



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Trabajo de Tesis Doctoral:

**Guías ópticas fabricadas con pulsos ultracortos en
materiales luminiscentes: estudios fundamentales para
aplicaciones en fotónica**

Tesista: Lic. Demian Arístide Biasetti

Director: Prof. Dr. Gustavo Adrián Torchia

Año: 2019

**TRABAJO DE TESIS PARA LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE DOCTOR EN CIENCIAS
EXACTAS**

GUÍAS ÓPTICAS FABRICADAS CON PULSOS ULTRACORTOS EN MATERIALES
LUMINISCENTES: estudios fundamentales para aplicaciones en fotónica

DEMIÁN ARISTIDE BIASETTI

HA SIDO APROBADO

24 de marzo de 2019

COMITÉ EVALUADOR:

Dr., Asesor

Evaluador/a 1

Evaluador/a 2

Evaluador/a 3

ACEPTADO:

Dr.
.....

Director del Departamento de

Resumen

Este trabajo se presentan nuevos resultados experimentales de fabricación y caracterización de guías de onda ópticas acanaladas, generadas mediante micromaquinado con pulsos láser de femtosegundos (fs). Dicha técnica, conocida como escritura directa con pulsos láser de femtosegundos (FLDW) se ha extendido ampliamente en el área de la fotónica integrada, ofreciendo como principales ventajas: la alta definición espacial de las estructuras fabricadas, la posibilidad de realizar una inspección de guiado *in situ* durante la fabricación, la reducción en los pasos de fabricación de dispositivos fotónicos, la amplia variedad de materiales transparentes accesibles a este procesamiento y la tridimensionalidad lograda. En este trabajo se ha implementado por primera vez dicha técnica en dos materiales fotónicos gran interés: por un lado en un cristal de Cr:LiSAF y por otro lado en un cristal co-dopado de Er/YbLiNbO₃, dos materiales dopados con iones activos luminiscentes (Cr³⁺ y Er³⁺ / Yb³⁺ respectivamente) que ya han demostrado ofrecer buenas propiedades ópticas para acción láser, amplificación óptica, modulación electro-óptica, etc. En particular se han fabricado y caracterizado exitosamente guías *tipo II* de doble-línea en ambos materiales mediante FLDW empleando pulsos de ~ 120 fs el régimen de baja repetición (1 kHz), nunca antes reportadas.

Se exploraron los valores adecuados de la energía del pulso (integrada temporalmente) para generar guías con una performance aceptable. Para ello se caracterizaron estas fundamentalmente en los siguientes aspectos: i) determinación de los modos de propagación a través de la medición de la distribución espacial de campo cercano refractado (Refracted Near-Field) empleando sistemas ópticos de acoplamiento de luz y ii) determinación de las pérdidas de propagación intrínsecas midiendo el contraste en la trasmisividad de las guías por resonancia de tipo Fabry-Perot. También se ha discutido la necesidad de determinar las distribuciones de índice de refracción inducidas por el procesado con pulsos de fs, proponiendo nuevas consideraciones en la aproximación escalar empleada convencionalmente. La reconstrucción de los perfiles de índices de refracción, inducidos por las altas intensidades logradas en el volumen focal, es un paso central en la comprensión fenomenológica de los mecanismos de transferencia de energía del plasma generado hacia la red cristalina. Se demostró en primera aproximación la factibilidad de dicha propuesta para obtener información de la región de campo evanescente, que hasta la fecha no ha sido considerada en la reconstrucción.

También se realizaron estudios de polarización de guiado hallándose posibles efectos de birrefringencia inducida en las guías fabricadas en CrLiSAF. En base a esto, se planteó una primera interpretación sobre el estado de polarización de los modos soportados, en relación a una posible corrección de la degeneración de modo provista por la aproximación escalar. Para guías en ambos cristales se encontró la admisión de ambas polarizaciones de guiado (modos cuasi-TM y cuasi-TE) de orden cero (modo fundamental), observado esto particularmente en el caso del ErYbLNB a través del autoconfinamiento efectivo en guía de las emisiones luminiscentes polarizadas σ y π , asociadas a las transiciones inter-Stark ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (Er³⁺).

Finalmente se realizó una profunda caracterización espectroscópica de las guías en ambos materiales a fin de: i) analizar a comparativamente a nivel macroscópico

el grado de preservación espectral de la fotoluminiscencia en guías respecto a la emisión en volumen, evaluando indirectamente posibles cambios en la eficiencia luminiscente de las bandas de interés y ii) analizar posibles modificaciones locales dentro de las secciones transversales de las guías, mediante mapas μ -luminiscentes de alta resolución espectral entre los filamentos generados por el procesado láser.

A partir de dichas medidas se han establecido y discutido en primera aproximación límites cuantitativos y cualitativos en la deformación estructural dentro de las guías en ambos materiales, teniendo en cuenta los modelos de interacción de los iones con el entorno cristalino y sus efectos sobre las emisiones vibrónicas. En la emisión ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ (Cr^{3+}) de banda ancha por el fuerte acoplamiento electrón-fonón se consideró el diagrama de Tanabe-Sugano para dar una cota sobre las presiones inducidas por la onda de choque en el entorno de la zona de interacción no lineal de los pulsos ultracortos con el material. Para las transiciones inter-Stark de los iones de tierras raras (Er^{3+} e Yb^{3+}) se emplearon ajustes espectrales por reducción de χ^2 para analizar variaciones específicas de los parámetros de los picos, teniendo en cuenta la existencia de multisitios intrínsecos en el material como referencia y poder así desacoplar la información de volumen de la de iones en guía afectados por el estrés estructural de la misma. Se estableció así una metodología que permita obtener información de modificaciones localizadas, elucidando los efectos del procesado propios de cada muestra cristalina.

Desde el punto de vista tecnológico, la implementación de la técnica de escritura directa con pulsos láser de femtosegundos ha sido extendida exitosamente como ya se ha mencionado. No obstante, aún falta explorar la misma en una amplia variedad de materiales ya bien conocidos en el área de la fotónica. Incluso para los materiales en los que ya se ha implementado, como el LiNbO_3 (LNB), no se lo ha hecho empleando una variedad de dopantes de iones activos bien conocidos en aplicaciones fotónicas. Por otro lado los estudios fundamentales de iones de tierras raras y metales de transición en dispositivos fotónicos (fuentes láser, amplificadores, conversores de frecuencia, láseres sintonizables, etc) también son extensos. De este modo uno de los objetivos generales de este trabajo experimental ha sido implementar la técnica de FLDW en materiales dopados con iones luminiscentes cuyas emisiones son bien conocidas. En ese sentido, encontrar nuevos resultados en el guiado de luz mediante estructuras fabricadas por FLDW en materiales luminiscentes fue también un objetivo general. Como se mencionó anteriormente, los parámetros de micromaquinado de guías con FLW dependen débilmente del material dieléctrico empleado, este trabajo tuvo como objetivo general incorporar nuevos resultados sobre la sensibilidad de los efectos de FLDW a los parámetros de escritura. Desde el punto de vista fenomenológico, el procesado de materiales mediante FLW en bulk también ha ido acumulando resultados de interés en el modelado de las modificaciones estructurales inducidas por la interacción. A través de estos se explica macroscópicamente, con cierta aproximación el estrés remanente inducido en el entorno del volumen de interacción láser-materia, como consecuencia de la presión ejercida por el plasma. La explosión de Coulomb producida por procesos no lineales debido a las altas intensidades durante un régimen de interacción la cual ocurre más rápido que los tiempos de termalización, en definitiva transfiere a la red la energía de manera de modificar estructuralmente el entorno cristalino. Si bien los mecanismos de absorción no lineal están bien entendidos, los mecanismos de dicha transferencia de energía, la cual particularmente modifica la función dieléctrica no han podido ser modelados correctamente. En ese sentido la caracterización de estructuras de guiado aporta indirectamente información sobre los procesos que las generan, por ejemplo a través del conocimiento de la modificación local del índice de refracción, propiedad central en el guiado de luz. En ese sentido, este trabajo tuvo como objetivo general aportar una primera conexión entre los estudios ópticos (de propagación y espectroscópicos) y las modificaciones estructurales inducidas mediante FLDW en distintos materiales.

La demostración de la factibilidad de guías ópticas en materiales luminiscentes antes no explorados con la técnicas de FLDW implica relevar experimentalmente la performance de guiado de las líneas o bandas de emisión de interés (*autoconfinamiento luminiscente*), incluyendo las pérdidas de propagación intrínsecas y el carácter modal de la distribución de campo confinado incluyendo las polarizaciones de guiado admitidas. En ese sentido, el estudio experimental de guías fabricadas mediante FLDW tanto en Er/Yb LiNbO_3 como en Cr:LiSAF han sido desafíos específicos tanto estudiar el efecto del procesado láser en las emisiones de los iones para evaluar su potencialidades tecnológica como fuentes compactas, microcavidades láser y/o de amplificación, así como la búsqueda de información fenomenológica del procesado láser ultra-rápido a partir de estudios espectroscópicos de alta resolución. Desde el punto de vista de fundamental también se aportó una herramienta superadora para la descripción del índice de refracción modificado por el procesado en relación al confinamiento de la luz.

Este trabajo está dividido en cinco partes numeradas de I a V: Introducción (I), Aspectos Físicos Fundamentales (II), Desarrollo Experimental (III), Resultados y Discusiones (IV) y Conclusiones (V).

En la primera parte (Introducción) se establecen, en primer lugar, las motivaciones generales de estudios de guías en el marco de la fotónica integrada, luego los antecedentes de la técnica de escritura directa por pulsos de femtosegundos (FLDW). También se describen las técnicas convencionales de caracterización de guías ópticas y los desafíos encontrados en el marco de estudios fundamentales y aplicaciones tecnológicas de este tipo de estructuras. A partir de esta reseña se establece cuál fue la motivación del trabajo.

En segunda la parte (Aspectos Físicos Fundamentales) se resumen los fenómenos físicos involucrados en el estudio estructuras de guiado fabricadas en materiales dieléctricos mediante FLW, distribuida en tres capítulos: En principio se desarrollan los fundamentos de la propagación de luz y la presentación de las características esenciales de las estructuras de guiado logradas por FLDW en contraste con otras técnicas convencionales; se hace una revisión de los aspectos de polarización en relación a la anisotropía de las guías y se realiza una propuesta para la reconstrucción del perfil de índice de refracción para este tipo de guías. Por otro lado se desarrolla el estado del arte del conocimiento tanto de los procesos físicos involucrados en el procesado de materiales dieléctricos por FLDW y como también de las modificaciones estructurales inducidas por pulsos de femtosegundos. Finalmente se aborda el marco teórico concerniente a la luminiscencia de iones de tierras raras y de metales de transición orientado a conocer los modelos que predicen la sensibilidad de las emisiones respecto a los entornos cristalinos en los cuales se encuentran embebidos los iones. A continuación en el Desarrollo Experimental (tercera parte) se presentan los procedimientos experimentales llevados a cabo, discriminados en cuatro etapas: i) la fabricación y preparación de las guías ii) la caracterización óptica de las guías fabricadas en LiNbO_3 y Cr:LiSAF iii) la adquisición de los espectros de emisión y vidas medias de los iones en guía y en bulk, y finalmente iv) el empleo de microscopía confocal de luminiscencia en las secciones transversales de las estructuras de guiado. En esta sección se detalla el procesamiento de los datos realizado para analizar los resultados. Luego, en Resultados y Discusiones se presentan los resultados obtenidos en cada una de las cuatro etapas experimentales y se exponen las discusiones concernientes a los resultados novedosos en relación a los desafíos y objetivos planteados. Esta sección se desarrolla en tres partes: en la primera se reportan los resultados de las estructuras fabricadas y su performance de guiado para ambos materiales LiNbO_3 y Cr:LiSAF y en las otras dos se presentan por separado las medidas de luminiscencia para cada uno de los materiales empleados.

Finalmente en conclusiones se establecen los alcances de los resultado obtenidos para cada uno de los experimentos realizados en cada uno de los materiales empleados, en relación a los objetivos y desafío planteados. También se discuten las perspectivas

del trabajo presentando el diseño de nuevos experimentos complementarios.

Índice general

Índice de Tablas	XII
Índice de Figuras	1
I Introducción	3
1. Fontónica integrada	5
A. Reseña general y motivación de la Fotónica	5
A.1. Comunicaciones ópticas y procesamiento señales	7
A.2. Guías ópticas	8
I. Parámetros de funcionamiento	9
II. Microestructuración en fotónica	11
B. Escritura directa mediante pulsos láser de femtosegundos (FLDW)	12
B.1. Tipos de guías por FLDW	13
B.2. Guías fotónicas en materiales luminiscentes. Estado del arte	15
I. Iones de Cr^{3+} . Cr:LiSAF	17
II. Iones Er^{3+} , YbEr^{3+} en niobato de litio (LNB)	18
B.3. Distribuciones de índice.	19
2. Caracterización de guías microestructuradas	29
A. Performance de guiado	29
B. Caracterización estructural	32
B.1. Microscopías convencionales y fotoluminiscencia	32
B.2. Reconstrucción del índice de refracción	34
B.3. Caracterización de estrés por espectroscopía confocal	36
B.4. Desafíos	36
II Aspectos físicos fundamentales	45
3. Guías acanaladas en medios dieléctricos	47
A. Aspectos fundamentales de guiado	47
A.1. Ecuación vectorial de ondas	47
I. Modos cuasi-TE y cuasi-TM. Modos híbridos	48
II. Guías anisótropas	49
III. Guías fotónicas de bajo contraste de índice de refracción.	50
IV. Coeficiente de atenuación	51
A.2. Polarizabilidad e índice de refracción	52
I. Modelo microscópico	52
II. Función dieléctrica y relación de dispersión	53
B. Métodos de soluciones de los campo en guías ópticas acanaladas	54

C.	Propuesta de reconstrucción del perfil de índice de refracción considerando el campo evanescente.	56
C.1.	Definición de las curvas de inflexión	56
C.2.	Ajuste de perfil de índice bidimensional	57
4.	Procesado de materiales con pulsos láser ultra-rápidos	63
A.	Materiales procesados	63
A.1.	Estructuras cristalinas	63
I.	Sistema trigonal	63
II.	Crecimiento de cristales.	63
A.2.	Niobato de Litio (LiNbO ₃)	64
I.	Fabricación y descripción cristalográfica	64
II.	Defectos cristalinos	65
III.	Birreingencia negativa	66
IV.	Propiedades elásticas	66
IV.1.	Matriz constitutiva	66
IV.2.	Efecto piezoóptico	67
V.	Guías ópticas logradas en LNB	67
A.3.	Cr:LiSAF	67
I.	Estructura cristalina	67
II.	Propiedades térmicas, elásticas y ópticas	67
B.	Pulsos laser ultra-cortos	68
B.1.	Mode-Locking:	68
B.2.	Esquema de CPA	69
C.	Interacción de PLFS con la red	70
C.1.	Procesos de absorción no lineales.	70
I.	Fotoionización no lineal	70
II.	Ionización por avalancha	71
C.2.	Umbral de breakdown	71
C.3.	Procesos no lineales de propagación de pulsos ultracortos	72
I.	Efecto Kerr	72
II.	Autoenfoco	73
C.4.	Energía depositada en el volumen focal del pulso	74
C.5.	Explosión de Coulomb y ondas de choque	75
D.	Modificaciones de índice de refracción inducido por FLDW	77
5.	Luminiscencia de iones de tierras raras y metales de transición	83
A.	Formalismo (cuántico) para iones ópticamente activos	83
A.1.	Operador deformación	85
A.2.	Probabilidades de transición y reglas de selección	86
B.	Iones de tierras raras	88
B.1.	Desdoblamiento Stark de niveles de iones trivalentes de tierras raras (RE^{+3}) en cristales	88
B.2.	Ensanchamiento de los niveles Stark en tierras raras y formas de las bandas estrechas	90
B.3.	Niveles de campo cristalino del sistema co-dopado $Yb^{3+}Er^{3+}LiNbO_3$ en cristales	92
I.	Transiciones permitidas en el el sistema Er:Yb:LNB	92
I.1.	Transiciones hipersensitivas	92
C.	Iones trivalentes de metales de transición	95
C.1.	Entorno octahédrico. Iones de Cr^{3+}	95

I.	Parámetro Dq y diagramas de Tanabe-Sugano	95
II.	Relación entre deformación macroscópica y microscópica bajo presión externa	97
III.	Estrés uniaxial sobre el nivel 4T_2	98
III Desarrollo experimental		99
6. Fabricación de guías ópticas mediante pulsos láser de femtosegundo		101
A.	Muestras cristalinas empleadas	101
B.	Estación de micromaquinado	102
C.	Producción de pulsos ultracortos de 1kHz de repetición. Configuración experimental	104
	.1. Oscilador	104
	.2. Expansor	104
	.3. Amplificador	105
	.4. Compresor	105
D.	Parámetros controlados	105
	D.1. Energía del pulso	105
	D.2. Posicionamiento, enfoque y velocidad de Escritura	106
	D.3. Polarización	106
E.	Preparación de las muestras	106
7. Caracterización óptica de guías		111
A.	Performance de guiado Cr:LiSAF	111
	A.1. Excitación y medidas de modos de propagación	111
	A.2. Medición relativa de la polarización de guiado	111
	A.3. Determinación del coefeciente de pérdidas por propagación	113
	I. Método de Fabry-Perot	113
B.	Er/Yb:LNB	115
8. Medidas espectroscópicas		119
A.	Comparación de espectros de bulk y espectros de luminiscencia auto- confinada (en guía)	119
	A.1. ErYb:LNB	119
	A.2. Esquema y parámetros para medir la vida media del nivel 4T_2 del del Cr^{3+} en LiSAF	121
B.	Espectroscopía confocal	122
	B.1. Esquema general de espectroscopía confocal	122
C.	Mapas μ -luminiscentes en guías	123
	C.1. Mapas en el Cr:LiSAF	124
	C.2. Mapas en Er/YbLNB	124
	I. Descripción del equipo empleado	124
	II. Criterio de escaneo espectral y parámetros	125
IV Resultados y discusión		129
9. Caracterización primaria de guías fabricadas		131
A.	Cr:LiSAF	131
	A.1. Micrografías ópticas de guías doble línea en Cr:LiSAF	131
	A.2. Medidas de campo cercano en Cr:LiSAF	132

I.	Distribuciones modales de campo	132
II.	Medidas de polarización	134
II.1.	Identificación de modos cuasi-TE y cuasi-TM	134
II.2.	Estado de polarización híbrido	135
III.	Pérdidas de propagación	138
B.	Er _{0,5} Yb _{0,5} LNB	139
B.1.	Micrografías ópticas de la sección transversal	139
B.2.	Medidas de campo cercano en guías de ErYbLNB	140
C.	Error en la reconstrucción del índice de refracción	144
10	Medidas foto-luminiscencia de guías en Cr:LiSAF	149
A.	Espectros de absorción y emisión $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$ (Cr:LiSAF)	149
B.	Determinación del parámetro de Racah y de $10Dq_0$	150
C.	Vida media de la transición $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$ (Cr ³⁺)	151
D.	Mapa confocal y cota del estrés inducido.	155
11	Fotoluminiscencia en guías doble línea en Er_{0,5}Yb_{0,5}LNB	161
A.	Fotoluminiscencia macroscópica	161
A.1.	Espectros de transiciones inter-Stark. Comparación entre volumen y guías	161
A.2.	Ajuste de vidas medias de las transiciones inter-Stark	163
B.	Mapas μ -luminiscentes de guías en ErYbLNB	166
B.1.	Mapas de volumen.	166
I.	Parámetros de ajuste	167
II.	Mapas de volumen normalizados y ajustados. Incertidumbre <i>natural</i>	167
B.2.	Mapas μ -luminiscentes en guías	172
V	Conclusiones	183
A.	Electromagnetismo	191
A.	Ecuaciones de Maxwell	191
B.	Desmostración de la inviabilidad modos TE y TM puros en guías acanaladas	191

Índice de cuadros

3.1. Parámetros característicos de guía en una guía anisotrópica	49
5.1. Número de electrones en el nivel 4f de lo iones trivalentes de la serie de lantánidos.	89
5.2. Notación de los niveles de los energía de los electrones 3d es un entorno octahédrico	97
5.3. Elementos de matriz del término perturbativo del hamiltoniano, asociado a la deformación por estrés, expresados en términos de los vectores de deformación $x_0, x_+ = -(x_-)^*$ y $u_+ = -(u_-)^*$ en la base trigonal [?], [?]	98
6.1. Propiedades de la muestra de Cr:LiSAF empleada	102
6.2. Propiedades de cristales de LNB congruentes	102
8.1. Transiciones de emisión estudiadas, correspondientes a los iones Er^{3+} e Yb^{3+} en el rango visible (VIS) e Infrarrojo cercano (NIR). L^0 y J_0 se corresponden con el estado fundamental en la configuración $4f^n$	119
9.1. Lista de las guías doble-track g_i con energías por pulso $\geq 1\mu J$, enfocados con un objetivo de $N.A. = 0,4$. Los * indican que hubo una pequeña variación durante el proceso de escritura, dejándose indicado entre paréntesis las energías medidas al final de la grabación de las dos líneas (separadas $23\mu m$).	139
10.1 Longitudes de onda de los máximos de absorción del espectro de CrLiSAF (bulk). y sus energías asociadas a las transiciones correspondientes.	150
10.2.Valores de ajuste de la señal de bulk (1). En la parte superior de muestran los valores con el parámetro y_0 libre para verificar que den valores de magnitud inferior a la desviación estándar de la línea de base estimada. Mientras que en parte inferior se realiza el ajuste restringiendo a $y_0 = 0$	153
10.3.Valores de ajuste de la señal de bulk (2). En la parte superior de muestran los valores con el parámetro y_0 libre para verificar que den valores de magnitud inferior a la desviación estándar de la línea de base estimada. Mientras que en parte inferior se realiza el ajuste restringiendo a $y_0 = 0$	154
10.4.Valores de ajuste de la señal de guía (1). En la parte superior de muestran los valores con el parámetro y_0 libre para verificar que den valores de magnitud inferior a la desviación estándar de la línea de base estimada. Mientras que en parte inferior se realiza el ajuste restringiendo a $y_0 = 0$	154
10.5 My caption	154
11.1 Cocientes entre las áreas de las emisiones roja y verde originadas por el proceso de UPC. Las incertidumbres se expresan entre paréntesis afectando a la última cifra significativa.	162
11.2.Comparación de las vidas medias obtenidas en volumen con respecto los reportados en la literatura para un sistema $\text{Er}_{0,5}\text{Yb}_{0,5}\text{LNB}$ [11.2]	165

11.3.Valores estadísticos correspondientes a los parámetros de los picos principales en la emisión Δ_1 (Yb^{3+}) en volumen, determinados a partir de un mapa de 29 sitios elegidos aleatoriamente en una región de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ del canto del cristal, transversal a las guías.	173
11.4.Valores estadísticos correspondientes a los parámetros de los picos principales en la emisión Δ_5 (Er^{3+}) en volumen, determinados a partir de un mapa de 48 sitios elegidos aleatoriamente en una región de $16 \times 18 \mu\text{m}^2$ del canto del cristal, transversal a las guías.	173
11.5.Cocientes entre el área del pico p24 centrado en 976,88nm en volumen y la del principal la correspondiente, en volumen y en el sitio de mayor corrimiento ubicado en la coordenada (c7, z12).	177

Índice de figuras

Lista de acrónimos	2
1.1. Esquema típico de un chip fotónico	5
1.2. Corte transversal de diferentes arquitecturas de guías de onda acanaladas. la zona oscura representa un índice superior al del entorno o revestimiento, de menor índice	8
1.3. 1.3(a) Tipos de soluciones del campo estacionario en función del valor del índice de refracción relativo al índice efectivo del modo propagado. 1.3(b) Perfil transversal de la amplitud de campo confinado. Las líneas horizontales delimitan las soluciones oscilatorias respecto a una dirección de confinamiento (en este caso Y).	10
1.4. Esquema elemental de FLDW	12
1.5. Zonas donde el material puede ser modificado. Dentro del volumen focal y en el entorno donde el laser no interactúa con el material.	13
1.6. Se muestran resumidamente los cuatro tipos de guías logradas hasta la fecha empleando FLWD.	14
1.7. Sección transversal de una guía tipo II de doble línea. El canal de guiado quede alojado entre las líneas grabadas por el laser por FLW. El índice en la región del volumen focal disminuye respecto del material sin procesar. En cambio en el entorno inmediato (hasta $\sim 10 - 15\mu m$) se induce una variación positiva del índice de refracción. Las curvas cerradas representan posibles curvas de nivel idealizadas del índice de refracción modificado	15
2.1. Sistema convencional para evaluar la permomance de guiado en microfotónica, constituido por una fuente, un módulo "end-fire" de objetivos enfrentados axialmente en la dirección de la guía, (ubicada entre estos), y un módulo de detección.	30
2.2. Micrografías ópticas en vista aérea con luz de transmisión de las pistas escritas por FLDW. Por debajo del umbral las líneas se ven homogéneas a la escala observada. Después de cierto valor de energía se vuelven notablemente inhomogéneas y opacas.	33
2.3. Micrografías ópticas de la sección transversal de una estructura doble-línea escrita por FLW. Los filamentos se ven oscuros debido a la alta absorción de energía que se termina transfiriendo a la red dejando un daño permanente.	33
2.4. Mapa espacial de corrimiento Raman relativo a la emisión Raman en el material sin procesar. La zona analizada es la sección transversal de una guía fabricada un vidrio fosfatado dopado con Er-Yb [ref]. La misma se muestra en la micrografía óptica insertada en la esquina superior izquierda. Los corrimientos negativos se asocian variaciones de índice negativas y recíprocamente.	37
3.1. Guía acanalada de sección transversal arbitraria, determinada por la distribución de índice de refracción $n(x_1, x_2)$	47

3.2. Esquema del mecanismo de pérdida por efecto de esparcimiento por rugosidad de borde en la interfase de una guía	51
3.3. Esquema de cálculo en el método de índice efectivo EIM: Ralajando una de las dimensiones obtenemos una índice efectivo como solución de una guía plana, con un índice discreto p . Este valor del índice efectivo se utiliza luego como índice de una guía plana confinada en la otra dirección. La solución final nos da otro índice discreto q	55
3.4. Representación de las curvas de nivel de la función R. Se superpone un perfil de índice de refracción idealizado para $x_2 = 0$ a lo largo del eje x_1 . Se supuso a modo ilustrativo que el máximo del contraste de índice se encuentra en el centro de simetría del canal óptico definido entre los filamentos (en donde el índice es menor que el índice del sustrato. También se incluyeron las curvas de nivel para los canales ópticos exteriores denominadas guías simple-track.	58
4.1. Celda trigonal romboédrica	63
4.2. Celda unidad convencional de la estructura hexagonal del Niobato de Litio	65
4.3. Celda primitiva del LiSAF.	68
4.4. Distribuciones temporales de amplitud del pulso logradas para distinto número de modos acoplados	69
4.5. a) Absorción multifotónica b) Ionización por tuneleo	70
4.6. Esquema del proceso de fotoionización por avalancha	71
4.7. Umbrales de fluencia de breakdown para distintos materiales dieléctricos correspondientes a una un pulso centrado en 800nm de longitud de onda y 100fs de duración	72
4.8. Representación esquemática del proceso de auto-enfoque en el régimen de altas intensidades	73
4.9. Proceso de filamentación	74
5.1. Diagrama congiguraciona de estados vibrónicos, en al aproximación armónica.	85
5.2. Desdoblamiento del nivel $4f^n$ de un ion de tierra rara ante un campo cristalino. El término H_{cc} genera los niveles Stark. El orden de magnitud de la separación de niveles en cada una de las etapas de cálculo se expresa en unidades de cm^{-1}	90
5.3. Esquema de niveles de energía asociados a la interacción espín-órbita (so) de de los electrones $4f^{l1}$ y $4f^{l3}$ de los iones Er^{3+} e Yb^{3+} respectivamente	93
5.4. Ilustración del procesos de transferencia de energía vía relajación cruzada que permiten los procesos no lineales de conversión ascendente (UPC)	94
5.5. Diagrama de Tanabe-Sugano para iones trivalentes en un entrono octahédrico, mostrando la dependencia de los niveles E como función de la intensidad del campo cristalino, parametrizada con $\Delta_0 = 10Dq$	96
6.1. Dimensiones y orientación cristalográfica de la muestra corte a . Los PLFS se enfocaron en la dirección del eje a	101
6.2. Dimensiones y orientación cristalográfica de la muestra corte c (eje óptico). Los PLFS se enfocaron en la dirección perpendicular al eje c a lo largo la arista de 4mm de largo	102
6.3. Esquema de la estación de micromaquinado empleada para escribir guías mediante FLDW con pulsos de 120fs provenientes de una fuente de un oscilador de TiZA y un sistema de compresión de pulsos.	103
6.4. Geometría transversal de micromaquinado. Las muestras se desplazaron perpendicularmente a la dirección de incidencia de los PLFS.	103

9.1. Corte transversal de las guías fabricadas en CrLiSAF con velocidades de entre 15 y 45 $\mu\text{m/s}$ con valores de energía por pulso de 1, 2 y 3 μJ Se observa el grado de daño que aumenta con la energía. Para energías de 1 μJ no se produjo filamentación, solamente un punto de breakdown óptico en el volumen focal.	131
9.2. Filamentos correspondientes a energías de 1 y 2 μJ por pulso, para la misma velocidad de escritura.	132
9.3. Micrografía óptica del canto transversal a las estructuras doble línea fabricadas en CrLiSAF mediante FLW con pulsos de 4 a 7 μJ y a una velocidad de 30 $\mu\text{m/s}$	132
9.4. $e = 2\mu\text{J}$, $d = 20\mu\text{m}$	133
9.5. $e = 3\mu\text{J}$, $d = \mu\text{m}$	133
9.6. Distribución modal de una guía fabricada en CrLiSAF con pulsos de 120 fs y 6 μJ a 30 $\mu\text{m/s}$ de velocidad y polarización de escritura longitudinal en (izq.) la región interior entre filamentos y (der.) zona exterior	134
9.7. a) Distribución modal correspondiente a un campo de incidencia con polarización elíptica de una fuente láser de He-Ne centrado en 632 nm de longitud de onda. La distribución modal se muestra en una escala RGB relativa mostrada en la barra izquierda b) y c) muestran las distribuciones modales correspondientes a polarización de incidencia horizontal y vertical respectivamente, polarizando el mismo campo incidente que excitó el modo mostrado en a).	134
9.8. Representaciones paramétrica de las amplitudes de los campos eléctricos transmitidos por la guía (curva roja punteada) y el volumen (línea negra punteada) correspondientes a las distintas direcciones polares. El módulo del radio vector representa el promedio temporal (en u.a.) del la amplitud del campo eléctrico modal en la dirección ϕ , transmitido por la misma guía correspondiente a los modos mostrados en la figura 9.7. Se superpone con la curva de polarización del campo de la fuente transmitido por el volumen en las mismas condiciones, para comparar los efectos de birrefringencia.	136
9.9. Distribuciones de campo cercano correspondientes a tres posiciones distintas del polarizador lineal de salida, donde el ángulo ϕ se mide respecto de la vertical. Los recuadros en línea punteada blanco encierran la matriz de pixeles tomada para determinar el valor numérico dado por la ecuación 9.2d para confeccionar la curva paramétrica de la figura 9.8	137
9.10 Evolución temporal de la potencia del modo transmitido al variar la longitud de onda de excitación del modo en una guía doble-track en CrLiSAF, mediante relajación térmica del diodo láser (DFB). Los modos en la figura interna representan los estados de máxima y mínima transmisividad debido a la resonancia Farry Perot. Los errores en los valores de I_{max} e I_{min} empleados sucesivamente se muestran mediante dos líneas horizontales sobre cada mínimo y máximo.	138
9.11 Micrografías ópticas de la sección transversal de guías doble-track empleando un objetivo 10X y luz por transmisión sobre el canto (ya pulido) transversal a l dirección de las guías. Arriba se indica la dirección, sentido y polarización de los pulsos de fs incidentes (\leftrightarrow para V_{H} y \otimes para V_{s}). Los filamentos oscuros muestran la zona de amorfización del material por breakdown óptico. La traslación del laser para la escritura es perpendicular al plano de la hoja. El eje óptico cristalográfico (c) es aproximadamente paralelo a los filamentos. En la parte derecha se replica la imagen aplicando un filtro digital para obtener mayor contraste, en una escala monocromática	140

