5 \mu\text{m}$. Así mismo se han caracterizado las estructuras fabricadas obteniendo unos valores de distribución modal y pérdidas en concordancia con los resultados calculados mediante el análisis numérico previo. Así pues se han obtenido guías con pérdidas de propagación inferiores a 1 dB/cm llegando hasta 0.5 dB/cm .

Finalmente, cabe reseñarse que los resultados obtenidos de la caracterización de las guías fabricadas como elementos activos no han sido los esperados, y han quedado lejos de las simulaciones realizadas. Este hecho probablemente se deba a que la composición de la capa activa era ligeramente diferente a la analizada y propuesta inicialmente, obteniendo que para la polarización paralela a N_m el salto de índice era insuficiente, y por lo tanto las pérdidas de propagación de los modos en esta polarización han hecho inviable su funcionamiento como dispositivo láser.

6.7. Referencias:

- [1] W. Bolaños, J. J. Carvajal, M. C. Pujol, X. Mateos, M. Aguiló, and F. Díaz, "Monoclinic double tungstate lattice matched epitaxial layers for integrated optics applications," *Physics Procedia*, vol. 8, pp. 151-156, 2010.
- [2] W. Bolaños, J. J. Carvajal, X. Mateos, G. Lifante, G. S. Murugan, J. S. Wilkinson, *et al.*, "Analysis of confinement effects on microstructured Ln^{3+} : $KY_{1-x-y}Gd_xLu_y(WO_4)_2$ waveguides," *Optical Materials Express*, vol. 1, pp. 306-315, 2011.
- [3] N. Kuleshov, A. Lagatsky, A. Podlipensky, V. Mikhailov, A. Kornienko, E. Dunina, *et al.*, "Fluorescence dynamics, excited-state absorption, and stimulated emission of Er^{3+} in $KY(WO_4)_2$," *JOSA B*, vol. 15, pp. 1205-1212, 1998.
- [4] N. Kuleshov, A. Lagatsky, V. Shcherbitsky, V. Mikhailov, E. Heumann, T. Jensen, *et al.*, "CW laser performance of Yb and Er, Yb doped tungstates," *Applied Physics B*, vol. 64, pp. 409-413, 1997.
- [5] X. Mateos, R. Solé, J. Gavalda, M. Aguiló, J. Massons, and F. Díaz, "Crystal growth, optical and spectroscopic characterisation of monoclinic $KY(WO_4)_2$ co-doped with Er^{3+} and Yb^{3+} ," *Optical Materials*, vol. 28, pp. 423-431, 2006.
- [6] R. Di Leonardo, F. Ianni, and G. Ruocco, "Computer generation of optimal holograms for optical trap arrays," *Optics Express*, vol. 15, pp. 1913-1922, 2007.

7. Láser en guías ridge de KYW activado por iones Yb^{3+}

Introducción

A lo largo de este capítulo se detalla el proceso de diseño, fabricación y caracterización de láseres en guía de onda en dobles tungstatos KREW activados mediante el ión Yb^{3+} . Inicialmente se muestra el análisis espectroscópico de este material, determinando las orientaciones óptimas del mismo para la fabricación de dispositivos activos eficientes. Posteriormente se presenta un breve análisis numérico con el fin de determinar las dimensiones de las guías requeridas para fabricar los láseres.

En el apartado correspondiente a la fabricación se detallan brevemente los parámetros utilizados para obtener las guías de onda, donde los montajes experimentales utilizados son idénticos a los explicados en el capítulo anterior.

A partir de este punto se detallarán los resultados obtenidos durante la caracterización pasiva de la muestra, y se expondrán las simulaciones numéricas mediante BPM con el fin plantear estrategias para mejorar las propiedades de las guías. Finalmente se presentarán los resultados de los experimentos láser en las distintas guías.

7.1. Fabricación de guías de onda

Con el fin de obtener substratos se han crecidos cristales de $\text{KYW}(\text{O}_4)_2$ mediante la técnica *Top Seeding Solution Growth slow cooling* (TTSG) [2]. El crecimiento se ha llevado a cabo en un horno de carcasa tubular, con una disolución $\text{KY}(\text{WO}_4)_2 / \text{K}_2\text{W}_2\text{O}_7$ y con una relación soluto/solvente de 12:88 (%molar) siguiendo el procedimiento estándar. El germen utilizado para el crecimiento se ha dispuesto siguiendo una orientación paralela al eje cristalino b con el fin de obtener substratos de alta calidad perpendiculares a dicho eje. Posteriormente se han cortado láminas de 2 mm de grosor perpendiculares al eje b y se han pulido hasta conseguir substratos de calidad óptica. Esta orientación permite la fabricación de guías que soporten modos con polarización paralela al eje óptico N_m . Se ha elegido este eje óptico debido a que el KYW dopado con Yb^{3+} presenta secciones eficaces, tanto de absorción como de emisión, mucho mayores que para polarizaciones paralelas a los otros dos ejes ópticos N_g y N_p [1].

Una vez obtenidos los substratos de KYW con orientación $\langle 010 \rangle$, se ha crecido una capa epitaxial mediante LPE con la siguiente composición (1.5 at.

% Yb): $\text{KY}_{0.59}\text{Gd}_{0.185}\text{Lu}_{0.21}(\text{WO}_4)_2$. Esta composición se ha seleccionado en base a criterios de salto de índice (5×10^{-3} para $\lambda = 1 \mu\text{m}$) y ajuste de red (~ 0) con el fin de minimizar las pérdidas de propagación [2]. Para el crecimiento de la epitaxia se ha utilizado una relación soluto/solvente de 7:93 con el fin de tener un mayor control sobre el proceso. Finalmente se ha pulido la capa crecida mediante LPE hasta obtener una guía plana de $4 \mu\text{m}$ de espesor y una longitud de 7.5 mm .

A continuación para obtener el confinamiento lateral se han fabricado guías tipo *ridge* mediante la técnica de microestructuración por láser de femtosegundos multiplexado. Para ello se ha utilizado un frente de onda de 7 haces gaussianos multiplexados idéntico al explicado en el capítulo anterior. Así mismo la frecuencia de repetición y duración del pulsos han sido los mismos que en el capítulo anterior, 1 kHz y 100 fs respectivamente. Para obtener la profundidad de canal requerida se han realizado dos escaneos consecutivos con energías de pulso entre 1.6 y $2.8 \mu\text{J}$ a una velocidad de $100 \mu\text{m/s}$.

7.2. Caracterización de los canales

La topología de las estructuras obtenidas se ha caracterizado mediante microscopía óptica convencional y mediante microscopía de fuerza atómica. Utilizando un microscopio convencional se ha observado que las guías fabricadas eran ligeramente más anchas de lo programado, obteniendo guías de $6, 8, 10, 12$ y $15 \mu\text{m}$ de anchura.

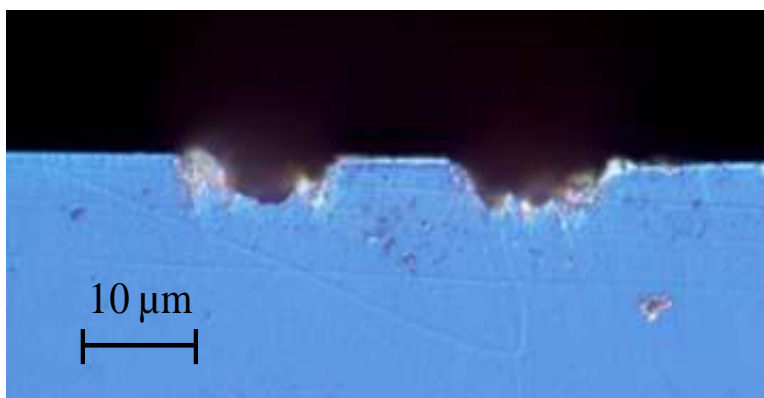


Figura 7.1: Imagen transversal de las guías ridge fabricadas obtenidas mediante microscopía óptica. La línea discontinua representa la frontera core-substrato.

Mediante esta técnica se ha caracterizado también la profundidad de los canales, que se presenta en la tabla 7.1 en función de las energías de pulso utilizadas.

Energía de pulso (μJ)	Profundidad de canal (μm)
1.6	2.2
1.8	2.8
2.1	3.5
2.4	4
2.8	4.5

Tabla 7.1: Energía de pulso vs profundidad de canal.

Estos datos han sido corroborados con las medidas realizadas mediante AFM. Tal y como se esperaba los canales fabricados con energías de pulso mayores han resultado ser más profundos. A partir del análisis AFM también se han obtenido las rugosidades medias de las paredes de las estructuras ridge. No se han hallado variaciones significativas en función de la energía de pulso por lo que se han asumido unos parámetros de rugosidad comunes para todas las estructuras fabricadas. Al igual que en casos anteriores, los parámetros seleccionados como figuras de mérito para describir la rugosidad de las paredes de los canales han sido la rugosidad media (σ) y la longitud de correlación (L_c), con valores de $0.22 \pm 0.05 \mu\text{m}$ y $1.8 \pm 0.2 \mu\text{m}$, respectivamente.

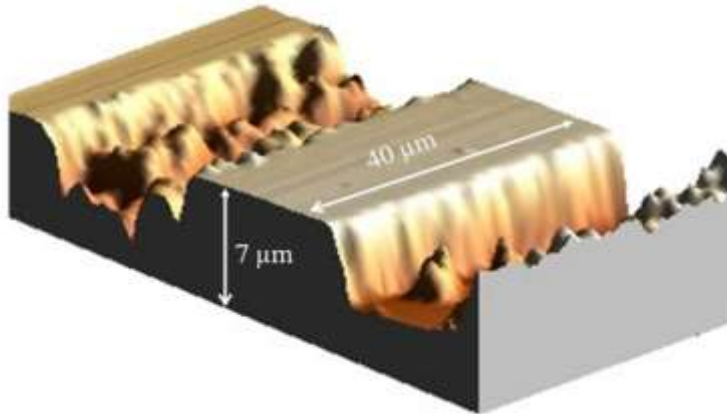


Figura 7.2: Representación 3D de una medida AFM de las guías ridge fabricadas.

7.3. Caracterización pasiva de guías de onda

Inicialmente las guías fabricadas se han caracterizado de forma pasiva analizando la distribución modal y las pérdidas de propagación, debidas fundamentalmente al scattering superficial en las paredes de las estructuras ridge.

Distribución modal en campo cercano

Al igual que la guía plana fabricada inicialmente, todas las guías acanaladas analizadas han resultado ser monomodo en la dirección vertical, presentando una anchura de modo FWHM en esta dirección de $2.7 \mu\text{m}$ a una longitud de onda de 980 nm . Según las simulaciones realizadas, debido al alto contraste de índice entre la capa activa (*core*) y el aire, las guías acanaladas analizadas han resultado ser multimodo a 980 nm . No obstante hay que destacar que las guías con anchuras por debajo de $10 \mu\text{m}$ no se han podido analizar correctamente debido a las altas pérdidas de propagación y diferentes daños que presentaban algunas.

A pesar de que las guías son multimodo en la dirección horizontal las simulaciones realizadas mediante BPM indican que a longitudes de onda en torno a una micra más del 90% de la energía acoplada se propaga en el modo fundamental, por lo que en los análisis posteriores se centrarán en el modo fundamental que además presenta las menores pérdidas de propagación. Así pues, las medidas de distribución de intensidad modal indican que los modos fundamentales de las guías de 10 , 12 y $15 \mu\text{m}$ tenían unas anchuras (FWHM) laterales de 7.2 , 8.5 y $11 \mu\text{m}$ respectivamente a una longitud de onda de $1 \mu\text{m}$. Estos datos concuerdan con los resultados obtenidos a partir del análisis numérico mediante BPM. La figura 7.3 presenta el modo fundamental de la guía de $15 \mu\text{m}$ a 970 nm y las simulaciones del modo fundamental a longitudes de onda de bombeo ($\approx 930 \text{ nm}$) y emisión ($\approx 1 \mu\text{m}$) de un láser de Yb^{3+} .

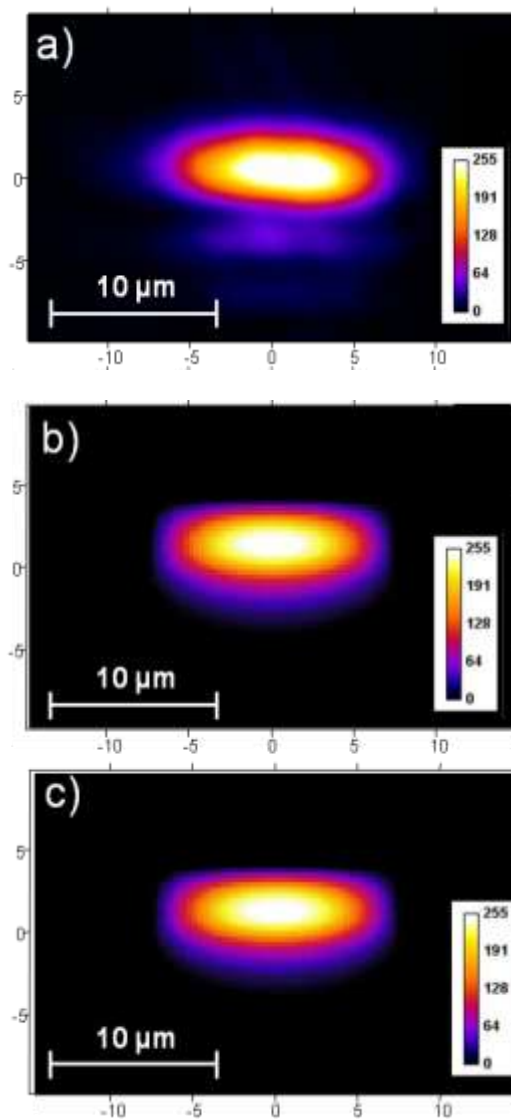


Figura 7.3: Modos fundamentales de una guía de $15\mu\text{m}$. a) Modo a $970\mu\text{m}$ medido experimentalmente. b) Modo simulado a la longitud de onda de bombeo ($\lambda=930\text{ nm}$). c) Modo simulado a la longitud de onda de emisión ($\lambda=1\mu\text{m}$).

Adicionalmente se han calculado el solapamiento entre los modos bombeo ($\approx 930\text{ nm}$) y emisión ($\approx 1\mu\text{m}$) para las tres anchuras de guía. Debido a la proximidad entre las longitudes de onda de bombeo y emisión en un láser activado por iones Yb^{3+} , el factor de solapamiento entre ambos modos es superior a 0.99 en los tres casos.

Pérdidas de propagación

Las pérdidas de propagación de las guías fabricadas se han caracterizado siguiendo el set-up experimental explicado en el apartado 5.8. Para ello se ha utilizado un láser de Ti:Za sintonizado a 800 nm para evitar efectos de absorción por parte de los iones Yb^{3+} . Se han obtenido unas pérdidas experimentales de 7.9, 2.6 y 1.3 dB/cm para las guías con anchuras de 10, 12 y 15 μm para modos cuasi-TE. Estos datos corresponden a las guías de cada tipo que han presentado mejores resultados, y que correspondían a profundidades de canal de 2.8, 3.5 y 4.1 μm respectivamente. Aunque las simulaciones mediante BPM indican que las pérdidas por scattering superficial son menores en guías ridge de 2 μm de profundidad que en guías de 4 μm de profundidad, no ha sido posible verificar experimentalmente este punto.