9.12	Micrografía óptica empleando luz de transmisión de la sección transversal de la guías g7 y g8 , adquiridas con un objetivo de microscopio 40x . . .	141
9.13(a)	Perfil de intensidad en una guía a escrita con FLDW , $e_p = 1\mu J$: los filamentos se indican ilustrativamente con las elipses en línea blanca a trazo punteado. La distribución modal fue adquirido con el perfilador (CCD) de intensidad correspondiente a una longitud de onda de 1551 nm de un láser DFB, con entrada a la guía óptica mediante fibra óptica. En la figura (b) se ha superpuesto la misma con la micrografía de la guía g8, respetando la escala y orientación espacial en el plano, aplicando un efecto de <i>transparencia</i> mediante un editor de imagen.	142
9.14	Distribución modal correspondiente a g3 y g4. Potencia de entrada (laser DFB) $\simeq 12mW$ Los parámetros empleados en el detector fueron: $g = 16, 4dB$, $t_{int} = 4ms$	142
9.15	Distribución modal correspondiente a g6. Potencia de entrada (laser DFB) $\simeq 12mW$. Los parámetros empleados en el detector fueron: $g = 13, 4dB$, $t_{int} = 2ms$	143
9.16	Distribución modal correspondiente a g7 y g8. Potencia de entrada (laser DFB) $\simeq 12mW$, ganancia del detector $10, 2dB$, $t_{int} = 4ms$	143
9.17	Modos quasi-TE y quasi-TM de una guía doble-track, correspondientes al autoconfinamiento de la emisiones luminiscentes σ y π de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}(Er^{3+})$	143
9.18	Matriz de datos de la distribución espacial de modo fundamental	144
9.19.	144
9.20	Contribuciones del error de la función R debido a la operación del laplaciano, correspondientes a al 1 error por cuantización por un lado ($\delta R(\text{cuantización})$) y a la resolución espacial dada por el radio de Rayleigh.	145
10.1	Espectro de absorción del Cr:LiSAF (1 %) obtenido con un espectrofotómetro comercial de doble haz en el CIOP.	149
10.2	Se muestra el diagrama de Tanabe-Sugano con las flechas (negras) verticales correspondientes a los picos de absorción ubicadas en la línea vertical asociada al parámetro Dq del sistema. El cruce de la línea con los distintos niveles permitidos por la transición (desde 4A_2) determina las energías $E_i = 1/\lambda_i$ cuyos cocientes con respecto a la menos energética ajusta adecuadamente los cocientes experimentales hallados (tabla 10.1) . Se incluye el espectro de absorción de la figura 10.1 con eje de abcisas (vertical) en unidades de energía(cm^{-1})/B , para corroborar la asignación de los los picos de absorción correspondientes a las transiciones indicadas (autoconsistencia).	151
10.3	Decaimiento de la señal luminicente en Cr:LiSAF, correspondiente a la transición ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ (Cr^{3+} , presentada en escala logarítmica luego de haber relizado el ajuste exponencial tanto para volumen como para guía. La subfigura interna muestra los datos experimentales correspondientes a una secuencia de decaimientos ((1) y (2))registrados con el osciloscopio.	152
10.4	Representación del proceso de determinación de líneas de base considerando los puntos experimentales de la "cola". Las líneas horizontales representan los valores medios de las ordenadas correspondientes a los últimos 50 puntos, en cada curva (encerrados en círculos). Las desviaciones estándar σ correspondientes resultaron más de un orden de magnitud inferior que el promedio (buena relación señal ruido) y se incluyeron como parte de la incertidumbre en la "cola" de la cuva.	153

- 10.5 Mapa confocal de micro luminiscente de la transición ${}^4T_2^4A_2(Cr^{3+})$ de la sección transversal de una guía doble línea fabricada en CrLiSAF mediante FLDW con pulsos de $6 \mu J$ a 1 kHz de repetición y $30 \mu m/s$. Se adquirieron los espectros on una red de $800 \text{ líneas} \cdot \text{mm}^{-1}$ una apertura confocal de 100 nm resultando en una resolución espectral de 2 cm^{-1} . 156
- 11.1 Espectros de emisión normalizados al área total del sistema $Er_0, 5Yb_0, 5LNB$ en el infrarrojo cercano correspondientes a volumen y a guía, excitando con una fuente de Ti:Za sintonizada en 917 nm de longitud de onda. . . 161
- 11.2 Espectros de up-conversion del sistema $Er_0, 5Yb_0, 5LNB$ correspondientes a la emisión σ de guía y de bulk para las transiciones desde los niveles SO indicados de cada multiplete Stark. En la subfigura, A_s y A_r representan las áreas de cada una de las bandas, delimitadas por los pares de flechas magenta. 162
- 11.3 Evolución temporal de la señal de luminiscencia de las transiciones ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}(Yb^{3+})$ y ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$ presentados en escala logarítmica y luego de haber sido sustraídas la líneas de base. Se muestran la curvas experimentales correspondientes a emisión bulk y de guía así como los ajustes lineales realizados luego de establecer la escala logarítmica. 163
- 11.4 Evolución temporal de la señal de luminiscencia de las transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$ presentado en escala logarítmica y luego de haber sido sustraídas la líneas de base. Se muestran la curvas experimentales correspondientes a emisión bulk y de guía así como los ajustes lineales realizados luego de establecer la escala logarítmica. 164
- 11.5 Evolución temporal de la señal de luminiscencia de las transiciones con emisión visible devenidas del proceso ed up-conversion en el sistema $ErYbLNB$ ${}^4H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$. Se presenta en escala logarítmica y luego de haber sido sustraídas la líneas de base en la curvas experimentales correspondientes a emisión bulk y de guía así como los ajustes lineales realizados luego de establecer la escala logarítmica. 164
- 11.6 Mapas de espectros de emisión (no polarizados) μ -luminiscentes adquiridos de conjuntos de entre 20 y sitios de volumen elegidos aleatoriamente lejos de las guías. 166
- 11.7 Se presenta el ajuste de los picos $\Lambda^{(i)}(\lambda_i)$ asociados a las transiciones entre niveles Stark ${}^4F_{9/2}(\mu_i) \rightarrow {}^4I_{15/2}(\mu_j)(Er^{3+})$, con una variación del χ^2 de $0,81 < \chi^2 < 1,05$ en todo el mapa, y un error estándar del ajuste máximo de $0,026$ entre todos los sitios. El número de parámetros ajustados fue de $M = 120$ 169
- 11.8 Se presentan los picos $\Lambda^{(i)}(\lambda_i)$ asociados a las transiciones entre niveles Stark ${}^4S_{3/2}(\mu_i) \rightarrow {}^4I_{15/2}(\mu_j)(Er^{3+})$, ajustados con una variación de χ^2 acotado en todo el mapa en $0,09 < \chi^2 < 0,17$, y un error estándar del ajuste máximo de $0,016$ entre todos los sitios. El número de parámetros ajustados fue $M = 172 = 4 \times 43$ para el total del rango de la emisión correspondiente 170
- 11.9 Se presentan los picos $V^{(i)}(\lambda_i)$ asociados principalmente a las transiciones Stark ${}^2F_{5/2}(\mu_i) \rightarrow {}^2F_{7/2}(\mu_j)(Yb^{3+})$, ajustados con una variación de χ^2 acotado en todo el mapa en $1,5 < \chi^2 < 2$, y un error estándar de ajuste máximo de 7×10^{-3} para todos los sitios. El número de parámetros ajustados fue $M = 75$ 171

- 11.10 Mapa espectral de la sección transversal de la guía g8 ($e_p = 1\mu J$, V_{II}) correspondiente a la banda IR (transiciones $\Delta_1 : \Delta_2$). Se evidencian distorsiones (respecto respecto al mapa de volumen en el hombro centrado en $\sim 974\text{nm}$ de longitud de onda y variaciones de intensidad en otros picos indicados. Las variaciones se corresponden a sitios localizados en las zonas indicadas en la figura de la izquierda, cercanas a los filamentos 174
- 11.11 Mapa espectral (normalizado de la transición $\Delta_5(Er^{3+})$ en la vecindad de uno de los filamentos de la guía g8 ($e_p = 1\mu J$, V_{II}) correspondiente a la banda IR (transiciones $\Delta_1 : \Delta_2$). Las flechas indican el espectro de mayor distorsión relativo al resto, que se corresponde con un sitio dentro de la zona de filamentación. En recuadros a línea a trazo se indican las porciones del espectro que sufren las variaciones más apreciables. . . . 174
- 11.12 Mapas de los parámetros ajustados $\{\gamma_g^{(9)}\}$ del pico p[9], para tres posiciones verticales (z_1, z_2 y z_3), correspondientes a la sección transversal de la guía g7. Esta se muestra a escala superpuesta a la gráfica, mediante una micrografía adquirida con un objetivo 100X Olympus de A.N= 0,9 en el plano de excitación confocal. 175
- 11.13 Mapas de los parámetros ajustados $\{\gamma_g^{(24)}\}$ del pico p[24], correspondientes a la sección transversal de la guía g7. Esta se muestra a escala superpuesta a la gráfica, mediante una micrografía adquirida con un objetivo 100X Olympus de A.N= 0,9 en el plano de excitación confocal. Se incluye el valor promedio obtenido para *bulk* como referencia. Esta se muestra a escala superpuesta a la gráfica, mediante una micrografía adquirida con un objetivo 100X Olympus de A.N= 0,9 en el plano de excitación confocal. 176
- 11.14 Mapas de la amplitud del pico centrado $10236,7\text{cm}^{-1}$ asociado a la emisión IR del ion Yb. La matriz de sitios en la región del filamento, se indica en la figura con las coordenadas (ci:zj) $i = 1..,7; j = 1..,13$. En la figura izquierda, se muestran los mapas horizontales dejando fija la posición vertical. En la figura de la derecha se muestran los mapas verticales correspondientes a todas las columnas. En ambas se incluye el valor promedio de la posición del pico obtenida para la emisión de volumen. 177
- 11.15 Se muestran los mapas de la posición del pico centrado $10236,7\text{cm}^{-1}$ (en volumen) asociado a la emisión IR del ion Yb (a) y de su correspondiente ancho w24, en la figura (b). Matriz de sitios en la región del filamento, se indica en la figura con las coordenadas (ci:zj) $i = 1..,7; j = 1..,13$. En la figura izquierda, se muestran los mapas horizontales dejando fija la posición vertical. En la figura de la derecha se muestran los mapas verticales correspondientes a las últimas tres columnas (c5,c6,c7). En ambas se incluye el valor promedio de la posición del pico obtenida para volumen. 178
- 11.16 Se muestran los mapas de la posición del pico centrado $10236,7\text{cm}^{-1}$ (en volumen) asociado a la emisión IR del ion Yb (a) y de su correspondiente ancho w24, en la figura (b). La matriz de sitios en la región del filamento, se indican en las figuras con las coordenadas (ci:zj) $i = 1..,7; j = 1..,26$. En la figura izquierda, se muestran los mapas horizontales dejando fija la posición vertical. En las subfigura derechas se muestran los mapas verticales correspondientes a las últimas tres columnas (c4,c5,c6,c7). En ambas se incluye el valor promedio de la posición del pico obtenida para volumen. 180

LISTA DE ACRÓNIMOS

Parte I

Introducción

Capítulo 1

Fontónica integrada

A. Reseña general y motivación de la Fotónica

El aumento demográfico exponencial ha impulsado un desarrollo tecnológico vertiginoso que en los últimos 40 años ha inducido cambios fundamentales en la organización de la sociedad, con lo cual han surgido nuevas y complejas necesidades. Estas necesidades impulsan la investigación científica y tecnológica recíprocamente en un sentido socio-tecnológico exigiendo incrementar la capacidad y velocidad de procesamiento de información en casi todas las áreas de trabajo. Como el tráfico de Internet crece entre el 50 y el 100% anualmente, cada dos o tres años las redes que soportan su tráfico deben duplicar su tamaño, lo que supone físicamente un mayor consumo de electricidad, más espacio y más refrigeración. Esto implica en última instancia, un impacto de costos y consecuencias negativas en el medio ambiente. En este sentido el consumo de energía se ha convertido en los últimos años en un coste cada vez mayor para los proveedores de servicios de Internet y las compañías de telecomunicaciones en general, que ven aumentar así sus gastos de operación.

La explosión de la microelectrónica acontecida en las últimas décadas, combinada con la aparición de fuentes de luz intensas y coherentes (láseres) ha invadido casi todos los rincones de la tecnología moderna, especialmente las tecnologías de comunicación y procesamiento de información, colonizando el modo de vida de la sociedad moderna con dispositivos informáticos en casi todos los ámbitos: telecomunicaciones, industria, producción de energía, dispositivos de imágenes como los monitores LCD, proyectores de video, cámaras fotográficas digitales, la , los dispositivos biomédicos, dispositivos de sensado, etc. Casi todos estos aparatos combinan una parte electrónica y otra de *fotónica*.

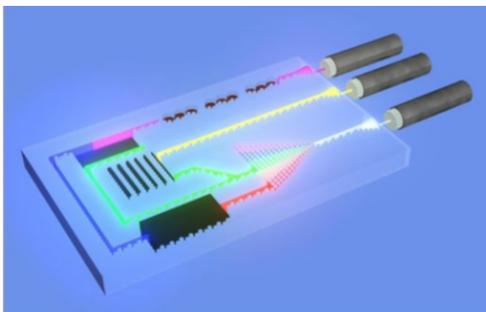


Figura 1.1: Esquema típico de un chip fotónico

La *fotónica* es la ciencia de la generación, detección y manipulación de fotones que interactúan con la materia principalmente en el rango espectral visible e infrarrojo cercano¹, con el propósito del desarrollo tecnológico de dispositivos que se presentan como una alternativa frente a los dispositivos electrónicos convencionales respecto a las capacidades de transmisión y manipulación de señales. La fotónica surge como resultado de la aparición los primeros semiconductores emisores de luz inventados a principios de 1960 en General Electric, MIT Lincoln Laboratory, IBM, y RCA y hechos factibles en la práctica por Zhores Alferov y Dmitri Z. Garbuzov y colaboradores

¹También se extiende a otras porciones del espectro que incluyen al ultravioleta (longitudes de onda de 0,2 - 0,35 μm), infrarrojo de onda larga (8 - 12 μm) e infrarrojo lejano (75 - 150 μm), en donde actualmente se están desarrollando de manera activa los láser de cascada cuántica [].

que trabajaban en el Ioffe Physico-Technical Institute y casi simultáneamente por Izuo Hayashi y Mort Panish que trabajaban en los Bell Telephone Laboratories.

A su vez, la *fotónica integrada* engloba el estudio y desarrollo de sistemas formados por *dispositivos fotónicos* construidos e interconectados mediante guías de onda ópticas, diseñados sobre un mismo sustrato, para sustituir a los dispositivos electrónicos convencionales en la transmisión y procesamiento de señales. En sus inicios, a finales de los años '60, la intención fue desarrollar dispositivos ópticos de modo análogo a los circuitos integrados en electrónica convencional. Sin embargo, actualmente la *óptica integrada* se constituye como el área de desarrollo de dispositivos híbridos en cuanto a que combinan tecnología fotónica con electrónica, y por eso son llamados dispositivos *opto-electrónicos* [1.49]. La ventaja de estos sobre la tecnología puramente electrónica reside especialmente en *gran ancho de banda de la luz manejable* para transmisión de datos. A medida que los sistemas ópticos tradicionales transmiten más ancho de banda, necesitan más componentes ópticos y eléctricos, y consumen más electricidad. La ventaja de la integración fotónica es que al integrar decenas y, en el futuro, centenares de componentes ópticos en un único chip se reduce el consumo energético por gigabyte y tiene, en consecuencia, menores necesidades de refrigeración. Se consigue así un sistema mucho más eficaz, capaz de reducir realmente el consumo de energía por gigabyte.

La red de comunicación definitiva del futuro se proyecta como un sistema fotónico de principio a fin, es decir, una red totalmente óptica. Estas redes totalmente ópticas se convertirán gradualmente en la principal infraestructura que soportará los futuros sistemas de información. Será hasta que la microfotónica pueda proporcionar las soluciones tecnológicas básicas que permitirán la implementación comercial de estos sistemas completamente ópticos [1.49].

De la misma manera que las aplicaciones de la electrónica se basan en el uso del transistor el componente físico central de las aplicaciones en fotónica integrada es la *guía de onda óptica*. Mientras que las aplicaciones electrónicas se han ampliado de manera contundente desde que el primer transistor fuera inventado en 1948, nuevas aplicaciones de la fotónica siguen apareciendo. Aquellas de las cuales se consideran aplicaciones consolidadas y económicamente importantes, basadas en dispositivos fotónicos de semiconductores incluyen: almacenamiento óptico de datos, telecomunicaciones por fibra óptica, impresión láser (basada en la xerografía), visualizadores y bombeo óptico en láseres de alta potencia. Las aplicaciones potenciales de la fotónica son virtualmente ilimitadas e incluyen: síntesis química, diagnóstico médico, comunicación de datos *on-chip*, defensa con armas láser y obtención de energía mediante fusión, entre otras aplicaciones interesantes.

Podemos decir entonces que la fotónica integrada (o microfotónica) [1.50] es una rama de la tecnología que se ocupa de la integración a nivel de oblea de dispositivos y sistemas que emiten, transmiten, detectan y procesan luz y otras formas de energía radiante cuya unidad cuántica es el fotón. Se constituye dentro del amplio campo de la fotónica, involucrando la interacción de la luz con estructuras y materiales en la *microescala*. Cabe destacar que existe una fundamental y cualitativa diferencia entre efectos y procesos fotónicos y microfotónicos, algunos de los últimos pudiéndose observar solo en la escala submicrométrica.

La microfotónica ha evolucionado desde sistemas de óptica de volumen organizados en un banco óptico utilizando muchos componentes ópticos separados, a la guía de onda óptica relativamente compacta y dispositivos ópticos integrados que pueden combinar varias funciones ópticas en un sustrato de guía de onda. El general el objetivo es desarrollar técnicas para hacer microchips fotónicos, en los que se transmiten los electrones son reemplazados por fotones. Esto incluye métodos para guiar, curvar trayectorias de fotones, "encender" y "apagar" fotones, así como para conectar chips microfotónicos mediante una red de guías de ondas ópticas y fibras. El desarrollo de la microfotónica puede resumirse diciendo que ha sido liderado por esfuerzos en

varias áreas, tales como micro-PICs , computación fotónica, estructuras PBG² y la fotónica cuántica [1.51]. Los principales factores impulsores de estos desarrollos han sido la capacidad de información y costos. Esto ha resultado en el desarrollo de varios componentes clave para sistemas de fotónica integrada tales como:

- Diodos láser
- Moduladores electro-ópticos
- Amplificadores ópticos
- Multiplexores de división de longitud de onda
- interruptores ópticos
- Almacenamiento de datos ópticos
- Circuitos ópticos lógicos.

Finalmente, cabe destacar que, desde el punto de vista interdisciplinario la fotónica integrada resulta ser extraordinariamente rica y dinámica que involucra: (1) estudio de física fundamental en diversas áreas de la física como interacción radiación-materia, electromagnetismo, espectroscopía, estado sólido así como (2) el estudio y desarrollo de procesos de fabricación y (3) el desarrollo de dispositivos (simulaciones numéricas, ingeniería de diseño, fabricación). Es dinámica porque estas tres ramas se demandan mutuamente entre sí en el proceso de optimización de performance de los dispositivos.

A.1. Comunicaciones ópticas y procesamiento señales

En contraste a las transmisiones eléctricas, las señales ópticas se propagan en medios dieléctricos y operan en un rango de longitudes de onda en donde estos materiales (no conductores) son transparentes. En comunicaciones ópticas y dispositivos fotónicos, esta ventana transparente se corresponde con el rango de frecuencias de 150-800 THz del espectro electromagnético, que representa $\sim 10^6$ veces las frecuencias empleadas en las transmisiones eléctricas. Además, la velocidad de propagación de la información por fibras ópticas es $\sim c$ mientras un flujo de electrones se propaga a un 10% de c y es posible enviar comunicaciones simultáneas independientes en forma paralela por la misma fibra, una enorme ventaja respecto a cables eléctricos. Debido al rango de cortas longitudes de onda en que operan los dispositivos fotónicos integrados, (entre 0,2 y $12\mu m$) es posible la integración y compactamiento de los dispositivos sin el problema de la disipación de calor a altas frecuencias, inherente a los circuitos electrónicos. Podemos entonces resumir las principales ventajas de las comunicaciones ópticas en [1.5]:

- Debido al orden de magnitud de las frecuencias de operación, los enlaces de comunicaciones ópticas soportan un ancho de banda muy superior a los enlaces de cobre (cables eléctricos) o para microondas siendo por ejemplo, el ancho de banda efectivo de una fibra óptica de aproximadamente 30 THz
- La atenuación de potencia en materiales transparentes, por ejemplo en fibras de vidrios es mucho menor a la atenuación en sistemas de cobre o para microondas. Esto implica menor número de repetidores requeridos para cubrir largas distancias.
- Lo sistemas ópticos son livianos y pequeños, otorgando ventajas para sistemas de aeronaves y de navegación en general.

²photonic band-gap structures

- Las guías ópticas son difíciles de "espiar" o monitorear proveyendo un alto nivel de seguridad en el transporte de información .
- Las guías ópticas son inmunes a la interferencia electromagnética, bucles de tierra (*ground loops*), diafonía inducida (*induced cross talk*), etc.
- La tecnología de semiconductores ha desarrollado una familia de láseres, detectores y otros dispositivos ópticos integrados que son compatibles con fibras ópticas en cuanto a potencia, longitudes de onda y tamaño.

A.2. Guías ópticas

La guía de onda óptica resulta ser el elemento central en los dispositivos fotónicos. Una guía de onda óptica está constituida esencialmente como una estructura física definida por una distribución inhomogénea del índice de refracción en un material dieléctrico transparente, que permite un flujo neto de energía electromagnética en alguna dirección, mientras queda confinada en las otras direcciones (núcleo de la guía). Todos los dispositivos ópticos integrados están basados en el guiado luz incluyendo aspectos físicos tanto 1) *pasivos* y/o 2) *activos*. Los primeros se refieren las propiedades estacionarias de confinamiento y propagación del campo electromagnético en micro-estructuras que les confieren funcionalidades específicas como divisores de potencia (1XN, MMI), divisores por polarización, reflectores, polarizadores o acopladores. Los segundos involucran diseños de control para realizar operaciones físicas basadas en las propiedades dinámicas de emisión estimulada, amplificación óptica y procesos de emisión no lineales (dobladores de frecuencia) así como los efectos electro-óptico y acusto-óptico. En este grupo encontramos láseres, moduladores de fase y de amplitud (interferómetros Mach Zehnder, MIOCs, conversores de polarizador TE/TM, desplazadores de frecuencia [1.49, 1.59]. En general, los dispositivos fotónicos integrados se basan en guías de onda acanaladas dado que permiten mayor grado de integración espacial y además la radiación puede propagarse sin sufrir difracción, que, de producirse daría lugar a cierta pérdida de potencia. Luego, para llevar a cabo funciones como modulación, switching [1.52], amplificación, etc., la guía de onda acanalada es la opción correcta para la fabricación de dispositivos ópticos integrados [1.60].

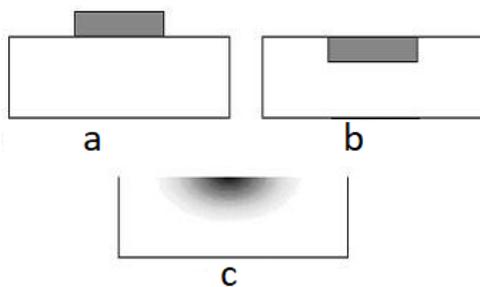


Figura 1.2: Corte transversal de diferentes arquitecturas de guías de onda acanaladas. la zona oscura representa un índice superior al del entorno o revestimiento, de menor índice

Existen principalmente tres tipos de arquitecturas de guías acanaladas, diferenciadas según el tipo de distribución de índice de refracción de la sección transversal del canal o núcleo de guiado, en relación al sustrato en que se fabrica. Las guías de tipo "stripe", figura 1.2 (a), se usan extensamente en los chips fotónicos basados en semiconductores (como *GaS* e *InP*), y también en dispositivos fotónico-integrados basados en polímeros. Estas guías de onda acanaladas involucran un grabado ("*etching*") físico o químico selectivo de una capa de alto índice previamente depositado sobre un sustrato de bajo índice. Tal *etching*, se logra mediante métodos físicos (*ion milling*) o químicos (solventes, ácidos, etc.), o incluso combinaciones

de ambos. En general, las guías de onda "stripe", tienden a tener altas pérdidas por propagación ($> 1\text{dB/cm}$) debido a la rugosidad de las paredes superior y laterales que definen el canal óptico. Una manera de reducir tales pérdidas en estas guías de onda es depositar un material a modo de revestimiento ("*cladding*") cubriendo los canales, que sirve simultáneamente como capa protectora contra los agentes químicos del ambiente. Las guías de onda embebidas ("*buried*") (ver figura 1.2(b)), se fabrican por el incremento local de índice de refracción de un sustrato en regiones acanaladas

definidas previamente por ejemplo mediante máscaras fotolitográficas apropiadas. Tal incremento de índice se produce mediante procesos de difusión, y debido a estos, las guías acanaladas fabricadas mediante este método dan lugar perfiles graduados de índices de refracción. La principal ventaja de esta construcción de guías acanaladas (las cuales son típicas en vidrios y materiales ferro-eléctricos), son las bajas pérdidas por propagación, que se logran (menos de 0,1 dB/cm) [1.60]. Además la geometría de las guías "buried" permite de modo sencillo la colocación de electrodos metálicos de control, como en el uso de modulaciones electro-ópticas y "switches" [1.92]. Finalmente, las guías acanaladas de tipo índice graduado ("*graded index*"), figura 1.2 (c) consisten en canales embebidos en un material, definidos por un índice de refracción aumentados respecto de un sustrato mediante métodos físicos (como implantación iónica o difusión de otro material) que poseen un índice máximo y disminuye gradualmente hasta el valor del sustrato.

Las secciones transversales de estas guías acanaladas (que se definirán rigurosamente más adelante) va desde las decenas de μm^2 hasta valores por debajo de las $0,1\mu m^2$, dependiendo del contraste máximo de índice de refracción del *núcleo* de la guía relativo al revestimiento. De esta forma, es posible crear estructuras ópticas de un tamaño muy reducido sobre un sustrato plano, facilitando su integración y por lo tanto así incorporar en un solo sustrato múltiples funciones, que normalmente requerirían de todo un laboratorio para realizar tales montajes.

I. Parámetros de funcionamiento

La propagación de luz en guías acanaladas dieléctricas, es un tema que se ha tratado extensamente [1.48], [1.86], [1.71]. Si bien de las ecuaciones de Maxwell se derivan las ecuaciones completas para poder resolver el problema de la propagación en estas estructuras, en la práctica deben emplearse aproximaciones dependientes del problema para simplificar la búsqueda de una solución y por otro estas se determinan numéricamente en la mayoría de los casos bajo distintos esquemas de cálculo de cálculo [1.64], [1.77], [1.71], [1.61]. La distribución de índice de refracción n del canal óptico de guiado es la propiedad más importante ya que determina el número de modos transversales y sus propiedades. Estas afectan directamente la performance de la guía. Particularmente el grado de simetría de los núcleos de las guías por ejemplo, induce propiedades de guiado dependientes de la polarización [1.71], [1.86] e incremento de pérdidas por acomplamiento en fibras monomodo. Los modos de propagación estarán dados por las soluciones de las ecuaciones de Maxwell con las condiciones de contorno apropiadas [1.48].

Para campos guiados con dependencia temporal armónica, e invarianza traslacional en la dirección z , las soluciones buscadas son:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(\mathbf{r}, t) \\ \vec{H}(\mathbf{r}, t) \end{array} \right\} \equiv \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(x, y)e^{i(\beta z \pm \omega t)} \\ \vec{H}(x, y)e^{i(\beta z \pm \omega t)} \end{array} \right\} \quad (1.1)$$

siendo $\mathbf{r} = (x, y, z)$ el vector posición, β es la constante de propagación y z es la dirección de propagación de energía. En la aproximación escalar, se obtiene una ecuación de Helmholtz para cada componente transversal del campo, sea $\Psi = E_x(x, y)(E_y(x, y))$ genéricamente:

$$\nabla_t^2 \Psi + \gamma^2 \Psi = 0 \quad (1.2a)$$

$$\gamma^2 = k^2 n - \beta^2 \quad (1.2b)$$

Tratándose en este caso de un problema de autovalores, $\{\beta_i\}$. En el caso general, la solución rigurosa implica resolver la ecuación de ondas vectorial completa, pudiéndose simplificar el problema en mayor o menor medida según las simetrías de la distribución del índice de refracción que presente la estructura. No obstante, en general, a

través de la examinación de ciertos parámetros característicos de la estructura, es posible determinar tendencias en las características generales de su performance o capacidad de guiado (funcionamiento de la guía) como el carácter mono o multimodal a determinadas longitudes de onda, las polarizaciones de guiado admitidas y frecuencia de corte. Estos parámetros son:

1. $\Delta_{max} = \frac{n_{max}^2 - n_s^2}{2n_{max}^2}$ contraste de perfil de índice normalizado, donde n_{max} es el índice máximo de la guía y n_s es el índice del sustrato o revestimiento.
2. $n^2(\mathbf{r}) = n_{max}^2 \{1 - 2\Delta_{max} f(\mathbf{r})\}$, con $f \geq 0$, es la distribución de índice de refracción
3. ρ es el radio del núcleo del canal, constante en caso de simetría azimutal y variable para secciones arbitrarias.
4. $V = k\rho n_{max}(2\Delta_{max})^{1/2}$ llamado parámetro (adimensional) de guía o *frecuencia de la guía de ondas*. En general si $V \gg 1$ define una guía multimodo.

Pueden expresarse con algunas variaciones, según las guías en estudio.

A partir de la constante de propagación se define convenientemente el índice efectivo N_{ef} del modo m -ésimo, como $N_{ef}^m = k\beta_m$. De la ecuación 1.1, se observa que las soluciones oscilatorias para las amplitudes de los campos se corresponden con valores del índice efectivo dentro del intervalo $[n_s, n_s + \Delta n_s]$, es decir que para el m -ésimo modo guiado, el índice efectivo N_{ef}^m satisface en general $n_s < N_{ef}^m < n_s + \Delta n$. Dado un valor del índice efectivo, en la figura 1.3 se ilustra que, si denominamos $n_j = n(\vec{r}_j)$ el índice en la posición \vec{r}_j las soluciones en regiones donde el índice sea menor a N_{ef} se corresponderán con soluciones oscilatorias y para regiones donde el índice se mayor que N_{ef} habrá soluciones exponenciales decrecientes. Estas, constituyen el denominado *campo evanescente*, ha sido aprovechado extensamente para diseño y fabricación de acopladores direccionales [1.73] y anillos resonadores [1.74] entre otros dispositivos.

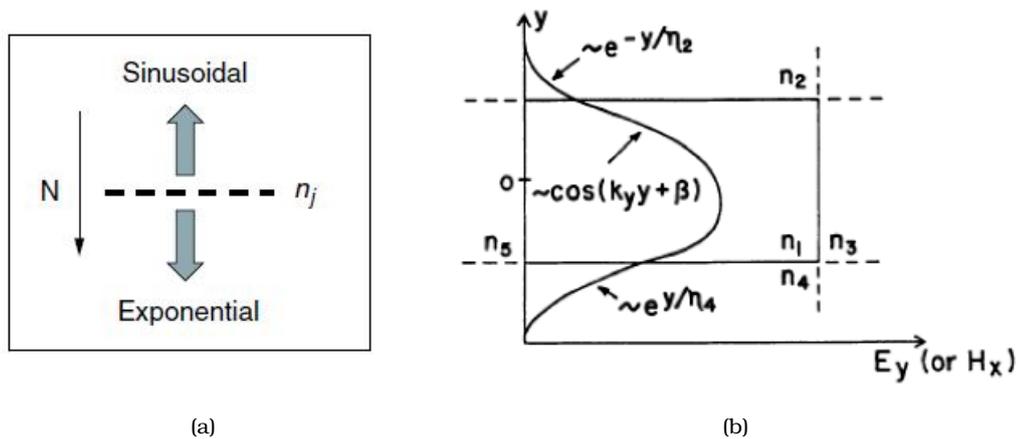


Figura 1.3: 1.3(a) Tipos de soluciones del campo estacionario en función del valor del índice de refracción relativo al índice efectivo del modo propagado. 1.3(b) Perfil transversal de la amplitud de campo confinado. Las líneas horizontales delimitan las soluciones oscilatorias respecto a una dirección de confinamiento (en este caso Y).

El diseño y control de la implementación de los valores adecuados de los parámetros de funcionamiento, ha sido un desafío predominante en la fotónica integrada a fin de lograr las funcionalidades específicas activas y pasivas mencionadas anteriormente así como optimización de los circuitos ópticos. En ese sentido, el desarrollo de métodos de cálculo ha sido una herramienta complementaria poderosa para estimar el comportamiento de las estructuras en dicha escala.

II. Microestructuración en fotónica

Las distintas técnicas de fabricación de estructuras de guiado en fotónica ofrecen distintos rangos en los parámetros de funcionamiento (contraste de índice, dimensiones y simetrías de la sección transversal, rugosidad, relaciones de aspecto y pérdidas) además de que en general son aplicables solo a una cierta variedad de materiales de acuerdo a los procesos físicos involucrados en el proceso de fabricación así como de las tecnologías existentes. Las diversas tecnologías de fabricación de guías ópticas acanaladas a escala micrométrica exigen en general un alto control de los procesos físicos involucrados para garantizar la repetitividad. Entre las técnicas convencionales más utilizadas en fabricación de guías de onda en el área de fotónica integrada [1.45] se encuentran la Implantación Iónica, Intercambio Protónico, Escape de átomos de Litio, Difusión de un metal dopante. En general, todas ellas requieren distintas etapas de fabricación y gran control las condiciones ambientales de fabricación para asegurar la repetitividad y calidad de las guías.

Desde hace unas décadas la irradiación de materiales con pulsos ultracortos (fs) se ha convertido en una beneficiosa herramienta para inducir distintas transformaciones en materiales [1.32]. Existe una gran variedad de aplicaciones en las tecnologías de procesado con láser, siendo de especial interés la fabricación de dispositivos tridimensionales en fotónica integrada tanto en vidrios como en dieléctricos cristalinos. Particularmente, la década pasada fue testigo del surgimiento de la inscripción láser ultrarápida conocida como **ULI** (*Ultrafast Laser inscription*) como una tecnología de fabricación de dispositivos fotónicos tridimensionales (3D) sin precedentes. El proceso de ULI implica el uso de pulsos láser extremadamente cortos ($\sim 10^{-13}$ s) que se enfocan en un material dieléctrico, normalmente es transparente en la longitud de onda de los pulsos de luz incidente. El corazón de la tecnología de ULI radica en la naturaleza no lineal de la interacción radiación-materia que ocurre ajustado el área de enfoque suficientemente, de modo de los picos de potencias extremadamente altas llevadas por pulsos ultracortos generan irradiancias extremadamente altas (10^{13} W.cm⁻²) en la región focal [1.102]. Dicho volumen focal está determinado por el tamaño de la cintura del haz y el parámetro confocal del haz láser enfocado. El rango de duración de los pulsos atribuido al régimen de ULI duración es de entre de 50 y 500 femtosegundos (fs).

En particular la fabricación de dispositivos nanoestructurados logrados con este método en materiales transparentes, se ha vuelto esencial debido a los modernos requerimientos industriales de lograr altas calidad de definición en esta escala nanométrica. Aunque métodos convencionales para perforación de materiales transparentes, corte y soldadura son aún aplicables a micro-escala [1.66], la generación de cracks, baja tasa de fabricación y limitadas relaciones de aspecto geométricas alcanzadas son limitaciones del nanoestructuramiento 3D convencional [1.34] que abrió las fronteras hacia aplicaciones industriales de nanoestructuramiento mediante láseres de femtosegundos [1.103]. Debido a la rápida y bien localizada (espacialmente) entrega de energía de los pulsos láser ultracortos (más cortos que los tiempos de relajación electrón/fonón), puede llevar a un material a estados extremos de no equilibrio [1.7, 1.102] con formación de plasma. Esta relación temporal entre la duración del pulso y la relajación térmica de la energía del plasma disminuye la acumulación de efectos (térmicos) no deseados en el procesamiento de materiales permitiendo mayor definición "de borde" en las modificaciones inducidas. Desde sus principios el empleo de los pulsos de fs en materiales transparentes demostró la factibilidad de producir guías de onda ópticas [1.69] aprovechando las modificaciones estructurales inducidas en el volumen.

B. Escritura directa mediante pulsos láser de femtosegundos (FLDW)

El micromecanizado (o micromaquinado) láser mediante pulsos ultracortos se ha presentado como una alternativa muy conveniente [1.25, 1.38, 1.42, 1.98] para la producción de guías en materiales transparentes. Esta técnica consiste en enfocar en un material pulsos láser intensos a una cierta frecuencia de repetición y simultáneamente trasladar relativamente la muestra y el haz, en forma controlada, de manera de producir 1) ablación en zonas altamente localizadas enfocando en superficie a lo largo de una trayectoria predefinida o 2) modificaciones estructurales permanentes mediante ULI a lo largo de una trayectoria en el interior (volumen o *bulk*³) (figura 1.4). Esta trayectoria se constituye como una secuencia de sitios localizados (pequeños volúmenes denominados *voxels*) donde el material ha sufrido un cambio de fase o daño por la interacción con el láser, induciendo variaciones en el índice de refracción. En las últimas dos décadas se ha aprovechando este fenómeno a partir del cual una amplia variedad de dispositivos fotónicos han sido fabricados, incluyendo acopladores de guías de ondas, conformadores de haces, amplificadores de guías de ondas, láseres de guía de ondas, interferómetros y resonadores (9-11, 13, 94 de [1.101]). Varios vidrios (8, 58, 75, 95, 96 de [1.101]), vidrios dopados (9, 13, 97, 98 de [1.101]), polímeros (28, 99-101 de [1.101]), y materiales cristalinos (102-104 de [1.101]) se han utilizado con éxito.

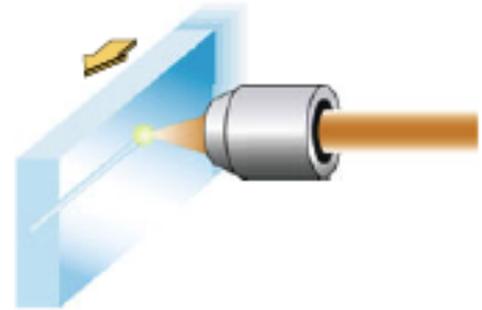


Figura 1.4: Esquema elemental de FLDW

Las primera demostración de procesamiento de materiales con pulsos ultracortos en materiales dieléctricos data de 1994 [1.30] y su fundamento físico se basa en el *breakdown óptico* [1.58], a partir del cual se induce el daño [1.85]. La evolución del estudio del *breakdown óptico* [1.14] desde sus primeros estudios [1.96] [ref [1] de [1.14]] luego de la invención del láser, hasta su implementación para el almacenamiento óptico de información, basado en modificaciones en zonas localizadas del índice de refracción en materiales dieléctricos [1.39], convergió a la primera demostración de guías ópticas fabricadas con esta técnica [1.69]. Fundamentalmente estas guías consisten en estructuras fabricadas por micromaquinado al inducir canales localizados de mayor índice de refracción respecto de un sustrato $\Delta n \sim 10^{-3}$ [1.13, 1.35, 1.69, 1.72, 1.100]. Dicha distribución de índice, es dependiente del material y de las condiciones de procesamiento [1.38].

En el marco de las tecnologías de fabricación de guías ópticas la *escritura directa con pulsos láser de femtosegundos* (FLDW⁴) ha aventajado a otras técnicas de fabricación de canales ópticos micrométricos fundamentalmente respecto a 1) la gran variedad de materiales dieléctricos potencialmente empleables [1.38] debido a la alta absorción no lineal en regímenes de intensidades elevadas 2) la reducción de las etapas de fabricación 3) reducción de rugosidad de borde alcanzada en las estructuras debido a la minimización de la difusión térmica fuera del volumen focal de interacción 4) repetitividad y 5) la tridimensionalidad de las estructuras fabricadas que le otorga una ventaja prácticamente exclusiva.

La explosión de trabajos devenida de las primeras demostraciones de FLW en bulk con materiales transparentes (dieléctricos) condujo en un principio a establecer más o menos los parámetros relevantes en FLDW [1.31] y los procesos no lineales de

³referido al interior de un material. De ahora en más se usará su nombre en su versión de habla inglesa dado su extendido uso.

⁴Por sus siglas en inglés, Femtosecond Laser Direct Writing y también conocida como Ultrafast Laser Inscription (ULI)

interacción [1.37], [1.38] establecidos donde la energía electromagnética se absorbe. Estos mecanismos ocurren en la escala temporal menor al tiempo de relajación térmica del material en cada pulso. No obstante podrá haber o no acumulación en función de la superposición de pulsos diferenciando dos regímenes, los de los de baja y alta repetición, dependiendo de si el período entre pulsos es más largo o más corto que el tiempo de difusión del calor lejos del volumen focal. En el régimen de *baja frecuencia*, en la modificación material es producida por pulsos individuales [1.33], y en el régimen de alta frecuencia, tienen lugar efectos acumulativos [1.84], [1.67]. Considerando el tiempo que toma la difusión de calor fuera del volumen focal que en vidrios es aproximadamente $1 \mu s$, la transición entre los dos regímenes tiene lugar en frecuencias alrededor de 1 MHz. Paralelamente se han realizado diversos estudios para comprender la naturaleza de las modificaciones estructurales remanentes inducidas por la entrega altamente localizada de energía. A partir de estas caracterizaciones existen modelos, que establecen parcialmente el origen de las variaciones del índice de refracción [1.83] (y referencias internas), [1.84] [1.18, 1.19, 1.79].

B.1. Tipos de guías por FLDW

Actualmente, entre los distintos materiales en los que se ha implementado escritura láser con pulsos de femtosegundos de baja tasa de repetición (1KHz) [1.99] podemos encontrar reportados cuatro tipos de guías de onda (compiladas en [1.25]) dependiendo esencialmente la energía del pulso y del material. Por un lado, las que presentan una variación gradual positiva del índice de refracción en la zona directa de irradiación de los pulsos, atribuida a una suave densificación local del material [1.23], denominadas Guías Tipo I [1.97] [1.18].

Estas, son muy comunes en materiales amorfos (silicio fundido por ejemplo) así como vidrios habiéndose reportado dispositivos de guiado como uniones tipo "Y", acopladores direccionales y redes o arreglos de guías con diversas geometrías factibles ([29,59] de [1.25], [1.32]). En cristales solo se han reportado en LiNbO_3 , Nd:YCOB y ZnSe y solo a lo largo de un eje cristalográfico, permitiendo el guiado con solo una polarización (ver ref. 51,57,75,76 de [1.25]) y siendo inestables ante tratamientos térmicos. De este modo el empleo de guías tipo I en cristales limita las posibilidades de dispositivos de alta potencia.

Por otro las *guías tipo II* ya han sido reportadas exitosamente hacer más de una década. Estas, presentan en la región donde es enfocado el láser en *bulk*, una modificación estructural con disminución localizada del índice de refracción ($\Delta n < 0$) mientras que simultáneamente en el entorno inmediato del volumen focal de interacción se induce un aumento del índice de refracción atribuido a estrés mecánico [1.40], [1.8], [1.94], mediante mecanismos microscópicos aún no modelados. La diferencia para fabricar guías tipo I o tipo II reside en los valores de fluencia empleados. Para las últimas se requiere de mayores fluencias que para lograr las tipo I, con umbrales dependientes del material. Estas configuraciones de escritura se ilustran en la figura 1,6.

La zona de guiado en este caso es el canal de aumento de índice inducido adyacentemente al canal de daño el cual es generado por la irradiación directa y la traslación relativa entre el haz de pulsos enfocados en bulk y el material. En este esquema las geometrías pueden ser de simple o múltiple línea. Dentro de las geometrías de múltiple línea encontramos las de doble línea y las tipo III. Las guías tipo II de doble línea

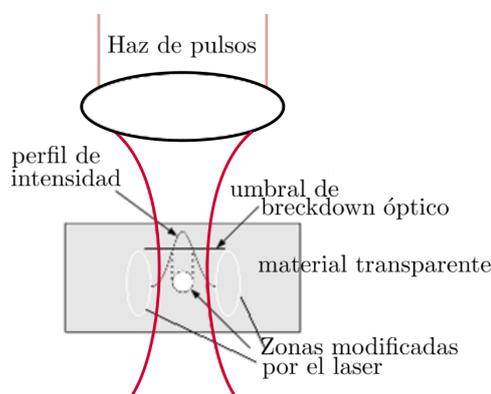


Figura 1.5: Zonas donde el material puede ser modificado. Dentro del volumen focal y en el entorno donde el laser no interactúa con el material.

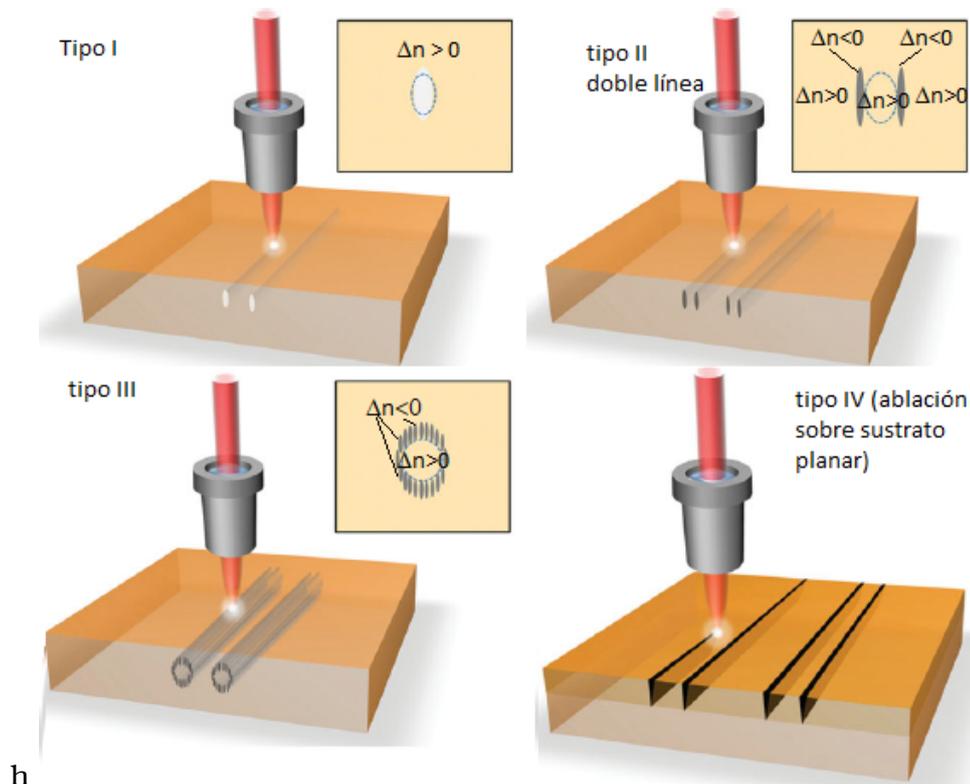


Figura 1.6: Se muestran resumidamente los cuatro tipos de guías logradas hasta la fecha empleando FLWD.

consisten en una dos líneas (secuencias de voxels, conocidas como *tracks*) de daño por interacción directa con los pulsos ultraintensos con separaciones de entre 15 y 30 μm estableciéndose la región de guiado en la zona intermedia. Muchos resultados se han reportado en diferentes materiales para este tipo de guías [1.25]. Las guías tipo III consisten en un núcleo de variación positiva de índice de refracción inducido por una secuencia de múltiples líneas de variación negativa de índice por irradiación directa, dispuestas muy cercas unas de otras formando una trayectoria cuasi-continua cerrada que actúa como "barrera" de índice para confinar la luz. Finalmente mediante el procesado por FLW se logran mediante ablación (guías tipo IV) de una lámina delgada depositada sobre un sustrato, guías tipo "ridge".

Dos geometrías de escritura diferentes son posibles, longitudinal y transversal, en las que la muestra se traslada a paralela y perpendicularmente a la dirección de incidencia del haz, respectivamente. En la geometría longitudinal, las guías de onda son intrínsecamente simétricas alrededor del eje del haz, y su tamaño transversal está determinado por el tamaño del área focal; sin embargo, la longitud de la guía de ondas es limitada por la distancia de trabajo del objetivo, dejando a la posibilidad de escribir estructuras complejas severamente limitada. El micromecanizado con geometría transversal proporciona en cambio, una flexibilidad mucho mayor y permite escribir guías de ondas o circuitos fotónicos de gran longitud y complejidad. Tiene la desventaja de producir asimetría en la sección transversal de la guía de onda, determinada por la relación entre el radio de la cintura del haz y el parámetro confocal ([26] de [1.98]). Sin embargo, en guías tipo II de doble línea, esto puede ser parcialmente compensado, separando las pistas grabadas (líneas) adecuadamente. En la figura 1.7 se ilustra la sección transversal de una estructura tipo II doble línea. La región de enfoque es donde se produce la llamada *filamentación* del haz [1.26]⁵, con amorfización acompañada de una disminución del índice de refracción. En la región intermedia a los filamentos se supone una superposición de estrés mecánico dando

⁵La cual se ha descrito detalladamente mediante la propagación no lineal del haz

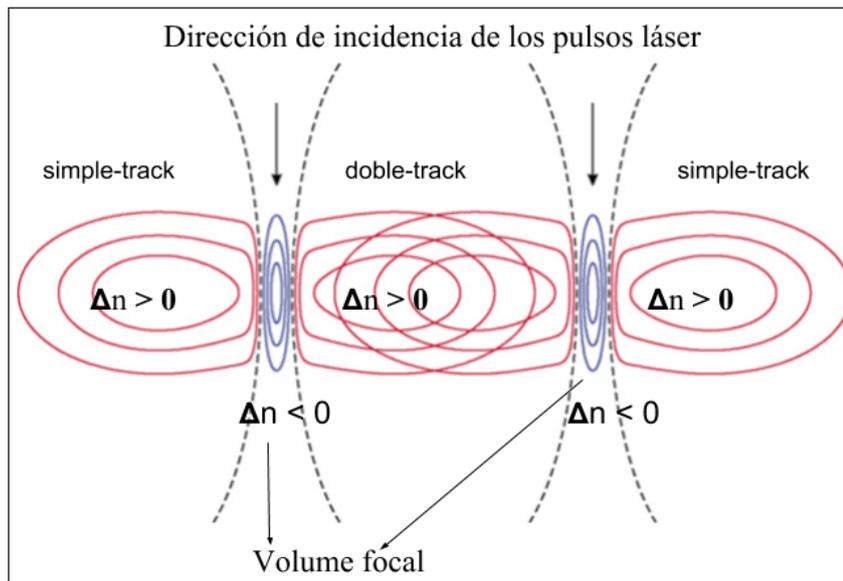


Figura 1.7: Sección transversal de una guía tipo II de doble línea. El canal de guiado queda alojado entre las líneas grabadas por el láser por FLW. El índice en la región del volumen focal disminuye respecto del material sin procesar. En cambio en el entorno inmediato (hasta $\sim 10 - 15 \mu m$) se induce una variación positiva del índice de refracción. Las curvas cerradas representan posibles curvas de nivel idealizadas del índice de refracción modificado

lugar, según modelos elasto-ópticos [1.94] a una distribución de índice positiva. Sin embargo, aunque existen mediciones de campo cercano y de espectroscopía μ -Raman que describen parcialmente el estrés macroscópico, este no ha sido completamente caracterizado cuantitativamente. El grado de superposición de estrés entre filamentos y la distribución de índice de refracción tampoco han sido descritos cuantitativamente.

Los diversos tipos de guías mencionados se han fabricado en una amplia variedad de materiales, cristalinos, amorfos y policristalinos [1.25, 1.32]. Particularmente en SiO_2 , el $LiNO_3$ y varios vidrios de interés en fotónica como Nd:YAG, Nd:YLF, se han reportado las propiedades de guiado resultantes [1.25, 1.98] mostrándose las ventajas y desventajas en cada uno de ellos y a su vez de las distintas geometrías y tipos de guías obtenidas. Los aspectos más relevantes reportados son: estabilidad de las estructuras fabricadas, polarización de guiado y pérdidas de potencia por propagación.

B.2. Guías fotónicas en materiales luminiscentes. Estado del arte

Desde el punto de vista tecnológico, el objetivo de emplear materiales dopados para la microestructuración en fotónica es, fundamentalmente, la obtención de dispositivos fotónicos activos compactos [1.49]. Particularmente, el empleo de materiales dieléctricos dopados con iones ópticamente activos para guías fotónicas, ha permitido la fabricación de fuentes de emisión láser compactas, amplificadores [1.6, 1.62] y convertidores de frecuencias (mediante procesos de *up-conversion* y *downconversion*) [1.46]. Los dopantes más extendidamente empleados para estos fines son fundamentalmente iones de tierras raras (RE) o metales de transición (TM) que proveen bandas de emisión fotoluminiscentes (PL) estrechas o anchas. Esto depende en parte del material *soporte* en el cual es introducido el ion como impureza sustitucional [1.88], [1.36]. En general mientras que los iones de RE proveen fuentes de luz con emisiones fotoluminiscentes de bandas estrechas para aplicaciones con longitudes de onda específicas, como el Nd:YAG, los TM durante las últimas décadas han sido para desarrollar tanto fuentes luminiscentes de gran ancho de banda, como el láser Ti:ZA, ampliamente extendido [1.36] (y consecuentemente para la obtención de láseres de estado sólido sintonizables o de pulsos ultracortos) así como de fuentes estrechas como es el láser

de rubí (Cr:Zafiro) . La diferencia fundamental de los iones de RE con los de TM reside en que la configuración electrónica de cada tipo provee o bien una débil interacción de los electrones de valencia con el campo cristalino en los primeros, o una interacción fuerte en el caso de TM (excepto para los casos con espín total no nulo) [1.47].

Debido a la reducida escala de la sección transversal de las guías ópticas fabricadas por FLW, la aplicación de esta técnica en materiales dopados con RE o TM, permite combinar la emisión luminiscente de ciertos iones bien caracterizados espectroscópicamente y extensamente empleados (para medios activos de láseres por ejemplo, como Nd, Er, Pr, Cr etc) [ref láseres de estado sólido] con la compactidad y relativamente bajas pérdidas ofrecidas por las guías logradas con la técnica. Hasta la fecha se ha explorado la implementación de FLW en varios materiales dopados con RE y TM, tanto a cristales como cerámicos y vidrios para la fabricación de los distintos tipos de guías [1.25]. No obstante aún es un área de exploración relativamente virgen. Principalmente se han demostrado guías fotónicas de tipo I II y III en Nd:YAG [1.79] , Nd:YFL [1.12], Pr:YLF [163] Er:LiNbO₃ y Cr:Zafiro . Las características evaluadas fueron principalmente los modos de propagación (lo que incluye las polarizaciones de guiado admitidas), las pérdidas por propagación y su estabilidad a tratamientos térmicos con el objetivo de discriminar las potencialmente aplicables a fuentes láser por ejemplo.

Por otro lado, desde el punto de vista fundamental, la fotoluminiscencia (PL) provee información sobre las modificaciones estructurales (transformaciones de fase, defectos inducidos, tensiones, etc) sufridas por diversas causas por el material soporte, considerando por ejemplo la interacción de los electrones activos del ion con el campo cristalino. Como se ha mencionado, la técnica de FLW modifica intrínsecamente el material en forma localizada, y en este aspecto algunos trabajos de investigación han demostrado que por ejemplo las guías tipo II preservan en términos generales las propiedades no lineales y de luminiscencia [1.12] respecto del material en volumen, lo cual es muy importante para ciertas aplicaciones ([79,80] de [1.25]). No obstante, existen variaciones detectables en los espectros de luminiscencia de los iones localizados en el canal óptico inducido por FLW y alrededores. Los resultados generales muestran que en la zona de irradiación directa, tanto en guías tipo I como en tipo II, se exhibe una disminución de la luminiscencia relativa al bulk mientras que las zonas de estrés inducido (caso de guías tipo II) puede haber solo pequeños corrimientos en los picos de las las emisiones características [1.79].

Se han llevado a cabo experimentos de espectroscopía de micro-luminiscencia aplicada a materiales dopados con iones activos de tierras raras y metales de transición [50-52], procesados con pulsos de femtosegundos para detectar modificaciones estructurales a través de la presencia o ausencia de distorsiones en las bandas de emisión. Estas distorsiones están asociadas a las variaciones inducidas en los entornos cristalinos de los iones en la zona de interacción del pulso. Sin embargo, estos experimentos siguen ofreciendo información promediando efectos de un número muy grande de celdas unidad (escala macroscópica)

Otro parámetro típico estudiado en cristales dopados con iones activos considerado para aplicaciones de láser, es la vida media del nivel nivel láser de interés. Este parámetro puede ser una sonda adecuada para fluctuaciones tales como el grado de dopaje o la temperatura de trabajo adecuada [1.88], [1.47]. En el mismo marco que se describe arriba, posibles variaciones en las vidas medias de las transiciones luminiscentes de iones dopantes de TM o RE embebidas en el canal óptico también podría considerarse como evidencia de modificación de fase cristalográfica residuales del procesamiento con .

Antecedentes de escaneo espectroscópico en guías fabricadas mediante FLDW

Mientras que la compresión anisotrópica de los filamentos estaría relacionada con un corrimiento al rojo de la línea de emisión (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ centrada en 11100 cm^{-1}) de los iones Nd^{3+} , los defectos inducidos mediante el procesado y el desorden están asociados con una reducción en la eficiencia de la fluorescencia [1.79]. Por el contrario, en las zonas laterales a los filamentos, donde hay un incremento de índice de refracción las distorsiones no isotrópicas consisten en dilataciones en los planos xy de red en completa ausencia de defectos o desorden. Se ha demostrado que este patrón de deformaciones, está asociado a un corrimiento hacia el azul de la emisión de los iones Nd^{3+} (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ centrada en 11100 cm^{-1}). Este tipo de estructuras fabricadas en NdMgOLN tanto como en cerámicos de $Nd^{3+} : YAG$ [1.79] han demostrado que preservan la eficiencia de la emisión de los iones Nd^{3+} embebidos en la guía.

Como conclusiones generales los experimentos de μ -fotoluminiscencia y μ -Raman revelaron previamente que la filamentación provocada por los pulsos láser de femtosegundos (PLFS) producen cuatro tipos diferentes de modificaciones micro-estructurales en sistemas de Nd:YAG con bien diferenciadas localizaciones espaciales y comportamiento.

- Daño irreversible de la red cristalina en la zona de filamentos, probablemente constituida por una línea casi casi continua de sitios de escala submicrométrica amorfos (damage-voxels).
- Compresión del material cristalino con una alta densidad de defectos removibles térmicamente y de imperfecciones bien localizadas en los núcleos de los filamentos
- Compresión del material cristalino entre los filamentos y en sus vecindades en general, estables temperaturas de trabajo típicas.
- Leves dilataciones del material cristalino en los extremos del filamentos, estables a temperaturas intermedias ($\sim 600^\circ$)

Por diversos motivos que se detallan a continuación, de interés particular resultan ser los cristales de Cr:LiSAF y Er/YbLNB que no han sido hasta la fecha explorados por la técnica de FLW.

1. Iones de Cr^{3+} . Cr:LiSAF

Hoy en día, los láseres sintonizables de estado sólido se han vuelto útiles para muchas aplicaciones en diferentes campos. Por ejemplo, los iones de Cr (TM) son uno de los dopantes activos más utilizados y apropiados en diferentes materiales soporte, como se ha demostrado [1.56]. Particularmente, excelentes propiedades de emisión láser en Cr: LiSAF han sido reportadas [1.4, 1.56, 1.75, 1.76, 1.78]. Como propiedades espectroscópicas de interés se pueden mencionar: un rango de emisión de láser más amplio (780 – 1060 nm), una considerable sección eficaz de emisión estimulada de $4,8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (campo eléctrico $\parallel c$, a 846 nm de longitud de onda como pico de emisión), y una vida útil suficientemente grande de la transición ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$. Esta característica mencionada implica una baja potencia umbral de láser. Se ha demostrado que el bombeo se puede llevar a cabo utilizando una lámpara de flash o diodos láser de GaInP / AlGaInP alcanzando su máximo a 670 nm [1.89], [1.3]. De hecho, diferentes configuraciones láser [1.3, 1.27, 1.43, 1.55, 1.89, 1.91] de láseres sintonizables de femtosegundo han sido informadas y discutidas con este cristal, principalmente mediante configuraciones de tipo *modelocked*.

Como se mencionó, los iones de TM con configuraciones de espín no nulo pueden tener una alta sensibilidad espectroscópica a los cambios ambientales del campo

crystalino. Esto puede apreciarse a partir del diagrama de Tanabe-Sugano (TS) [1.2], [1.1], que muestra la dependencia de los niveles de energía de los electrones de valencia con la intensidad de campo cristalino medida a través del parámetro $10Dq$. Si bien es un modelo estático, implícitamente dicha dependencia muestra el grado de acoplamiento vibrónico de los electrones activos (interacción electrón–fonón). Por lo tanto, desde un punto de vista fenomenológico, los iones MT como dopantes en materiales dieléctricos podrían evidenciar directamente, en ciertos casos, los cambios morfológicos inducidos por procesamiento láser. Por ejemplo, el estrés inducido por escritura láser para generar guías tipo II, podría afectar las transiciones de luminiscencia porque el cambio en el pico de la transición de luminiscencia, de acuerdo con el modelo de TS, consiste en de la variación de energía E del nivel excitado con la variación de la intensidad del campo cristalino ($\partial E/\partial Dq$). Particularmente la transición ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ permitida por espín, está fuertemente acoplada a la red cristalina resultando en PL de gran ancho de banda y vida media corta, con una dependencia de la energía que varía linealmente con el factor $10Dq$. En este sentido, se han realizado medidas de luminiscencia bajo presión hidrostática en cristales dopados con Cr, de interés en para aplicaciones láser como el Cr:LiCAF [1.80], [1.81], Cr:Al₂O₃ (Rubí) [1.57]. El efecto de estrés uniaxial aplicado a lo largo de las tres direcciones cristalográficas en ruby (zafiro dopado con Cr) sobre el doblete de la línea R de ha sido también estudiado [1.65]. Las vidas medias de los decaimientos luminiscentes decrecen linealmente con la tensión y se incrementan linealmente con la compresión, siendo en este último caso de un orden de magnitud mayor a lo largo del plano basal que a lo largo de la dirección c . La suma de las variaciones de las vidas medias por estrés uniaxial aplicado independientemente en las tres direcciones cristalográficas principales, coincide con la variación bajo presión hidrostática. Esto está en acuerdo con los cálculos de la dependencia con la orientación de las variaciones de estrés en la magnitud del oscilador dipolar (*dipole oscillator strength*, basado en análisis de campo cristalino).

Desde el punto de vista de la microestructuración de guías ópticas con potencial desarrollo de micro-cavidades láser, en este material tan solo se han reportado guías mediante la técnica de implantación iónica en [1.24, 1.63].

II. Iones Er³⁺, YbEr³⁺ en niobato de litio (LNB)

Muchas ventajas y posibilidades del empleo de materiales dopados con Er, para el diseño y fabricación de dispositivos optoelectrónicos integrados activos, han sido discutidas y demostradas [1.16]. En particular, el dopado de LNB con Er ha sido investigado para el desarrollo amplificadores y láseres continuos y pulsados *on-chip* [1.10, 1.17, 1.93]. La ventaja principal de sistemas Er:LNB es la combinación de las excelentes propiedades electro-ópticas, acústicas y no lineales del LNB [1.54] con la ganancia láser provista por los iones Er³⁺ y su rico espectro luminiscente [1.16], lo cual también lo hace adecuado para láseres bombeados por diodos. Láseres y amplificadores en longitudes de onda de operación de alrededor de 1,5 μm ya han sido reportados en LN dopado con Er³⁺ [1.10, 1.87]. Aunque este ion presenta una baja sección eficaz de absorción en el rango de emisión de los diodos láser (0,8 – 1,5 μm de longitud de onda), es posible aumentarla mediante un co-dopaje con Yb [1.16]. La sensibilización del sistema Er³⁺ : LiNbO₃ con iones Yb³⁺ se debe al proceso de transferencia resonante de energía de los iones Yb³⁺ a los iones Er³⁺ [1.20–1.22], permitiendo simultáneamente una sección eficaz de mayor ancho de banda de absorción en el rango infrarrojo cercano (880 – 1050nm). Es importante destacar que la incorporación de Yb (en bajas concentraciones) a los sistemas Er:LNB no modifican la vida útil de la transición ${}^4I_{13} \rightarrow {}^4I_{15/2}(\text{Er}^{3+})$, correspondiente a la emisión de interés en comunicaciones ópticas de 1,5 μm de longitud de onda; mientras que inducen variaciones dependientes de la concentración de Yb en la vida media de los multipletes de ${}^2F_{5/2}(\text{Yb}^{3+})$ y ${}^4S_{3/2}(\text{Er}^{3+})$ (correspondientes a los picos de emisión centrados en 1060nm y 550nm de longitud de

onda) [1.21].

En base a la discusión presentada anteriormente, deben tenerse en cuenta, en vista de considerar la aplicación de FLW a sistemas ErYbLNB, el estado del arte de la incorporación de Yb y Er al LNB desde el punto de vista estructural. Se ha demostrado la existencia de varios sitios distinguibles de clústers Er^{3+} en $\text{Er}:\text{LiNbO}_3$ por *espectroscopía selectiva de sitio* [1.29, 1.70]. La existencia de estos multi-sitios está asociada con el entorno no equivalente donde los iones RE están ubicados en el material soporte. La formación clústers de Er^{3+} en cristales de LN da lugar a efectos adversos para aplicaciones láser y amplificación [1.53]. Estas imperfecciones también se ha observado en guías de onda acanaladas fabricadas en obleas de cristales corte-z de LNB (congruentes) cuando se emplea Er y Ti con técnicas de difusión. La producción de estructuras de guías de onda por la difusión de iones Ti^{4+} en la superficie de una oblea LNB crea dentro de la zona de guía de ondas condiciones específicas para los entornos cristalinos de los iones Er^{3+} [1.28]. Cabe mencionar, particularmente, que la eficiencia del proceso de *up-conversion* se torna muy sensible a las posiciones energéticas de las correspondientes transiciones [1.28, 1.29]. En ese sentido, es por lo tanto relevante conocer posibles modificaciones espectrales debido al procesado láser. Aunque se han reportado guías ópticas fabricadas con FLDW en algunos materiales dopados con Er, la exploración del procesado láser en sistemas dopados y codopados de LNB con Er y Er/Yb es aún un área virgen. Por un lado se han determinado un número propiedades de guiado en guías reportadas en LNB fabricadas con PLFS. Pero dada la potencialidad de los sistemas codopados Er/Yb, la aplicación directa de FLW a estos sistemas resulta de gran interés como estudio fundamental y como implementación tecnológica. Por lo tanto, también es particularmente relevante estudiar los efectos de estrés asociado a guías tipo II sobre las transiciones de los iones Er e Yb.

Dado que hasta la fecha las fuentes de Ti:ZA con pulsos centrados en 800 nm de longitud de onda han sido y son las más extendidamente empleadas para la aplicación de FLDW en materiales transparentes, se debe tener en cuenta la absorción en dicha longitud de onda por parte de los iones dopantes en los materiales a procesar. Particularmente en ErYb/LNB en dicha región del espectro, la absorción no es nula. Si bien, la absorción de fotones que da lugar al breakdown óptico para procesar los materiales transparentes se basa en los mecanismos no lineales de absorción multifotónica, ionización por avalancha y por tuneleo [1.102] no hay estudios que cuantifiquen la contribución de la absorción lineal de los pulsos de fs en bulk debido a la presencia de dopantes absorbentes.

B.3. Distribuciones de índice.

La importancia del conociendo de la distribución del índice de refracción no solo reside en poder determinar la performance de la guía sino que, adicionalmente, la función dieléctrica ($\varepsilon(k, \omega) = n^2(k, \omega)$) guarda estrecha relación con modelos microscópicos y macroscópicos de la materia.

En ese sentido, un avance importante ha sido intentar establecer tanto las contribuciones electrónicas como de la red a la derivada del índice de refracción respecto de la presión P aplicada en sólidos transparentes semiconductores [1.11, 1.15]. Estudios teórico-experimentales han proporcionado la dependencia del índice de refracción con la presión ejercida (P) sobre semiconductores transparentes y cristales iónicos transparentes [1.11]. Estos estudios permiten calcular la contribución electrónica a $\frac{\partial n}{\partial P}$ en semiconductores mediante un método de pseudo-potencial mientras en cristales iónicos se introduce un método fenomenológico. Por otro lado, la contribución de la red se calcula mediante una combinación resultados experimentales y prescripciones fenomenológicas, que determinan las derivadas de las frecuencias de resonancia de la red ω_0 y su carga eficaz transversal asociada e_T^* , respecto a la presión.