Para estimar las pérdidas de propagación debidas al scattering en las paredes de las estructuras *ridge* se han realizado simulaciones mediante BPM utilizando los parámetros de rugosidad obtenidos mediante las medidas de AFM ($\sigma = 0.22 \mu\text{m}$ y $L_c = 1.85 \mu\text{m}$). Al no tener *cladding*, el alto salto de índice junto con la rugosidad en las paredes, hace que la anchura de la guía sea un factor determinante en cuanto a pérdidas de propagación se refiere.

En la figura 7.4 se muestran los resultados de las simulaciones en las que se han evaluado las pérdidas de propagación en función de la anchura de las guías. Se han evaluado las pérdidas tanto para los modos TE como TM, obteniendo unas pérdidas de propagación de 7.7, 4.2, 2.8 y 1.2 dB/cm en las guías de 8, 10, 12 y 15 μm en el primer caso y de 10.2, 5.3, 3.2 and 1.7 dB/cm para las mismas guías en el caso de los modos TM. Así mismo se han realizado simulaciones BPM scalar obteniendo resultados similares.

Estos valores de pérdidas únicamente serían aceptables para guías de 15 μm ($\sim 1.2 \text{ dB/cm}$) mientras que en los otros casos las altas pérdidas no permitirían un funcionamiento láser eficiente. Intentando sortear este problema, se han simulado las pérdidas de propagación para guías con una estructura similar pero en este caso con un recubrimiento del mismo índice que el sustrato en lugar de aire. Las simulaciones de la nueva estructura propuesta realizadas mediante BPM arrojan unos valores teóricos de pérdidas mucho menores que en el caso anterior, obteniendo pérdidas de 0.23, 0.16, 0.1 y 0.05 dB/cm para modos cuasi-TE en guías de 8, 10, 12 y 15 μm (Figura 7.4).

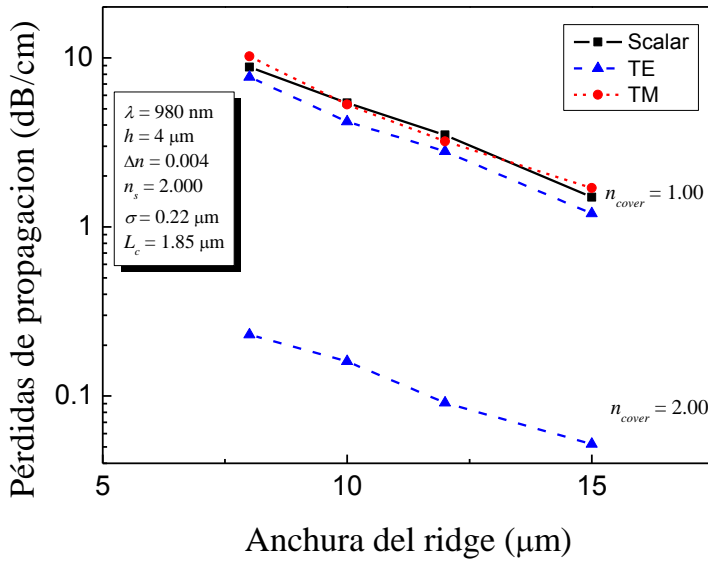


Figura 7.4: Pérdidas de propagación por scattering superficial en función de la anchura de la guía con rugosidades $\sigma = 0.22 \text{ }\mu\text{m}$ y $L_c = 1.85 \text{ }\mu\text{m}$, obtenidos mediante simulaciones BPM

Por otra parte, el hecho de disminuir el salto de índice de refracción entre el núcleo y el recubrimiento de la guía, haría que el confinamiento del modo fundamental decreciese y por lo tanto que la eficiencia del láser decreciese debido al aumento del área efectiva de bombeo. Aunque el solapamiento entre los modos también variaría, ese punto es despreciable en los láseres basados en Yb^{3+} debido a la proximidad entre las longitudes de onda de bombeo y emisión.

Finalmente, para evaluar la influencia del índice de refracción del cladding se han realizado simulaciones BPM para guías de $15 \text{ }\mu\text{m}$ de anchura con los parámetros de rugosidad $\sigma = 0.22 \text{ }\mu\text{m}$ y $L_c = 1.85 \text{ }\mu\text{m}$ en las que se han evaluado las pérdidas de propagación en función del salto de índice del cladding. En la figura 7.5 se muestra los resultados obtenidos, en los que se observa una evolución logarítmica entre las pérdidas y el salto de índice del cladding. Así pues, para observar una disminución de las pérdidas de propagación por debajo de 0.5 dB/cm es necesario que el core tenga un salto de índice de 0.1 respecto del cladding.

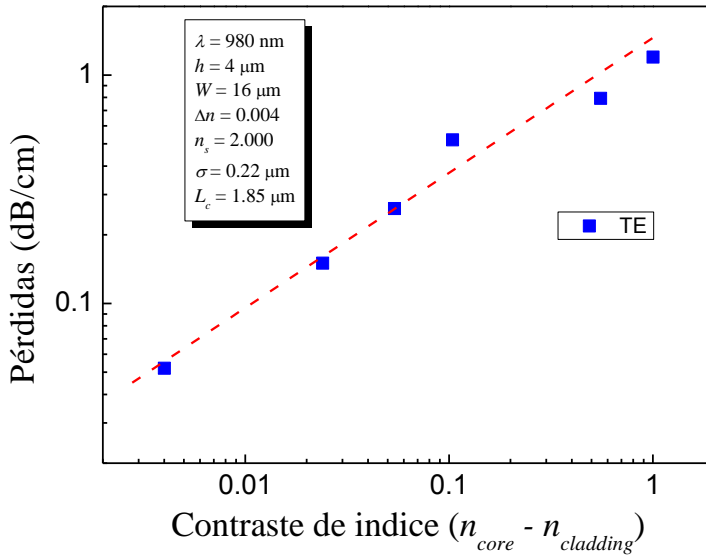


Figura 7.5: Resultados de las simulaciones BPM de las pérdidas de propagación por scattering superficial en función del salto de índice del cladding con rugosidades $\sigma = 0.22 \mu\text{m}$ y $L_c = 1.85 \mu\text{m}$, y una anchura de guía de $15 \mu\text{m}$.

7.4. Experimentos láser

Como se ha explicado en el capítulo 3, el ion Yb^{3+} únicamente tiene dos niveles energéticos, el fundamental ($^2F_{5/2}$) y el excitado ($^2F_{7/2}$). En un sistema de dos niveles ideales es imposible alcanzar la inversión de población, sin embargo en el caso de los iones Yb^{3+} , la alta población Boltzman de los subniveles Stark tanto en el nivel fundamental ($^2F_{5/2}$), como en el excitado ($^2F_{7/2}$), produce una rotura de la degeneración de éstos. De esta forma aparecen nuevos niveles energéticos, tal y como se muestra en la figura 3.8, que permiten un comportamiento láser cuasi 3 o 4 niveles. Como se explicará más adelante la transición entre subniveles Stark en la que se produce la emisión espontánea se definirá en función de las propiedades de la cavidad así como de la guía de onda.

Los experimentos en las guías ridge dopadas con Yb^{3+} se han realizado utilizando como fuente de bombeo un láser de titanio zafiro (TiZa) linealmente polarizado y sintonizable en longitudes de onda comprendidas

entre 700 y 1000 nm. El láser de bombeo se acopla a las guías utilizando un objetivo de microscopio $\times 10$ mientras que la emisión láser de las guías se recoge utilizando un objetivo de microscopio $\times 20$. La potencia de salida del láser en guía de onda ha sido filtrada utilizando filtros pasa banda multicapa con el fin de suprimir el bombeo residual. Para seleccionar la potencia de bombeo acoplada, se han utilizado filtros neutros con diferentes densidades ópticas.

7.4.1. Cavidad sin espejos

En una primera instancia, se ha dispuesto una cavidad láser compuesta por las diferentes guías sin espejos de entrada y salida, por lo que la realimentación láser en la cavidad viene definida por la reflectividad Fresnel de la frontera entre la guía y el aire. Esta reflectividad viene dada por:

$$R = \left(\frac{N - 1}{N + 1} \right)^2 \quad (6.1)$$

donde N representa el índice efectivo de refracción del modo, que en general puede aproximarse al índice de la capa activa. En este caso concreto será de $R=0.11$ para la longitud de onda de bombeo y del láser

El área efectiva de bombeo y el solapamiento entre los modos de bombeo y señal son muy parecidos entre las guías con distinta altura del ridge. Por tanto, para llevar a cabo los experimentos láser se han seleccionado las guías con menores pérdidas para cada anchura de guía, y por lo tanto con mejores propiedades para obtener un láser eficiente.

Con el objetivo de evitar procesos de amplificación y realimentación dentro de la guía, inicialmente se han realizado espectros de emisión a baja potencia. Se ha observado que la banda de emisión del Yb^{3+} en torno a una micra presenta dos picos principales de emisión a 1000 y a 1025 nm (figura 7.6a) mientras que debido a los procesos de reabsorción dentro de la guía el pico principal de esta transición, a 980 nm, no se observa. A medida que se aumenta la potencia de bombeo comienza a observarse un proceso de amplificación estimulada en esta región (figura 7.6b).

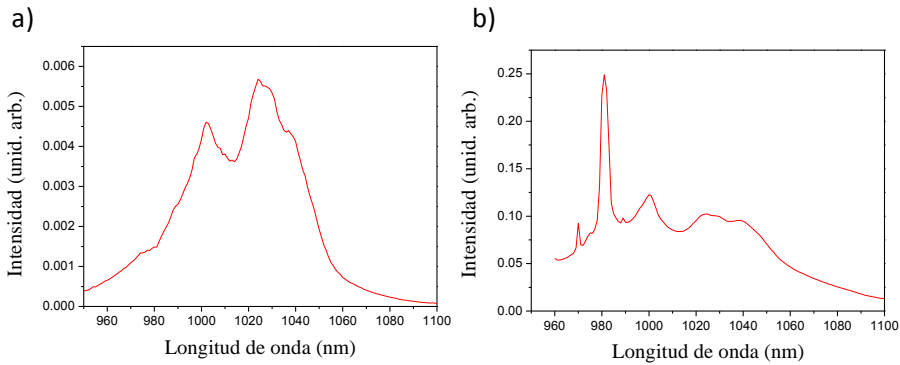


Figura 7.6: a) Espectro de emisión espontánea de la guía tipo A. b) Espectro de emisión amplificada de la guía tipo A.

La figura 7.7a muestra el espectro de emisión de la guía de $10 \mu\text{m}$, la cual presentaba unas pérdidas de 7.9 dB/cm , en régimen de amplificación bombeando a 930 nm a potencias ligeramente por debajo del umbral láser. Una vez alcanzado el umbral láser se obtiene el espectro de emisión láser (Figura 7.7a) en el que se observa que la emisión láser está centrada a 981.5 nm , con una anchura de pico a media altura de 0.6 nm .

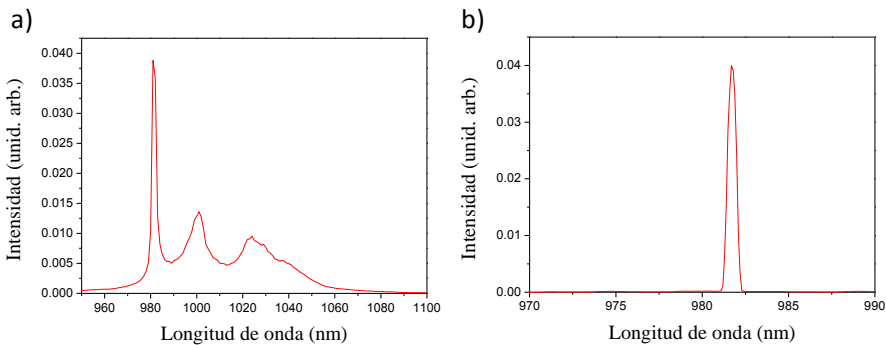


Figura 7.7: a) Espectro de emisión amplificada b) Espectro de emisión láser de la guía de $10 \mu\text{m}$ de anchura.

En el caso de las guías con anchuras de $12 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$ que presentaban menores pérdidas de propagación, que a partir de ahora denominaremos guías tipo B y C respectivamente, al aumentar la potencia de bombeo el proceso de amplificación se daba en los picos a 981 nm y 1001 nm simultáneamente tal y como se puede ver en la figura 7.8.b. Ambos picos se ven amplificados notablemente aunque el pico a 1001 nm comienza a amplificarse con mayor ganancia a medida que aumentamos la intensidad del bombeo y finalmente es el pico en el que se obtiene finalmente la emisión láser.

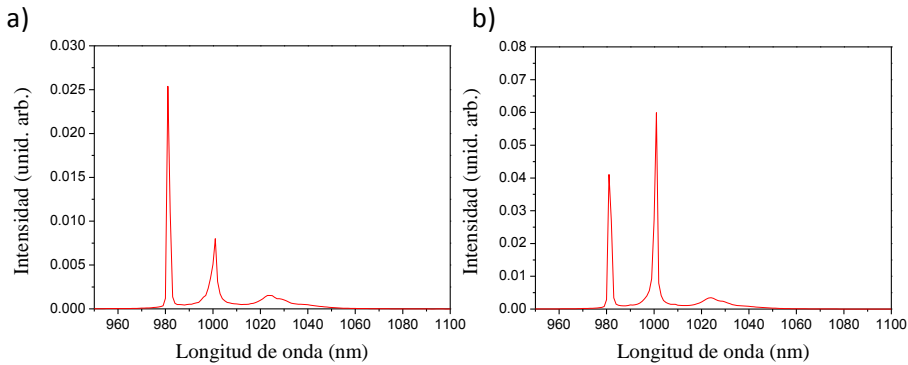


Figura 7.8: Espectros de emisión amplificada de la guía de 15 μm de anchura. a) potencia media b) alta potencia sin alcanzar el umbral láser.

En ambas guías, de 12 y 15 μm de anchura, se ha obtenido emisión láser centrada a 1001 nm. Este pico tiene una anchura a media altura de 0.7 nm, similar a la emisión láser de la guía tipo A. En la figura 7.9 se muestra la emisión láser de ambas guías bombeando a una longitud de onda de 935 nm.

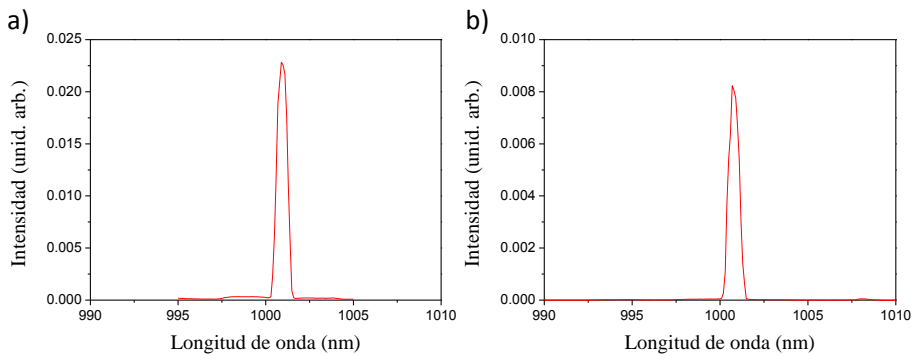


Figura 7.9: Espectro de emisión láser sin espejos. a) guía de 12 μm de anchura b) guía de 15 μm de anchura.

Con el fin de determinar la longitud de onda de bombeo más eficiente para la emisión láser en una cavidad sin espejos, se han medido los espectros de excitación para cada una de las tres guías analizadas. Debido a la anisotropía mostrada por el ion Yb^{3+} en los dobles tungstatos, únicamente se ha analizado la excitación para la polarización de bombeo paralela al eje óptico N_m . En el caso de la guía de 10 μm de anchura, se ha realizado el espectro de excitación láser centrando la emisión a 981.5 nm (Figura 7.10a). En esta guía se ha observado una zona amplia del espectro en la que se observaba emisión láser a 981.5 nm que comprendía la región entre 920 y 960 nm, hallándose el máximo a 934 nm. En el caso de las guías 12 μm y 15 μm de anchura

también se han medido los espectros de excitación láser, en este caso centrando la emisión a 1001 nm (Figura 7.10b). Estos dos tipos de guías además de presentar un bombeo eficiente en el rango entre 910 y 960 nm, también presentan un pico de excitación de menor intensidad correspondiente al pico de absorción de 980 nm. Al igual que en el caso anterior el máximo de excitación se ha hallado a 934 nm.

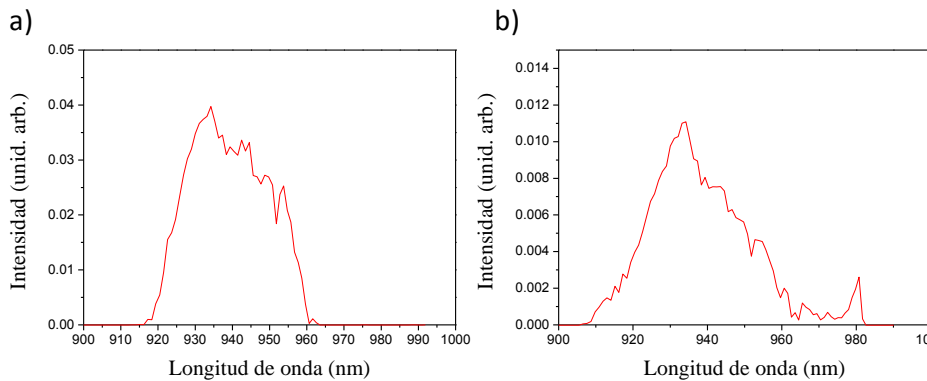


Figura 7.10: a) Espectro de excitación láser centrado a 981nm de la guía de $10\mu\text{m}$ de ancho. b) Espectro de excitación láser centrados a 1001 nm de las guías $15\mu\text{m}$ de ancho.

Una vez determinadas las regiones óptimas de bombeo, se ha procedido a la caracterización de las curvas de emisión láser sin espejos de cada una de las guías. Para ello se ha utilizado el montaje experimental explicado en el capítulo 5, utilizando un objetivo de entrada $10\times$. Para el determinar la eficiencia de acoplo entre el láser de bombeo y la guía se ha tenido en cuenta el solapamiento entre los modos del láser de bombeo y el los modos de propagación de la guía así como la transmitancia del objetivo y las pérdidas por reflexión. En este caso se ha calculado el acoplo de intensidad del láser de bombeo al modo fundamental, ya que como se ha indicado antes, este modo alberga más del 90 % de la intensidad confinada en la guía.

En el caso de guías monomodo este factor de acoplo se puede calcular mediante la integral de solapamiento entre el modo de la guía y el modo del haz de bombeo. En este caso, al tratarse estrictamente de una guía multimodo, se ha optado por calcular este valor mediante BPM obteniendo unos valores de 0.29, 0.33 y 0.36 para las guías de 10, 12 y 15 μm , respectivamente.

A estos valores hay que añadir las pérdidas por reflexión de la frontera guía–aire así como la transmitancia del objetivo de acoplo, que en ambos casos era ≈ 0.89 . Una vez determinados estos valores se han obtenido las curvas de potencia láser que se muestran a continuación. Cabe destacar que prácticamente la totalidad de la potencia acoplada a la guía es absorbida por los iones Yb^{3+} a la longitud de onda de bombeo, ya que a 933 nm la muestra presenta un coeficiente de absorción de 3 cm^{-1} , lo cual, para una muestra de 7.2 mm, implica una absorción superior al 90% en un trayecto.

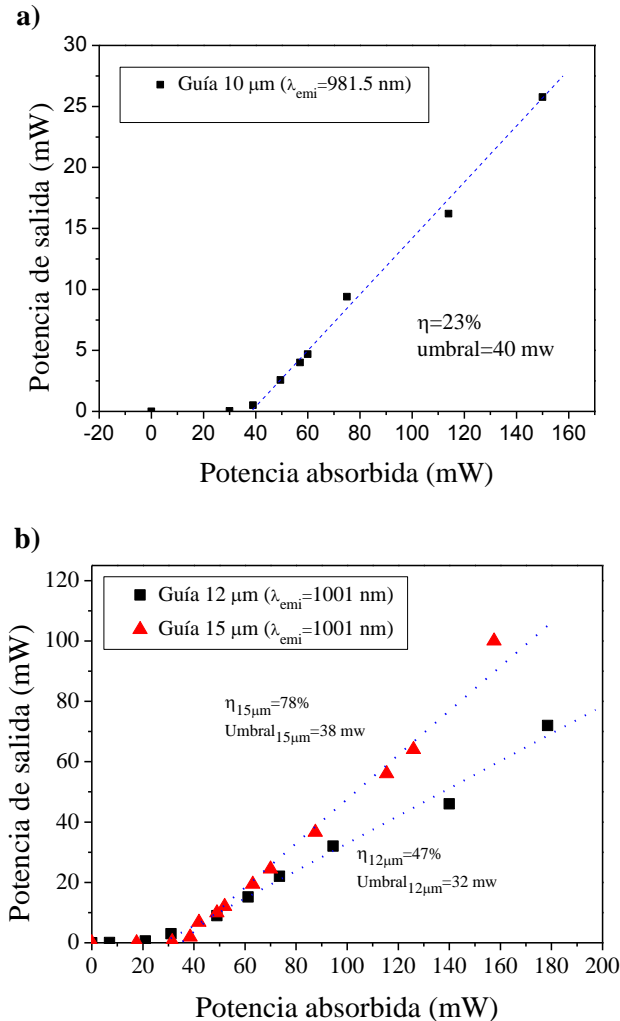


Figura 7.11: Potencia de salida vs potencia absorbida. a) guía tipo A. b) guías tipo B y C.

En la figura 7.11a se puede observar la curva de potencia láser a una longitud de onda de emisión de 981.5 para la guía de 10 μm de anchura. El umbral láser se encuentra a 40 mW de potencia absorbida, mientras que la eficiencia láser que se obtiene es del 23 %. La potencia máxima de emisión obtenida ha sido de 25 mW para una potencia de bombeo de unos 150 mW.

Como se ha indicado anteriormente, en el caso de las guías de 12 y 15 μm la emisión láser se produce a una longitud de onda de 1001 nm, por lo que se presentan conjuntamente en la gráfica 7.11.b. En el caso de la guía de 12 μm de anchura, el umbral láser se obtiene a 32 mW. En esta guía se ha obtenido una eficiencia láser del 47%, con una potencia máxima de emisión en torno a 70 mW. La guía de 15 μm de anchura, la cual presentaba unas pérdidas de propagación menores, 1.3 dB/cm para modos cuasi TE, ha resultado ser la que mejores prestaciones láser ha mostrado. El umbral láser se alcanza para una potencia absorbida de 38 mW, ligeramente superior que en el caso anterior. Sin embargo la eficiencia láser observada ha sido del 78%, la cual es comparable a las obtenidas para guías similares en este material, fabricadas mediante técnicas más estandarizadas [3].

Adicionalmente se han caracterizado los modos de emisión láser mediante un análisis modal en campo cercano. Las imágenes de los modos láser obtenidos para cada una de las tres guías se presentan en la gráfica 7.12. Si comparamos el área de los modos con los obtenidos anteriormente durante la caracterización pasiva así como los obtenidos en las simulaciones, observamos que los modos láser son notablemente más estrechos. En concreto su valor FWHM en el eje horizontal se reduce sensiblemente pasando a 3.7, 5.6 y 6.3 μm para en las guías de 10, 12 y 15 μm respectivamente. Este efecto se debe principalmente a la reabsorción del ión Yb^{3+} en zonas donde la intensidad tanto de bombeo como de señal es menor y no se alcanza oscilación láser

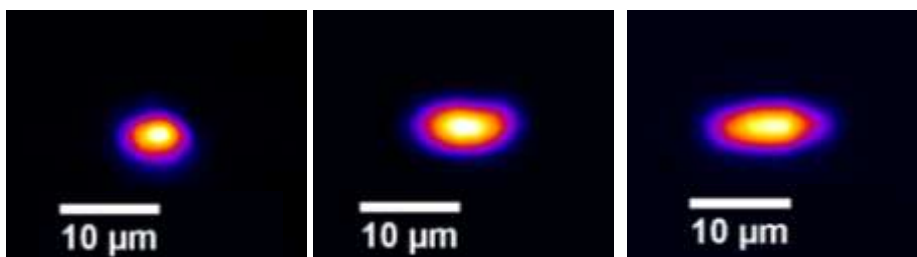


Figura 7.12: Modos láser de las guías fabricadas: a) 10 μm ; b) 12 μm ; c) 15 μm .

Con el fin de entender la diferencia en la longitud de onda de emisión láser en los tres tipos de guías analizados, se ha realizado un análisis espectroscópico básico. Para ello se han analizado las condiciones en las que se alcanza la inversión de población en cada una de las cavidades láser, determinando de este modo qué línea de emisión posee un umbral láser menor.

El umbral láser se alcanza cuando la ganancia de la guía es igual a las pérdidas de propagación. Por lo tanto partiremos de la expresión en la que se define la ganancia umbral:

$$k_{th} = \gamma + \frac{1}{2l} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (6.2)$$

donde k_{th} es la ganancia umbral, R_1 y R_2 la reflectividad de los espejos de entrada y salida respectivamente, γ hace referencia a las pérdidas de propagación y l es la longitud de la guía de onda.

Por otra parte es posible relacionar la ganancia de la cavidad con la población de iones en cada nivel mediante la siguiente ecuación:

$$k = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) B_{21} \frac{h\nu_{12}n}{c} \quad (6.3)$$

donde N_1 y N_2 hacen referencia a la población de iones en los niveles fundamental y excitado respectivamente, g_1 y g_2 indican los niveles de degeneración de cada nivel, B_{21} representa el coeficiente de Einstein para la transición en cuestión, c es la velocidad de la luz en el vacío, n el índice de refracción del material, h la constante de Planck y ν la frecuencia del fotón correspondiente a la transición láser. Si combinamos las dos ecuaciones anteriores podemos obtener una expresión de la inversión de población umbral dada por:

$$N_{th} = \left[N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right]_{th} \quad (6.4)$$

En el caso del ión Yb^{3+} el número de iones en estado excitado necesarios para alcanzar la potencia umbral para cada línea de emisión láser puede expresarse como:

$$N_2 = \frac{(\log(1/R_2) + 2 \times \alpha \times l) / (2 \times \Gamma \times l \times \sigma_{2i \leftrightarrow 1j} + b_{1j} N_0)}{b_{2i} + b_{1j}} \quad (6.5)$$

Donde N_0 indica la concentración de iones activos, N_2 la densidad de iones excitados, Γ el área de bombeo efectiva, l la longitud de la guía de onda, α las pérdidas de propagación b_{ij} los factores Boltzman de los subniveles Stark en los niveles excitado y fundamental a 300 K y σ_{ij} las secciones eficaces de emisión

En la tabla 7.2 se muestran los valores de cada variable en las guías de onda fabricadas definición:

Variable	Valor
N_0	$1.18 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
N_2	-
Γ	1
l	0.73 cm
α	-
R_{out}	0.11
b_{21}	0.748
b_{14}	0.040
b_{13}	0.086
b_{12}	0.269
b_{11}	0.605
$\sigma_{21-14} \times b_{21}$	$0.05 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
$\sigma_{21-13} \times b_{21}$	$0.29 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
$\sigma_{21-12} \times b_{21}$	$0.50 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
$\sigma_{21-11} \times b_{21}$	$1.34 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$

Tabla 7.2: Valores utilizados para el cálculo del umbral láser en función de la longitud de onda

En el caso de las guías que hemos fabricado, el alto contraste de índice hace que para las tres anchuras diferentes. El modo fundamental está confinado dentro de la región activa de la guía, por lo que el área de bombeo efectivo será 1. Así mismo la longitud y el resto de valores espectroscópicos de las guías es igual en las tres configuraciones, por lo que el único valor que modificará el umbral láser de cada línea de emisión del Yb^{3+} serán las pérdidas de propagación. Utilizando este parámetro como variable se ha calculado la inversión de población necesaria para conseguir alcanzar el umbral láser para cada emisión. Los resultados obtenidos de este análisis se muestran en la gráfica 7.13.

Se puede observar que para guías con pérdidas por debajo de 3dB/cm se esperaría emisión láser a 1001 nm (círculos), mientras que para guías con pérdidas superiores a ese valor, la oscilación láser se producirá a 981 nm (cuadrados), siempre y cuando la cavidad láser esté definida por la reflectividad de Fresnel. Estos datos concuerdan con los obtenidos de los experimentos láser, así como con los valores experimentales de pérdidas de propagación. En el caso de la emisión a 1025 nm (triángulos), nunca se llegará al umbral láser en guías con la configuración que aquí se presenta en una cavidad sin espejos.