En este línea de investigación, las guías tipo II que involucran la modificación del

índice de refracción por estrés, la reconstrucción macroscópica de la distribución del índice de refracción debe ser vinculada con variaciones tanto en la red como en la densidad electrónica. Estas deben poder observarse mediante variaciones espectroscópicas respecto del material sin modificar, ya que el acoplamiento de los niveles electrónicos con la red cristalina involucra fonones ópticos o acústicos con frecuencias de resonancia que pueden variar con las presiones ejercidas sobre el sólido [1.68]. Además, desde el punto de vista tecnológico, las distribuciones de índice de refracción nos permite predecir las polarizaciones de guiado admitidas, empleando esquemas y métodos de cálculo numérico, basados en elementos finitos [1.82], [1.71], [1.90], [1.95], [1.94], [1.77].

La polarización es una característica de mucha importancia a considerar en las guías fotónicas integradas. En esta escala reducida, la polarización mantenida en la propagación es una propiedad que resulta ser aprovechable para distintas aplicaciones. Incluso, el soporte de modos en distintas polarizaciones permite la incorporación de un grado de libertad adicional para incorporar funcionalidades específicas en los circuitos ópticos integrados como la división por polarización [1.44]. Particularmente resulta interesante en materiales electro-ópticos como el LNB, donde mediante aplicación de tensiones eléctricas es posible modificar temporalmente el índice de refracción para modulación de fase [1.92]. Por ello la examinación de las polarizaciones de guiado admitidas para los modos de propagación es un aspecto de relevancia en la caracterización de las guías fotónicas. Además de la potencialidad tecnológica, la polarización de guiado puede revelar indirectamente información sobre las distribuciones o gradientes de índice de refracción en el canal óptico. En guías tipo I, II y III fabricadas por FWL en diferentes materiales incluyendo el LNB, se ha examinado la existencia de modos cuasi-TM y cuasi-TE y la potencia (transmitida) relativa entre ellos. En general, en guías tipo II, en contraste a las guías tipo I, pueden admitirse ambas polarizaciones de guiado, con diferente potencia transmitida relativa, aunque esto parece depender fuertemente del material a procesar [1.41] y de su orientación cristalográfica respecto a la dirección de propagación. Por ejemplo, mientras que guías tipo II de doble línea en Zafiro han mostrado ambas polarizaciones de guiado [1.9], guías similares en cristales y cerámicos de YAG solo se evidencia el modo cuasi-TM [1.25]. No obstante, hasta hoy no se han podido explicar las polarizaciones de guiado en guías fabricadas por FWL, en particular sobre LiNbO_3 . Analíticamente ambas polarizaciones están determinadas por las condiciones de contorno exigidas por las ecuaciones de Maxwell. Estas condiciones se establecen por inhomogeneidad del índice de refracción, la cual da lugar a la existencia de un campo evanescente intrínseco a la estructura de guiado. Para ello es de importancia realizar estudios que cuantifiquen el gradiente de índice de refracción en la vecindad inmediata de los filamentos que se constituyen como el borde de la guía. Esto también permitiría adicionalmente validar qué modelos de cálculo de propagación son aplicables a estas guías.

Bibliografía

- [1.1] Multiplets in optical spectra. In *Multiplets of Transition-Metal Ions in Crystals*. Elsevier, 1970, pp. 106–125.
- [1.2] *Multiplets of Transition-Metal Ions in Crystals*. Elsevier, 1970.
- [1.3] Diode-pumped mode-locked LiSAF laser. Tech. rep., feb 1996.
- [1.4] Ficha técnica. http://www.optoscience.com/maker/castech/lineup/Cr_LiSAF.html, 1999. Accedido 27-08-2018.
- [1.5] Introduction to integrated photonics. In *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, jan 2005, pp. 1–23. Cap. 9.
- [1.6] Photonic integrated circuit using amplifiers. In *Semiconductor Optical Amplifiers*. WORLD SCIENTIFIC, feb 2006, pp. 173–182.
- [1.7] *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Elsevier, 2006.
- [1.8] APOSTOLOPOULOS, V., LAVERSENNE, L., COLOMB, T., DEPEURSINGE, C., SALATHÉ, R. P., POLLNAU, M., OSELLAME, R., CERULLO, G., AND LAPORTA, P. Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti^{3+} :sapphire. *Applied Physics Letters* 85, 7 (aug 2004), 1122–1124.
- [1.9] APOSTOLOPOULOS, V., LAVERSENNE, L., COLOMB, T., DEPEURSINGE, C., SALATHÉ, R. P., POLLNAU, M., OSELLAME, R., CERULLO, G., AND LAPORTA, P. Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti^{3+} :sapphire. *Applied Physics Letters* 85, 7 (aug 2004), 1122–1124.
- [1.10] BAUMANN, I., BOSSO, S., BRINKMANN, R., CORSINI, R., DINAND, M., GREINER, A., SCHAFFER, K., SOCHTIG, J., SOHLER, W., SUCHE, H., AND WESSEL, R. Er-doped integrated optical devices in LiNbO_3 . *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 2, 2 (jun 1996), 355–366.
- [1.11] BENDOW, B., GIANINO, P. D., TSAY, Y.-F., AND MITRA, S. S. Pressure and stress dependence of the refractive index of transparent crystals. *Applied Optics* 13, 10 (oct 1974), 2382.
- [1.12] BIASETTI, D., NEYRA, E., DE ALDANA, J. R. V., ROSO, L., AND TORCHIA, G. A. Buried waveguides in LiNbO_3 crystals obtained by femtosecond laser writing under double line approach. *Applied Physics A* 110, 3 (aug 2012), 595–599.
- [1.13] BIASETTI, D. A., TEJERINA, M. R., AND TORCHIA, G. A. Low contrast buried waveguides index profile reconstruction method considering the evanescent field. *Journal of Optics* 17, 8 (jul 2015), 085801.
- [1.14] BLOEMBERGEN, N. A brief history of light breakdown. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials* 06, 04 (dec 1997), 377–385.
- [1.15] BOUARISSA, N. Pressure dependence of refractive index, dielectric constants and optical phonon frequencies of indium arsenide. *Optik* 138 (jun 2017), 263–268.

- [1.16] BRADLEY, J., AND POLLNAU, M. Erbium-doped integrated waveguide amplifiers and lasers. *Laser & Photonics Reviews* 5, 3 (dec 2010), 368–403.
- [1.17] BRINKMANN, R., SOHLER, W., AND SUCHE, H. Continuous-wave erbium-diffused LiNbO₃ waveguide laser. *Electronics Letters* 27, 5 (1991), 415.
- [1.18] BURGHOFF, J., GREBING, C., NOLTE, S., AND TÄ₄¹NNERMANN, A. Waveguides in lithium niobate fabricated by focused ultrashort laser pulses. *Applied Surface Science* 253, 19 (jul 2007), 7899–7902.
- [1.19] BURGHOFF, J., NOLTE, S., AND TÄ₄¹NNERMANN, A. Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO₃. *Applied Physics A* 89, 1 (jun 2007), 127–132.
- [1.20] CANTELAR, E., AND CUSSÓ, F. Analytical solution of the transfer rate equations in linbo₃:er³⁺ / yb³⁺. *Journal of Physics: Condensed Matter* 12, 4 (dec 1999), 521–527.
- [1.21] CANTELAR, E., AND CUSSÓ, F. Dynamics of the yb³⁺ to er³⁺ energy transfer in linbo₃. *Applied Physics B: Lasers and Optics* 69, 1 (jul 1999), 29–33.
- [1.22] CANTELAR, E., OZ, J. A. M., SANZ-GARCÍA, J. A., AND CUSSÓ, F. yb³⁺ to er³⁺ energy transfer in linbo₃. *Journal of Physics: Condensed Matter* 10, 39 (oct 1998), 8893–8903.
- [1.23] CHAN, J. W., HUSER, T., RISBUD, S., AND KROL, D. M. Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses. *Optics Letters* 26, 21 (nov 2001), 1726.
- [1.24] CHANDLER, P., HUANG, X., TOWNSEND, P., HAMELIN, N., AND CHOW, Y. Cr:lisralf6 optical waveguides defined by ion beam implantation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 127-128 (1997), 528 – 532. Ion Beam Modification of Materials.
- [1.25] CHEN, F., AND DE ALDANA, J. R. V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining. *Laser & Photonics Reviews* 8, 2 (may 2013), 251–275.
- [1.26] COUAIRON, A., SUDRIE, L., FRANCO, M., PRADE, B., AND MYSYROWICZ, A. Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses. *Physical Review B* 71, 12 (mar 2005).
- [1.27] DEMIRBAS, U., SCHMALZ, M., SUMPFF, B., ERBERT, G., PETRICH, G. S., KOLODZIEJSKI, L. A., FUJIMOTO, J. G., KÄRTNER, F. X., AND LEITENSTORFER, A. Femtosecond cr:colquiriite lasers pumped by a single tapered diode laser. In *Laser Sources and Applications* (jun 2012), T. Graf, J. I. Mackenzie, H. Jelínková, and J. Powell, Eds., SPIE.
- [1.28] DIEROLF, V., KUTSENKO, A., OSTENDORF, A., VON DER OSTEN, W., SOHLER, W., AND SUCHE, H. Site-selective spectroscopy of er³⁺ : ti : linbo₃ waveguides. *Applied Physics B* 72, 7 (may 2001), 803–810.
- [1.29] DIEROLF, V., KUTSENKO, A., AND VON DER OSTEN, W. Site-selectivity of up-conversion processes in ti : er : linbo₃ waveguides. *Journal of Luminescence* 83-84 (nov 1999), 487–492.
- [1.30] DU, D., LIU, X., KORN, G., SQUIER, J., AND MOUROU, G. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs. *Applied Physics Letters* 64, 23 (jun 1994), 3071–3073.

- [1.31] EATON, S. M., CERULLO, G., AND OSELLAME, R. Fundamentals of femtosecond laser modification of bulk dielectrics. In *Topics in Applied Physics*. Springer Berlin Heidelberg, dec 2011, pp. 3–18.
- [1.32] EATON, S. M., CERULLO, G., AND OSELLAME, R. *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials*, 1 ed. Topics in Applied Physics 123. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [1.33] EATON, S. M., ZHANG, H., HERMAN, P. R., YOSHINO, F., SHAH, L., BOVATSEK, J., AND ARAI, A. Y. Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate. *Optics Express* 13, 12 (2005), 4708.
- [1.34] FAULKNER, L. *Micromachining of Engineering Materials*. CRC Press, nov 2001.
- [1.35] FLOREA, C., AND WINICK, K. Fabrication and characterization of photonic devices directly written in glass using femtosecond laser pulses. *Journal of Lightwave Technology* 21, 1 (jan 2003), 246–253.
- [1.36] FOX, A. M. *Optical properties of solids*, vol. 3. Oxford university press, 2001.
- [1.37] GATTASS, R. R. *Femtosecond-laser interactions with transparent materials: applications in micromachining and supercontinuum generation*. PhD thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, June 2006.
- [1.38] GATTASS, R. R., AND MAZUR, E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials. *Nature Photonics* 2, 4 (apr 2008), 219–225.
- [1.39] GLEZER, E. N., MILOSAVLJEVIC, M., HUANG, L., FINLAY, R. J., HER, T.-H., CALLAN, J. P., AND MAZUR, E. Three-dimensional optical storage inside transparent materials. *Optics Letters* 21, 24 (dec 1996), 2023.
- [1.40] GORELIK, T., WILL, M., NOLTE, S., TUENNERMANN, A., AND GLATZEL, U. Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 76, 3 (mar 2003), 309–311.
- [1.41] HEINRICH, M., RADEMAKER, K., AND NOLTE, S. Waveguides in crystalline materials. In *Topics in Applied Physics*. Springer Berlin Heidelberg, dec 2011, pp. 295–313. Cap.11.
- [1.42] HEINRICH, M., RADEMAKER, K., AND NOLTE, S. *Waveguides in Crystalline Materials*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2012, pp. 295–313.
- [1.43] HOPKINS, J.-M., VALENTINE, G., AGATE, B., KEMP, A., KELLER, U., AND SIBBETT, W. Highly compact and efficient femtosecond cr:LiSAF lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38, 4 (apr 2002), 360–368.
- [1.44] HU, M., HUANG, J., SCARMOZZINO, R., LEVY, M., AND OSGOOD, R. Tunable mach-zehnder polarization splitter using height-tapered y-branches. *IEEE Photonics Technology Letters* 9, 6 (jun 1997), 773–775.
- [1.45] HUNSPERGER, R. G. *Integrated Optics*. Springer New York, 2009.
- [1.46] IEZEKIEL, S. *Microwave photonics: devices and applications*. Wiley - IEEE. Wiley, 2009.
- [1.47] IMBUSCH, B. H. G. F. *Optical spectroscopy of inorganic solids*. Monographs on the physics and chemistry of materials.; Oxford science publications. Oxford, 1989.

- [1.48] JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, NY, 3rd ed. edition, 1999.
- [1.49] JAMROZ, W. R., KRUCZELECKY, R., AND HADDAD, E. I. *Applied Microphotonics*. CRC Press, Taylor Francis, New York, dec 2018.
- [1.50] JAMROZ, W. R., KRUCZELECKY, R., AND HADDAD, E. I. *Applied Microphotonics*. CRC Press, Taylor Francis, New York, dec 2018. cap.1.
- [1.51] JAMROZ, W. R., KRUCZELECKY, R., AND HADDAD, E. I. *Applied Microphotonics*. CRC Press, Taylor Francis, New York, dec 2018. cap.2.
- [1.52] JOHN E. MIDWINTER, P. F. L., AND (AUTH.), P. K. *Photonics in Switching. Background and Components*. Quantum electronics - principles and applications. Academic Press, 1993.
- [1.53] JU, J. J., LEE, M.-H., CHA, M., AND SEO, H. J. Energy transfer in clustered sites of Er^{3+} ions in LiNbO_3 crystals. *J. Opt. Soc. Am. B* 20, 9 (Sep 2003), 1990–1995.
- [1.54] K. K. WONG, K. K. W. *Properties of Lithium Niobate (Emis Datareviews Series, 28)*. The Institution of Engineering and Technology, 2002.
- [1.55] KNAPPE, R., BOLLER, K.-J., AND WALLENSTEIN, R. Single-mode continuous-wave $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ ring laser pumped by an injection-locked 670-nm broad-area diode laser. *Optics Letters* 20, 19 (oct 1995), 1988.
- [1.56] KOECHNER, W. Properties of solid-state laser materials. In *Springer Series in Optical Sciences*. Springer New York, 2006, pp. 38–101.
- [1.57] LANGER, D., AND EUWEMA, R. Pressure shift of the Cr^{3+} levels in Al_2O_3 . *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 28, 3 (mar 1967), 463–465.
- [1.58] LENZNER, M., KRÄGER, J., SARTANIA, S., CHENG, Z., SPIELMANN, C., MOUROU, G., KAUTEK, W., AND KRAUSZ, F. Femtosecond optical breakdown in dielectrics. *Physical Review Letters* 80, 18 (May 1998), 4076–4079.
- [1.59] LIFANTE, G. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, Jan 2005. cap. 1.
- [1.60] LIFANTE, G. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, Jan 2005.
- [1.61] LIFANTE, G. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, Jan 2005. Cap.3.
- [1.62] LIU, F., SONG, Y.-J., XING, Q.-R., HU, M.-L., LI, Y.-F., WANG, C.-L., CHAI, L., ZHANG, W.-L., ZHELTIKOV, A. M., AND WANG, C.-Y. Broadband terahertz pulses generated by a compact femtosecond photonic crystal fiber amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters* 22, 11 (jun 2010), 814–816.
- [1.63] MAJKIĆ, A., POBERAJ, G., DEGL'INNOCENTI, R., DÖBELI, M., AND GÜNTER, P. $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ channel waveguides as broadband fluorescence sources. *Applied Physics B* 88, 2 (Jul 2007), 205–209.
- [1.64] MARCATILI, E. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. *The Bell System Technical Journal* 48 (1969), 2071–2102.
- [1.65] MARGUERON, S. H., AND CLARKE, D. R. Stress anisotropy of the r-line luminescence lifetime in single crystal Cr^{3+} -doped sapphire (ruby). *Journal of Applied Physics* 101, 9 (may 2007), 093521.

- [1.66] MCGEOUGH, J. *Micromachining of Engineering Materials (Mechanical Engineering)*, 1st ed. 2001.
- [1.67] MINOSHIMA, K., KOWALEVICZ, A. M., HARTL, I., IPPEN, E. P., AND FUJIMOTO, J. G. Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator. *Optics Letters* 26, 19 (oct 2001), 1516.
- [1.68] MITRA, S. S., BRAFMAN, O., DANIELS, W. B., AND CRAWFORD, R. K. Pressure-induced phonon frequency shifts measured by raman scattering. *Physical Review* 186, 3 (oct 1969), 942–944.
- [1.69] MIURA, K., QIU, J., INOUE, H., MITSUYU, T., AND HIRAO, K. Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser. *Applied Physics Letters* 71, 23 (dec 1997), 3329–3331.
- [1.70] NUÑEZ, L., HERREROS, B., DUCHOWICZ, R., LIFANTE, G., TOCHO, J., AND CUSÓ, F. Site – selective up – conversion in $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$. *Journal of Luminescence* 60-61 (APR 1994), 81–84.
- [1.71] OKAMOTO, K. WAVE THEORY OF OPTICAL WAVEGUIDES. IN *Fundamentals of Optical Waveguides*. ELSEVIER, 2006, PP. 1–12.
- [1.72] OSELLAME, R., CHIDO, N., MASELLI, V., YIN, A., ZAVELANI-ROSSI, M., CERULLO, G., LAPORTA, P., AIELLO, L., NICOLA, S. D., FERRARO, P., FINIZIO, A., AND PIERATTINI, G. OPTICAL PROPERTIES OF WAVEGUIDES WRITTEN BY A 26 MHz STRETCHED CAVITY Ti:Sapphire FEMTOSECOND OSCILLATOR. *Optics Express* 13, 2 (2005), 612.
- [1.73] PASSARO, V. M. N. *Modeling of photonic devices*. NOVA SCIENCE PUBLISHERS, 2009. CAP.3.
- [1.74] PASSARO, V. M. N. *Modeling of photonic devices*. NOVA SCIENCE PUBLISHERS, 2009. CAP.4.
- [1.75] PAYNE, S. A., CHASE, L. L., SMITH, L. K., KWAY, W. L., AND NEWKIRK, H. W. LASER PERFORMANCE OF $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$. *Journal of Applied Physics* 66, 3 (AUG 1989), 1051–1056.
- [1.76] PAYNE, S. A., SMITH, L. K., BEACH, R. J., CHAI, B. H. T., TASSANO, J. H., DELOACH, L. D., KWAY, W. L., SOLARZ, R. W., AND KRUPKE, W. F. PROPERTIES OF Cr:LiSrAlF_6 CRYSTALS FOR LASER OPERATION. *Applied Optics* 33, 24 (AUG 1994), 5526.
- [1.77] PEDROLA, G. L. *Beam Propagation Method for Design of Optical Waveguide Devices*. JOHN WILEY & SONS, LTD, DEC 2015.
- [1.78] POWELL, R. C. TRANSITION-METAL-ION LASER MATERIALS. IN *Physics of Solid-State Laser Materials*. SPRINGER NEW YORK, 1998, PP. 254–293.
- [1.79] RÓDENAS, A., TORCHIA, G. A., LIFANTE, G., CANTELAR, E., LAMELA, J., JAQUE, F., ROSO, L., AND JAQUE, D. REFRACTIVE INDEX CHANGE MECHANISMS IN FEMTOSECOND LASER WRITTEN CERAMIC Nd:YAG WAVEGUIDES: MICRO-SPECTROSCOPY EXPERIMENTS AND BEAM PROPAGATION CALCULATIONS. *Applied Physics B* 95, 1 (JAN 2009), 85–96.
- [1.80] SANZ-ORTIZ, M., RODRÍGUEZ, F., HERNÁNDEZ, I., VALIENTE, R., AND KÄCK, S. TIME-RESOLVED SPECTROSCOPY IN LiCaAlF_6 DOPED WITH Cr^{3+} AS A FUNCTION OF PRESSURE AND TEMPERATURE. *Journal of Luminescence* 128, 5-6 (MAY 2008), 721–724.

- [1.81] SANZ-ORTIZ, M. N., RODRÍGUEZ, F., HERNÁNDEZ, I., VALIENTE, R., AND KÄCK, S. PRESSURE-INDUCED LUMINESCENCE FROM BROADBAND TO NARROW-LINE EMISSION IN CR³⁺-DOPED LiCaAlF₆ AT ROOM TEMPERATURE. *High Pressure Research* 26, 4 (DEC 2006), 345–348.
- [1.82] SCARMOZZINO, R., GOPINATH, A., PREGLA, R., AND HELFERT, S. NUMERICAL TECHNIQUES FOR MODELING GUIDED-WAVE PHOTONIC DEVICES. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6, 1 (JAN 2000), 150–162.
- [1.83] SCHAFFER, C., GARCÍA, J., AND MAZUR, E. BULK HEATING OF TRANSPARENT MATERIALS USING A HIGH-REPETITION-RATE FEMTOSECOND LASER. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 76, 3 (MAR 2003), 351–354.
- [1.84] SCHAFFER, C. B., BRODEUR, A., GARCÍA, J. F., AND MAZUR, E. MICROMACHINING BULK GLASS BY USE OF FEMTOSECOND LASER PULSES WITH NANOJoule ENERGY. *Optics Letters* 26, 2 (JAN 2001), 93.
- [1.85] SCHAFFER, C. B., BRODEUR, A., AND MAZUR, E. LASER-INDUCED BREAKDOWN AND DAMAGE IN BULK TRANSPARENT MATERIALS INDUCED BY TIGHTLY FOCUSED FEMTOSECOND LASER PULSES. *Measurement Science and Technology* 12, 11 (Nov 2001), 1784–1794.
- [1.86] SNYDER, A. W., AND LOVE, J. D. *Optical Waveguide Theory*. SPRINGER SCIENCE + BUSINESS MEDIA, 1984.
- [1.87] SOHLER, W. ERBIUM-DOPED WAVEGUIDE AMPLIFIERS AND LASERS IN LiNbO₃. IN *Integrated Photonics Research* (1995), OSA.
- [1.88] SOLÉ, J., BAUSA, L., AND JAQUE, D. *An introduction to the optical spectroscopy of inorganic solids*. JOHN WILEY & SONS, 2005.
- [1.89] STALDER, M., CHAI, B. H. T., AND BASS, M. FLASHLAMP PUMPED CR:LiSrAlF₆ LASER. *Applied Physics Letters* 58, 3 (JAN 1991), 216–218.
- [1.90] STERN, M. SEMIVECTORIAL POLARISED FINITE DIFFERENCE METHOD FOR OPTICAL WAVEGUIDES WITH ARBITRARY INDEX PROFILES. *IEE Proceedings J Optoelectronics* 135, 1 (1988), 56.
- [1.91] STORMONT, B., CORMACK, I., KEMP, A. J., AGATE, B., BROWN, C. T. A., SIBBETT, W., AND SZIPÁCS, R. TUNING OF COMPACT FEMTOSECOND CR: LiSAF LASERS USING A NOVEL BIREFRINGENT FILTER DESIGN. IN *Advanced Solid-State Photonics* (2003), OSA.
- [1.92] SUÁREZ ÁLVAREZ, I. *Moduladores electroópticos integrados en LiNbO₃*. PHD THESIS, DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE MATERIALES, UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID (UAM), MARZO 2006. ACCESS FROM REPOSITORY: [HTTPS://REPOSITORIO.UAM.ES/HANDLE/10486/674029](https://repositorio.uam.es/handle/10486/674029).
- [1.93] SUCHE, H., BAUMANN, I., HILLER, D., AND SOHLER, W. MODELOCKED ER:Ti:LiNbO₃-WAVEGUIDE LASER. *Electronics Letters* 29, 12 (1993), 1111.
- [1.94] TEJERINA, M. *Caracterización de guías de onda ópticas generadas con láser de femtosegundos en Niobato de Litio*. TESIS DOCTORAL, DEPARTAMENTO DE MECÁNICA, FACULTAD DE INGENIERÍA, UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA LA PLATA, ARGENTINA, AGOSTO 2014.
- [1.95] TEJERINA, M., BIASSETTI, D., AND TORCHIA, G. POLARIZATION BEHAVIOUR OF FEMTOSECOND LASER WRITTEN WAVEGUIDES IN LITHIUM NIOBATE. *Optical Materials* 47 (SEP 2015), 34–38.

- [1.96] TERHUNE, R. W., AND MAKER, P. D. STUDIES USING HIGH INTENSITY PULSED LASER BEAMS. IN *SAE Technical Paper Series* (JAN 1964), SAE INTERNATIONAL.
- [1.97] THOMSON, R. R., CAMPBELL, S., BLEWETT, I. J., KAR, A. K., AND REID, D. T. OPTICAL WAVEGUIDE FABRICATION IN Z-CUT LITHIUM NIOBATE (LiNbO_3) USING FEMTOSECOND PULSES IN THE LOW REPETITION RATE REGIME. *Applied Physics Letters* 88, 11 (MAR 2006), 111109.
- [1.98] VALLE, G. D., OSELLAME, R., AND LAPORTA, P. MICROMACHINING OF PHOTONIC DEVICES BY FEMTOSECOND LASER PULSES. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 11, 4 (JAN 2009), 049801.
- [1.99] WILL, M., BURGHOFF, J., NOLTE, S., TUNNERMANN, A., WUNDERLICH, F., AND GOETZ, K. DETAILED INVESTIGATIONS ON FEMTOSECOND-INDUCED MODIFICATIONS IN CRYSTALLINE QUARTZ FOR INTEGRATED OPTICAL APPLICATIONS. IN *Commercial and Biomedical Applications of Ultrafast Lasers V* (MAR 2005), J. NEEV, C. B. SCHAFFER, A. OSTENDORF, AND S. NOLTE, EDS., SPIE.
- [1.100] WILL, M., NOLTE, S., CHICHKOV, B. N., AND TUNNERMANN, A. OPTICAL PROPERTIES OF WAVEGUIDES FABRICATED IN FUSED SILICA BY FEMTOSECOND LASER PULSES. *Applied Optics* 41, 21 (JUL 2002), 4360.
- [1.101] WYATT, A. S., (AUTH.), I. A. W., AND ROBERT THOMSON, CHRISTOPHER LEBURN, D. R. E. *Ultrafast Nonlinear Optics*, 1 ED. SCOTTISH GRADUATE SERIES. SPRINGER INTERNATIONAL PUBLISHING, 2013. CAP. 12.
- [1.102] WYATT, A. S., (AUTH.), I. A. W., THOMSON, R., LEBURN, C., AND (EDS.), D. R. *Ultrafast Nonlinear Optics*, 1 ED. SCOTTISH GRADUATE SERIES. SPRINGER INTERNATIONAL PUBLISHING, 2013.
- [1.103] ZHANG, X., XU, X., AND RUBENCHIK, A. SIMULATION OF MICROSCALE DENSIFICATION DURING FEMTOSECOND LASER PROCESSING OF DIELECTRIC MATERIALS. *Applied Physics A* 79, 4-6 (SEP 2004), 945-948.

Capítulo 2

Caracterización de guías microestructuradas

El perfil de índice de refracción de una guía de onda óptica es su propiedad más relevante. Este, determina directamente la sección transversal de guiado y por lo tanto el número de modos admitidos así como las propiedades de los mismos. Por lo tanto, el control adecuado de la sección transversal de la guía óptica es esencial, desde el punto de vista tecnológico, si el rendimiento de la misma requiere ser optimizado o bien se desea funcionalizar en forma específica a la misma. En ese sentido, debe ser testeada la performance de guiado de luz, fundamentalmente en dos aspectos: 1) caracterización de los *modos de propagación* admitidos 2) medición de la *pérdida* de potencia intrínseca a la propagación en dicha estructura. Por otro lado, desde un enfoque de estudios fundamentales, esta inspección o caracterización permite conocer con más detalle los efectos de los procesos de fabricación así como conocer la tolerancia de los parámetros de fabricación asociada a la técnica empleada. Finalmente, también es requerida una caracterización estructural para extraer información de las calidades de borde, distribuciones de índice de refracción y relaciones (geométricas) de aspecto, características que están directamente vinculadas con la calidad de modos y la atenuación.

En el caso de guías fotónicas en materiales dopados, se debe incluir a la caracterización, el estudio de propiedades espectroscópicas a fin de evaluar tecnológicamente la potencialidad de acción láser y de amplificación. A la fecha, existen algunos trabajos que reportan la caracterización de los distintos tipos de guías fabricadas con la técnica de FLWD en distintos materiales [2.12], [2.15], incluyendo materiales dopados con iones ópticamente activos. No obstante, en estas guías, los parámetros estructurales y características de funcionamiento no han sido aún rigurosamente y ampliamente descritos y entendidos. Por ejemplo la admisión de distintos de modos de polarización en algunos materiales, la obtención de los índices efectivos de los modos soportados, la definición del canal óptico y la rugosidad asociada debido a las imperfecciones o irregularidad del canal a lo largo del eje de propagación, los mecanismos de pérdida y la birrefringencia inducida por los PLFS, son aspectos aún abiertos para investigar. Particularmente, el gradiente de índice de refracción en la zona frontera de los filamentos, en guías tipo II, aún no ha sido discutido ni determinado.

A. Performance de guiado

Dado que las guías de onda en los circuitos integrados ópticos son típicamente de unos pocos micrómetros de espesor, la observación del perfil del modo óptico en una dimensión dada, no puede lograrse sin una configuración experimental relativamente elaborada que ofrezca, al menos, un aumento de $1000\times$ y un sistema de

posicionamiento y alineación de alta precisión. El esquema de inspección experimental convencional de los modos soportados [2.27], a partir del cual devienen distintas alternativas y configuraciones, consiste, esencialmente, en la inyección de luz láser monocromática mediante un sistema de micro-posicionamiento óptico y un sistema de detección de la distribución de campo estacionario confinado, denominada perfil modal de campo cercano. Su uso se ha extendido ampliamente para las estructuras que han ido surgiendo en el área de la fotónica integrada, especialmente en guías microestructuradas. Como se esquematiza en la figura 2.1, en general, se utiliza un objetivo de microscopio *entrada* o una fibra óptica delgada, un sistema de microposicionamiento de la muestra donde se ubica la guía óptica ¹ y un objetivo de *salida* que forma una imagen aumentada de la distribución del campo en el plano de detección. Usualmente suelen ser empleados, convenientemente, microposicionadores para los objetivos de entrada (o fibra) y de salida de manera controlar posición, intensidad y ángulo de entrada del haz, y el plano imagen del modo. El esquema de objetivos enfrentados para excitación y detección de los modos se conoce en el área de la fotónica integrada como sistema *end-fire*.

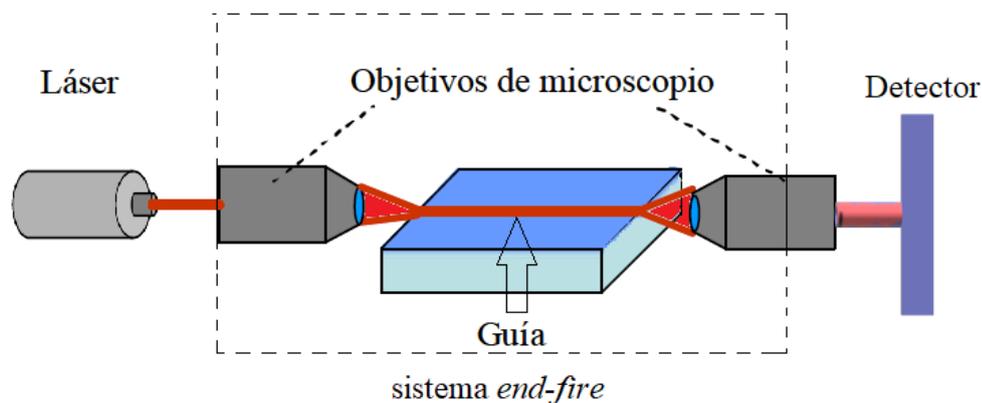


Figura 2.1: Sistema convencional para evaluar la performance de guiado en microfotónica, constituido por una fuente, un módulo "end-fire" de objetivos enfrentados axialmente en la dirección de la guía, (ubicada entre estos), y un módulo de detección.

Las guías de ondas fabricadas con distintas tecnologías han sido extensamente caracterizadas por configuraciones experimentales basadas en este esquema. Las magnitudes medibles mediante el mismo son, fundamentalmente: la distribución espacial de intensidad del modo, la potencia transmitida y la polarización del modo. Para determinar los modos de propagación se emplea convencionalmente detectores de tipo CCD y se excitan las guías con distintas longitudes de onda, sintonizando con el sistema de microposicionamiento, los modos admitidos o una superposición de ellos. En guías tipo II fabricadas por FLDW en diversos materiales, se han reportado exitosamente los perfiles modales. No obstante, pocos trabajos se han reportado en cuanto a su polarización [2.30]. Las medidas de potencia transmitida del modo permiten determinar las pérdidas, que incluyen las de acoplamiento de luz en la guía así como la atenuación por propagación.