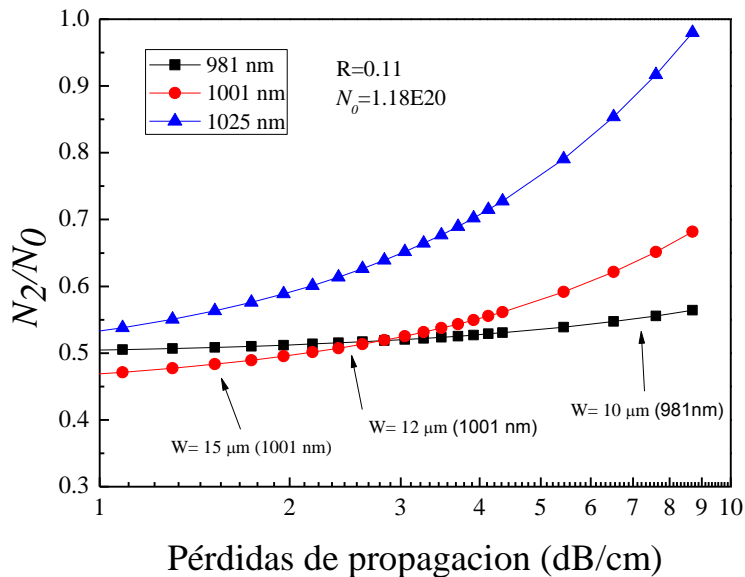


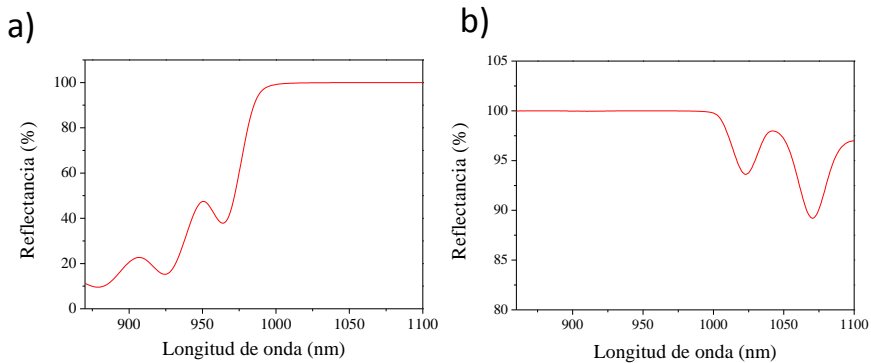
Figura 7.13: Umbral láser para las distintas líneas de emisión láser en función de las pérdidas de propagación en las guías fabricadas.

7.4.2. Cavidad con espejos

Una vez caracterizada la emisión láser de las guías fabricadas en una cavidad sin espejos, se ha procedido a modificar las propiedades de la cavidad incluyendo unos espejos multicapa. Estos espejos han sido acoplados a los extremos de las guías utilizando un gel que permite un correcto acople mecánico por tensión superficial, disminuyendo las pérdidas al evitar la capa de aire entre el espejo y el canto de la guía. En la figura 7.14 se muestra los

espectros de transmitancia de los espejos utilizados para conformar la cavidad láser.

El espejo de entrada (figura 7.14a), tiene reflectividad cercana al 100% a partir de una longitud de onda de 1 μm , evitando que la emisión láser salga por este extremo de la guía, mientras que permite el acoplo eficiente del bombeo a longitudes de onda menores. El hecho de ser parcialmente reflectante a 980 nm ($R \approx 75\%$), longitud de onda que corresponde al pico de absorción del Yb^{3+} en dobles tungstatos, ha impedido una excitación eficiente de la emisión láser bombeando a esa longitud de onda.



7.14: Espejos para una cavidad láser activada por el ión Yb^{3+} . a) Espejo de entrada. b) Espejo de salida

En el caso del espejo de salida (figura 7.14b), se observa una reflectividad cercana al 100% para longitudes de onda de bombeo (930~980nm), mientras que para las longitudes de onda de emisión (1000-1050 nm), la reflectividad se sitúa en torno al $95 \pm 5\%$.

Utilizando estos espejos obtenemos una nueva cavidad láser, que tal y como se explica en el capítulo 1, al aumentar la reflectividad de los espejos, bajaremos el umbral láser a costa de sacrificar la eficiencia una vez alcanzado el umbral. En esta cavidad se ha observado que con las una reflectividad del espejo de salida del 95%, en las guías con anchuras de 10 y 12 μm la emisión láser se produce a una longitud de onda de 1025 nm con una anchura de línea similar en torno a 0.8 nm. En ambos casos se ha observado que la excitación máxima para la emisión láser a esta longitud de onda se produce a 933 nm, aunque a diferencia a la cavidad sin espejos el rango en el que se obtiene emisión láser abarca desde 910 hasta 970 nm. Aunque se podría esperar un máximo de excitación a 980 nm, la reflectividad del espejo de entrada utilizado comienza a aumentar en torno a esta longitud de onda impidiendo así

un acoplo eficiente del bombeo. En la figura 7.15 se muestran los espectros de excitación y emisión láser para la guía de 10 μm de anchura, muy similares a

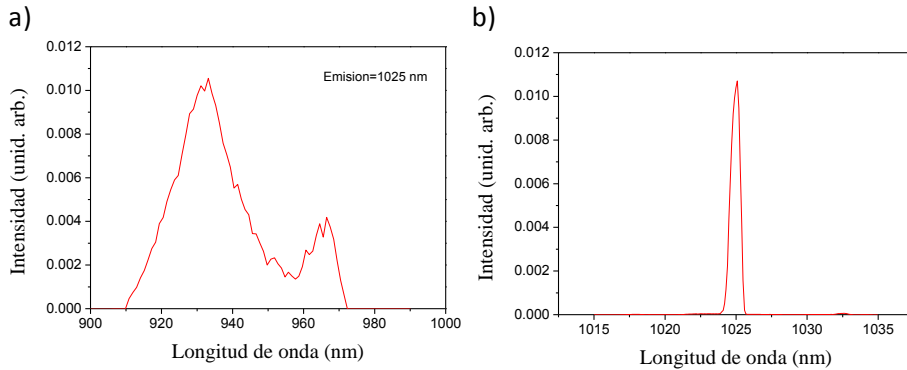


Figura 7.15: a) Espectro de excitación y b) espectro de emisión láser de la guía de 10 μm de anchura.

los obtenidos en la guía de 12 μm .

En la guía de 15 μm de anchura, que presentaba unas pérdidas de propagación de 1.3 dB/cm, la emisión láser se ha visto ligeramente desplazada, situándose a 1030 nm, con una anchura a media altura de 0.7 nm, ligeramente inferior a las anteriores (figura 7.16a). El espectro de excitación ha resultado ser muy similar al obtenido en el resto de guías, alcanzándose la máxima excitación a 933 nm (figura 7.16b). En las siguientes gráficas se muestran ambos espectros.

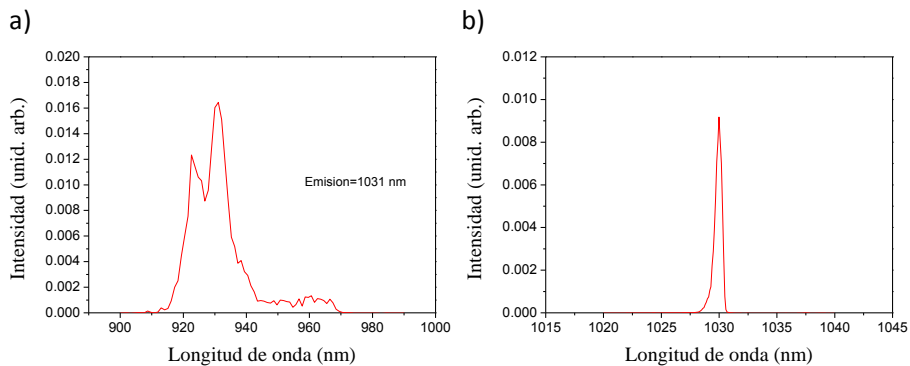
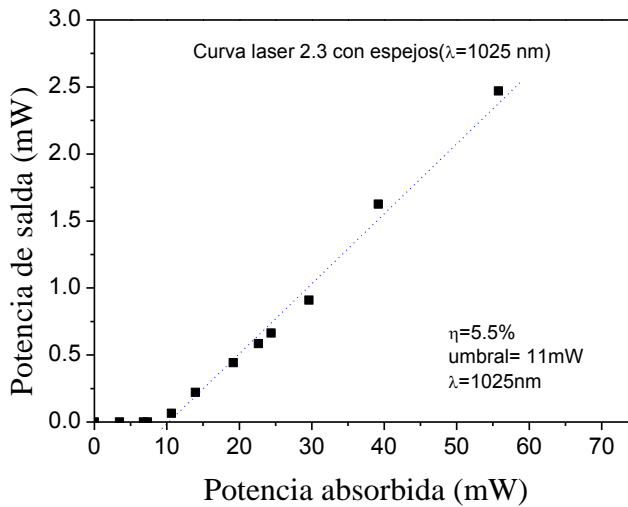


Figura 7.16: Espectro de excitación y b) espectro de emisión láser de la guía de 15 μm de anchura.

Tal y como sucedía en los tres tipos de guías en una cavidad sin espejos, la emisión láser se produce en el modo fundamental. La anchura a media altura en el eje horizontal de los modos láser ha sido muy similar a la obtenida en los modos láser de la cavidad sin espejos, con unos valores FWHM de 3.8, 5.5 y 6.5 μm .

Para concluir la caracterización láser de las guías de onda en una cavidad con una reflectividad del espejo de salida del 95%, se han obtenido las curvas de potencia láser en cada una de las guías (Figura 7.17). En todas ellas se ha observado una disminución de la potencia de bombeo requerida para alcanzar el umbral. La potencia de umbral láser se ha situado en 11 mW de potencia acoplada para las guías de 10 y 12 μm , y en 13 mW para la guía de 15 μm .

Por otra parte, como era de esperar, se ha observado una disminución de la eficiencia láser en todas las guías debido al aumento de la reflectividad de los espejos. En el caso de la guía de 10 μm este valor es del 5.5%, mientras que en las otras dos guías, las cuales presentan pérdidas mucho menores, el valor de eficiencia obtenido ha sido del 9 % en la guía de 12 μm , y 10 % en la guía de 15 μm .



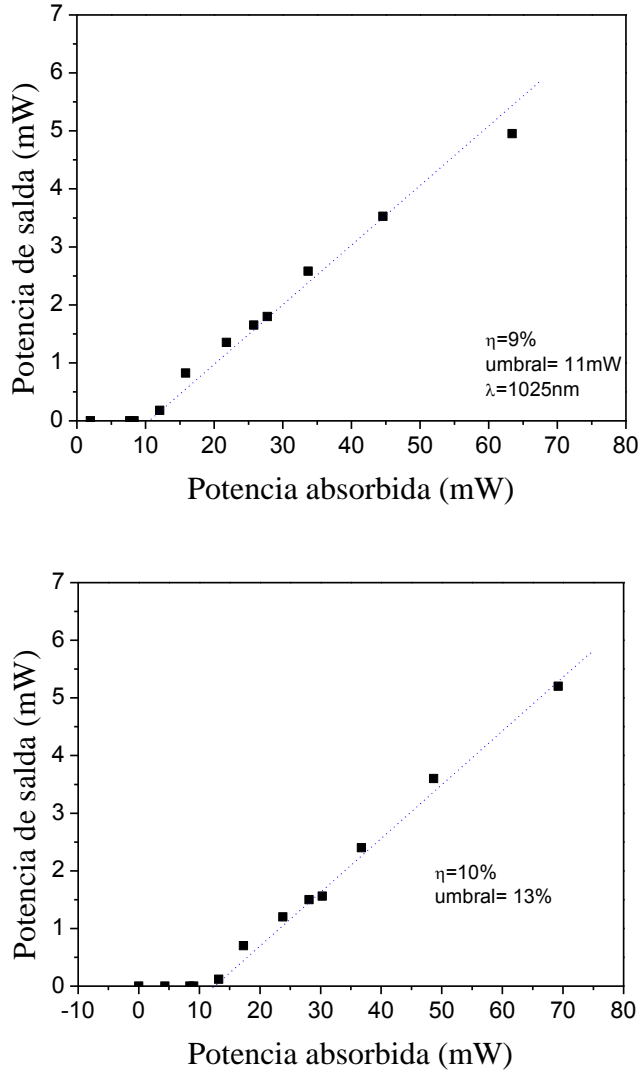


Figura 7.17: Curvas de potencia para los láseres en guía de onda con espejos ($R_{out}=95\%$). a) Anchura 10 μm . b) Anchura 12 μm . c) Anchura 15 μm

7.5. Conclusiones

Se han fabricado guías acanaladas en doubles tungstatos dopados con Yb^{3+} combinando las técnicas de epitaxia en fase líquida y microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado, obteniendo estructuras ridge de distintas anchuras y profundidades. Se ha realizado un análisis de rugosidad de las paredes de las estructuras ridge mediante un microscopía

AFM, obteniendo una rugosidad media de $0.22 \pm 0.05 \mu\text{m}$ y una longitud de correlación de $1.8 \pm 0.2 \mu\text{m}$.

Se han obtenido unas pérdidas de propagación de 1.3 dB/cm para las guías con anchuras de 15 μm , observándose que este parámetro resulta crítico debido al alto salto de índice ya que no se ha depositado ningún cladding. Un estudio posterior mediante análisis numérico a corroborado los resultados experimentales, observándose la evolución de las pérdidas por scattering superficial en función de la anchura de la guía como del salto de índice entre el núcleo y el recubrimiento. A partir de este estudio se ha determinado la posibilidad de fabricar guías de muy bajas pérdidas ($>0.5\text{dB/cm}$) con los parámetros de rugosidad obtenidos mediante la técnica de microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado.

Adicionalmente se han realizado experimentos láser en los que se han obtenido emisión láser en guía de onda tanto sin espejos como con espejos. Conformando una cavidad sin espejos, únicamente realimentada por la reflexión Fresnel, se ha visto que las guías de 10 μm , con pérdidas elevadas, tenían emisión láser a 981 nm, mientras que en las guías con pérdidas menores la emisión láser se producía a 1001 nm. En todos los casos el pico de excitación se ha observado a 933 nm. Las mejores propiedades láser se han obtenido en guías de 15 μm de anchura, con pérdidas de 1.3 dB/cm, en las que se ha alcanzado el umbral láser a 40 mW y se ha obtenido una eficiencia láser del 78%, la cual es comparable a la obtenida en guías fabricadas por métodos más estandarizados en materiales similares dopados con Yb^{3+} .

Para completar la caracterización láser se han colocado unos espejos multicapa en los extremos de las guías obteniendo una cavidad con una reflectividad de salida del 95% a la longitud de onda de emisión. En este caso la emisión láser se ha desplazado a 1025 en las guías de onda de 10 y 12 μm y a 1031 en las de 15 μm , de menores pérdidas. Con esta nueva configuración se ha disminuido el umbral láser hasta los 10 mW y se han alcanzado eficiencias entre el 5% y el 10% en función de las propiedades de las guías de onda.

7.6. Referencias

- [1] X. Mateos, R. Solé, J. Gavalda, M. Aguiló, J. Massons, F. Díaz, Crystal growth, optical and spectroscopic characterisation of monoclinic $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ co-doped with Er^{3+} and Yb^{3+} , *Optical Materials*, 28 (2006) 423-431.
- [2] W. Bolaños, J.J. Carvajal, X. Mateos, G. Lifante, G.S. Murugan, J.S. Wilkinson, M. Aguiló, F. Díaz, Analysis of confinement effects on microstructured Ln^{3+} : $\text{KY}_{1-x-y}\text{Gd}_x\text{Lu}_y(\text{WO}_4)_2$ waveguides, *Optical Materials Express*, 1 (2011) 306-315.
- [3] F. Bain, A. Lagatsky, R. Thomson, N. Psaila, N. Kuleshov, A. Kar, W. Sibbett, C. Brown, Ultrafast laser inscribed $\text{Yb:KGd}(\text{WO}_4)_2$ and $\text{Yb:KY}(\text{WO}_4)_2$ channel waveguide lasers, *Optics express*, 17 (2009) 22417-22422.

8. Láseres en guías de onda ridge en $\text{LiNbO}_3:\text{Nd}^{3+}$

Introducción

En este capítulo se presentan los resultados de la fabricación y caracterización de los láseres de Nd^{3+} en guías de onda en niobato de litio, combinando las técnicas de fabricación de difusión metálica y microestructuración mediante escritura láser de femtosegundos multiplexado.

Inicialmente describe la estructura de la guías indicando los parámetros más relevantes. A continuación, se muestran los resultados de los análisis espectroscópicos de los sustratos que posteriormente se han utilizado para el diseño de las guías.

Una vez determinadas las dimensiones de las guías, se explican las distintas etapas de fabricación así como los parámetros utilizados para obtener las guías planas y posteriormente acanaladas. Estas se han analizado en el marco de distribución de salto de índice y por ende distribución modal a las longitudes de onda de interés y posteriormente se han determinado las pérdidas de propagación.

Finalmente se muestran los resultados obtenidos a raíz de los experimentos láser así como su posterior análisis.

8.1. Análisis espectroscópico

En primer lugar se ha procedido al análisis espectroscópico de los sustratos de LiNbO_3 dopados con Nd^{3+} con el fin de determinar sus propiedades y poder realizar posteriormente un diseño eficiente de las guías de onda activas.

En el caso del LiNbO_3 las transiciones que interesan para el desarrollo de dispositivos activos basados en el ion Nd^{3+} son por una parte la transición ${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^2\text{H}_{9/2}; {}^4\text{F}_{5/2}$ en lo que se refiere a la absorción y por otra la emisión debida a la transición ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$. Es cierto que la transición ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ que produce una emisión en torno a 1370 nm es de especial importancia puesto que permite el desarrollo de láseres y amplificadores en la segunda ventana de telecomunicaciones, pero en este caso no vamos a incluirla en el análisis.

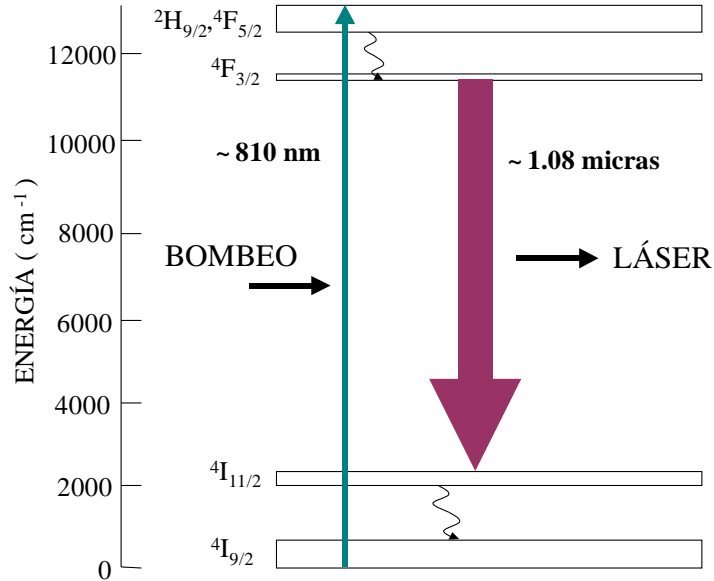


Figura 8.1: Esquema de niveles involucrados en la emisión láser a $1.08 \mu\text{m}$ del ion Nd^{3+} en LiNbO_3 .

En primer lugar se ha obtenido un espectro de absorción de las muestras de $\text{Nd}^{3+}:\text{LiNbO}_3$ para ambas polarizaciones (fig. 8.1). Se ha observado que el máximo de absorción para la polarización π se encuentra a 815 nm , mientras que en la polarización σ encontramos un máximo a 750 nm y otro a 810 nm de intensidad similar. Sin embargo, se va a centrar la atención en el multiplete en torno a 810 nm puesto que esta región permite un bombeo eficiente mediante diodos láser, lo cual es una ventaja considerable a la hora de desarrollar dispositivos integrados.

A partir del espectro de absorción conociendo los valores de las secciones eficaces de absorción ($\sigma_\pi(815 \text{ nm}) = 2.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ y para la polarización $\sigma_\sigma(810 \text{ nm}) = 2.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$) [1], se ha determinado que la concentración de iones activos es del 0.23% molar, pese a que en un inicio se había diseñado el crecimiento del cristal para obtener cristales de LiNbO_3 dopados con Nd^{3+} al 1% .

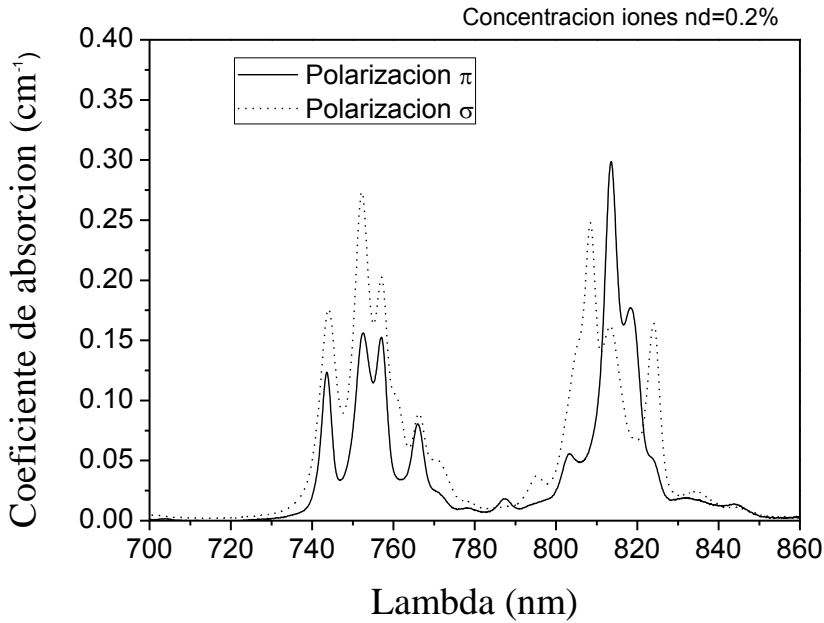


Figura 8.1: Espectro de absorción de un cristal de LiNbO_3 dopado con Nd^{3+} medido a temperatura ambiente.

Para concluir el análisis espectroscópico de los sustratos han medido la vida medias de la transición ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ en la que se ha determinado un valor de $105 \mu\text{s}$, el cual coincide con los valores previamente reportados de este ion en LiNbO_3 .

8.2. Diseño de las guías de onda

Las guías que se han diseñado consisten en estructuras ridge microestructuradas mediante la técnica de ablación láser de femtosegundos multiplexado sobre una guía plana fabricada previamente por difusión metálica. Así pues, el confinamiento lateral vendrá dado por el salto de índice entre el LiNbO_3 y el aire, mientras que el salto de índice de refracción en el eje vertical tendrá una distribución gaussiana típica de procesos de difusión metálica. Por lo tanto la distribución del salto de índice de refracción quedará definida tal y como se muestra en la figura 8.3.

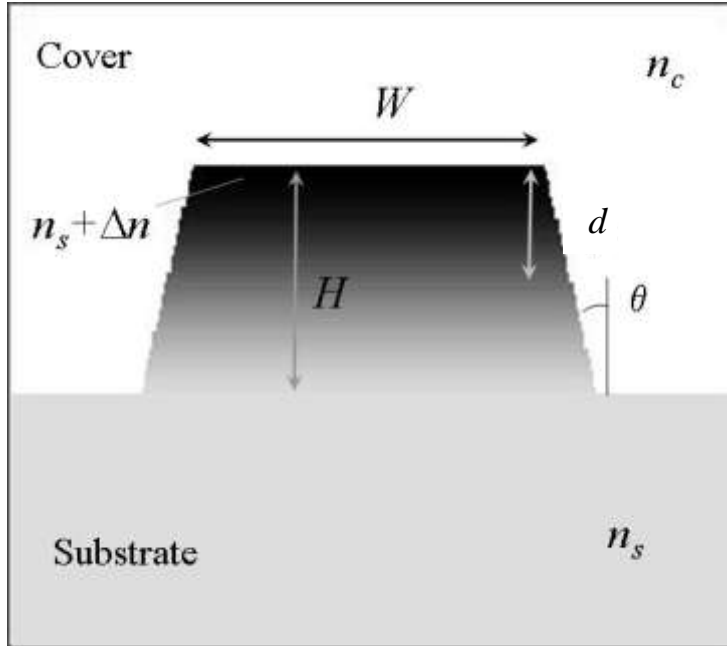


Figura 8.2: Esquema de distribución del índice de refracción en las guías ridge en LiNbO_3 propuestas.

Así pues, con el objetivo de tener guías planas monomodo, se han determinado los parámetros para la fabricación por difusión de zinc. Los procesos de difusión metálica típicamente dan lugar a una distribución gaussiana de las impurezas, cuya semianchura se rige por la siguiente ecuación:

$$d = \sqrt{4Dt} \quad (8.1)$$

Donde d representa la profundidad de difusión, t el tiempo de difusión y D es el coeficiente de difusión. El coeficiente de difusión se define mediante expresión que obedecen a la ley de Arrhenius [2], quedando determinado por la siguiente ecuación:

$$D = D_0 \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{K \cdot T}\right) \quad (8.2)$$

Donde D_0 es una constante, E_a representa la energía de activación, K es la constante de Boltzmann y T la temperatura de difusión.

En trabajos anteriores se han establecido los valores para la energía de activación, E_a , para el niobato de litio siendo este valor $E_a=0.59$ eV para sustratos en corte Z y $E_a=0.77$ eV en sustratos corte X [3].

En una primera aproximación puede suponerse que la distribución de salto de índice de refracción es proporcional al perfil de difusión de las impurezas, por lo que ambos perfiles describirán una distribución semigaussiana que en el caso del índice de refracción puede expresarse como:

$$n(x) = n_s + \Delta n \times e^{-\left(\frac{x}{d}\right)^2} \quad (8.3)$$

Donde n es el índice de refracción a la profundidad x , n_s el índice de refracción del sustrato y Δn el máximo cambio de índice.

De esta forma es posible determinar las características de las guías en función de los parámetros de fabricación. En nuestro caso el objetivo es tener guías monomodo a las longitudes de onda de bombeo y emisión láser del ion Nd^{3+} en LiNbO_3 , es decir, en torno a 800 y 1080 nm, respectivamente. Así pues, para satisfacer esta condición se ha determinado un perfil distribución de índice de refracción con una profundidad (d) de 5 μm y un salto de índice (Δn) en torno a 5×10^{-3} para modos paralelos a n_e , o lo que es lo mismo, polarización π en sustratos de corte Z, la cual presenta mejores propiedades espectroscópicas en cristales dopados con Nd^{3+} .

Por otra parte la longitud óptima de las guías se determina bajo la condición de que la mayor parte del bombeo se absorba dentro de la cavidad. Teniendo en cuenta el coeficiente de absorción para polarización π determinado anteriormente ($\alpha_\pi = 1.21 \text{ cm}^{-1}$) para una longitud de onda de 815 nm, se ha determinado que para que en un trayecto de ida y vuelta absorba más el 90% de la intensidad de bombeo, la guía ha de tener una longitud en torno a 1 cm. En el caso del bombeo paralelo a la polarización σ la absorción será del 86%, en este caso a 810 nm, debido a la menor sección eficaz de absorción.

Según los resultados de los análisis numéricos realizados en el capítulo 7, para rugosidades laterales típicas obtenidas mediante la técnica de microestructuración láser de femtosegundos se observa una fuerte dependencia de las pérdidas de propagación respecto a la anchura de las estructuras ridge. Por esta razón se han realizado guías con diferentes anchuras comprendidas entre 6 y 30 μm .

8.3. Fabricación de las guías de onda

Guía plana

Para la fabricación de la guía plana por difusión de zinc se ha partido de un cristal en volumen de LiNbO_3 dopado con Nd^{3+} al 0.23%. A partir de este cristal se han cortado láminas de 2 mm de espesor perpendiculares al eje c, para poder obtener muestras de corte Z que permitan el guiado de las polarizaciones π y σ . Las láminas se han cortado y pulido obteniendo substratos con dimensiones de $9 \times 9 \times 2$ mm y rugosidades por debajo de 0.25 μm .

Una vez obtenidos los substratos pulidos se ha procedido a la fabricación de la guía plana, la cual se ha llevado a cabo mediante la difusión de zinc. Para ello se ha utilizado el proceso indicado en el capítulo 5.

Inicialmente se procedió al depósito una fina capa rica en zinc mediante evaporación. Este proceso se ha llevado a cabo en el horno tubular vertical que se muestra en la figura 5.3, en el que se ha introducido una atmósfera de Argón de 58 mbar. El zinc se introdujo previamente en una cantidad de 1 gr junto con el substrato a procesar, el cual se aloja en una cestilla. El depósito de la capa rica en zinc se ha llevado a cabo en un proceso de 2 horas a una temperatura de 550 °C según el procedimiento estándar [4].

A continuación se realizó el annealing de los substratos en un horno tubular horizontal en atmósfera abierta. Los parámetros seleccionados para este proceso han sido una temperatura de 850 °C y una duración de 4 en función del análisis realizado para el diseño de las guías planas explicado anteriormente.

Una vez obtenida la muestra con la guía plana, se han pulido los cantos para permitir el acoplo de luz mediante la técnica *end-fire* utilizando pasta de diamante. De la misma forma se ha realizado un ligero pulido en las caras perpendiculares al eje Z con el fin de mejorar las propiedades de guiado de las guías planas reduciendo posibles pérdidas por la aparición de restos de la capa de zinc depositada en el primer paso del proceso de fabricación.

Estructura ridge

Una vez obtenidas las guías planas se han fabricado sobre ellas las estructuras ridge mediante la técnica de microestructuración láser de femtosegundos

multiplexado. Para ello se han fabricado sets de dos canales paralelos cuya separación definen la anchura de las guías acanaladas tipo ridge.

El montaje experimental utilizado ha sido el explicado en el apartado 5.1.5. Los pulsos utilizados para la elaboración estaban centrados a una longitud de onda de 800 nm con una duración en torno a 100 fs y una frecuencia de repetición de 1 kHz. con el fin de analizar la influencia de este parámetro en las propiedades de los canales, tanto a nivel de profundidad como de rugosidad, se han utilizado energías de pulso diferentes que han variado entre 2 y 3.5 μJ . El mapa de fase utilizado ha sido idéntico al utilizado para la microestructuración de canales en KYW descrito anteriormente, obteniendo un frente de onda de 7 spots gaussianos paralelos, parcialmente solapados siguiendo la técnica de escaneo de aproximación.

Cabe destacar que después del proceso de escritura mediante láser de femtosegundos multiplexado se ha observado la aparición de cierto *chirping* en los extremos de los canales, lo cual se ha solucionado mediante el repulido de los cantos. Después del proceso de repulido las guías fabricadas poseen una longitud de 8.2 mm.