Las pérdidas por acople no dependen solamente de la sección de la guía, sino que del sistema experimental para inyectar luz. De modo que si bien deben ser tenidos en cuenta, los mecanismos de atenuación propios de la guía son de mayor relevancia. Estos incluyen dos clases según su origen físico: intrínsecos y extrínsecos. Entre las pérdidas intrínsecas, tenemos la absorción por parte del material constituyente y la *dispersión* ² de Rayleigh. Ambas contribuciones dependen de la composición y por lo

¹En superficie o embebida en volumen

²En este trabajo emplearemos, en este contexto, indistintamente los términos *esparcimiento* y *dispersión*

tanto, no se pueden eliminar. Representan el límite inferior de pérdida por transmisión. Con respecto al grupo de pérdidas extrínsecas, encontramos la absorción causada por impurezas y el esparcimiento debido a microfracturas, burbujas, y otras imperfecciones estructurales (rugosidad). Además, también hay pérdidas de radiación, originadas por perturbaciones tanto microscópicas como macroscópicas en la geometría de la estructura de guiado, fundamentalmente asociada a regiones de curvatura. Para determinar las pérdidas por propagación, definidas por el coeficiente de atenuación α , se realizan diversos tipos de mediciones de la potencia transmitida a fin de ajustar relación exponencial (derivada de la formulación electromagnética):

$$P(z) = P_0 \exp[-\alpha_T z] \quad (2.1)$$

donde $P(z)$ es la potencia electromagnética del modo propagante en la dirección z , P_0 es la potencia acoplada a la guía y α_T incluye todos los mecanismos de pérdida que, al ser independientes puede escribirse:

$$\alpha_T = \alpha_s + \alpha_{abs} + \alpha_{rad}$$

Aquí, α_s incluye las pérdidas por dispersión Rayleigh intrínsecas como extrínsecas (debido a defectos internos), α_{abs} representa las pérdidas por absorción y α_{rad} que incluye las pérdidas por curvatura. Por otro lado cabe mencionar que la potencia P_0 no contempla las pérdidas por acople de luz en la guía.

Muchos métodos han sido propuestos para determinar α_T : por ejemplo mediciones a distintas longitudes, bajo las mismas condiciones de excitación, de la potencia efectiva de la salida. Al respecto, se reportaron resultados empleando métodos destructivos cortando transversalmente la estructura iteradamente [2.26] a distintas longitudes (L), o bien fabricando guías similares con distintas longitudes, y midiendo la potencia de salida como función de L. Con estos esquemas no se puede establecer discriminación cuantitativa de las contribuciones de los tres mecanismos: esparcimiento, absorción y radiación. Los primeros generalmente predominan en guías de ondas dieléctricas, mientras que la pérdida por absorción es más importante en los semiconductores y otros materiales cristalinos. Finalmente las pérdidas por radiación se vuelven significativas en las guías de onda con curvatura [2.23]. Por lo tanto, en casos en que la absorción y radiación son insignificantes en comparación con el esparcimiento, como en guías de onda rectas en vidrios (y muy por encima de la condición de corte (*cut-off*)), es posible medir la pérdida por esparcimiento [2.35, 2.36] mediante la recolección luz dispersada empleando un detector direccional con aberturas [2.26, 2.37]. Un número extendido de puntos de esparcimiento a lo largo de una línea recta es un indicador confiable de la precisión de las mediciones. En cambio, si se encuentra gran dispersión estadística de los centros de pérdida presentes a lo largo de la guía, los puntos de datos de pérdida no se alinearán perfectamente, y se requiere un procesamiento cuidadoso para ajustar adecuadamente la ecuación 7.3.

Adicionalmente, cuando las pérdidas por esparcimiento son aproximadamente inferior a 1 dB/cm, aunque se han reportado medidas en este rango, [2.36], las mediciones exigen más cuidado debido a la reducción de la relación señal ruido (SNR).

En el caso de guías acanaladas fabricadas mediante FLDW las pérdidas reportadas [2.12] son relativamente bajas (~ 1 dB/cm). Además no se han reportado estudios sobre la distribución de los centros dispersores generados intrínsecamente por la técnica. En ese caso la técnica de determinación de la transmisividad del modo Fabry-Perot [2.41] de la cavidad variando la temperatura o la longitud de onda resulta ser herramienta adecuada para determinar el coeficiente de atenuación en guías monomodo en este tipo de guías.

La intensidad transmitida I_t de un resonador Fabry-Perot monomodo simétrico de longitud L corresponde a la fórmula de Airy [2.5], pudiéndose escribir como [2.17]:

$$I_t = \frac{\eta T^2 \exp(-\alpha L)}{(1 - R \exp(-\alpha L))^2 + 4R \exp(-\alpha L) \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (2.2)$$

siendo $R = \sqrt{R_1 R_2}$ y $T = \sqrt{T_1 T_2}$, donde R_1, R_2 y T_1, T_2 son los coeficientes de reflexión y transmisión respectivamente de los espejos de la cavidad. La intensidad I_0 corresponde a la incidente, η es la eficiencia de acople, α es el coeficiente de atenuación y $\phi = 2\beta L$ es la fase acumulada por el camino óptico del modo en un ciclo de ida y vuelta (*round-trip*) de la cavidad. En esta expresión está contenida la información de las pérdidas totales por propagación, con solo determinar el cociente entre la suma de los valores (promedio) máximo y mínimo y su diferencia (como se describe en el capítulo ??). Este método es empleado particularmente para guías (acanaladas o planas) de bajas pérdidas, en las que el esparcimiento de luz (a lo largo de la dirección de propagación) es difícil de coleccionar y detectar.

Particularmente en LNB se han reportado, empleando este método, valores de entre 1–3 dB/cm tanto para guías tipo I como guías tipo II. Estos valores son similares a los obtenidos para guías tipo II en cristales de YAG, dependiendo de los parámetros de irradiación de los pulsos de fs. Guías tipo III en Nd:YAG en cambio demostraron tener pérdidas de 0,12 Db/cm para secciones circulares mientras que 1,5 dB/cm en Cr:YAG para geometrías rectangulares. En Ti:Zafiro por ejemplo guías de simple línea tipo II muestran pérdidas típicas de alrededor de 2,5 db/cm mientras que para doble línea oscilan entre 0,65 – 2 dB/cm.

Pero aún así, en general no se han cuantificado las contribuciones relativas de los mecanismos de pérdida para los distintos tipos de guía, especialmente en las tipo I, II y III. Considerando que la secuencia de pulsos con que se procesa el material mediante micromaquinado con PLFS, habrá una irregularidad en la sección de la guía a lo largo de la dirección de escritura, es decir una distribución heterogénea del índice de refracción en la dirección de guiado, esto genera puntos de esparcimiento de pérdidas extrínsecas, que se reducen notablemente bajo tratamientos térmicos en algunos casos. Sin embargo no hay parámetro de rugosidad definido para los canales ópticos generados por FLDW que esté correlacionado con estas pérdidas y con la distribución del índice de refracción.

B. Caracterización estructural

Desde el origen de las guías ópticas fabricadas por FLW han sido caracterizadas estructuralmente. Puede decirse que básicamente dos clases de técnicas se han empleado fundamentalmente para describir macroscópicamente y microscópicamente sus estructuras y a partir de ellas extraer información sobre los mecanismos que las generan. Las observaciones se dividen en técnicas convencionales de microscopía y las espectroscópicas.

B.1. Microscopías convencionales y fotoluminiscencia

Desde el comienzo de la fabricación de estructuras de guiado con pulsos de fs enfocados, la microscopía óptica convencional con luz blanca, ha brindado información cualitativa sobre el grado de daño morfológico producido en las zonas irradiadas. Las pistas escritas en bulk se examinan habitualmente *in situ* o *a posteriori* del procesamiento mediante imágenes aumentadas por objetivos de microscopio empleando luz blanca transmitida (o reflejada, eventualmente).

Las primeras observaciones del procesamiento de materiales dieléctricos por FLDW se realizaron mediante microscopía óptica, relevándose en el caso de guías tipo II principalmente la geometría de los daños inducidos en la zona focal, constituida como

una región elíptica elongada opaca (filamentación) asociada a una amorfización del material (con reducción del índice de refracción).

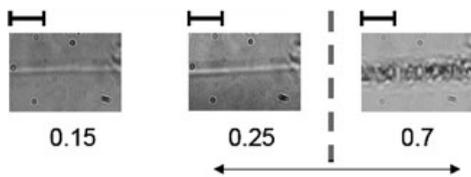


Figura 2.2: Micrografías ópticas en vista aérea con luz de transmisión de las pistas escritas por FLDW. Por debajo del umbral las líneas se ven homogéneas a la escala observada. Después de cierto valor de energía se vuelven notablemente inhomogéneas y opacas.

A partir de este tipo de imágenes (figura ??) se han podido establecer experimentalmente el rango de la energía por pulso (e_p) necesaria para lograr estructuras de guiado adecuadas, dependientes del material. Existen valores umbrales para los distintos materiales para los cuales se ve una notable amorfización de la zona irradiada. En la figura ?? se aprecian las imágenes de microscopía por transmisión para Silicio fundido. Para energías por pulso mayores a $0,7\mu J$ Las pistas escritas por FLDW presentan mucho más granularidad y opacidad, y esto coincide con menor eficiencia de guiado como demostraron experimentos para evaluar su performance [2.10] [2.9]. Tal granularidad significa una menor definición de borde de la estructura, mayor cantidad de defectos que aumentan la luz esparcida en ángulos fuera de las direcciones de confinamiento. Desde un enfoque paraxial de la óptica de rayos esto implica menor eficiencia de la reflexión interna a lo largo de la estructura. También se utiliza microscopía con luz blanca para observar los filamentos, los cuales también dan una medida del daño. En este caso se observa en un plano transversal a las pistas tal como se puede apreciar en la figura ??.

Particularmente estos estudios se han correlacionado con medidas de fluorescencia en Silicio fundido y otros vidrios fosfatados, demostrándose que aparecen a posteriori del procesamiento laser bandas de emisión de fluorescencia en las zonas directamente irradiadas por los PLFS enfocados [2.15] (cap.3). Dichas bandas se encuentran asociadas a defectos específicos (NBOHC -non-bridging oxygen hole-, excitones auto-atrapados y otros centros de color) inducidos en el volumen focal de interacción y cambian su relación de intensidad según la energía de los pulsos empleados. Se ha observado que el nivel de fluorescencia total siempre aumenta con la energía de los pulsos empleados en la escritura laser. . A partir de la correlación de resultados de microscopía con los de fluorescencia se puede inferir por ejemplo, dónde se localizan las variaciones positivas de índice de refracción y donde las negativas respecto del material sin procesar. Para ciertas energías de los PLFS, mientras que en silicio fundido las variaciones son positivas en la región irradiada, en vidrios fosfatados las variaciones son negativas y simultáneamente positivas en el entorno inmediato de la región irradiada. Cabe destacar que estas técnicas ofrecen información macroscópica de las modificaciones inducidas por la inscripción directa con laser. Si bien los defectos inducidos son de escala atómica, estas proveen información promediada a nivel macroscópico.

Posteriormente, utilizando una combinación de procesos de deposición química y microscopía de fuerza atómica AFM [2.51], se midió dicha geometría con alta resolución espacial (20nm) en estructuras fabricadas en SiO_2 así como variaciones de índice con resoluciones de $\delta n \gtrsim 10^{-2}$. Empleando también AFM se logró mapear la zona de filamentación generada en dióxido de silicio (amorfo) [2.54] lo que permitió detectar, dentro de esta región modificada, pequeñas burbujas ("voids") de algunos micrones de diámetro que se ubican centradas respecto a las modificaciones. Por otro lado, estudios con microscopía por dispersión de electrones (SEM) también han revelado

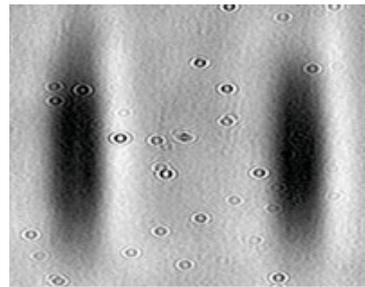


Figura 2.3: Micrografías ópticas de la sección transversal de una estructura doble-línea escrita por FLW. Los filamentos se ven oscuros debido a la alta absorción de energía que se termina transfiriendo a la red dejando un daño permanente.

cambios en la topografía de la zona modificada estructuralmente por pulsos láser de femtosegundos en SiO_2 [2.40].

Por otro lado, mediante microscopía interferométrica de corrimiento de fase en las regiones de guiado de luz, lindantes a la modificación estructural de la zona focal, fueron exploradas guías en SiO_2 [2.40]. Esto reveló la clara existencia de campos de deformaciones en dichas regiones. En guías de femtosegundos fabricadas en LiNbO_3 también se midió el campo de índice de refracción utilizando esta técnica [2.8]. A su vez, se observaron distintas características campos de deformaciones mencionados, para distintas valores de la energías de pulso empleada.

En términos generales, los métodos de caracterización estructural de mayor resolución espacial apuntan a obtener información directa o indirecta sobre modificaciones locales que intentan relacionarse con las distribuciones de índice de refracción. Si la estructuración láser induce un desplazamiento de los átomos los campos de tensión y deformación influyen deben influir en la red cristalina. Particularmente se detectaron cambios en picos de difracción de Rayos X en zonas de guiado tipo II generadas en YAG localmente [2.25]; las resoluciones espaciales de microtomografías por rayos X, generada por radiación sincrotrónica, actualmente han llegado a valores de $1 - 2\mu\text{m}$ [2.11] e incluso menos [2.49].

B.2. Reconstrucción del índice de refracción

μ -Reflectividad

Este método consiste en medir el cambio de la reflectancia ($R(x, y)$) de Fresnel a incidencia normal, a lo largo de la sección transversal de prueba de una faceta pulida, mientras se escanea la misma en el plano del foco ((x,y)) al iluminar enfocando con una láser de longitud de onda definida.

Se requiere entonces medir con precisión tanto la intensidad incidente como la reflejada sobre la superficie de prueba para la reconstrucción del perfil de índice de refracción $n(x, y)$, la cual entonces se basa la relación de Fresnel para incidencia normal entre n y R

Se pueden emplear varias configuraciones experimentales diferentes para medir el perfil de μ -reflectividad. Ejemplos de tales configuraciones incluyen todas las configuraciones de fibra tal como se muestra por Park et al. [2.39], o utilizando óptica a de volumen convencional [2.2, 2.59]. Una descripción más detallada de una configuración experimental para la *perfilación* del índice de refracción de guías ópticas, basada en microscopía confocal se encuentra en [2.58]. Si bien pueden alcanzarse, según las condiciones y las estructuras de análisis, gran precisión en la reconstrucción, la técnica de micro-reflectividad presenta algunas limitaciones, como la necesidad de superficies de muy alta calidad y un control de posicionamiento altamente preciso del eje perpendicular al plano de escaneo así como un cierto grado de sofisticación en el arreglo experimental.

Para guías de onda fotónicas (fibras ópticas guías microestructuradas) el escaneo se realiza sobre la faceta o canto pulido de un extremo de la guía, perpendicular a la dirección de propagación. Se ha empleado esta técnica para perfilación de índices de fibra óptica [2.14, 2.39] con precisiones de $\delta n \gtrsim 10^{-5}$ y $\delta n \gtrsim 10^{-4}$. También se han reportado resultados en guías fabricadas mediante escritura por haz de electrones (*electron-beam-writting*) [2.4] con precisión de $\delta n \sim 2 \times 10^{-3}$, en guías acanaladas fabricadas por intercambio protónico termalizadas (*proton-exchange*) [2.50] y también en guías fabricadas mediante FLDW aunque no muy extendidamente. Para estas últimas, se han realizado medidas de perfilación de guías fabricadas en vidrios como BK7 [2.2] entre muchos otros con precisión de $\delta n \gtrsim 10^{-4}$.

El proceso de reconstrucción de los perfiles de índice de refracción resulta menos costoso para guías de onda planas debido, fundamentalmente, a la deslocalización pla-

nar de la onda propagante, lo que permite más fácilmente, en contraste con las guías acanaladas que se confinan en una dimensión adicional, determinar más fácilmente los índices efectivos asociados (constante de propagación β). Se han reconstruido los índices de refracción en guías planas multimodo a partir del conocimiento de los índices efectivos [2.47] mediante, fundamentalmente, el método de modos oscuros (o de medición de líneas "m" m-line) [2.13, 2.32] combinado con la reconstrucción (numérica) inversa WentzelKramersBrillouin (método WKB) [2.28]. También se han empleado aunque con menor frecuencia debido a la mayor complejidad experimental métodos interferométricos [2.38, 2.45] para guías planas monomodo y holográficos para perfiles en fibras ópticas [2.55].

En el caso de guías acanaladas de perfil tipo escalón, es posible estimar experimentalmente el contraste máximo de índice (Δn_{max}) a partir de medidas con campo lejano [2.43], ya que estas estructuras poseen valores contrastes de índice elevados ($\Delta n_{max} \geq 0,05$).

Para canales ópticos con variación gradual de índice, particularmente se ha medido el perfil de índice de refracción en guías de onda fabricadas con láser de femtosegundos en vidrios convencionales utilizando un interferómetro y holografía digital [2.16]. En este novedoso método pueden destacarse las siguientes ventajas: una alta resolución espacial, reducidos tiempos de adquisición, permite una medición de varias componentes de índice de refracción con una buena resolución, y no requiere desplazamientos sistematizados de índice. No obstante, en este tipo de guías, la reconstrucción del índice de refracción se basa fundamentalmente en el extendido método de campo cercano refractado y la inversión de la ecuación de Helmholtz, la cual es empleable en la aproximación escalar de la ecuación de ondas considerando un desacoplamiento de los campos E y H en la propagación.

Campo cercano refractado (RNF)

El método surgió inicialmente para perfilación modal de fibras ópticas [2.20, 2.33, 2.46, 2.57]. La metodología se a implementado para medir el campo de índice de refracción de guías acanaladas fabricadas en SiO₂ [2.34], en guías integradas en LNB [2.22] y se han desarrollado distintas alternativas [2.21], pero está limitada a ciertas condiciones de reflexión y a guías superficiales.

Reconstrucción inversa de la ecuación de Helmholtz)

Esta metodología consiste combinar medidas de campo cercano en guías acanaladas monomodo de bajo contraste de índice, con la ecuación de Helmholtz para relacionar numéricamente la distribución modal de intensidad con la distribución transversal de índice de refracción. Si $E(x, y)$ es el campo asociado al el modo TE fundamental entonces la ecuación:

$$n(x, y) = \left[\frac{\beta^2}{k_0^2} - \frac{\nabla_T^2 E_y(x, y)}{k_0 E_y(x, y)} \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

permite calcular $n(x, y)$. Se ha aplicado, entre otras, a guías en LiNbO₃ creadas por difusión de titanio (Ti) [2.7, 2.19], por intercambio iónico [2.29] y también, con menor frecuencia, en guías de onda fabricadas con láser de femtosegundos por ejemplo en SiO₂ [2.48] o empleando escritura UV en LNB [2.18].

De la mayoría de los trabajos que se han reportado ([2.3, 2.7, 2.31] entre otros) se deben resaltar algunas cuestiones:

1. Se ha estudiado particularmente el error amplificado por el operador laplaciano [2.24] en los datos digitales adquiridos, habiéndose señalado particularmente la

necesidad de determinar una distribución de intensidad con un valor alto de la relación señal/ruido (SNR) [2.7].

2. Se ha discutido la necesidad de emplear filtros espaciales adecuados en el dominio de Fourier [2.7, 2.19, 2.31] para suavizar la matriz numérica de datos adquirida que representa el campo transversal.
3. Hasta el momento, dado el desconocimiento *a priori* del índice efectivo asociado al modo fundamental medido, se ha despreciado su valor para poder emplear la ecuación 2.3 y no se ha establecido ninguna discusión profunda sobre la posibilidad de incorporarlo al proceso de reconstrucción.
4. En muchas de las aplicaciones solo se han obtenido perfiles unidimensionales en ambas direcciones transversales sin siquiera haber propuesto funciones de ajuste adecuadas para, particularmente los perfiles logrados con FLWD.
5. Hasta el momento, solo un trabajo, ha reportado, aunque solo en guías planas y fibras ópticas un método diferencial de campos, que mediante una variante del método de campo cercano, considera ajuste del campo evanescente como parte del proceso de reconstrucción [2.53].

B.3. Caracterización de estrés por espectroscopía confocal

Dado que el microestructuramiento mediante FLDW dentro de un sustrato de vidrio en *bulk* consiste en modificaciones altamente localizadas (del orden de micras), al excitar una muestra mediante espectroscopía convencional las señales provenientes del volumen de regiones no modificadas dominan sobre las débiles señales de las regiones modificadas (mucho menor volumen). La espectroscopía confocal, en cambio, combina la capacidad de enfocar localizadamente la radiación incidente en una muestra y espacialmente filtrar las señales espectroscópicas detectadas rechazando cualquier señal de fondo proveniente de afuera del volumen focal (limitado por difracción) del objetivo de microscopio [2.44], [2.56]. Así, permite la adquisición de señales de los pequeños volúmenes modificados con láser fs incrustados dentro de un material, siendo una poderosa herramienta para explorar con precisión las regiones procesadas mediante FLW; áreas de tamaño micro y submicrométricas. Por lo tanto, podemos obtener información crucial sobre la naturaleza y la extensión de los perfiles espaciales correspondiente a los cambios estructurales en vidrios y cristales.

Se ha utilizado espectroscopía confocal de luminiscencia (μ -Luminiscencia) y de dispersión Raman (μ -Raman) aplicada a las áreas transversales de guías de onda fabricadas con fs en vidrios y cristales para caracterizar las variaciones de índice de refracción inducidas por el procesado con FLDW, estructuración y densidad en la zona modificada por PLFS en diferentes materiales: Nd:YAG, SiO₂, GeO₂ y LiNbO₃ [2.42], [2.1, 2.6, 2.54], [2.12]. Se han obtenido a partir de estas medidas mapas espaciales de corrimientos Raman debido a modificaciones inducidas por la interacción con los pulsos ultracortos como muestra por ejemplo la figura 2.4. En base a estos también se desarrolló un modelo elasto-óptico en guías tipos II [2.52] en forma aceptable.

B.4. Desafíos

Actualmente, existe una variedad de herramientas experimentales que ha permitido caracterizar aceptablemente las estructuras de guiado fabricadas con distintas técnicas, la mayoría aplicadas a guías fabricadas por FLDW. Las técnicas descritas describen parcialmente la performance y estructuración de las guías, requiriéndose la complementariedad de las mismas para hacer un análisis exhaustivo. No obstante, a pesar de la complementariedad para extraer información útil, aún quedan aspectos

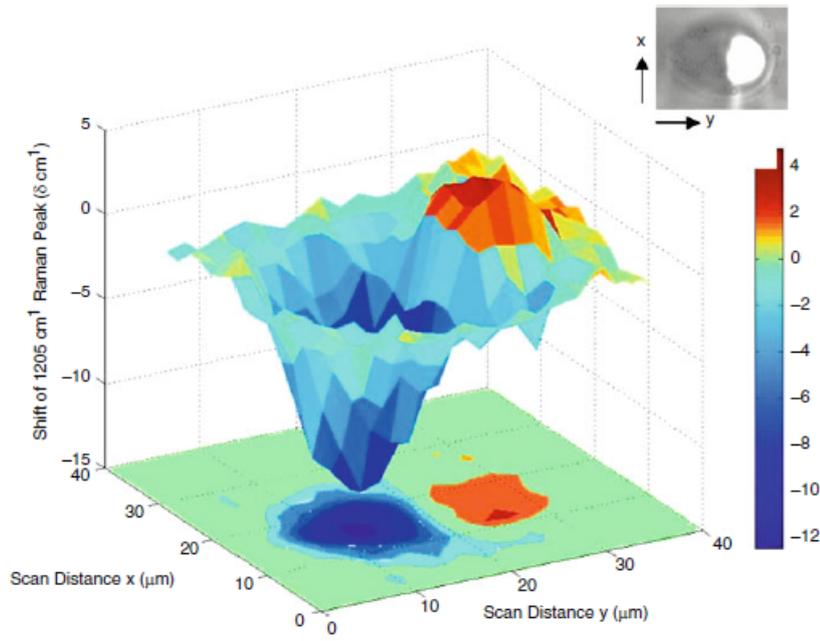


Figura 2.4: Mapa espacial de corrimiento Raman relativo a la emisión Raman en el material sin procesar. La zona analizada es la sección transversal de una guía fabricada un vidrio fosfado dopado con Er-Yb [ref]. La misma se muestra en la micrografía óptica insertada en la esquina superior izquierda. Los corrimientos negativos se asocian variaciones de índice negativas y recíprocamente.

inconclusos que deben ser estudiados; por ejemplo un aspecto no resuelto es el la comprensión las polarizaciones de guiado en este tipo de guías para diversos materiales y correlacionarlas con los pefiles espaciales de índice de refracción obtenidos, como así también con la orientación cristalográfica relativa de las guías. Determinar la birrefringencia inducida por FLDW en materiales que ya son intrínsecamente birrefringente y poder predecir la matriz dieléctrica a inducir con los parámetros de micromquinado entre otros desafíos.

Por otro lado aún existe un número materiales de mucho interés en fotónica integrada que no han sido explorados con FLDW. Particularmente materiales dopados con iones activos. La caracterización de los mismos en guías presenta una gran riqueza de información que aún no ha sido completamente aprovechada en el marco de comprender las modificaciones estructurales inducidas. Además, los iones proveen modos propagantes originados por el autoconfinamiento de las emisiones características que también proveen información sobre la performance de guiado.

Finalmente debe decirse que hasta la fecha no hay trabajos que empleen resultados experimentales de los estudios en guías para analizar la posibilidad de recuperar el proceso de transferencia de energía desde el plasma generado durante la interacción no lineal, hacia la red cristalina.

Bibliografia

- [2.1] BENAYAS, A., JAQUE, D., MCMILLEN, B., AND CHEN, K. P. High repetition rate UV ultrafast laser inscription of buried channel waveguides in sapphire: Fabrication and fluorescence imaging via ruby r lines. *Optics Express* 17, 12 (jun 2009), 10076.
- [2.2] BHARDWAJ, V. R., SIMOVA, E., CORKUM, P. B., RAYNER, D. M., HNATOVSKY, C., TAYLOR, R. S., SCHREDER, B., KLUGE, M., AND ZIMMER, J. Femtosecond laser-induced refractive index modification in multicomponent glasses. *Journal of Applied Physics* 97, 8 (apr 2005), 083102.
- [2.3] BIBRA, M. V., AND ROBERTS, A. Refractive index reconstruction of graded-index buried channel waveguides from their mode intensities. *Journal of Lightwave Technology* 15, 9 (1997), 1695–1699.
- [2.4] BLANCO, S. G., AITCHISON, J. S., HNATOVSKY, C., AND TAYLOR, R. S. Microreflectivity characterization of the two-dimensional refractive index distribution of electron-beam-written optical waveguides in germanium-doped flame-hydrolysis silica. *Applied Physics Letters* 85, 8 (aug 2004), 1314–1316.
- [2.5] BORN, AND WOLF. *Principles of Optics*, 7 ed. Cambridge University Press, 1999. Sec.[7.6].
- [2.6] BRESSEL, L., DE LIGNY, D., SONNEVILLE, C., MARTINEZ, V., MIZEIKIS, V., BUIVIDAS, R., AND JUODKAZIS, S. Femtosecond laser induced density changes in geo_2 and σιο_2 glasses: fictive temperature effect [invited]. *Optical Materials Express* 1, 4 (aug 2011), 605.
- [2.7] BROOKS, D., AND RUSCHIN, S. Improved near-field method for refractive index measurement of optical waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters* 8, 2 (feb 1996), 254–256.
- [2.8] BURGHOFF, J., NOLTE, S., AND TÄNNERMANN, A. Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured linbo_3 . *Applied Physics A* 89, 1 (jun 2007), 127–132.
- [2.9] CHAN, J., HUSER, T., RISBUD, S., AND KROL, D. Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 76, 3 (mar 2003), 367–372.
- [2.10] CHAN, J. W., HUSER, T., RISBUD, S., AND KROL, D. M. Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses. *Optics Letters* 26, 21 (nov 2001), 1726.
- [2.11] CHAPMAN, H., KIRZ, J., AND STAMPANONI, M. X-ray microscopy and microtomography. *Synchrotron Radiation News* 26, 2 (mar 2013), 2–3.

- [2.12] CHEN, F., AND DE ALDANA, J. R. V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining. *Laser & Photonics Reviews* 8, 2 (may 2013), 251–275.
- [2.13] CHIANG, K. Construction of refractive-index profiles of planar dielectric waveguides from the distribution of effective indexes. *Journal of Lightwave Technology* 3, 2 (1985), 385–391.
- [2.14] CHO, S. B., YOUK, Y., AND KIM, D. Y. Stable system technique for measuring the refractive index profile of an optical fiber by modified fiber-type confocal microscope method. In *Optical Components and Materials IV* (feb 2007), S. Jiang and M. J. F. Digonnet, Eds., SPIE.
- [2.15] EATON, S. M., CERULLO, G., AND OSELLAME, R. *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials*, 1 ed. Topics in Applied Physics 123. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [2.16] FERRARO, P., AIELLO, L., NICOLA, S. D., FINIZIO, A., OSELLAME, R., CHIODO, N., MASELLI, V., CERULLO, G., AND LAPORTA, P. Interferometric method for measuring the refractive index profile of optical waveguides directly written in glass substrates by femtosecond laser. In *Nano- and Micro-Metrology* (jun 2005), H. Ottevaere, P. DeWolf, and D. S. Wiersma, Eds., SPIE.
- [2.17] FEUCHTER, T., AND THIRSTRUP, C. High precision planar waveguide propagation loss measurement technique using a fabry-perot cavity. *IEEE Photonics Technology Letters* 6, 10 (oct 1994), 1244–1247.
- [2.18] GANGULY, P., SONES, C., YING, Y., STEIGERWALD, H., BUSE, K., SOERGEL, E., EASON, R., AND MAILIS, S. Determination of refractive indices from the mode profiles of UV-written channel waveguides in LiNbO_3 -crystals for optimization of writing conditions. *Journal of Lightwave Technology* 27, 16 (aug 2009), 3490–3497.
- [2.19] GHOSH, T., SAMANTA, B., JANA, P. C., AND GANGULY, P. Determination of refractive index profile and mode index from the measured mode profile of single-mode LiNbO_3 -diffused waveguides. *Fiber and Integrated Optics* 31, 1 (jan 2012), 1–10.
- [2.20] GISIN, N., PASSY, R., AND PERNY, B. Optical fiber characterization by simultaneous measurement of the transmitted and refracted near field. *Journal of Lightwave Technology* 11, 11 (1993), 1875–1883.
- [2.21] GISIN, N., PELLAUX, J. P., STAMP, P., HORI, N., AND MASUYAMA, M. Alternative configuration for refracted near-field measurements of refractive index on glass-integrated-optics waveguides. *Applied Optics* 31, 33 (nov 1992), 7108.
- [2.22] GROEBLI, B., GISIN, B., PASSY, R., AND GISIN, N. Refracted-near-field analyses for refractive-index profiles of integrated LiNbO_3 waveguides. In *Conference on Optical Fiber Communication* (1994), OSA.
- [2.23] HEIBLUM, M., AND HARRIS, J. Correction to “analysis of curved optical waveguides by conformal transformation”. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 12, 5 (may 1976), 313–313.
- [2.24] HELMS, J., SCHMIDTCHEN, J., SCHUPPERT, B., AND PETERMANN, K. Error analysis for refractive-index profile determination from near-field measurements. *Journal of Lightwave Technology* 8, 5 (may 1990), 625–633.

- [2.25] HENNEBERG, O., MENZEL, R., ELSNER, R., KORN, D., SIEBENMORGEN, J., AND HUBER, G. X-ray diffraction measurements of a femtosecond-laser written waveguides in an YAG single crystal. In *CLEO/Europe - EQEC 2009 - European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference* (jun 2009), IEEE.
- [2.26] HUNSPERGER, R. G. Theory of optical waveguides. In *Springer Series in Optical Sciences*. Springer Berlin Heidelberg, 1991.
- [2.27] HUNSPERGER, R. G. *Integrated Optics*. Springer New York, 2009.
- [2.28] LIFANTE, G. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, Jan 2005. Cap.3.
- [2.29] LIN, J.-H., CHEN, C.-K., AND LIN, Y.-J. An improved inverse method for refractive index reconstruction of ion-exchanged waveguides. *Journal of Optical Communications* 23, 1 (jan 2002).
- [2.30] LV, J., HAO, X., AND CHEN, F. Green up-conversion and near-infrared luminescence of femtosecond-laser-written waveguides in Er^{3+} , MgO co-doped nearly stoichiometric LiNbO_3 crystal. *Optics Express* 24, 22 (oct 2016), 25482.
- [2.31] MANSOUR, I., AND CACCAVALE, F. An improved procedure to calculate the refractive index profile from the measured near-field intensity. *Journal of Lightwave Technology* 14, 3 (mar 1996), 423–428.
- [2.32] MONIR, M., EL-REFAEI, H., AND KHALIL, D. Single-mode refractive index reconstruction using an NM-line technique. *Fiber and Integrated Optics* 25, 2 (mar 2006), 69–74.
- [2.33] MORISHITA, K. Refractive-index-profile determination of single-mode optical fibers by a propagation-mode near-field scanning technique. *Journal of Lightwave Technology* 1, 3 (1983), 445–449.
- [2.34] OBERSON, P., GISIN, B., HUTTNER, B., AND GISIN, N. Refracted near-field measurements of refractive index and geometry of silica-on-silicon integrated optical waveguides. *Applied Optics* 37, 31 (nov 1998), 7268.
- [2.35] OKAMURA, Y., MIKI, A., AND YAMAMOTO, S. Observation of wave propagation in integrated optical circuits. *Applied Optics* 25, 19 (oct 1986), 3405.
- [2.36] OKAMURA, Y., YOSHINAKA, S., AND YAMAMOTO, S. Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides: a simple method. *Applied Optics* 22, 23 (dec 1983), 3892.
- [2.37] OSTERBERG, H., AND SMITH, L. W. Transmission of optical energy along surfaces: Part II, inhomogeneous media. *Journal of the Optical Society of America* 54, 9 (sep 1964), 1078.
- [2.38] PANTCHEV, B., AND NIKOLOV, Z. Method of refractive index profile reconstruction from effective index of planar optical monomode waveguides: Application to potassium ion-exchanged waveguides. *IEEE journal of quantum electronics* 29, 1 (1993), 154–160.
- [2.39] PARK, Y., SEONG, N. H., YOUK, Y., AND KIM, D. Y. Simple scanning fibre-optic confocal microscopy for the refractive index profile measurement of an optical fibre. *Measurement Science and Technology* 13, 5 (mar 2002), 695–699.