8.4. Caracterización pasiva de las guías de onda

Caracterización de la guía plana

La guía plana obtenida se ha caracterizado inicialmente mediante la técnica de modos oscuros explicada en el capítulo 5. La caracterización se ha llevado a cabo utilizando un láser de Helio-Neón, a una longitud de onda de trabajo de 632 nm el cual se ha acoplado a la cara superior de la guía plana mediante un prisma de rutilo tal y como se explica en la figura 5.8 del capítulo 5. La polarización del haz láser se ha seleccionado utilizando un polarizador lineal con el objetivo de poder obtener información del índice ordinario como del índice extraordinario. Sin embargo el guiado en el eje ordinario ha resultado ser bastante pobre por lo que no se han podido obtener conclusiones a partir de los modos TE.

En la figura 8.3 se muestran los resultados de reflectividad a 633 nm obtenidos para la guía plana fabricada (círculos) así como el ajuste teórico para (línea continua).

Para una longitud de onda de 633 nm con polarización transversal magnética, se aprecian dos modos con unos índices efectivos de 2.20502 y 2.3044, el segundo de ellos muy cercano al índice del sustrato. El ajuste teórico de estos datos ha dado como resultado una distribución de índice de refracción semigaussiana, en la que el incremento máximo del índice de refracción, es de $\Delta n = 3.0 \times 10^{-3}$, y un parámetro de semianchura, de $d = 5.5 \mu\text{m}$, considerando un índice de sustrato $n_s = 2.2038$ (índice extraordinario).

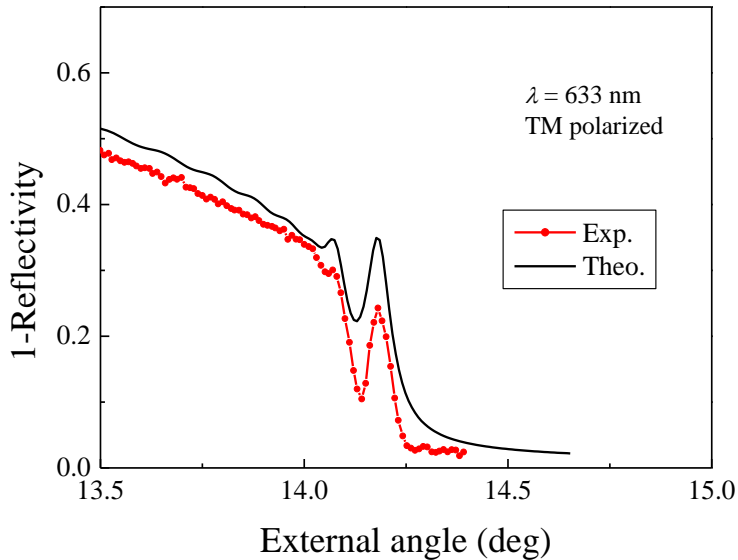


Figura 8.3: Medida de reflectividad para polarización TM de la guía plana ($\lambda = 633 \text{ nm}$).

La guía plana también se ha caracterizado mediante análisis modal en campo cercano, a diferentes longitudes de onda cercanas a las de interés de la transición láser del Nd^{3+} en LiNbO_3 , concretamente a 700 y 980 nm. En la gráfica 8.5 se muestra la imagen en campo cercano tomada de los modos TM_0 y TM_1 a 700 nm y la del modo fundamental (TM_0) a 980 nm. A la derecha de cada imagen se ha representado los perfiles de intensidad correspondientes a cada imagen (línea continua). En línea discontinua se ha dibujado los perfiles simulados a las longitudes de onda correspondientes, utilizando el perfil de distribución de índice obtenido anteriormente ($d = 5.5 \mu\text{m}$ y $\Delta n = 3.0 \times 10^{-3}$). En los tres casos se ha observado un buen ajuste entre los las simulaciones y los datos experimentales.

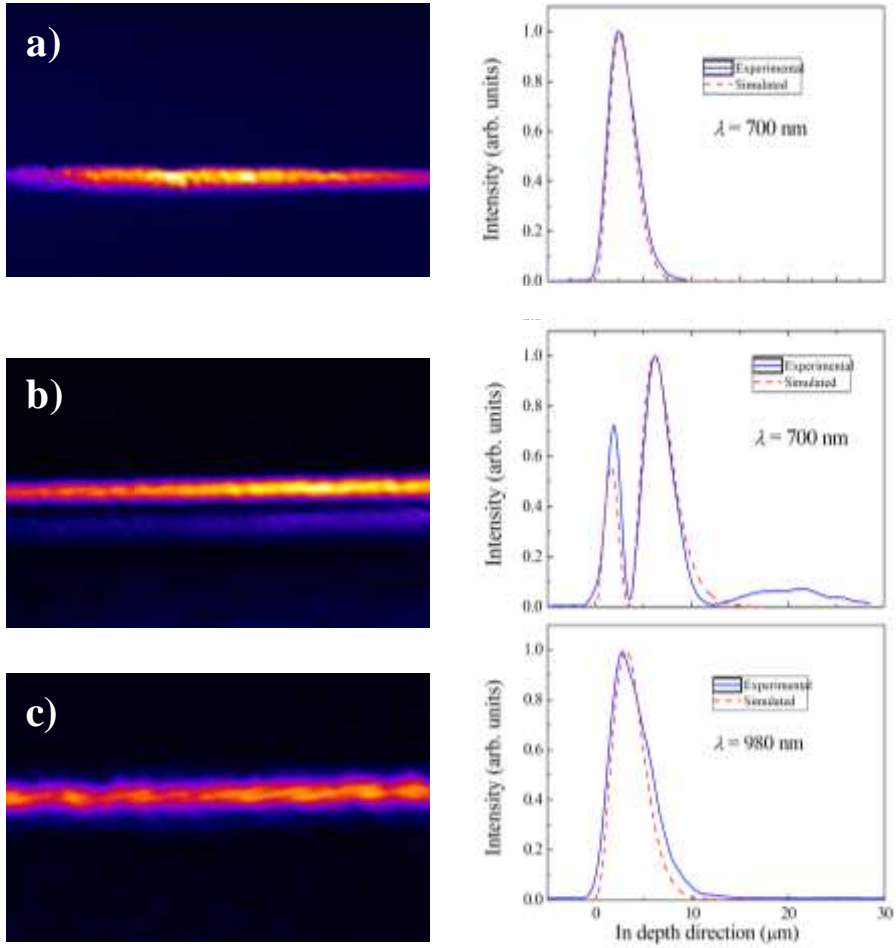


Figura 8.4: Fotos de la distribución del campo cercano; y perfiles de distribución del campo cercano (línea discontinua) y simulación (línea discontinua) para modos TM a longitudes de onda de: a) 700 nm; b) 700 nm; c) 980nm.

Caracterización guías acanaladas

La caracterización de las guías acanaladas se ha dividido en dos partes. En primer lugar se ha analizado la estructura morfológica de los canales, principalmente su rugosidad, y por otra se ha realizado un análisis convencional de las guías acanaladas.

Los canales fabricados mediante la técnica de escritura láser se han analizado utilizando un microscopio AFM. A partir de las medidas AFM se ha observado que los canales han resultado ser más anchos que lo esperado, lo

cual ha hecho que las estructuras ridge sean más estrechas de lo que se preveía inicialmente. Este fenómeno se ha visto incrementado a medida que se ha ido aumentando las energías de pulso. Debido a este fenómeno las estructuras ridge han resultado ser en torno a $3 \mu\text{m}$ más estrechas de lo previsto en un inicio, lo que ha provocado el consecuente aumento de las pérdidas por scattering superficial debido a la rugosidad de las paredes de las guías ridge.

Por otra parte se ha observado que las paredes de las guías fabricadas con energías de pulso menores presentan irregularidades severas, que han hecho imposible una correcta caracterización óptica de las guías fabricadas con pulsos por debajo de $2.5 \mu\text{J}$ debido a las altas pérdidas de propagación. A raíz de las medidas de AFM se han determinado unos parámetros de rugosidad en torno a $\sigma = 1 \pm 0.2 \mu\text{m}$ con una longitud de correlación de $L_c = 0.9 \pm 0.2 \mu\text{m}$.

De esta manera únicamente se han podido caracterizar correctamente las guías de mayor anchura, 27 y $30 \mu\text{m}$, como la que se muestra en la figura 8.6. En la figura de la izquierda, tomada con un microscopio óptico en configuración de transmisión, se puede observar la región de aumento de índice en la parte superior de la estructura ridge debido a la difusión de zinc.

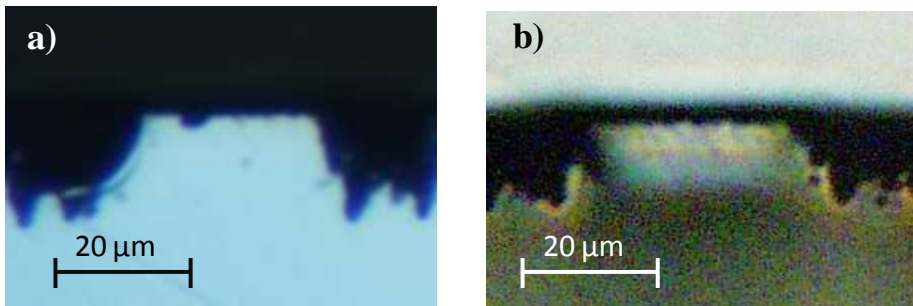


Figura 8.5: Imágenes de microscopía óptica de la guía ridge de $27 \mu\text{m}$. a) Reflexión. b) Transmisión

Las pérdidas determinadas de forma experimental para las guías de 27 y $30 \mu\text{m}$ han sido de $4 \pm 1 \text{ dB/cm}$ y $5.7 \pm 1 \text{ dB/cm}$, respectivamente, medidas a longitudes de onda de 980 nm para modos cuasi TM. En el caso de los modos cuasi TE no ha sido posible obtener un valor fiable debido a que la distribución de índice para polarizaciones paralelas a n_o es in suficiente para confinar eficientemente el modo y presentaba pérdidas elevadas.

Para completar el análisis se han tomado la imágenes de campo cercano de los modos cuasi TE en las guías de 27 y $30 \mu\text{m}$ a una longitud de onda de 980 nm . Pese a que ambas guías soportan varios modos en el eje horizontal, la

mayor parte de la energía se propaga confinada en el modo fundamental. Este hecho provoca que en las medidas de campo cercano se haya observado principalmente el modo fundamental. En el caso de la guía de $27\ \mu\text{m}$ se ha observado que el modo fundamental tiene una anchura FWHM en el eje horizontal de $14\ \mu\text{m}$ y $4.5\ \mu\text{m}$ en el vertical. La guía de $30\ \mu\text{m}$ ha presentado valores similares, obteniéndose unas anchuras de modo de $14.8\ \mu\text{m}$ y $5\ \mu\text{m}$ en los ejes horizontal y vertical, respectivamente.

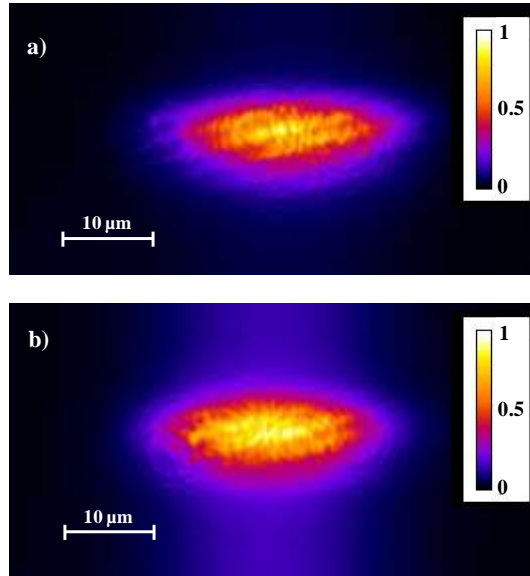


Figura 8.6: Imagen de campo cercano de los modos cuasi TM a $980\ \text{nm}$ de una guía de $27\ \mu\text{m}$ (a) y $30\ \mu\text{m}$ (b).

8.5. Caracterización espectroscópica de guías de onda

Una vez realizada la caracterización pasiva de las guías se ha procedido a realizar una caracterización de las propiedades activas, para lo que se han obtenido los espectros de emisión de interés láser en las guías correspondiente a la transición ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. En la figura 8.7 se presentan las emisiones correspondientes con polarización π y σ , donde se observa un máximo de emisión en $1085\ \text{nm}$ para polarización π , mientras que en el caso de polarización σ el máximo de emisión se encuentra en $1094\ \text{nm}$.

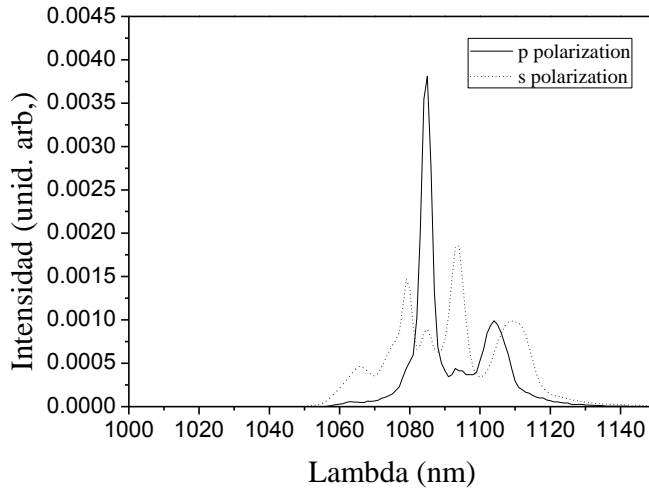


Figura 8.7: Espectros de emisión de las guías de $\text{LiNbO}_3:\text{Nd}^{3+}$ en torno a correspondiente a la transición ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$.

Centrando la emisión para cada polarización en los máximos calculados anteriormente, se han medido los espectros de excitación para ambas polarizaciones (figura 8.8). En el caso de la polarización π se ha hallado el máximo de excitación a 814 nm, si bien se han observado varios picos de excitación con una intensidad ligeramente inferior entre 740 y 760 nm. En el caso de la polarización σ el máximo de excitación se produce en 752 nm, mientras que en torno a 800 nm la excitación observada es sensiblemente menor.

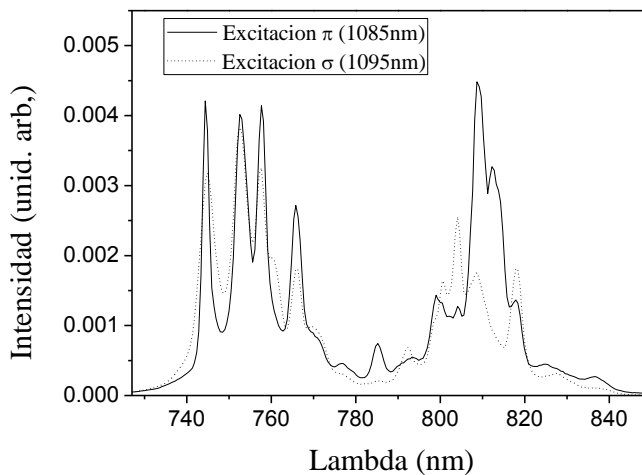


Figura 8.8: Espectros de excitación para la emisión en polarización π (1085 nm) y polarización σ (1094 nm) en las guías de $\text{LiNbO}_3:\text{Nd}^{3+}$.

Finalmente, para completar la caracterización espectroscópica de las guías se han medido los espectros de absorción del ión Nd^{3+} en torno a la longitud de onda de excitación para cada polarización. Como era de esperar estos espectros presentan una forma similar a los obtenidos a partir de las medidas de excitación en guía y absorción en volumen (Figura 8.9).

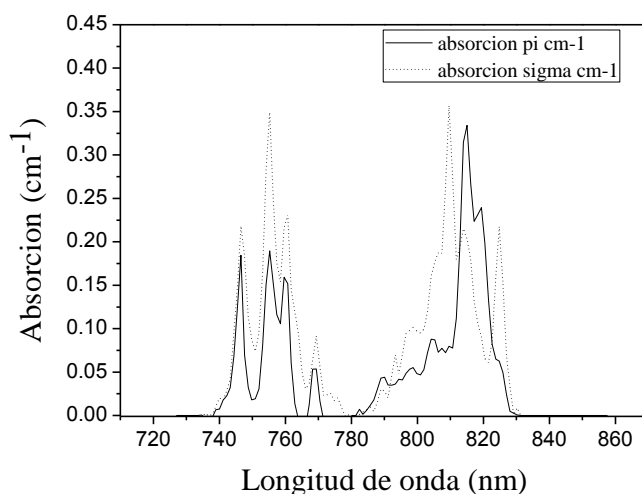


Figura 8.9: Espectros de absorción de las guías de $\text{LiNbO}_3:\text{Nd}^{3+}$.

8.6. Caracterización láser

La cavidad láser se ha configurado acoplando dos espejos multicapa a ambos extremos de las guías mediante un gel para posibilitar una alta realimentación y conseguir emisión láser. Los espejos tienen una transmitancia variable en función de la longitud de onda tal y como se muestra en la figura 8.10. El espejo de entrada permite el paso del bombeo con una transmitancia superior al 97% a las longitudes de onda de excitación, mientras que refleja completamente la emisión láser ($R > 99\%$). Por el contrario el espejo de salida tiene una reflectancia superior al 9% para longitudes de onda de bombeo mientras que tiene una reflectancia en torno al 95% a longitudes de onda de emisión del Nd^{3+} ($\lambda \approx 1085 \text{ nm}$) que permiten la oscilación láser.

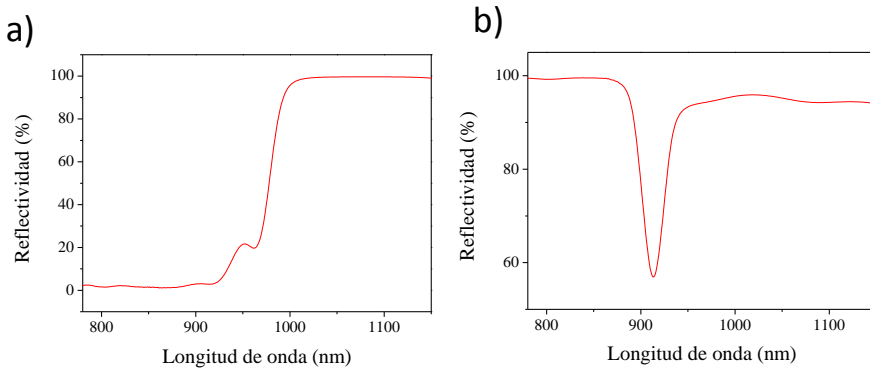


Figura 8.10: Espectros de reflectancia de los espejos utilizados para conformar la cavidad láser: a) espejo de entrada, b) espejo de salida.

Los experimentos láser se han realizado acoplado el haz de bombeo proveniente del láser Ti:Za utilizando un objetivo $10\times$ y recogiendo la emisión guiada utilizando un objetivo $20\times$. Al igual que en experimentos láser anteriores, la potencia de bombeo se selecciona utilizando un set de filtros neutros de diferentes transmitancias.

La figura 8.11 muestra la emisión láser a 1085 nm correspondiente a una guía ridge de $27\ \mu\text{m}$ de anchura. La emisión láser se ha observado en polarización π , por lo que los modos de emisión láser han sido modos cuasi TE. Este hecho se debe principalmente a que los modos TM presentaban unas pérdidas de propagación mayores impidiendo una realimentación eficiente. Además la sección eficaz de emisión para polarización π es mayor a para polarización σ . La anchura de la línea de emisión láser a medida ha sido de 0.6 nm.

Los experimentos láser únicamente han arrojado resultados positivos en el caso de los modos debido a que las propiedades de guiado para los modos cuasi TM eran sensiblemente peores tanto en términos de pérdidas como en distribución modal y solapamiento de integrales. Así pues la emisión láser se ha producido en el pico principal correspondiente a la polarización, el cual se encuentra a 1085 nm.

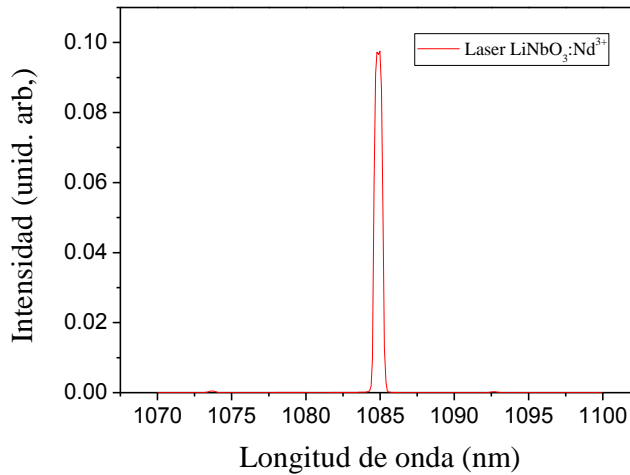


Figura 8.11: Espectro de emisión para el láser en guía de onda de $\text{LiNbO}_3:\text{Nd}^{3+}$.

Centrando la longitud de onda de detección a 1085, la longitud de onda de emisión láser, se han medido los espectros de excitación láser para ambas polarizaciones (Figura 8.12). En el caso de la polarización σ las pérdidas de propagación en los modos cuasi TM así como la diferencia de distribución de índice para n_o y n_e que impide un solapamiento eficiente entre modos, han impedido alcanzar el umbral láser en las guías que se han analizado.

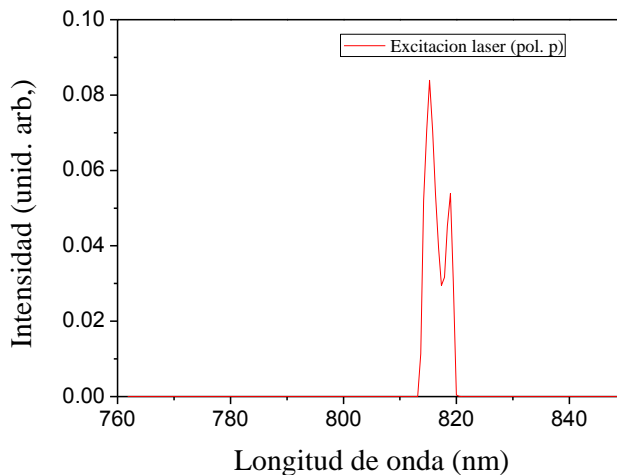


Figura 8.12: Espectro de excitación en polarización π para la emisión láser a 1085 nm en una guía acanalada de $27 \mu\text{m}$.

En el caso de la excitación láser paralela a π , esta se ha observado en la región esperada comprendida entre 810 y 820 nm hallándose el máximo en 815 nm. La poca anchura de la banda de excitación láser ($\approx 3\text{nm}$) se explica por la presencia de las elevadas pérdidas de propagación que se han determinado anteriormente.

La emisión láser de las guías de onda se ha analizado también en el marco de la distribución modal. Al igual que en el casos de las guías ridge de KYW dopado con Yb^{3+} presentadas en el capítulo anterior, en este caso también ha sido el modo fundamental en el que se ha producido la emisión láser. Se ha observado un modo similar al medido durante la caracterización pasiva, obteniendo una anchura FWHM de $13.8 \pm 0.5 \mu\text{m}$ en el eje horizontal y de 4.4 ± 0.5 en el eje vertical (Figura 8.13a). Como se ha indicado anteriormente la emisión láser se produjo en polarización π , por lo que el modo mostrado en la figura 8.13.a así como el modo correspondiente a la simulación de la misma guía son modos cuasi TM.

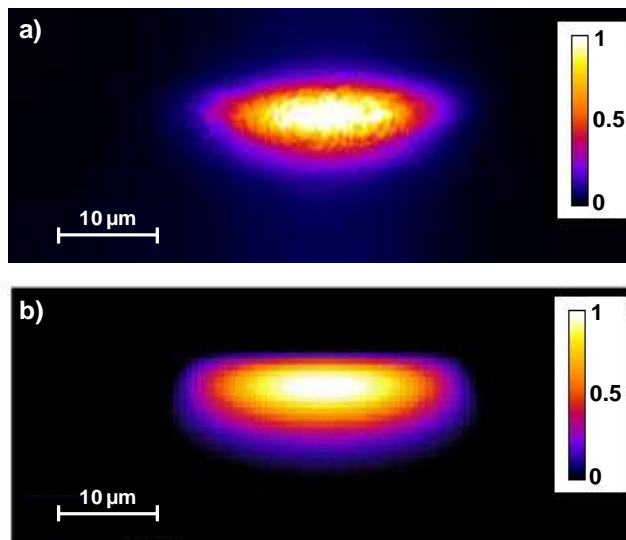


Figura 8.13: a) Imagen de campo cercano del modo láser a 1085 nm en una guía de 27 μm . b) Simulación del modo fundamental a 1085 nm.

Para concluir la caracterización de la del láser se ha medido la curva de potencia de emisión de la guía de 27 μm a 1085 nm bajo excitación a 815 nm en polarización π . La potencia de bombeo absorbida se ha determinado calculando el acoplo mediante un análisis numérico de BPM.

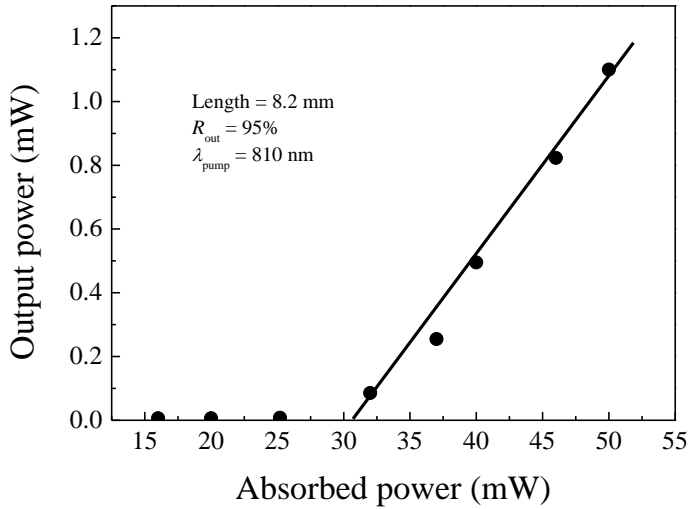


Figura 8.14: Curva de potencia de la emisión láser a 1085 nm en una guía de 27 μm de ancho.

La figura 8.14 muestra la curva de potencia correspondiente a la emisión a 1085 nm en polarización π donde se observa que el umbral láser en las guías analizadas se alcanza para una potencia absorbida de 31 mW. Por otra parte la eficiencia obtenida ha sido del 5.5%, la cual es menor en comparación con otros tipos de guías fabricados sobre sustratos similares [5].

Las simulaciones numéricas realizadas en este tipo de guías con las pérdidas calculadas de manera experimental, indican que el umbral debería alcanzarse a 10 mW y la pendiente debería de ser del 4 %. Esto puede deberse a un acoplo defectuoso de los espejos en la cavidad, que ha producido una reducción de la reflectividad dentro de la guía con el consiguiente aumento de las pérdidas de realimentación. En la misma dirección los resultados experimentales expuestos anteriormente indican una menor eficiencia del láser en guía de onda en comparación con los resultados de las simulaciones.

8.7. Conclusiones

Se ha demostrado la posibilidad de fabricar guías de onda tipo ridge en niobato de litio combinando la difusión metálica junto con la microestructuración mediante láser de femtosegundos multiplexado.

Combinando estas técnicas se han obtenido guías ridge en sustratos de LiNbO_3 dopado con iones Nd^{3+} al 0.23%. Estas guías se han caracterizado

observando que los parámetros de fabricación de estructuras ridge han dado como resultado guías más estrechas de lo esperado por lo que se requiere analizar este efecto para determinar el rango de energías que minimicen este fenómeno. Así mismo las rugosidades obtenidas en las paredes de los canales han sido muy elevadas lo cual ha provocado unas pérdidas de propagación altas que han impedido una emisión láser eficiente. Este punto está camino de resolverse, y se han conseguido rugosidades similares a las obtenidas en doubles tungstatos de ytrio.

Finalmente se han llevado a cabo experimentos láser en las guías fabricadas confeccionando la cavidad mediante dos espejos multicapa, con una reflectancia de salida del 95%. Se ha demostrado emisión láser a 1085 nm en guías con anchuras de 27 y 30 μm . La emisión láser se ha producido en el modo fundamental y con polarización π , lo cual implica que los modos de emisión láser han resultado ser cuasi TE. Sin embargo los resultados de la caracterización de la curva de potencia láser y las pérdidas de propagación no han sido las esperadas, por lo que es necesario revisar los parámetros de fabricación de las guías con el fin de obtener guías con mejores prestaciones.

8.8. Referencias

- [1] D. Jaque, J. Capmany, J.S. Garcia, A. Brenier, G. Boulon, J.G.a. Solé, Nd^{3+} ion based self frequency doubling solid state lasers, *Optical Materials*, 13 (1999) 147-157.
- [2] I. Suárez, G. Lifante, Detailed study of the two steps for fabricating LiNbO_3 : Zn optical waveguides, *Applied physics express*, 2 (2009) 022202.
- [3] I.S. Álvarez, Moduladores electroópticos integrados en LiNbO_3 , in, Universidad Autónoma de Madrid, 2006.
- [4] R. Nevado, G. Lifante, Characterization of index profiles of Zn-diffused LiNbO_3 waveguides, *JOSA A*, 16 (1999) 2574-2580.
- [5] M. Domenech Vargas, Láseres integrados en guías de onda basados en iones Nd^{3+} , (2004).

9. Conclusiones generales

A lo largo de este trabajo se ha demostrado la viabilidad de un nuevo proceso de fabricación de guías ridge utilizando un láser de femtosegundos multiplexado. Mediante esta técnica se han fabricado estructuras ridge en dobles tungstos de ytrio y potasio y en niobato de litio activados con iones de tierras raras, para la realización de láseres y amplificadores ópticos integrados.