- [2.40] POUHELLEC, B., SUDRIE, L., FRANCO, M., PRADE, B., AND MYSYROWICZ, A. Femtosecond laser irradiation stress induced in pure silica. *Optics Express* 11, 9 (may 2003), 1070.
- [2.41] REGENER, R., AND SOHLER, W. Loss in low-finesse Ti:LiNbO_3 optical waveguide resonators. *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* 36, 3 (mar 1985), 143–147.
- [2.42] RÓDENAS, A., TORCHIA, G. A., LIFANTE, G., CANTELAR, E., LAMELA, J., JAQUE, F., ROSO, L., AND JAQUE, D. Refractive index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic Nd:YAG waveguides: micro-spectroscopy experiments and beam propagation calculations. *Applied Physics B* 95, 1 (jan 2009), 85–96.
- [2.43] SALIMINIA, A., NGUYEN, N. T., NADEAU, M.-C., PETIT, S., CHIN, S. L., AND VALLÉE, R. Writing optical waveguides in fused silica using 1 kHz femtosecond infrared pulses. *Journal of Applied Physics* 93, 7 (apr 2003), 3724–3728.
- [2.44] SANDISON, D., PISTON, D., AND WEBB, W. Background rejection and optimization of signal to noise in confocal microscopy. In *Three-dimensional Confocal Microscopy*. Elsevier, 1994, pp. 29–46.
- [2.45] SOCHACKA, M., LAGO, E. L., AND JAROSZEWICZ, Z. Refractive-index profiling of planar gradient-index waveguides by phase-measuring micrometrology. *Applied Optics* 33, 16 (1994), 3342–3347.
- [2.46] STEWART, W. J. A new technique for measuring the refractive index profiles of graded optical fibers. In *International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication* (1977), IOOC. pp.395-398.
- [2.47] SVISTUNOV, D. V. New measuring method of examination of planar optical waveguides. *PIERS Online* 5, 4 (2009), 316–320.
- [2.48] SZAMEIT, A., BURGHOFF, J., PERTSCH, T., NOLTE, S., TÄNNERMANN, A., AND LEDERER, F. Two-dimensional soliton in cubic fs laser written waveguide arrays in fused silica. *Optics Express* 14, 13 (2006), 6055.
- [2.49] TAKEUCHI, A., UESUGI, K., AND SUZUKI, Y. Three-dimensional phase-contrast x-ray microtomography with scanning-imaging x-ray microscope optics. *Journal of Synchrotron Radiation* 20, 5 (jul 2013), 793–800.
- [2.50] TAVLYKAEV, R. F., MARING, D. B., AND RAMASWAMY, R. V. Refractive-index profile of annealed proton-exchanged LiTaO_3 channel waveguides from white-light source measurements. In *Integrated Photonics Research* (1995), OSA.
- [2.51] TAYLOR, R., HNATOVSKY, C., SIMOVA, E., RAYNER, D., MEHANDALE, M., BHARDWAJ, V., AND CORKUM, P. Ultra-high resolution index of refraction profiles of femtosecond laser modified silica structures. *Optics Express* 11, 7 (apr 2003), 775.
- [2.52] TEJERINA, M., JAQUE, D., AND TORCHIA, G. A 2d μ -raman analysis of low repetition rate femto-waveguides in lithium niobate by using a finite element model. *Optical Materials* 36, 5 (mar 2014), 936–940.
- [2.53] TSAI, W.-S., TING, S.-Y., AND WEI, P.-K. Refractive index profiling of an optical waveguide from the determination of the effective index with measured differential fields. *Optics Express* 20, 24 (nov 2012), 26766.

- [2.54] VUKELIC, S., GAO, B., RYU, S., AND YAO, Y. L. Structural modification of amorphous fused silica under femtosecond laser irradiation. In *ASME 2008 International Manufacturing Science and Engineering Conference, Volume 1* (2008), ASME.
- [2.55] WAHBA, H. H., AND KREIS, T. Characterization of graded index optical fibers by digital holographic interferometry. *Applied optics* 48, 8 (2009), 1573–1582.
- [2.56] WEBB, R. H. Confocal optical microscopy. *Reports on Progress in Physics* 59, 3 (mar 1996), 427–471.
- [2.57] WHITE, K. I. Practical application of the refracted near-field technique for the measurement of optical fibre refractive index profiles. *Optical and Quantum Electronics* 11, 2 (mar 1979), 185–196.
- [2.58] YOUK, Y., AND KIM, D. Y. Reflection-type confocal refractive index profile measurement method for optical waveguides: Effects of a broadband light source and multireflected lights. *Optics Communications* 277, 1 (sep 2007), 74–79.
- [2.59] YOUK, Y., AND KIM, D. Y. Tightly focused epimicroscope technique for submicrometer-resolved highly sensitive refractive index measurement of an optical waveguide. *Applied Optics* 46, 15 (may 2007), 2949.

Parte II

Aspectos físicos fundamentales

Capítulo 3

Guías acanaladas en medios dieléctricos

En este capítulo se resumen los aspectos fundamentales de la propagación de luz en guías dieléctricas. Se hace una revisión breve de las ecuaciones empleadas en la resolución del problema de propagación, indicando el esquema que debe ser tenido en cuenta en la caracterización de las guías tipo II fabricadas por FLDW. Finalmente se desarrolla una propuesta de reconstrucción del índice de refracción para este tipo de guías, considerando los aspectos discutidos, a partir de mediciones experimentales.

A. Aspectos fundamentales de guiado

A.1. Ecuación vectorial de ondas

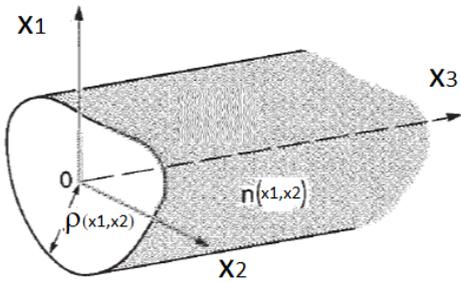


Figura 3.1: Guía acanalada de sección transversal arbitraria, determinada por la distribución de índice de refracción $n(x_1, x_2)$

Consideremos una estructura infinita en la dirección x_3 con sección transversal arbitraria acotada en las direcciones x_1 , y x_2 , caracterizada por una distribución de índice de refracción $n = n(\mathbf{r})$ ($\mathbf{r} = (x_1, x_2, x_3)$). Recordemos que el requisito general para tener una guía de ondas acanalada es que haya flujo de energía solamente a lo largo de un eje, sea x_3 . Partiendo de las ecuaciones de Maxwell en ausencia de cargas y corrientes libres (Apéndice A, sección A) se obtienen las ecuaciones vectoriales de propagación:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{n}^2 \cdot \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) \quad (3.1a)$$

$$\nabla \times \{ \mathbf{n}^{-2} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) \} = k^2 \mathbf{H} \quad (3.1b)$$

siendo \mathbf{E} el campo eléctrico, \mathbf{H} el campo magnético y $\mathbf{n}^2 \cdot \mathbf{E}$ un producto tensorial con la permitividad eléctrica $\bar{\epsilon}$, cuyas componentes en el sistema de ejes principales son $\epsilon_{ij} = n_{ij}^2 \delta_{ij}$ (siendo δ_{ij} , la delta de Krönecker) y se relaciona con el índice de refracción n según:

$$\bar{\epsilon} = \mathbf{n}^2 = \begin{pmatrix} n_{11}^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_{22}^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_{33}^2 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Estas ecuaciones contienen toda la información necesaria para determinar la dependencia espacial de los campos, eléctrico y magnético, en todo el espacio. No obstante, alternativamente estos se obtienen resolviendo las ecuaciones en cada región

donde la distribución del índice de refracción es continua e imponiendo apropiadamente las condiciones de contorno en las interfases de discontinuidad (apéndice A. A). Cuando el índice de refracción posee un gradiente nulo en alguna de las direcciones, las ecuaciones 3.4 se pueden simplificar a un esquema de cálculo semivectorial [3.8, 3.17, 3.25, 3.29]. Si, adicionalmente se desprecian los gradientes de índice en el plano transversal a la dirección de propagación se obtiene naturalmente la escalar de Helmholtz (1.2). Adicionalmente, estructuras con esta invarianza traslacional permite buscar soluciones del tipo 1.1 ($\vec{E}(\vec{H}) \sim \exp[i(\beta z \pm \omega t)]$) y más aún determinar totalmente las componentes transversales a partir de las componentes longitudinales [3.10]. En el caso isótropo, las ecuaciones 3.1 se escriben entonces como:

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left(\frac{\nabla \cdot n^2 \vec{E}}{n^2} \right) - k^2 n^2 \vec{E} = 0 \quad (3.3a)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \frac{\nabla n^2 \times \nabla \vec{H}}{n^2} - k^2 n^2 \vec{H} = 0 \quad (3.3b)$$

siendo $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, y λ la longitud de onda en el vacío del campo propagante. Luego, las correspondientes componentes longitudinales satisfacen:

$$(\nabla^2 + \gamma^2) E_z = \frac{\beta^2}{\gamma^2} \nabla_t E_z \cdot \nabla_t \ln n^2 - \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon} \right)^{1/2} \frac{k\beta}{\gamma^2} \hat{z} \cdot (\nabla_t H_z) \times \nabla_t \ln n^2 \quad (3.4a)$$

$$(\nabla^2 + \gamma^2) H_z = \frac{n^2 k^2}{\gamma^2} \nabla_t H_z \cdot \nabla_t \ln n^2 - \left(\frac{\varepsilon}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{kn^2 \beta}{\gamma^2} \hat{z} \cdot (\nabla_t E_z) \times \nabla_t \ln n^2 \quad (3.4b)$$

donde $\vec{\nabla}_t^2 = \vec{\nabla}^2 - \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}$ y $\gamma^2 = k^2 n^2 - \beta^2$. De aquí, observando los miembros derechos de ambas ecuaciones, se evidencia, que el acoplamiento entre los campos \vec{E} y \vec{H} depende del gradiente del índice de refracción a través del término $\nabla_t \ln n^2$.

I. Modos cuasi-TE y cuasi-TM. Modos híbridos

Las ecuaciones 3.1 están acopladas, salvo que se den condiciones específicas (como por ejemplo que haya simetría acimutal [3.10]). De modo que las soluciones estrictas del tipo $E_z \equiv 0$ ó $H_z \equiv 0$, correspondientes a modos transversales eléctricos (TE) y transversales magnéticos (TM) respectivamente no son válidos en el caso general como sí los admiten las guías planas. Esto se demuestra en el apéndice A, sección partiendo de las ecuaciones 3.4, aunque es fácilmente extendible al caso anisotrópico. Luego, como es sabido entonces, en guías acanaladas se establecen los denominadas *modos híbridos* EH y HE por razones discutidas en [3.20], con componentes de E_z y H_z simultáneamente no nulas. Sin embargo, si las componentes longitudinales son de mucho menor magnitud que las transversales, se establecen los llamados modos **cuasi-TE** y **cuasi-TM** en función de cuál es la componente trasversal predominante. Si una de las direcciones transversales de la guía x_i ($i = 1, 2$ tal que $x_i \cdot x_j = \delta_{ij}$) presenta una variación suave del índice de refracción, es decir $\nabla n^2 \cdot x_i \approx 0$, los modos cuasi-TE y cuasi-TM equivalen a modos con campos eléctrico y magnético cuyas componentes predominantes se establecen en las direcciones x_i y $x_{j \neq i}$ respectivamente, como se puede probar fácilmente mediante un análisis semivectorial [3.17, 3.25, 3.29]. Este aspecto es fundamental para identificar la polarización de los modos de propagación particularmente en guías tipo II, dada la asimetría que presentan en la distribución de los gradientes de índice de refracción entre el eje paralelo a los filamentos y el perpendicular a estos, lo cual hasta el momento no ha sido discutido rigurosamente, presentándose en general los resultados con una definición más geométrica que física.

II. Guías anisótropas

En el caso de guías acanaladas de perfil de índice de refracción tipo escalón, la sección transversal de la guía está determinada por la discontinuidad de la función dieléctrica, denominándose habitualmente núcleo de la guía. Para el caso de perfiles de índice graduales, podemos generalizar la definición estableciendo que el núcleo del canal de guiado es el volumen extendido en la dirección de propagación de energía del modo, delimitado por la frontera donde comienza la solución de campo evanescente. Cabe destacar en estos casos no se puede establecer tal límite *a priori*, incluso teniendo una aproximación inicial sobre el perfil transversal del índice de refracción, ya que esta frontera estará determinada por la solución de los modos admitidos.

En las guías de onda acanaladas se pueden diferenciar dos tipos de anisotropía. Por un lado la *anisotropía estructural*, caracterizada por el grado de simetría de la sección transversal del núcleo y por lo tanto la definen las condiciones de contorno. Por otro lado la *anisotropía intrínseca* está dada por la anisotropía natural del material sustrato, por ejemplo la birrefringencia natural. Particularmente, para el caso de guías de bajo contraste la anisotropía estructural no influye significativamente y solo se manifiesta a través de las leves variaciones de las constantes de propagación correspondientes a las dos polarizaciones de guiado. Dichas variaciones son determinadas perturbativamente [3.14, 3.21].

Guías en cristales uniaxiales El tensor dieléctrico en materiales birrefringentes uniaxiales posee dos componentes iguales, $n_{11} = n_{22} = n_o$ (índice ordinario) y una distinta $n_{33} = n_e$ (índice extraordinario). Supongamos que la guía se encuentra orientada en el eje X_3 . Consideremos dos casos de interés particulares en que los ejes principales del tensor dieléctrico son paralelos a los ejes geométricos de la guía: **caso i)** la sección transversal es isótropa, es decir $n_{11} = n_{22} = n_o$, $n_{33} = n_e$ o **caso ii)** que el eje esté orientado en uno eje ordinario con lo cual $n_{11} = n_e \neq n_{22} = n_{33} = n_o$. Las guías fabricadas en este trabajo, quedan descritas por esta última configuración, con lo cual la distribución de índice puede ser descrita por dos parámetros de contraste de índice Δ (ver sección A.2 1 del capítulo 1), asociadas cada uno a uno los ejes transversales x_1 y x_2 , mostrados en la tabla 3.1.

Cuadro 3.1: Parámetros característicos de guía en una guía anisotrópica

eje x_1	eje x_2
$2\Delta_{x_1} = 1 - \left(\frac{n_s^{(11)}}{n_o^{(11)}} \right)$	$2\Delta_{x_2} = 1 - \left(\frac{n_s^{(22)}}{n_o^{(22)}} \right)$
$V_{x_1} = k\rho n_o^{(11)} (2\Delta_{0x_1})^{1/2}$	$V_{x_2} = k\rho n_o^{(22)} (2\Delta_{0x_2})^{1/2}$

donde $n_o^{(ii)}$ ($i = 1, 2$) son los valores máximo índice de refracción en el canal óptico y $n_s^{(ii)}$ el índice del asociado al eje x_i . Por otro lado ρ es el parámetro que define la dimensión de la sección transversal. Luego, para la luz polarizada en la dirección x_i , la guía de onda está caracterizada por los parámetros $\{2\Delta_{x_i}\}$ y $\{V_{x_i}\}$.

Para ciertos casos, asumiendo que la sección transversal posee cierta simetría (por ejemplo una el caso de sección transversal circular), o predefiniendo los rayos incidentes, el campo se propaga con el campo eléctricos virtualmente paralelo a alguna de las direcciones transversales [3.22]. En tal caso el desplazamiento eléctrico es paralelo al campo eléctrico y podemos escribir, separando los campos en transversales y longitudinales, donde el campo transversal \mathbf{E}_t satisface la ecuación 3.1a, pudiéndose escribir luego:

$$(\nabla_t^2 + k^2 - \beta^2) \mathbf{E}_t = -\nabla_t (\mathbf{E}_t \cdot \nabla_t \ln(n_t^2)) \quad (3.5)$$

donde $n_t = n_{11}$, $\mathbf{E}_t = x_1$ para modos polarizados en la dirección x_1 y $n_t = n_{22}$, $\mathbf{E}_t =$

x_2 para modos polarizados en la dirección x_2 . Esta ecuación es equivalente a la correspondiente al caso isótropo (ecuación 3.3a).

III. Guías fotónicas de bajo contraste de índice de refracción.

Para guías cuya variación máxima de índice y su gradiente son muy pequeñas, $\frac{\Delta n}{n} \ll 1$, la ecuación a resolver se convierte en la ecuación de Helmholtz (ver ecuación 1.2) y se asume que los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} están prácticamente desacoplados.

Enfatizamos que β denota la constante de propagación para la ecuación de onda escalar, a diferencia de la constante de propagación exacta, llamémosla β_v , provista por las solución de las ecuaciones de onda vectoriales 3.1. Aunque la ecuación escalar determina la dependencia espacial de $\mathbf{E}_t(x_1, x_2)$, no da información sobre su polarización. En este esquema la constante de propagación β posee doble degeneración en los dos modos de guiado (cuasi-TE y cuasi-TM). La dirección debe determinarse a partir de las propiedades de polarización de la guía de onda, o por las propiedades de simetría de la sección transversal del núcleo (definida correctamente en el apartado anterior). La solución real no está dada siempre por la combinación lineal $\mathbf{E}_t(\mathbf{r}) = E_{x_1}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{x}}_1 + E_{x_2}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{x}}_2$ sino que hay que tener en cuenta los efectos de polarización que se rigen esencialmente por el término $\nabla_t \ln(n)^2$. Este, describe la rotación del vector eléctrico. En un medio uniforme, la dirección de \vec{E} es fija, pero en un medio con índice variable, la dirección cambia a medida que la onda plana local se propaga de acuerdo con:

$$\frac{d\hat{\mathbf{E}}_0(\mathbf{r})}{ds} = \frac{1}{2}\hat{\mathbf{k}}(r)\hat{\mathbf{E}}_0(\mathbf{r}) \cdot \nabla_t \ln n(\mathbf{r})^2 \quad (3.6)$$

donde $\hat{\mathbf{E}}_0(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{r})}{|\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|}$ es el vector unitario en la dirección del campo eléctrico $\vec{E}(\mathbf{r})$. De aquí se ve que el término $\nabla_t \ln(n)^2$ es responsable de los llamados *modos híbridos*.

Si la sección transversal no es circular, el campo eléctrico transversal es paralelo a una de dos direcciones ortogonales, denotadas por los ejes X_{1o} y X_{2o} denominados **ejes ópticos** de la sección transversal de la guía. En muchos casos los ejes ópticos son obvios a partir de la simetría de la sección transversal, por ejemplo ellos son paralelos a los ejes mayor y menor de una sección transversal elíptica, o son paralelo a los ejes de simetría x_1 y x_2 naturalmente elegidos para una guía plana. Toda la información sobre los ejes ópticos está contenida dentro del término $\nabla_t \ln(n)^2$ de las ecuaciones de onda vectoriales. Debido a la ligera variación en el perfil de una guía de onda de bajo contraste de índice estos términos son pequeños, y las direcciones de los ejes ópticos se pueden encontrar por métodos perturbativos para esos casos cuando no son evidentes por inspección de simetría.

La solución escalar para los modos fundamentales se corresponde por definición con el mayor valor de β con doble degeneración de soluciones, una con el campo polarizado a lo largo de la dirección x_{1o} y la otra con el campo polarizado a lo largo de la dirección x_{2o} si la sección es circular (máxima simetría). Para guías cuyas secciones poseen un contorno no circular, habrá entonces dos constantes de propagación $\beta_{x_{1o}}^m$ y $\beta_{x_{2o}}^m$ para el modo de orden m -ésimo. La pequeña diferencia $\beta_{x_{1o}} - \beta_{x_{2o}}$ también conduce a interferencia o batido entre los campos de los dos modos. Más aún, el tiempo de tránsito de los dos modos fundamentales diferirá, y dará como resultado un ensanchamiento extra en guías de onda monomodo, además del ensanchamiento por la dispersión natural del material y la dispersión propia generada por la guía de onda. Si se tiene en cuenta las propiedades de polarización de la guía de ondas en la propagación constante, debemos agregar una corrección a la constante de propagación escalar. Para determinar $\tilde{\beta}$ exactamente deben resolverse estrictamente las ecuaciones de onda vectorial. Sin embargo, cuando el término $\nabla_t \ln(n)^2$ es pequeño es posible

emplear métodos perturbativos ¹ simples [3.23] de la solución escalar degenerada $\Psi(x_1, x_2)$, escribiendo las soluciones como:

$$\begin{cases} E_{x_1}(\mathbf{r}, t) \\ H_{x_2}(\mathbf{r}, t) \end{cases} = \begin{cases} \Psi(x_1, x_2)e^{i[(\beta+\delta\beta_{x_1})z\pm\omega t]} \\ (\frac{\epsilon_0}{\mu_0})^{1/2}n_0E_{x_1} \end{cases} \quad (3.7)$$

$$\begin{cases} E_{x_2}(\mathbf{r}, t) \\ H_{x_1}(\mathbf{r}, t) \end{cases} = \begin{cases} \Psi(x_1, x_2)e^{i[(\beta+\delta\beta_{x_2})z\pm\omega t]} \\ -(\frac{\epsilon_0}{\mu_0})^{1/2}n_0E_{x_2} \end{cases} \quad (3.8)$$

y calculando las correcciones sobre los β de acuerdo a:

$$\delta\beta \cong \frac{\rho(2\Delta)^{3/2} \int_{A_\infty} (\nabla_t \cdot \mathbf{E}_t)\mathbf{E}_t \cdot \nabla_t f(x_1, x_2)dA}{2V \int_{A_\infty} \mathbf{E}_t^2 dA} \quad (3.9)$$

siendo $dA = dx_1dx_2$ y $f(x_1, x_2)$ la función que define el perfil de índice junto con el parámetro Δ (ver sección A.2 i del capítulo 1). Las correcciones $\delta\beta_{x_1}$, $\delta\beta_{x_2}$ se calculan con la ecuación 3.9 escribiendo $\mathbf{E}_t = \Psi(x_1, x_2)\mathbf{x}_1$ y $\mathbf{E}_t = \Psi(x_1, x_2)\mathbf{x}_2$ respectivamente, siendo \mathbf{x}_1 y \mathbf{x}_2 los vectores unitarios en las direcciones de los ejes ópticos, los cuales se suelen elegir como los ejes cartesianos de laboratorio.

IV. Coeficiente de atenuación

Consideremos la pérdida de potencia por *dispersión* ², α_s de un modo propagándose en una guía óptica. Dicho mecanismo pérdida puede ilustrarse esencialmente bajo el esquema de rayos a través de la figura 3.2.

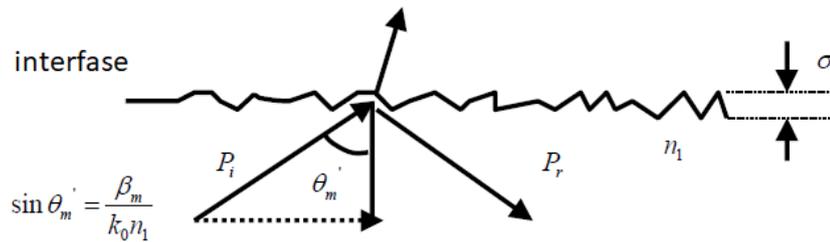


Figura 3.2: Esquema del mecanismo de pérdida por efecto de esparsamiento por rugosidad de borde en la interfase de una guía

La expresión, según el criterio de Rayleigh de la pérdida en la interfase es [3.9]:

$$P_r = P_i \exp \left[-\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \cos(\theta_m) \right) \right] \quad (3.10)$$

donde el ángulo θ_m se ilustra en la figura 3.2, se corresponde al ángulo asociado al modo de propagación m -ésimo.

Luego, existen diversas expresiones que cuantifican estas pérdidas en función de las características de la estructura, la cual posee inhomogeneidades del índice de refracción tanto de volumen como de superficie (rugosidad de borde), no deseadas. Particularmente las fluctuaciones espaciales del índice de refracción de superficie (en el caso de guías planas) o contorno (en el caso de guías acanaladas) están determinadas por la técnica de fabricación y por lo tanto por el nivel de contraste de este relativo al

¹Donde los campos para $\Delta \ll 1$ se desarrollan como una serie de potencias con parámetros independientes Δ y V [3.24, 3.28]

²La palabra correcta en este contexto sería esparsamiento, aunque se emplee habitualmente dispersión, por abuso de lenguaje e incorrecta traducción de la palabra inglesa *scattering*

material sustrato. No obstante en general, el coeficiente α_s satisface una generalmente una relación del tipo [3.7, 3.26]:

$$\alpha_s \sim K \sigma_{RSM}^2 (\Delta_0)^2 E_s^2 \quad (3.11)$$

siendo E_s la amplitud del campo evanescente en el borde de la guía σ_{RSM}^2 una constante característica de la rugosidad dependiente del proceso de fabricación, a ser determinada, y K una constante que depende de las dimensiones, geometría e índice de refracción de la estructura de guiado. La rugosidad, definida a través de σ_{RSM}^2 ha sido definida para guías planas [3.16] y guías acanaladas [3.7, 3.11, 3.26] pero esencialmente consiste en la "varianza" de la irregularidad de frontera medida respecto de un valor medio. Diferentes modelos han sido discutidos. Particularmente, se ha descrito una expresión general para el coeficiente de atenuación, considerando los parámetros característicos adimensionales de una guía (Δ, V) , válida para guías de bajo contraste, pero de perfil tipo escalón, donde la rugosidad se define correctamente a partir su espectro de Fourier de frecuencias espaciales en relación a los ángulos definidos por las constantes de propagación [3.11].

Finalmente, cabe destacar, que en guías de índice gradual, como es el caso de las guías tipo II, la ausencia de una frontera definida exige una definición precisa de rugosidad que esté acorde a los resultados experimentales de acuerdo a las expresiones existentes así como la necesidad de conocer la amplitud del campo evanescente en el contorno (virtual³). Esto da a lugar, en parte a la propuesta desarrollada al final de este capítulo.

A.2. Polarizabilidad e índice de refracción

I. Modelo microscópico

La polarizabilidad de un medio dieléctrico, $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$, puede expresarse como una suma de términos de distinto orden del vector campo eléctrico:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right] \quad (3.12)$$

donde la dependencia de $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ se ha omitido por comodidad y $\chi^{(n)}$ es el tensor polarizabilidad de orden n .

Un campo monocromático con frecuencia angular ω produce un dipolo armónicamente oscilante con la misma frecuencia, dada una relación lineal entre campo eléctrico de excitación y el momento dipolar inducido μ . Esto nos permite usar la notación compleja para μ y $\mathbf{E}(\omega)$ y escribir:

$$\mu = \bar{\alpha} \mathbf{E} \quad (3.13)$$

donde $\bar{\alpha}$ es el tensor polarizabilidad. Obtenemos la dependencia temporal \mathbf{E} y μ simplemente multiplicando por $\exp(-i\omega t)$ y luego tomando la parte real.

Luego, mediante un tratamiento perturbativo en el marco de la mecánica cuántica y empleando la aproximación de Born-Oppeheimer, el tensor polarizabilidad atómico puede ser deducido a partir de la interacción de un campo eléctrico armónico de frecuencia ω con todos los electrones de un átomo de n niveles de energía se escribe:

$$\bar{\alpha}(\omega) = \sum_n \bar{\mathbf{f}}_n \left[\frac{e^2/m}{\omega_n^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_n} \right] \quad (3.14a)$$

$$\bar{\mathbf{f}}_n = \frac{2m\omega_n}{q^2 \hbar} \mu_{1n} \mu_{n1} \quad (3.14b)$$

³en el sentido de que no existe una frontera por un cambio de material, sino de gradiente de índice, como así tampoco puede ser conocida *a priori*, como se discutió anteriormente

donde \bar{f}_n es la denominada fuerza del oscilador del nivel n , e y m representan la carga y masa del electrón respectivamente, $\gamma_n = 1/\tau_n$ es la probabilidad de emisión espontánea del nivel n -ésimo al decaer al estado fundamental. Cada nivel de energía correspondiente a estados estacionarios está caracterizado por una frecuencia natural ω_n , un término de amortiguamiento (asociado a la emisión espontánea) y los valores de expectación de los momentos dipolares μ_{1n} y μ_{n1} definidos según:

$$\mu_{ij} = \langle \varphi_i(\mathbf{r}) | \mu_\alpha | \varphi_j(\mathbf{r}) \rangle = \int \varphi_i^*(\mathbf{r}) \mu_\alpha \varphi_j(\mathbf{r}) dV \quad (3.15a)$$

$$\mu_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_i^Z q_i \mathbf{r}_i \quad (3.15b)$$

Siendo Z el número atómico, $q_i = e$ y debiéndose efectuar la integración sobre todas las coordenadas electrónicas \mathbf{r}_i .

En este modelo, la fuerza del oscilador es un parámetro que deber ser ajustado apropiadamente ya que no hay una forma directa de saber cuánto contribuye un electrón a un modo atómico particular. Por otro lado, la teoría semiclassical relaciona directamente la fuerza del oscilador con los elementos de la matriz del momento dipolar μ_{ij} y por lo tanto con las funciones de onda atómicas. Excepto por la expresión para \bar{f}_n , el resultado cuántico dado por la ecuación 3.14a coincide con el modelo clásico de Lorentz que consiste en un colección de osciladores armónicos para los electrones de un átomo que responden a una ecuación de movimiento forzado armónicamente con amortiguamiento [3.4].

Las contribuciones dipolares a la polarizabilidad se incorporan en el cálculo del momento dipolar con las diferentes cargas atómicas o moleculares. Estas son la polarizabilidad electrónica, la polarizabilidad iónica que involucra el desplazamiento de los núcleos (iones), la polarizabilidad dipolar que involucra la reorientación de las moléculas polares y polarizabilidad de carga espacial en donde aparecen migraciones de carga de largo alcance. Estas contribuciones a la polarizabilidad se tienen en cuenta a través de carga q_i de la ecuación 3.15b, la masa efectiva (en el caso de cuasi-partículas) que se incluyen en los parámetros de oscilador \bar{f}_n . Pero más aún, las vidas medias de los estados de energía de las funciones de onda están incorporadas implícitamente en los factores γ_n que deben ser generalizados incluyendo estados vibracionales, polaritones y excitones así como sus interacciones con la red.

Finalmente, cabe resaltar que la información de las simetrías de los estados estacionarios $\varphi_i(\mathbf{r})$ se refleja en la magnitud de los osciladores a través los elementos de matriz μ_{ij} ya que estarán determinados por la superposición espacial de las funciones de onda y su paridad. Luego, la conexión directa entre la polarizabilidad microscópica y la función dieléctrica permite inferir, en principio que variaciones del índice de refracción podrán estar acompañadas de variaciones espectroscópicas evidenciadas tanto en la estructura de niveles como en las vidas medias.

II. Función dieléctrica y relación de dispersión

Es importante poner en evidencia el significado físico de la relación de dispersión $\omega(\mathbf{k})$ en el marco del modelo microscópico de la función dieléctrica, dado que las variaciones estructurales en un material deberían influir en la posible modificación de los denominados modos transversales (ω_T) y longitudinales ω_{LO} a través de las variaciones en la misma. Reescribiendo la ecuación de Gauss (ecuación 9.2aa, Apéndice A) en el espacio de momentos, tenemos la condición $\epsilon \mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$. Lo que nos dice que en ausencia de cargas libres hay dos posibilidades: $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$ o bien $\epsilon = 0$. Para ondas longitudinales, en las que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} \neq 0$ se requiere que $\epsilon = 0$, que define los modos longitudinales.

Para las guías de onda dieléctricas, existe una relación de tipo Kramers-Kronig entre el índice del modo propagante (parte real del índice de refracción efectivo) y el índice del modo imaginario asociados con los modos evanescentes (parte imaginaria del índice efectivo). Para guías de guiado débil las relaciones Kramers-Kronig son particularmente simples, ya que la dispersión modal se determina únicamente a partir del perfil de campo del modo correspondiente [3.6].

B. Métodos de soluciones de los campo en guías ópticas acanaladas

Los métodos empleados actualmente para la resolución la propagación de luz en confinada en guías dependen fundamentalmente de la distribución geométrica y simetrías de índice de refracción de las estructuras. A continuación se describirá brevemente dos métodos, extensamente conocidos que son aplicables al estudio de guías tipo II.

Método de propagación del haz BPM

El método de se ubica dentro de los métodos numéricos aplicado a la resolución de la ecuación de ondas escalar. Fundamentalmente este método consiste en hacer una serie de aproximaciones a la de la ecuación diferencial de Helmholtz, con la conocida aproximación paraxial [3.18].

La hipótesis utilizadas son:

1. dependencia armónica en los campos eléctricos y magnéticos que se propagan en la guía, en forma de ondas monocromáticas con frecuencia angular ω definida
2. la variación óptica es muy pequeña en la dirección de propagación

Finalmente, encontrar las soluciones de la ecuación de Helmholtz con la aproximación paraxial aplicadas a guías de ondas es lo que se conocen con el nombre de Beam Propagation Method. Dentro de este planteo, las estrategias de resolución son fundamentalmente dos, uno basado en la transformada discreta de Fourier y el otro en resolver la ecuación diferencial con diferencias finitas. Este último se denomina esquema FD-BPM y dentro del mismo existen distintos para poder resolver la ecuación paraxial, siendo el método más conocido e implementado por sus ventajas, es el método Crank-Nicholson [3.5], cuya ventaja sobre los demás es ser incondicionalmente estable y ofrecer la solución más exacta.