A continuación se muestran las conclusiones y resultados principales obtenidos en dobles tungstos:

- Se ha realizado un análisis espectroscópico aplicando la teoría Judd Ofelt anisótropa mediante el que se han determinado las probabilidades de transición radiativas y no radiativas del ion Er^{3+} para las epitaxias mixtas $\text{KY}_{1-x-y}\text{Gd}_x\text{Lu}_y(\text{WO}_4)_2$. Este análisis ha dado como resultado que la eficiencia cuántica de radiación de la emisión a $1.5 \mu\text{m}$ del Er^{3+} en esta matriz es del 97.1%.
- Se ha propuesto una estructura de guías de onda acanaladas basadas en el confinamiento por la modificación del índice efectivo del modo de una guía plana mediante la microestructuración del cladding. Estas estructuras se han simulado determinando los parámetros idóneos para obtener guías de onda acanaladas con bajas pérdidas de propagación ($\sim 0.5 \text{ dB}$). Así mismo estas estructuras se han simulado mediante el método de integrales de solapamiento, determinando las dimensiones y concentraciones de iones activos que permitan un diseño eficiente de un láser en guía de onda a una longitud de onda de trabajo de $1.5 \mu\text{m}$.
- Se han fabricado guías ridge en base a las simulaciones previas y se han caracterizado obteniendo unos resultados de pérdidas y distribución modal acorde con los resultados del análisis numérico previo, validando de esta forma los parámetros obtenidos en las simulaciones. Finalmente no ha sido posible la obtención un dispositivo láser debido probablemente a que la composición de la epitaxia era ligeramente diferente, lo cual ha provocado un incremento de las pérdidas de propagación por tunnelling para polarización paralela a N_m , la cual presenta los coeficientes de absorción y emisión más favorables para emisión láser.
- Se han fabricado guías tipo ridge en KYW activadas con iones Yb^{3+} combinando las dos técnicas anteriormente utilizadas. En este caso se ha microestructurado directamente la capa activa de la guía, obteniendo un gran salto de índice aire-core que ha permitido un gran confinamiento lateral. Las estructuras ridge se han caracterizado mediante AFM,

obteniendo una rugosidad media de $0.22 \mu\text{m}$ y una longitud de correlación de $1.8 \mu\text{m}$, que han permitido obtener pérdidas de propagación de 1.3 dB/cm para guías de $15 \mu\text{m}$.

- Se ha obtenido emisión láser en las guías de onda ridge de Yb:KYW llegando a obtener una eficiencia del 78 % y una potencia máxima de salida de 100 mW en una cavidad sin espejos, siendo estos datos comparables a láseres en guías de onda similares fabricados en dobles tungstos mediante técnicas convencionales. Colocando espejos con reflectividad de salida del 95% se ha conseguido bajar el umbral láser hasta los 10 mW.
- De cara al futuro se plantea la posibilidad de incorporar un cladding a guías fabricadas mediante esta técnica ya que, en base a las simulaciones numéricas, esto influiría positivamente a la hora de reducir las pérdidas de propagación. Adicionalmente se podrían barajar distintas estrategias bien en forma de *wet etching* o tratamientos térmicos con el fin de reducir la rugosidad en las paredes laterales de los canales, puesto que esta es la principal causa de las pérdidas de propagación.

En el caso de niobato de litio estas han sido las conclusiones principales:

- Para obtener estructuras ridge en sustratos de niobato de litio impurificado con iones Nd^{3+} se han combinado las técnicas de difusión metálica y microestructuración mediante láser de femtosegundos.
- Se han fabricado guías planas monomodo a las longitudes de onda de bombeo y emisión de sistemas basados en Nd^{3+} con una semianchura de $5.5 \mu\text{m}$ y un salto de índice de 3×10^{-3} mediante difusión de zinc.
- Se han obtenido guías de onda ridge fabricando canales paralelos mediante láser de femtosegundos multiplexado sobre las guías planas fabricadas. La rugosidad medida en las paredes laterales de los canales ha sido en torno a $0.9 \mu\text{m}$, lo cual ha implicado unas pérdidas de propagación de 4 dB/cm para modos TM (polarización π) en guías de $27 \mu\text{m}$ de anchura.
- Se ha conseguido emisión láser a una longitud de onda de $1.08 \mu\text{m}$ en modo continuo en las guías de onda fabricadas, utilizando unos espejos multicapa con una reflectividad de salida del 95% a la longitud de onda de emisión láser. Bajo estas condiciones se ha obtenido una eficiencia láser del 5.5% con un umbral láser de 30 mW.
- Debido a la importancia de este tipo de estructuras en sustratos de LiNbO_3 sería interesante mejorar el proceso de fabricación bien optimizando las condiciones de procesado mediante escritura láser de

femtosegundos con el fin de minimizar la rugosidad o bien planteando procesos de *wet etching* que reduzcan la rugosidad resultante de los procesos de microestructuración por laser de femtosegundos.

Apéndice:1 Análisis de la rugosidad lateral en guías de onda ridge

En este apartado se da a describir el proceso de cálculo de rugosidad para su posterior modelado en estructuras ridge para realizar simulaciones BPM de estas guías.

Rugosidad.

En la figura 10.1 se muestra una imagen de una guía de onda ridge tomada mediante microscopía de fuerza atómica (AFM). Puede observarse que aunque la superficie de la cara superior es muy suave, las paredes laterales presentan una superficie corrugada. El objetivo es pues caracterizar esta rugosidad lateral, midiendo la anchura de la guía ridge, a una cierta altura fija, en función de la posición longitudinal z . Esta medida proporcionará una cuantificación de la rugosidad lateral de la pared inducida por un proceso de fabricación no-perfecto. Aquí, la función rugosidad será por tanto la coordenada de la frontera aire-ridge, para una altura fija, en función de la distancia z .

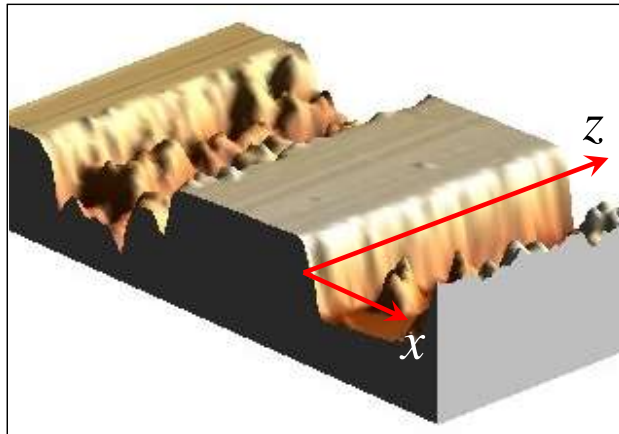


Figura 10.1.- Topología de una guía de onda ridge, mostrando la rugosidad en la pared lateral.

La figura 10.2 muestra la posición x de la pared lateral derecha de la guía ridge, medida a una altura de $2 \mu\text{m}$, en función de la distancia longitudinal z . Puede observarse que la posición de la pared está situada a aproximadamente

5 μm , pero con unas claras posiciones alrededor de este valor. Estas fluctuaciones son precisamente las que definen la rugosidad.

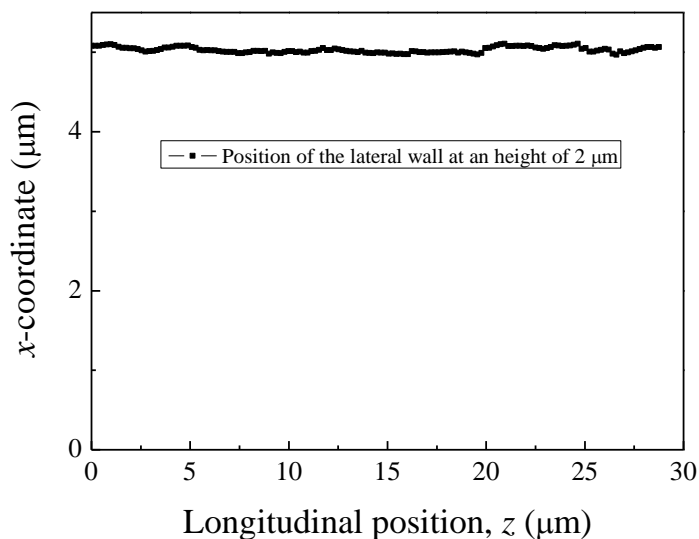


Figura 10.2.- Posición de la pared lateral derecha a una altura fija en función de la distancia longitudinal, de donde se obtiene la función rugosidad.

Para tratar los datos y hacer un análisis estadístico es conveniente en primer lugar discretizar el perfil de línea medido. Si $W(z)$ denota la posición x de la frontera aire-guía a una distancia longitudinal z , y discretizamos la muestra de datos en N puntos, tendremos:

$$W(z), z = 0 \text{ a } L \rightarrow W_j, j = 1 \text{ a } N$$

$$z_j = j\Delta z, N = L/\Delta z,$$

siendo Δz la distancia entre dos puntos adyacentes, y donde L es la longitud de la muestra.

No obstante, más que en la posición de la pared propiamente dicha, estamos interesados en la rugosidad, que será una medida de la desviación de su valor medio μ . Por tanto, para obtener la función rugosidad deberemos restar el valor medio de la función $W(z)$. El valor medio de $W(z)$ se calculará como:

$$\mu = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_0^L W(z) dz \quad (\text{Datos continuos})$$

$$\mu = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{j=1}^N W_j}{N} \quad (\text{Datos discretos})$$

En algunos casos la función $W(z)$ presenta también una ligera inclinación que debe ser corregida para un correcto análisis. En tales casos se debe realizar un ajuste lineal de los datos, y restar esa línea a los datos originales. Los coeficientes de la regresión lineal se obtienen de acuerdo mediante las siguientes expresiones:

$$a = \frac{N \sum W_j z_j - \sum z_j \sum W_j}{N \sum z_j^2 - (\sum z_j)^2}$$

$$b = \frac{\sum z_j^2 \sum W_j - \sum z_j \sum W_j z_j}{N \sum z_j^2 - (\sum z_j)^2}$$

La función rugosidad $f(z)$ finalmente quedará definida mediante:

$$f(z) = W(z) - az - b \quad (\text{Datos continuos})$$

$$f_j = W_j - az_j - b \quad (\text{Datos discretos})$$

Realizando un ajuste lineal de los datos de la figura 2, se obtiene: $a = 2.53 \times 10^{-5}$ y $b = 5.031 \mu\text{m}$. Utilizando estos valores, la figura 3 muestra la función rugosidad $f(z)$ obtenida tras la corrección del ajuste lineal de los datos de la posición de la pared lateral. Observemos que la función rugosidad se ha expresado en unidades de nanómetros, y la distancia longitudinal se ha expresado en unidades de micras.

En lo que sigue, supondremos que la función rugosidad $f(z)$ estará expresada siempre en nm, y que la distancia z vendrá dada en μm .

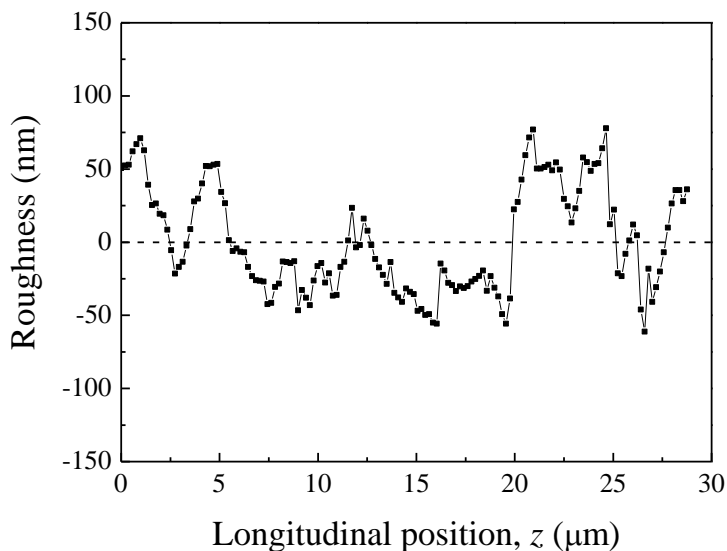


Figura 10.3: Rugosidad de la pared lateral de la guía ridge.

Desviación estándar de la rugosidad.

La función rugosidad aquí definida está discretizada en N puntos, por lo que se tendrá:

$$f(z), z = 0 \text{ a } L \quad f_j, j = 1 \text{ a } N$$

$$z_j = j\Delta z, N = L/\Delta z,$$

La desviación estándar de la rugosidad aleatoriamente distribuida, se calcula mediante la expresión:

$$\sigma = \lim_{L \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L [f(z)]^2 dz} \quad (\text{Datos continuos})$$

$$\sigma = \lim_{N \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{\sum f_j^2}{N}} \quad (\text{Datos discretos})$$

que tendrá unidades de longitud (nm en nuestro caso). Del análisis de los datos de la figura 3, y utilizando la fórmula anterior con una discretización de 128 puntos, se obtiene una desviación estándar de $\sigma = 21.5$ nm.

Función de auto-correlación: longitud de correlación.

La función rugosidad está caracterizada no solo por su desviación estándar σ , sino también por la denominada longitud de correlación L_c . Para estimar este parámetro, dada una función de rugosidad $f(z)$, en primer lugar se construye la función de auto-correlación $C(z)$, definida por:

$$C(z) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_0^L f(z') f(z'+z) dz' \quad (\text{Datos continuos})$$

En su versión discreta, la función de auto-correlación se expresa mediante la expresión:

$$C_j = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N-j} \sum_{p=1}^{N-j} f_p f_{p+j} \quad (\text{Datos discretos})$$

que tendrán unidades de nm^2 .

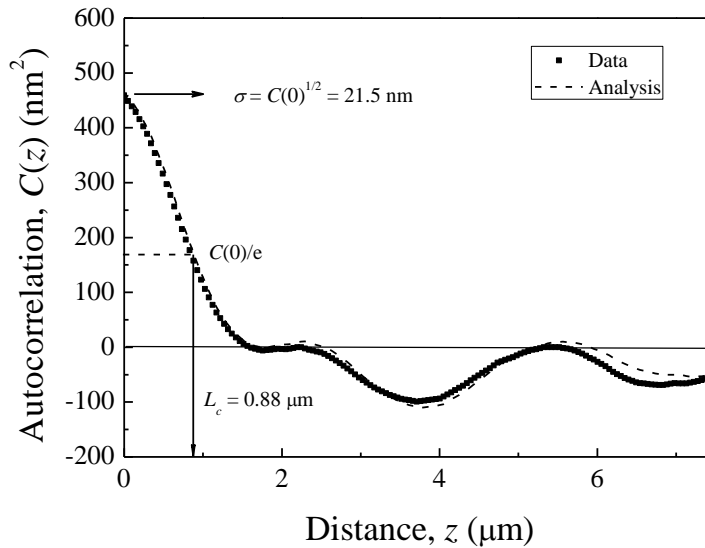


Figura 10.4: Función de auto-correlación, correspondiente a los datos de rugosidad presentados en la figura 3.

La función de auto-correlación normalmente sigue una función gaussiana o una distribución exponencial, dependiendo del proceso particular que induce la rugosidad, y se expresan, respectivamente, por:

$$C(z) = \sigma^2 \exp[-(z/L_c)^2]$$

$$C(z) = \sigma^2 \exp(-|z|/L_c)$$

Realizando un ajuste de la función de auto-correlación, y utilizando una de estas dos fórmulas, se puede estimar la longitud de correlación L_c , tal y como se indica en la figura 5, que en este caso resulta ser de $L_c = 0.88 \mu\text{m}$.