El método ha demostrado ser una técnica muy eficiente para la caracterización de dispositivos fotónicos lineales y no lineales. Se ha utilizado durante los últimos treinta años como herramienta de análisis y diseño de una gran variedad de dispositivos ópticos integrados. A pesar de que la técnica BPM ha alcanzado un considerable grado de madurez, todavía se sigue investigando con el fin de conseguir métodos computacionalmente más eficientes y superar algunas de sus limitaciones intrínsecas. De entre ellas, quizá las más relevantes sean el carácter unidireccional del método BPM (no son capaces de caracterizar reflexiones) y la imposición de la aproximación de envolvente lentamente variable, que reduce su ámbito de aplicación a problemas paraxiales.

Método de índice efectivo (EIM)

Este método consiste en un esquema de cálculo para resolver la solución de las constantes de propagación en una guía acanalada tratando a esta como superposición de dos guías de ondas unidimensionales (1D): una guía de onda plana (virtual) I confina

la luz en la dirección x_1 , mientras que la guía de onda plana (virtual) II confina la luz en la dirección x_2 . El EIF, permite resolver la ecuación de autovalores bi-dimensional, teniendo en cuenta en primera instancia a la variable x_1 , dejando a la variable x_2 como un parámetro, de esta manera se obtiene una ecuación que determina el índice efectivo como una función de x_2 , $N_{eff} = N_I(x_2)$. Luego de obtener esta función se procede a resolver el sistema con respecto a la variable x_2 para obtener unívocamente el índice efectivo N_{II}^{pq} , que representa la solución del problema. Debe destacarse que el procedimiento supone la posibilidad de hacer un factoro del campo transversal del tipo $E(x_1, x_2) = \Theta(x_{1,2})\Phi(x_2)$ para las componentes escalares del campo que se desee resolver (idem para $H(x_1, x_2)$) mediante una ecuación de ondas bi-dimensional.

Para guías de perfil gradual de índice, el EIM puede emplear en la resolución del problema 1D, distintos métodos como la *aproximación por rayos* o el método de *multicapas* [3.12]. Este último posee la ventaja de considerar una constante de propagación compleja, lo cual es útil en medios con ganancia o absorción. Esto debe tomarse en cuenta, por ejemplo, en guías con iones ópticamente activos.

En el método de multicapas, la distribución de índice de refracción gradual se representa mediante una sucesión de capas infinitesimales imaginarias con índice de refracción uniforme. Estas capas consisten en guías planas cuyas soluciones se obtienen fácilmente por métodos variacionales o ecuaciones trascendentes bien conocidas (para ambas polarizaciones) [3.15]. Luego, aplicando las condiciones de contorno entre capas adyacentes, se garantiza la unicidad de la solución del índice efectivo $N(x_2)^I$ de la guía plana de perfil gradual con parámetro x_2 .

Finalmente, a modo el esquema de la figura 3.3 se resume instructivamente el procedimiento.

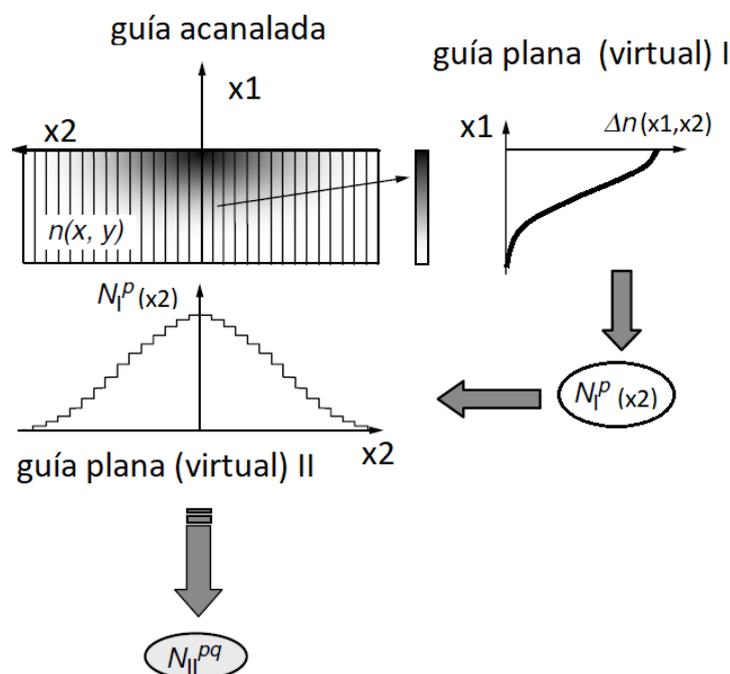


Figura 3.3: Esquema de cálculo en el método de índice efectivo EIM: Ralajando una de las dimensiones obtenemos un índice efectivo como solución de una guía plana, con un índice discreto p . Este valor del índice efectivo se utiliza luego como índice de una guía plana confinada en la otra dirección. La solución final nos da otro índice discreto q

C. Propuesta de reconstrucción del perfil de índice de refracción considerando el campo evanescente.

Respecto a las guías tipo II fabricadas con FLWD, si bien se han simulado modos de propagación en la aproximación escalar [3.27] [3.1], han sido poco exploradas en el sentido de cálculo de propagación de modos. Las distribuciones de índice consideradas de las secciones transversales de estas guías son aproximadas y no han sido modeladas completamente. Esto lo demuestra por ejemplo el hecho de no poder explicar acabadamente aún los modos soportados con distinta polarización dependiendo del material y de la orientación de los ejes de la guía relativos a los ejes cristalográficos. En base a esquemas anteriores, en esta sección se desarrolla una propuesta de reconstrucción del índice de refracción para las guías mencionadas, a llevar a cabo mediante medidas experimentales de campo cercano.

C.1. Definición de las curvas de inflexión

Es interesante recomodar la ecuación 2.3 (capítulo 2) de la siguiente manera:

$$n(x_1, x_2)^2 - N_{eff}^2 = -\frac{\nabla_T^2 E_{x_2}(x_1, x_2)}{k_0^2 E_{x_2}(x_1, x_2)} = 2n_s R(x_1, x_2) \quad (3.16)$$

siendo $E_{x_2}(x_1, x_2)$ la componente transversal del campo asociado al modo fundamental cuasi-TE, y x_1, x_2 las componentes de cartesianas trasnversales a la dirección de propagación, x_3, n_s el índice del material y $R(x_1, x_2)$ una función definida convenientemente por la segunda igualdad de esta ecuación (3.16).

A partir de esta ecuación, es más fácil visualizar que las curvas de nivel $R(x_1, x_2) = 0$ coinciden con el contorno de la guía donde el índice de refracción toma el valor del incierto índice efectivo N_{eff} (no considerado en anteriores publicaciones). Usualmente, en los métodos de reconstrucción como el mencionado método inverso de WKB aplicado al problema unidimensional (guías planas) esta condición define el llamado *punto de inflexión* (originalmente "turning point") [3.3, 3.13].

Extendamos la definición al problema bidimensional, como no se ha realizado previamente. Por lo tanto la ecuación:

$$R(x_1, x_2) = C_i = cte \quad (3.17)$$

define las curvas de nivel $n(x_1, x_2) - N_{eff} = C_i = cte$, incluyendo la de particular importancia Γ_t tal que $C_i = 0$, es decir $\Gamma(x_{1t}, x_{2t}) : n(x_{1t}, x_{2t}) = N_{eff}$, que llamaremos curva de inflexión (o *turning curve*) constituida entonces por una serie de puntos de inflexión (x_{1t}, x_{2t}) . Esta define la frontera entre las solución de campo oscilatorio y de campo evanescente ya que para valores de índice menores $\gamma^2 = k_0^2 (n^2 - N_{eff}^2) < 0$ y se vuelve imaginario puro (ecuaciones 1.1 y 1.2).

Avanzando un poco más podemos escribir convenientemente $N_{eff} = n_s + \Delta N$ que define automáticamente a la constante ΔN , con lo cual, en la condición $\Delta n(x_1, x_2) \ll n_s$ ⁴ al incorporarla en la ecuación 3.16 obtenemos una representación de la función R muy simple:

$$R(x_1, x_2) \approx \Delta n(x_1, x_2) - \Delta N \quad (3.18)$$

Naturalmente, la función R debe converger fuera de la guía (sustrato) a la constante ΔN , que es equivalente a la condición de contorno $\Delta n(x_1, x_2)|_\infty (\equiv n(\infty) = n_s)$. Adicionalmente debe considerarse para un análisis de reconstrucción otra región o punto

⁴La cual es una excelente aproximación en en guías tipo II, doble y simple track fabricadas por FLDW

$\vec{r}_0 = (x_{10}, x_{20})$ en la que el índice alcanza el valor máximo, denotado por Δn_0 , en las guías de variación gradual, donde se obtiene otra condición para la función R :

$$\vec{\nabla}R|_{\vec{r}_0} = 0 \quad (3.19)$$

Este punto define la parte central del núcleo de la guía acanalada.

Finalmente, considerando las ecuaciones 3.18 y 3.19 si la función R es una función analítica lo que es físicamente esperable, que debe satisfacer las siguientes condiciones:

1. $\lim_{(x_1, x_2) \rightarrow \pm\infty} R(x_1, x_2) = -\Delta N = \text{constante} < 0$
2. R posee un máximo positivo en algún punto (\vec{r}_0)
3. $R(\vec{r}_0) = n(\vec{r}_0) - N_{eff} > 0$

La consideración de las curvas Γ_i incluyendo la curva de inflexión así como las condiciones derivadas para la función R permite potencialmente aplicar el método de reconstrucción inversa en guías acanaladas de bajo contraste de índice de refracción, con perfil arbitrario, a partir de medidas de campo cercano refractado de la distribución modal TE_{00} , obteniendo una matriz numérica de valores de índice absoluto sin ambigüedad en la determinación del índice efectivo.

C.2. Ajuste de perfil de índice bidimensional

Supongamos guías acanaladas con una distribución de índice del tipo:

$$\Delta n = \Delta n_0 f(x_1)g(x_2) \quad (3.20)$$

siendo $f = f(x_1)$ y $g = g(x_2)$ funciones normalizadas a la unidad. Luego, reemplazando este perfil en la 3.18 obtenemos:

$$R(x_1, x_2) \approx \Delta n_0 (f(x_1)g(x_2) - f(x_t)g(x_t)) \quad (3.21a)$$

$$f(x_t)g(x_t) = \frac{\Delta N}{\Delta n_0} \quad (3.21b)$$

Siempre es posible elegir el origen en $\vec{r}_0 = 0$ de modo que necesariamente f y g quedan con la prescripción $f(0) = g(0) = 1$ pero sin perder generalidad en el análisis.

De esta forma se pueden considerar las líneas verticales y horizontales, es decir paralelas a los ejes x_1 y x_2 que pasen por el origen como ejes cartesianos para representar las funciones f y g . Estos ejes también atraviesan la curva de inflexión Γ_t de modo de incluir los puntos $(x_{1t}, 0)$ y $(0, x_{2t})$. La situación idealizada se esquematiza en la figura 3.4 que mues ilustra posibles curvas de nivel C_i , los filamentos generados por los pulsos láser de femtosegundo (PLFS) en donde el índice de refracción es menor que el del sustrato, y las distintas regiones en donde la función R en $x_2 = 0$ es positiva y negativa, representada con línea azul punteada. La intersección de las rectas verticales con se corresponden con la función $R = 0$ o equivalentemente con $n(x_t, 0) = N_{eff}$.

Implementación Consideremos una distribución modal de campo discretizada $E_{x_2}(i, j)$ que puede ser estimada por ejemplo mediante medidas de RNF de un modo TE fundamental en una guía tipo II de la distribución modal de intensidad $I(i, j)$ en una matriz digital de $N \times M$ píxeles (i, j) , empleando la relación $E(i, j) = \sqrt{I(i, j)}$ ⁵. Esta distribución de intensidad debe ser escalada adecuadamente según el arreglo experimental

⁵la cual implica despreciar una variación de fase del campo en la dirección axial del volumen focal

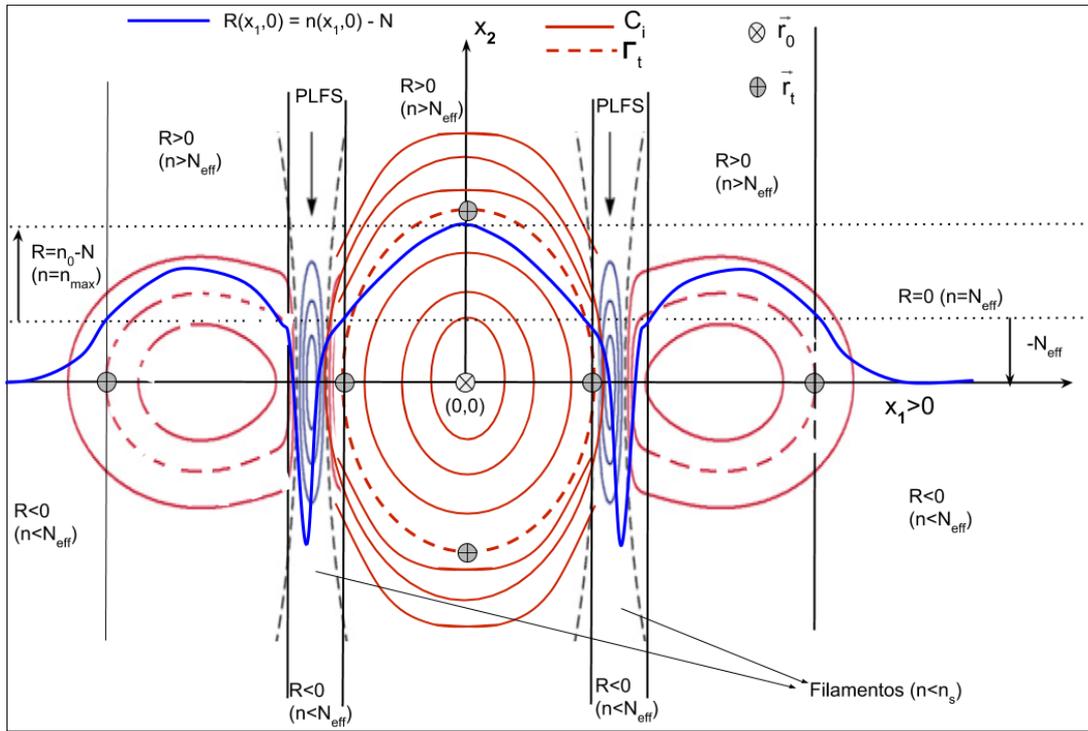


Figura 3.4: Representación de las curvas de nivel de la función R . Se superpone un perfil de índice de refracción idealizado para $x_2 = 0$ a lo largo del eje x_1 . Se supuso a modo ilustrativo que el máximo del contraste de índice se encuentra en el centro de simetría del canal óptico definido entre los filamentos (en donde el índice es menor que el índice del sustrato). También se incluyeron las curvas de nivel para los canales ópticos exteriores denominadas guías simple-track.

empleado; luego puede emplearse la ecuación 3.16 para ajustar en las dos direcciones transversales los parámetros de los perfiles de índice descritos mediante funciones f y g propuestas de valor unitario en la posición del máximo Δn_0 . Dicha posición puede ser hallada numéricamente ya sea aplicando la ecuación 3.19 o por inspección de la superficie $-\frac{\nabla_T^2 E_{x_2}(i,j)}{k_0 E_{x_2}(i,j)}$ representada gráficamente. EL valor Δn_0 puede obtenerse a su vez experimentalmente a través de medidas de campo lejano [3.19]. Debe incluirse como parámetro de ajuste adicional a los involucrados en las funciones propuestas el índice efectivo N_{eff} y determinarse numéricamente la curva de inflexión Γ_t (en donde $\nabla^2 E = 0$) para emplear la prescripción dada por la ecuación 3.21b.

La consistencia del ajuste está condicionada con la unicidad del valor ajustado para N_{eff} en ambas direcciones. Más aún, para mayor rigurosidad se deben explorar otras direcciones transversales para ajustar los parámetros involucrados, considerando la posición de los puntos de inflexión como los cruces de dichas rectas por la curva de inflexión, dado que probablemente haya una desviación de la situación ideal representada en la figura 3.4. Incluso, si no se encontrara una única función $f.g$ que ajuste en todas las direcciones transversales, la iteración debe estar condicionada por la prescripción en la unicidad índice efectivo. La convergencia a este valor resulta un proceso autoconsistente.

Finalmente, la obtención numérica de la curva de inflexión permite estudiar la longitud de penetración del campo evanescente y definir una rugosidad del canal óptico análogamente a la definición para el caso de guías planas y acanaladas de tipo escalón. Por ejemplo permite definir en principio el vector $\vec{\rho}$ de la sección transversal como el vector (paramétrico) con origen en \vec{r}_0 y extremo Γ_t , en función del ángulo polar. De hecho, en [3.2]⁶ se ha analizado incipientemente una reconstrucción de este tipo para una guía doble-track en silicio fundido, mostrando este tipo de curvas obtenidas experimentalmente y analizado la desviación de estas respecto de elipses.

⁶Trabajo publicado, de autoría propia

Así mismo la orientación de estas curvas de nivel permiten realizar un análisis de la anisotropía adquirida por el material debido al procesado láser por PLFS para incorporar al estudio del comportamiento de la polarización de guiado (ver I) y la posible desviación de los ejes ópticos de propagación (III) respecto de los ejes naturales esperados en relación a los filamentos.

Bibliografía

- [3.1] BIASETTI, D., NEYRA, E., DE ALDANA, J. R. V., ROSO, L., AND TORCHIA, G. A. Buried waveguides in nd:ylf crystals obtained by femtosecond laser writing under double line approach. *Applied Physics A 110*, 3 (aug 2012), 595–599.
- [3.2] BIASETTI, D. A., TEJERINA, M. R., AND TORCHIA, G. A. Low contrast buried waveguides index profile reconstruction method considering the evanescent field. *Journal of Optics 17*, 8 (jul 2015), 085801.
- [3.3] CHIANG, K. Construction of refractive-index profiles of planar dielectric waveguides from the distribution of effective indexes. *Journal of Lightwave Technology 3*, 2 (1985), 385–391.
- [3.4] FOX, A. M. *Optical properties of solids*, vol. 3. Oxford university press, 2001.
- [3.5] GILES, M. B. Crank-nicolson scheme. *Encyclopedia of Quantitative Finance* (May 2010).
- [3.6] HAAKESTAD, M. W., AND SKAAR, J. Causality and kramers-kronig relations for waveguides. *Optics Express 13*, 24 (2005), 9922.
- [3.7] HEWSON-BROWNE, R., KENDALL, P., AND QUINNEY, D. Roughness scattering into substrate radiation modes of rib waveguides. *IEE Proceedings J Optoelectronics 136*, 5 (1989), 281.
- [3.8] HUANG, W., AND HAUS, H. A simple variational approach to optical rib waveguides. *Journal of Lightwave Technology 9*, 1 (1991), 56–61.
- [3.9] HUNSPERGER, R. G. *Integrated Optics*. Springer New York, 2009. Cap.6.
- [3.10] JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, NY, 3rd ed. edition, 1999. Cap. 8.
- [3.11] LADOUCEUR, F., LOVE, J., AND SENDEN, T. Effect of side wall roughness in buried channel waveguides. *IEE Proceedings - Optoelectronics 141*, 4 (aug 1994), 242–248.
- [3.12] LIFANTE, G. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, Jan 2005. Cap.3.
- [3.13] LIFANTE, G. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, Jan 2005. p. 80.
- [3.14] LU, M., AND FEJER, M. M. Anisotropic dielectric waveguides. *Journal of the Optical Society of America A 10*, 2 (feb 1993), 246.
- [3.15] OKAMOTO, K. Wave theory of optical waveguides. In *Fundamentals of Optical Waveguides*. Elsevier, 2006, pp. 1–12.

- [3.16] PAYNE, F. P., AND LACEY, J. P. R. A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides. *Optical and Quantum Electronics* 26, 10 (oct 1994), 977–986.
- [3.17] PEDROLA, G. L. *Beam Propagation Method for Design of Optical Waveguide Devices*. John Wiley & Sons, Ltd, dec 2015. Capítulo 2.
- [3.18] PEDROLA, G. L. *Beam Propagation Method for Design of Optical Waveguide Devices*. John Wiley & Sons, Ltd, dec 2015.
- [3.19] SALIMINIA, A., NGUYEN, N. T., NADEAU, M.-C., PETIT, S., CHIN, S. L., AND VALLÉE, R. Writing optical waveguides in fused silica using 1 kHz femtosecond infrared pulses. *Journal of Applied Physics* 93, 7 (apr 2003), 3724–3728.
- [3.20] SNITZER, E. Optical dielectric waveguides. In *PGMTT National Symposium Digest* (1961), IEEE.
- [3.21] SNYDER, A. W., AND LOVE, J. D. *Optical Waveguide Theory*. Springer Science + Business Media, 1984.
- [3.22] SNYDER, A. W., AND LOVE, J. D. *Optical Waveguide Theory*. Springer Science + Business Media, 1984. Capítulo 30, p.600.
- [3.23] SNYDER, A. W., AND LOVE, J. D. *Optical Waveguide Theory*. Springer Science + Business Media, 1984. Capítulo 32, sec.4.
- [3.24] SNYDER, A. W., AND YOUNG, W. R. Modes of optical waveguides. *Journal of the Optical Society of America* 68, 3 (mar 1978), 297.
- [3.25] STERN, M. Semivectorial polarised h field solutions for dielectric waveguides with arbitrary index profiles. *IEE Proceedings J Optoelectronics* 135, 5 (1988), 333.
- [3.26] STERN, M., KENDALL, P., HEWSON-BROWNE, R., ROBSON, P., AND QUINNEY, D. Scattering loss from rough sidewalls in semiconductor rib waveguides. *Electronics Letters* 25, 18 (1989), 1231.
- [3.27] TEJERINA, M., BIASETTI, D., AND TORCHIA, G. Polarization behaviour of femtosecond laser written waveguides in lithium niobate. *Optical Materials* 47 (sep 2015), 34–38.
- [3.28] TJADEN, D. First-order correction to 'weak-guidance' approximation in fibre optics. *Philips J. Res.* 33 (1978), 103–112.
- [3.29] URANUS, H., HOEKSTRA, H., AND VAN GROESEN, E. Analysis of integrated optical waveguides. *J. Indonesian Mathematics Society* 8 (2002), 49–62.

Capítulo 4

Procesado de materiales con pulsos láser ultra-rápidos

Muchos resultados se han reportado sobre el procesamiento de materiales transparentes, habiéndose resumido algunos de los más importantes en la introducción. Sin embargo como se mencionó, aún quedan aspectos sin resolver en el entendimiento de las guías fabricadas por FWL, particularmente las tipo II en régimen de repetición de baja frecuencia, que son las estudiadas en este trabajo. Más aún, como se mencionó en la introducción, algunos materiales luminiscentes, de interés en fotónica, aún no han sido explorados como lo es el LiNbO_3 (LNB) codopado con Er e Yb en variadas concentraciones así como el Cr:LiSAF. El procesamiento de muestras cristalinas involucra cuatro áreas: 1) conocimiento de la estructura cristalina que será procesada con pulsos láser 2) la producción de pulsos ultra cortos, 3) los procesos de interacción de pulsos ultracortos con materiales transparentes y 4) los mecanismos de modificación estructural establecidos en dicha interacción. Por lo tanto, en este capítulo se resumen los cuatro aspectos en el orden mencionado.

A. Materiales procesados

A.1. Estructuras cristalinas

I. Sistema trigonal

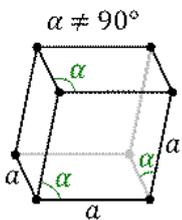


Figura 4.1: Celda trigonal romboédrica

En el sistema cristalino trigonal, se pueden elegir dos celdas unitarias bastante diferentes. La primera de ellas posee una red prismática de las mismas características que la celda unidad hexagonal, mientras que la segunda lleva asociada una red de Bravais romboédrica (trigonal R). Por un lado, en la elección de celda unidad hexagonal se definen dos vectores de red equivalentes $a_{1H} \equiv a_{2H} \equiv a_H$ que componen la base hexagonal y un tercero no equivalente c_H que proyecta la base perpendicularmente ($a_H \perp c_H$). Por otro lado, en la romboédrica la celda primitiva se constituye con los ángulos α , β y γ son iguales entre sí y distintos de 90° , y los vectores primitivos a , b y c (figura 4.1) de igual magnitud. Es decir que proviene de haber deformado la celda cúbica con deformaciones de tipo tangencial en dos direcciones.

II. Crecimiento de cristales.

El crecimiento de los cristales consiste en procesos químicos heterogéneos u homogéneos que involucran sólidos, líquidos o gases, ya sea individualmente o en

conjunto, para formar un grupo homogéneo sustancia sólida que tiene arreglo atómico tridimensional. Se han establecido varias técnicas [4.15], que se distinguen por proceso químico involucrado. El tema crecimiento de cristales, por lo tanto, se ha desarrollado como un área interdisciplinaria que cubre varias ramas de la ciencia, y es extremadamente difícil de resumir. Todos los procesos de crecimiento de cristal se pueden clasificar en general de acuerdo al esquema presentado en la Tabla 1,1 de la referencia [4.16], en donde la más importantes técnicas modernas adoptadas son descritas, incluyendo la extendida técnica de Czochralski, que fue la empleada para la fabricación de los cristales empleados en este trabajo.

A.2. Niobato de Litio (LiNbO_3)

I. Fabricación y descripción cristalográfica

Este material corresponde a una estructura trigonal hexagonal del grupo $3m$, que se crece artificialmente bajo atmosfera controlada, su mínima estructura posee 5 átomos: 1 de Litio (Li), 1 de Niobio (Nb) y 3 de Oxígeno (O). Sin embargo en la práctica los cristales de este material existen con un amplio rango de composición respecto de la relación de concentraciones $[\text{Li}]/[\text{Nb}]$. Al contrario de su composición estequiométrica en donde $[\text{Li}]/[\text{Nb}] = 1$, en la composición congruente ($[\text{Li}]/[\text{Nb}] < 1$) el niobato de litio alcanza la mayor homogeneidad y calidad cristalina [4.25]. Por este motivo y además considerando que las vacantes de litio favorecen la incorporación de otros átomos (impurezas) dentro del cristal, los substratos de LiNbO_3 usados habitualmente en aplicaciones tecnológicas son obtenidos a partir de un cristal de composición congruente. La composición de fusión congruente corresponde a una relación molar de $[\text{Li}]/[\text{Nb}] \approx 0,946$ [4.25, 4.37].

El LNB pertenece al grupo puntual $3m$ ($C3v$ en notación de Schönflies) y al grupo espacial $R3c$ en la fase ferroeléctrica ¹. La estructura cristalina conviene describirla (dentro del sistema trigonal) como compuesta por los oxígenos apilados en planos formando una estructura cercana a la hexagonal compacta, de manera que da lugar a octaedros distorsionados situándose los iones metálicos en su posición intersticial [4.5]. De esta manera, se coloca un ión de Li^+ en uno de cada tres octaedros y un ión Nb^{5+} en otro de cada tres octaedros, quedando el resto de los octaedros vacantes.

Las propiedades cristalográficas quedan descritas de la mejor manera en forma tensorial respecto de un sistema ortogonal. La convención empleada para este sistema para el LNB [4.44] es un sistema de terna directa en el que el eje X es paralelo al vector a_H , el eje ternario Z (también llamado eje **c**) es paralelo a c_H y el eje Y queda definido por el producto $\vec{Y} = \vec{Z} \times \vec{X}$ como se muestra en la figura 4.2 (a). En la parte (b) de se muestra el ordenamiento de los iones en un plano perpendicular al eje de simetría ternario.

Se ha empleado la técnica de Czochralski [4.8] extendidamente para fabricar monocristales de LNB, como así también monocristales dopados y codopados con iones ya sea de tierras raras y de metales de transición.

Normalmente para hacer referencia a la orientación de una muestra, se habla de muestras corte c (z), a (x) o b (y). Cuando una muestra es corte x (y), su orientación es tal que el eje x (y) es perpendicular a la cara (en general son las de mayor superficie) mientras que el eje c queda contenido en ella. De forma similar, en una muestra corte c, las caras de la muestra son perpendiculares al eje c, mientras que los cantos en general no están orientados de forma precisa respecto a los ejes x e y. Cuando hablamos de las caras de un cristal con cierto corte, nos referimos a las caras cristalinas, es decir que no poseen rugosidad (i.e no necesitan ser pulidas). Las otras en general al provenir de un corte, quedan con una rugosidad no cristalina. Hasta el momento no se han

¹El LNB posee una transición de fase a 100°C por debajo de la temperatura de fusión ($1240 \pm 5^\circ\text{C}$) por lo que a temperatura ambiente se encuentra en fase ferroeléctrica.

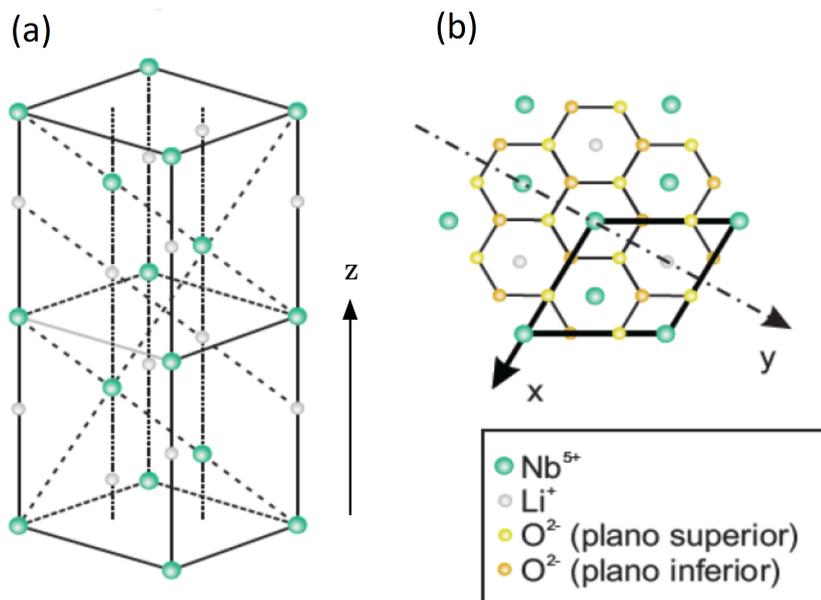
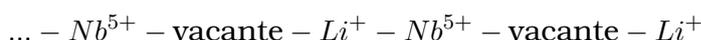


Figura 4.2: Celda unidad convencional de la estructura hexagonal del Niobato de Litio

reportado trabajos que describan cabalmente los efectos de escritura por PLFS en LNB en relación a la orientación de las guías relativa a los ejes cristalográficos. Esta información es crucial en el entendimiento de los mecanismos de transferencia de energía del plasma hacia la red en materiales ópticos y elásticamente anisótropos.

II. Defectos cristalinos

En cristales congruentes, aparecen naturalmente defectos intrínsecos en el LNB durante la etapa de crecimiento para compensar la desviación de la estequiometría $[Li]/[Nb]$. El apilamiento catiónico a lo largo del eje c se describe mediante la secuencia:



Los octaedros correspondientes al niobio, litio y a la vacante presentan tamaños diferentes siendo el mayor de ellos el correspondiente a la vacante y el menor el ocupado por el litio.

Existen distintos modelos de defectos que explican por ejemplo la deficiencia de Li₂O. Resultados con difracción de rayos X y neutrones [4.9, 4.23, 4.45, 4.48] muestran que el modelo de vacantes de litio es el modelo más idóneo para explicar los defectos intrínsecos.

Por otro lado los defectos extrínsecos incluyen tanto las impurezas añadidas voluntariamente, impurezas sustitucionales de iones, como de contaminantes en el proceso de crecimiento así como en los materiales de partida o en tratamientos posteriores (difusión, implantación iónica, etc.)

Particularmente experimentos llevados a cabo por RBS (Rutherford Back Scattering) en canalización iónica realizados en muestras de LNB dopadas con iones de tierras [?, ?] raras ponen de manifiesto que este tipo de iones ocupa preferentemente sitios asociados a los iones litio en la red, sufriendo un ligero desplazamiento en esta disposición [?]. Particularmente, se demostró que los iones Er³⁺ e Yb³⁺ se incorporan al LNB en el octaedro del litio ubicado en posiciones ligeramente desplazado de las posiciones originales del Li (correspondientes al LNB sin dopar) en alrededor de 0,25 Å [4.30]. Pero, además, debido a varios resultados reportados [4.17, 4.20, 4.24, 4.46] es aceptado que los iones Er³⁺ se encuentran en entornos de red ligeramente diferentes que dependen del método de preparación del cristal.

Finalmente se puede decir, en forma general, que la incorporación de impurezas está fuertemente determinada por la esteoquimetría del cristal. Los cristales congruentes presentan una mayor facilidad para acomodar a estos dopantes debido a la presencia de defectos intrínsecos, siendo estos los que determinan la posición que ocupan en la red cristalina.

Dicho esto entonces, es una condición necesaria para la caracterización espectroscópica de guías fabricadas en sistemas co-dopados Er/Yb:LNB, una metodología que contemple la especificidad de la muestra estudiada. Es decir, que no esté supeditada exclusivamente a las líneas espectrales reportadas por trabajos de calibración.

III. Birreingencia negativa

El LNB, dada su estructura cristalográfica presenta un único eje óptico (uniaxial) a lo largo del eje C asociado a su índice de refracción extraordinario n_e . El índice de refracción en los ejes X e Y es n_o . El hecho de que sea uniaxial negativo ($n_e - n_o \approx 0,08$ ²⁾ puede ser entendido cualitativamente considerando el efecto de los dipolos atómicos que son inducidos por un campo eléctrico aplicado. Cuando se aplica un campo externo, los electrones cargados negativamente y los núcleos cargados positivamente se separan y producen un dipolo eléctrico. Si los dipolos inducidos producen una disminución neta del campo en sus átomos vecinos, luego la susceptibilidad dieléctrica χ_e disminuye. Esto da como resultado una relativa disminución de la permitividad desde $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$. Del mismo modo, si los dipolos inducidos producen un aumento neto en el campo en su átomos vecinos, la susceptibilidad dieléctrica y la permitividad relativa se incrementa correspondientemente. Los efectos polarizadores y despolarizantes de los dipolos inducidos de oxígeno sobre sus átomos vecinos más cercanos producen la contribución dominante a la susceptibilidad del niobato de litio. Si el campo eléctrico aplicado es paralelo al eje óptico, los dipolos de oxígeno inducidos tienen un efecto neto despolarizante en su vecino de oxígeno más próximo. Pero si el campo eléctrico aplicado es perpendicular al eje óptico, el dipolo de oxígeno inducido tiene un efecto de polarización neta en su vecinos de oxígeno más cercanos. Por lo tanto, χ_e paralelo al eje óptico el eje es menor que χ_e perpendicular al eje óptico. Así, el índice de refracción extraordinario principal del niobato de litio [$n_e = (\varepsilon_{33}/\varepsilon_0)^{1/2}$] es menor que su índice de refracción ordinario [$n_o = (\varepsilon_{11}/\varepsilon_0)^{1/2}$].

IV. Propiedades elásticas

IV.1. Matriz constitutiva En la teoría de deformación lineal, la relación entre las deformaciones ε_{ij} y los esfuerzos σ_{ij} está dada a través de la matriz constitutiva de elasticidad [C_{ij}] ($i, j = 1..,6$) :

$$\sigma_{ij} = C_{ik}\varepsilon_{kj} \quad (4.1)$$

Para sistemas **trigonales**, la matriz solo posee 6 elementos independientes:

$$C_{ij} \equiv \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ & C_{11} & C_{13} & -C_{14} & 0 & 0 \\ & & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & & & & C_{44} & C_{14} \\ & & & & & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

con $C_{ij} = C_{ji}$.

²⁾dependiendo de la composición

iv.2. Efecto piezoóptico Partiendo del tensor dieléctrico ϵ_{ik} para sistemas cristalinos trigonales (uniaxiales), el mismo está relacionado directamente con el índice de refracción [4.10] y puede obtenerse, despreciando términos de orden superior en la variación del índice de refracción debido a deformaciones la siguiente expresión tensorial [4.14]:

$$\Delta n_i = \frac{-1}{2}(n_i)^3 \cdot p_{ij}\epsilon_j \quad (4.3)$$

siendo p_{ij} los conocidos coeficientes piezo-ópticos.

v. Guías ópticas logradas en LNB

Diferentes técnicas convencionales bien establecidas han sido empleadas para fabricar guías de onda ópticas (planas y acanaladas) en LNB. Mediante difusión de titanio, a altas temperaturas, se produce un perfil gaussiano de incremento de índice tanto en índices ordinarios como extraordinarios. El cambio de índice es del orden de 10^{-2} , localizado a una profundidad de algunos micrómetros de la superficie ³. Este método permite la fabricación de guías de onda mono-modo para longitud de onda en el espectro visible y en el infrarrojo cercano, requisito indispensable para muchas aplicaciones. Además es aplicable para producir guías de onda en todos los cortes del LNB (X, Y y Z) [20]. Estas guías de ondas presentan un daño fotorrefractivo apreciable [21]. Intercambio protónico: En este método las muestras de niobato de litio se sumergen en ácido benzoico a temperaturas moderadas (180-250°C), produciendo un intercambio de H^+ por Li^+ [22]. Este proceso introduce una alta concentración de protones en las primeras capas de la muestra y además aparecen diferentes fases estructurales [23]. Es necesario un tratamiento de recocido para relajar el estrés de esta capa. Con este método se produce un importante aumento ($\sim 0,1$) del valor del índice de refracción extraordinario. En cambio, el índice ordinario se reduce ($\sim 0,04$). Debido a esta característica sólo las ondas extraordinarias se pueden propagar en la región del intercambio protónico. Esta técnica es aplicable sólo a cortes X y Z de LNB.

A.3. Cr:LiSAF

I. Estructura cristalina

II. Propiedades térmicas, elásticas y ópticas

El LiSAF es un cristal perteneciente a la familia fluorada de cristales naturales LiMAF ($M = Ca$ (calcio) en el LiCAF, $M = Sr$ (estroncio) y $M = Ga$ en el LiGAF) conocidos como *colquiritas* ⁴ que han podido ser crecidos artificialmente mediante distintas técnicas, siendo la de Czochralski una de las que mejor resultados han mostrado. Sus estructuras cristalinas pertenecen al sistema cristalino trigonal, grupo puntual de simetría $\bar{3}m$ (notación de Schönflies, también denotado por D_{3d} en la notación de Hermann–Mauguin) y familia cristalina hexagonal. Ambos cristales poseen 18 átomos en dos unidades : $2(LiXAlF_6)$. En la figura 4.3 se muestra la celda primitiva con los ejes denotados por a, b y c y las posiciones relativas de los átomos. Las magnitudes de los parámetros de red, también se muestran en la figura.

El dopaje con cromo (Cr) en ambos cristales consiste en introducir al ion Cr^{3+} como impureza sustitucional del Al^{3+} [4.42], presentando estos sitios simetría axial [4.32]. El Cr:LiSAF pertenece grupo espacial $P\bar{3}1c$ y sus propiedades físicas principales son reportadas en la tabla ?? del apéndice ??.

³dependiendo de la temperatura-tiempo de difusión [49]

⁴Descubiertos en inicialmente en minas de Colquiri, Bolivia

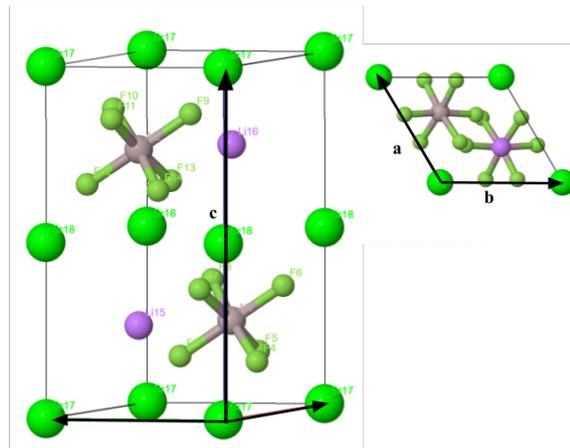


Figura 4.3: Celda primitiva del LiSAF.

Estos materiales son ópticamente uniaxiales. Si bien el LiCAF:Cr es más robusto y posee más propiedades termo-ópticas ventajosas, exhibe mayor dispersión (esparcimiento) y menores secciones eficaces de absorción y emisión en comparación con el LiSAF. Cristales simples de esta familia, dopados con Cr^{3+} han sido descritos como materiales para la fabricación de eficientes láseres sintonizables de banda ancha [4.32][21.20, 21].

B. Pulsos laser ultra-cortos

La producción de pulsos láser ultracortos comenzó inicialmente con el desarrollo de las técnicas de *Q-Switching* (1961) y de *mode-locking* [4.21] (1964). Mientras la primera permite la generación de pulsos del orden de nanosegundos, la segunda lo hace en el dominio de los femtosegundos. Pero no fue hasta la llegada del desarrollo de la tecnología CPA (Chirped Pulse Amplifier), a mediados de la década de 1980, que no se lograron pulsos de energías del orden de mJ en el régimen de pico de pico y femtosegundos [4.31, 4.41]. Hoy en día la tecnología CPA está bien desarrollada⁵. Los láseres pulsados mediante CPA son relativamente compactos y baratos hasta potencias del orden del teravatio. En esta sección se resumen los aspectos fundamentales de la tecnología de producción de pulsos ultracortos, que es lo que permite lograr el procesamiento de materiales transparentes debido a las elevadas intensidades alcanzadas luego de enfocarlos apropiadamente.

B.1. Mode-Locking:

Mediante métodos pasivos o activos el mode-locking (o método de anclado de modos) pone en fase los modos longitudinales de una cavidad láser (separados en frecuencia $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$, siendo L el largo de la cavidad) de manera de obtener picos de intensidad periódicamente. La duración de los pulsos viene dada por el número de modos longitudinales que queden acoplados. Estos, al superponerse crean un patrón periódico de pulsos como se muestra en la figura 4.4. A mayor número de modos en fase, mayor es la energía por pulso. Los métodos activos para producir anclaje de modos en un láser generalmente implican el uso de una señal externa para inducir una modulación de la luz intracavidad. Los métodos pasivos no usan una señal externa, sino que dependen de colocar algún elemento en la cavidad del láser que causa la auto-modulación de la luz.

En el caso de que cada modo evolucione de manera independiente al resto, es decir,

⁵ Ver Premio Nobel en Física 2018, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/press-release/>

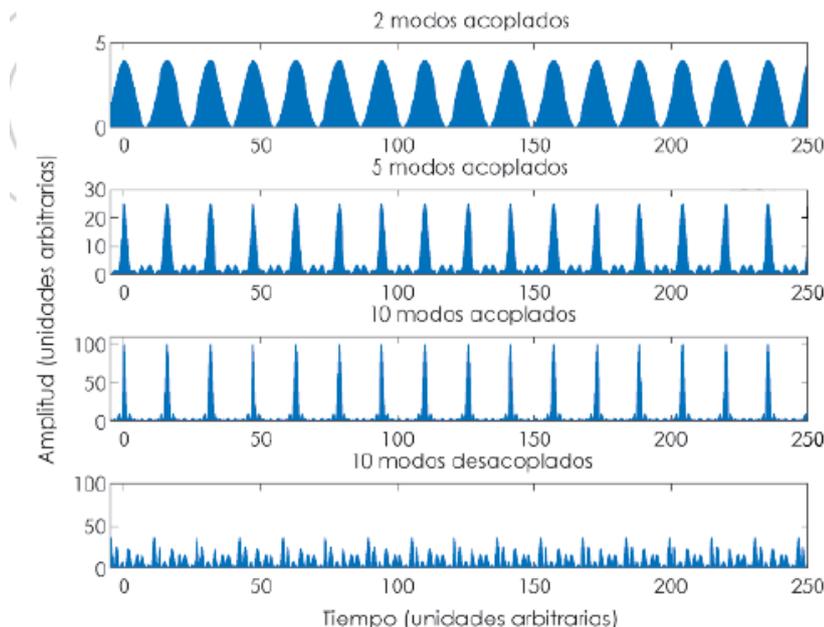


Figura 4.4: Distribuciones temporales de amplitud del pulso logradas para distinto número de modos acoplados

que estén completamente desfasados, la superposición de todos ellos dará lugar a una emisión prácticamente continua (CW) aunque con ligeras fluctuaciones temporales. Sin embargo, si se consigue que los campos eléctricos de los modos longitudinales oscilen con sus fases bloqueadas, en ciertos momentos puede darse el caso de que lo hagan en fase, lo que dará lugar a que su suma sea un pico de intensidad o pulso de luz. Dicho pulso durará hasta que las oscilaciones vuelvan a desfasarse. Además, el tiempo entre dos de estos pulsos consecutivos se mantiene constante y está relacionado con la longitud de la cavidad. Finalmente, la duración de los pulsos viene dada por el número (N) de modos longitudinales de la cavidad que estén acoplados. Si aumenta el número de modos longitudinales en fase, espaciados $\Delta\nu$ (en frecuencias), su superposición temporal dará lugar a pulsos más cortos. Para una curva de ganancia con anchura espectral fijada (la cual dependerá del medio activo), el pulso más corto se obtendrá cuando todos los modos de la cavidad estén acoplados. El periodo entre pulsos es $\Delta t = \frac{\Gamma}{N\Delta\nu}$ siendo Γ un factor dependiente de la forma temporal del pulso. Para un perfil temporal gaussiano $\Gamma = 0,441$.

B.2. Esquema de CPA

El sistema de amplificación por CPA consiste en dos etapas, una etapa de estiramiento y otra de compresión. Un pulso de láser generado en el oscilador inicial se ensancha temporalmente antes de introducirlo en el medio de ganancia. Luego, el pulso estirado, cuya intensidad es suficientemente baja en comparación con el límite de intensidad de gigavatios por centímetro cuadrado, se introduce con seguridad en el medio de ganancia y se amplifica por un factor $\sim 10^6$. Finalmente, el pulso de láser amplificado se vuelve a comprimir al ancho de pulso original a través del proceso de inverso al de estiramiento, logrando una potencia máxima. Al aumentar la duración temporal de un pulso inicial un cierto factor, la potencia pico del mismo disminuirá en la misma proporción. Así, se introducirá un ensanchamiento temporal suficiente para que la potencia pico se sitúe bastante por debajo de los umbrales de daño de los elementos ópticos del sistema. Estos pulsos estirados pasan entonces por los cristales amplificadores, aumentando su energía hasta los niveles requeridos. Finalmente se deshace el estiramiento de los pulsos mediante un sistema óptico conocido como

compresor de pulsos, que en esencia es igual al estirador, con la salvedad de que su efecto es el contrario (las componentes espectrales antes retrasadas son ahora las que llegarían antes, y viceversa), compensando el estiramiento y obteniendo finalmente pulsos energéticos y temporalmente muy cortos, lo que lleva a una potencia muy alta.

C. Interacción de PLFS con la red

El proceso por el que se genera daños o cambios permanentes en un material transparente cuando un pulso de fs incide consta de dos etapas: 1) la de interacción directa en la cual la absorción de luz debe ser no lineal porque no hay transiciones electrónicas permitidas en la energía de el fotón incidente y 2) Transferencia de la energía del plasma formado a la red.

Para que ocurra dicha absorción no lineal, la amplitud del campo eléctrico del pulso láser debe ser aproximadamente igual a la del campo eléctrico que une los electrones de valencia en los átomos - del orden de 10^9 V m^{-1} , correspondiente a una intensidad de láser de $5 \times 10^{20} \text{ W m}^{-2}$. Tales amplitudes de campo eléctrico con un pulso láser requieren intensidades, que se logran con pulsos de fs altamente enfocados. La intensidad requerida para dañar un material está determinada por tres parámetros experimentales: la duración del pulso del láser, τ , la energía, e_p , y la apertura numérica de enfoque, NA.

C.1. Procesos de absorción no lineales.

I. Fotoionización no lineal

Dependiendo de la frecuencia y de la intensidad, hay dos posibles regímenes de fotoionización no lineal. La fotoionización por absorción multifotónica y la fotoionización por tunelamiento.

1. Absorción multifotónica MPI

En ciertas condiciones, y con cierta probabilidad, un electrón de la banda de valencia puede absorber simultáneamente varios fotones, digamos N de energía $h\nu$ con la condición $nh\nu > E_g$, siendo E_g el ancho de la banda prohibida entre la banda de valencia y la de conducción (gap). Este proceso se ilustra en la figura 4.5 a).

2. Fotoionización por tunelamiento: El campo intenso distorsiona la estructura de bandas pudiendo reducir el campo Coulombiano que liga al electrón en la banda de valencia, de modo que este puede atravesar por efecto túnel la baja barrera ahora reducida entre la BV y la BC, convirtiéndose en un electrón libre. El proceso se esquematiza en la figura 4.5 b)

Los regímenes de ionización multifotónica y por tunelamiento pueden distinguirse a partir del parámetro de Keldysh [4.18], pag.5) γ_K dado por

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \quad (4.4)$$

Donde I_p es el potencial de ionización y U_p es la energía ponderomotriz (energía cinética promedio del electrón promediada en

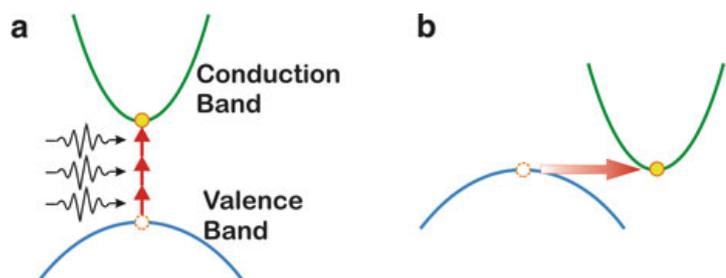


Figura 4.5: a) Absorción multifotónica b) Ionización por tunelamiento

un ciclo del campo del láser) mientras para valores de $\gamma_K < 1$ la ionización se produce por tuneleo, para valores $\gamma_K > 1$ ocurre absorción multifotónica.

Aunque ambos fenómenos pudieron ser descritos bajo el mismo marco teórico [4.26], los mecanismos son conceptualmente distintos y las aproximaciones para calcular las tasas de ionización correspondientes son muy distintas. De este parámetro se desprende que la MPI es el mecanismo dominante a bajas intensidades y altas frecuencias (aunque por debajo de la requerida para absorción simple) mientras que para intensidades altas y bajas frecuencias el proceso dominante es la ionización por tuneleo.

II. Ionización por avalancha

El efecto consiste en que los electrones de la banda de conducción pueden absorber secuencialmente fotones de luz láser aumentando su nivel energético dentro de la banda de conducción, y una vez habiendo acumulado suficiente energía pueden impactar con electrones de la banda de valencia ionizando el material por impacto. El proceso se esquematiza en la figura figura 4.6. Estos electrones ejetados que pasan a la banda de conducción pueden repetir el ciclo y se multiplica el proceso, produciéndose una avalancha.

La ionización por avalancha requiere que suficientes electrones *semilla* estén presentes en la banda de conducción, los cuales pudieron haber sido promovidos desde la BV térmicamente o por absorción multifotónica o tuneleo. Para pulsos láser de subpicosegundos, la absorción ocurre más rápido que la escala temporal de transferencia de energía a la red; con lo cual la absorción queda desacoplada de los procesos de calor en la red [4.39]. Finalmente el plasma de electrones formado ionización por avalancha o MPI puede absorber fuertemente energía cuando la densidad del mismo es suficientemente alta. Dicha absorción puede explicarse a partir del modelo de Drude.

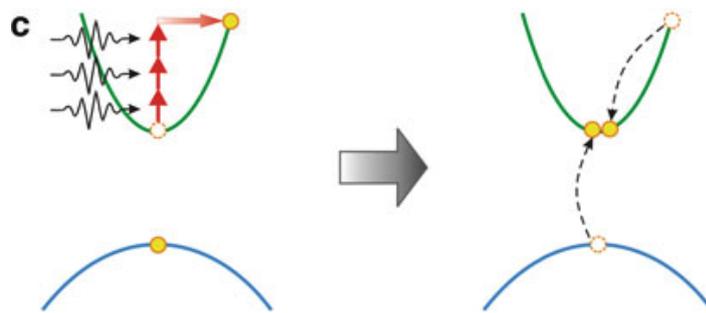


Figura 4.6: Esquema del proceso de fotoionización por avalancha

Finalmente el plasma de electrones formado ionización por avalancha o MPI puede absorber fuertemente energía cuando la densidad del mismo es suficientemente alta. Dicha absorción puede explicarse a partir del modelo de Drude.

C.2. Umbrales de breakdown

La probabilidad de que la luz se absorba en un material que tiene una banda prohibida de gap de energía equivalente a N fotones a través de la absorción no lineal es I^N [4.19], donde I es la intensidad del campo eléctrico. Como la energía de la banda prohibida (y por lo tanto N) varía de material a material, la absorción no lineal variaría enormemente. Experimentalmente, sin embargo, el umbral de intensidad, I_u , requerida para dañar un material varía solo muy ligeramente con la energía de banda prohibida, lo que significa una predominancia de la ionización de avalancha, que depende linealmente de I . En la figura 4.7 se muestran datos experimentales de umbrales del breakdown óptico para distintos anchos de la banda prohibida correspondientes a algunos materiales transparentes.

Se sugiere convencionalmente que el umbral de ionización (o umbral de *breakdown*) se logra cuando la densidad del número de electrones alcanza la densidad crítica correspondiente. a la longitud de onda del láser incidente.

El umbral de ionización para la mayoría de los materiales se encuentra en intensidades entre 10^{13} y 10^{14} Wcm^{-2} ($\lambda \sim 1\mu\text{m}$), con una fuerte dependencia no lineal de la intensidad. Los electrones de banda de conducción ganan energía durante un pulso corto intenso mucho más rápidamente que lo que requiere transferir energía a la red cristalina. Por lo tanto el daño estructural real (rompiendo enlaces interatómicos) ocurre después de la transferencia de energía del plasma a la red, generalmente mucho después del final del pulso. Se ha determinado que en silicio fundido, el umbral de ionización no se alcanza hasta el final del pulso de 100 fs centrados en 1064 nm de longitud de onda y con una intensidad de $1,2 \times 10^{13}$ Wcm^{-2} [23]. Similares umbrales en un rango de $2,8 \times 10^{13}$ Wcm^{-2} se midieron en la interacción de un láser de 120 fs, con 620 nm de longitud de onda laser con vidrio, MgF_2 , zafiro y sílice fundida [26]. Este comportamiento es de esperar, ya que todos los dieléctricos transparentes comparten las propiedades generales de la difusión térmica lenta, la dispersión rápida de electrón-fonón y tasas de ionización. El umbral de fluencia (J cm^{-2}) es un parámetro apropiado para condiciones de caracterización a diferente duración del pulso. Se encontró que el umbral de fluencia varía lentamente si la duración del pulso es inferior a 100 femtosegundos. Por ejemplo, para el caso más estudiado de silicio fundido, se determinaron los siguientes umbrales de fluencias : $\sim 2\text{Jcm}^{-2}$ (1053 nm; $\sim 300\text{fs}$) y $\sim 1\text{Jcm}^{-2}$ (526 nm; 200 fs) [25]; 1.2J cm^{-2} (620 nm; $\sim 120\text{fs}$) [26]; 2.25J cm^{-2} (780 nm; $\sim 220\text{fs}$) [29]; 3Jcm^{-2} (800 nm; 10–100 fs) [30].

Si la ionización se completa tempranamente en el pulso, el plasma formado en el volumen focal tiene una densidad de electrones libres comparable a la densidad iónica de aproximadamente 10^{23}cm^{-3} . Por lo tanto, la interacción del láser continua con el plasma durante el tiempo restante del el pulso.

C.3. Procesos no lineales de propagación de pulsos ultracortos

I. Efecto Kerr

La expresión 3.12 se puede escribir [4.19] como:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_o \left[\chi^{(1)}\mathbf{E} + \mathbf{P}^{NL} \right] \quad (4.5)$$

donde el término \mathbf{P}^{NL} contiene expresiones cuadráticas y de orden superiores de las componentes del campo eléctrico.

Implícitamente, en el tratamiento de interacción lineal de la radiación con la materia (por ejemplo al estudiar la propagación de la luz en guías) se asumió que el campo electromagnético incidente es una mera perturbación. Esto implica que su validez rige para campos cuyas amplitudes son mucho menores que la energía de ligadura de los electrones. Físicamente, la expansión de la polarizabilidad en un desarrollo

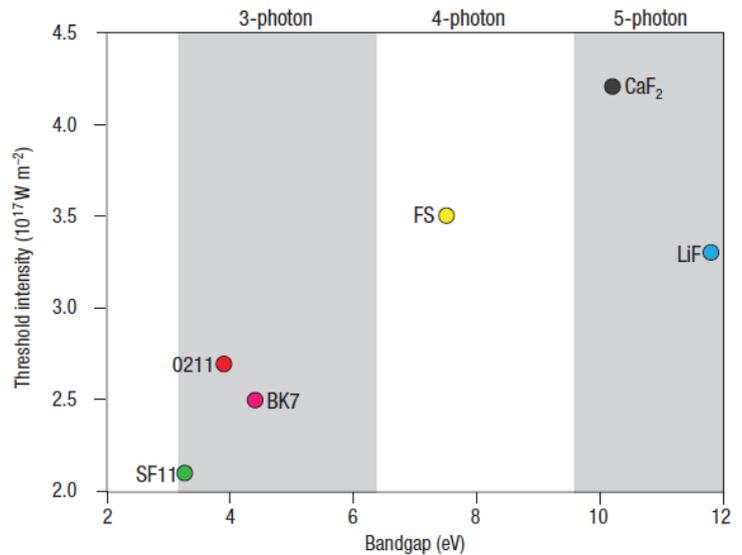


Figura 4.7: Umbrales de fluencia de breakdown para distintos materiales dieléctricos correspondientes a un pulso centrado en 800nm de longitud de onda y 100fs de duración

de distintos órdenes del campo eléctrico, puede ser entendido comparando el campo estático debido la red con el del campo incidente.

Para campos incidentes pequeños, los desplazamientos de las cargas son pequeñas respecto de la posición de equilibrio, y por lo tanto, se establecen osciladores armónicos simples forzados. Sin embargo, para campos mucho más fuertes, se exhibe la naturaleza anarmónica del movimiento debiéndose tomar en cuenta los términos de orden superior que se incluyen en el término P^{NL} .

Al incluirse términos no lineales del campo electromagnético, las ecuaciones de onda 3.1 ya no son válidas apareciendo un índice de refracción "no lineal" inducido por las elevadas intensidades. Este, para el caso de medios isótropos tienen la forma:

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}|\mathbf{E}|^2}$$

el cual, para términos de tercer orden mucho menores que la susceptibilidad lineal $\chi^{(1)}$, puede escribirse, expresando el campo en términos de la intensidad $I = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c n_0 |\mathbf{E}|^2$ como:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (4.6a)$$

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{\varepsilon_0 c n_0^2} \quad (4.6b)$$

Esta dependencia del índice de refracción con la intensidad es lo que se conoce como **efecto Kerr**.

II. Autoenfoque

El proceso se hace más notable a medida que aumenta la intensidad; no obstante, la potencia del láser incidente en un material transparente tiene un valor crítico dado por la ecuación 4.7 [19], para el cual el autoenfoque es compensado por el límite de la difracción, formándose un filamento de luz.

$$P_{sf} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (4.7)$$

Consideremos un haz colimado incidiendo en un material transparente con la intensidad suficiente como para auto-enfocarse. Si el tamaño del haz (sección transversal) aumenta en un factor 2 la intensidad decrece un factor 4 y así también la variación del índice de refracción. No obstante el área efectiva que actúa como lente aumenta un factor cuatro, proporcionando la misma potencia refractiva. Para una lente de cierta apertura numérica, si la potencia P del láser es $P > 1,5P_{sf}$ un simple modelo [4.7] se puede hacer una buena aproximación de la distancia z_F a la cual colapasa el pulso sobre sí mismo por auto-enfoque:

$$z_F = \frac{1}{K} \left[\sqrt{\frac{P}{P_{sf}}} - 0,852 \right] \quad (4.8a)$$

$$K = 0,367L_R \quad (4.8b)$$

donde L_R es la longitud de Rayleigh dependiente del radio de la cintura focal w . Finalmente, la intensidad en la zona focal del pulso láser teniendo en cuenta el efecto

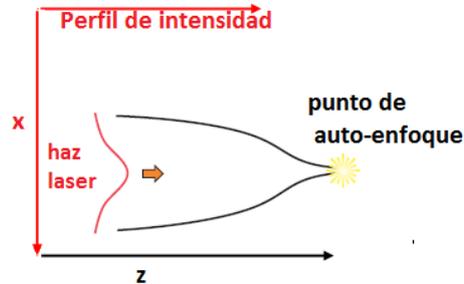


Figura 4.8: Representación esquemática del proceso de auto-enfoque en el régimen de altas intensidades

de auto-enfoque se escribe en función de la potencia crítica P_{sf} y de la intensidad I del pulso en ausencia del efecto de autoenfoque, como :

$$I_{sf} = \frac{I}{1 - \frac{P_0}{P_{sf}}} \quad (4.9)$$

donde P_0 es la potencia del haz incidente.

Un efecto de auto-acción debido al autoenfoque es el auto-atrapamiento de la luz, que se ilustra en la figura 4.9. En este proceso, el pulso láser se puede propagar con un diámetro casi constante como consecuencia del equilibrio entre el autoenfoque y los efectos de difracción, como los que ocurren cuando el medio transparente está ionizado localmente. El proceso también se llama generalmente filamentación [4.13] o a veces "autocanaleo" (*self-channeling*) [4.34, 4.43] debido al hecho de que el cuasi-continuo haz autoguiado puede pasar a propagarse distancias, que van desde unas pocas hasta muchas longitudes de Rayleigh. La propagación no lineal influye determinadamente la distribución de densidad de energía en el foco debido al efecto de autoenfoque y al autodesenfoque por creación del plasma.

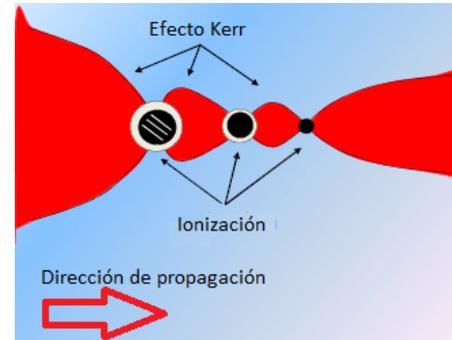


Figura 4.9: Proceso de filamentación

La propagación no lineal influye determinadamente la distribución de densidad de energía en el foco debido al efecto de autoenfoque y al autodesenfoque por creación del plasma.

C.4. Energía depositada en el volumen focal del pulso

La distribución de intensidad en el foco de un haz idealmente gaussiano axialmente simétrico, es $I(r, z)$, es bien conocida [4]. Las escalas transversales y axiales están conectadas por la relación familiar $z_0 = \pi w_0^2 n_0 / \lambda$ siendo n_0 la parte real del índice de refracción del material. El mínimo de la cintura focal considerando la limitación por difracción de una lente con apertura numérica NA, es [4.10]:

$$w_0 = 1,22 \frac{\lambda}{NA} \quad (4.10)$$

El volumen focal cilíndrico (donde el campo eléctrico disminuye un factor e a lo largo del radio y por un factor de dos a lo largo del eje z es entonces expresado como

$$V_{foc,E} = 2\pi w_0^2 z_0 = \lambda z_0^2 \quad (4.11)$$

A continuación, relacionamos la energía absorbida con la intensidad del láser incidente, promediada durante muchos periodos de luz láser: $I_0 = \frac{c}{8\pi} |E_0|^2$, donde $E_0(r=0, z=0)$ está correctamente relacionado campo eléctrico del láser incidente. Correspondientemente, el volumen donde la intensidad disminuye aproximadamente dos veces ($z_{1/2} = (\sqrt{2} - 1)z_0$; $r_{1/e} = \sqrt{2}w_0$) puede expresarse en una primera aproximación como:

$$V_{foc,I} = 2\pi r_{1/e}^2 z_0 = (\sqrt{2} - 1)^2 \lambda z_0^2 \quad (4.12)$$

En la práctica, deben hacerse correcciones para la longitud del pulso corto, teniendo en cuenta el uso de un lente gruesa, la no linealidad del material, aberraciones en la óptica de enfoque, etc. Incluso con un enfoque ajustado, el volumen focal suele ser del orden del cubo de la longitud de onda, $V_{foc,I} \approx \lambda^3$. El campo eléctrico en el foco ajustado representa un patrón de interferencia complejo donde la noción de polarización es difícil de introducir. Sin embargo sus efectos sobre la red no debe ser despreciado a priori, ya que el balance entre las magnitudes de los campos estático e campo incidentes sobre los electrones probablemente induzca distintas densidades de

plasma en función de la dirección del campo eléctrico. Esto no ha sido ampliamente discutido en el marco de estudios de guías y menos aún, su vínculo con la transferencia de energía hacia la red la cual podría depender de la distribución espacial de carga del plasma.

Si se desea entregar una energía acotada a un *spot* dentro del volumen de un sólido transparente debe mantenerse por de bajo de la potencia umbral autoenfoco del material (ver ecuación 4.7). El valor crítico para la potencia del haz láser depende de la parte no lineal del índice de refracción se acuerdo a [4.6]:

$$P_{sf} = \frac{\lambda^2}{2\pi n_0 n_2} \quad (4.13)$$

Luego, para un haz incidente, gaussiano, de potencia $P_0 > P_{sf}$ se autoenfoca luego de propagarse una distancia L_{sf} dada por:

$$L_{sf} = \frac{2\pi n_0 r_0^2}{\lambda} \left(\frac{P_0}{P_{sf}} - 1 \right)^{-1/2} \quad (4.14)$$

C.5. Explosión de Coulomb y ondas de choque

Luego de depositarse altas densidades de energía, al principio del pulso, todos los enlaces se rompen, el material se convierte en un plasma denso y caliente, llegando a ser la presión en la zona de interacción mucho mayor que la del sólido circundante. Con un aumento adicional en la densidad de energía, se genera una fuerte onda de choque (*shockwave*) en la región de interacción y esto se propaga en el material frío circundante, acompañada por la compresión del material sólido en el frente de onda y la descompresión detrás del mismo [4.35]. EL movimiento hidrodinámico [4.1], como la aparición de una onda de choque desde el volumen focal en un material circundante frío, comienza solo después de la finalización del transferencia de energía.

Los procesos de transferencia de energía fuera del equilibrio, involucrados en la interacción de pulsos de *fs* y *ps* con materiales dieléctricos compiten en una amplio rango de escalas temporales [4.19] y espaciales [4.36]. El tiempo de transferencia de energía de electrón a ion y el tiempo de conducción de calor en un plasma se encuentra en el rango de picosegundos. Por lo tanto, en una interacción láser-sólido de sub-picosegundos, la energía depositada se limita al electrón mientras que los iones permanecen fríos de acuerdo al modelo de dos temperaturas (TTM) [4.33]. La tasa de intercambio de energía de electrón a ion, v_{en} , en plasma se expresa a través de tasa de cambio de impulso de ión / electrón, v_{ei} , de acuerdo con Landau como $v_{en} \approx m_e/m_i v_{ei}$ [4.29] La tasa de colisión de electrón-ión para el intercambio de momento en el plasma ideal es bien conocido [4.27]: $v_{ei} \approx 3 \times 10^{-6} \log \Gamma n_e Z / T_e^{3/2}$ Aquí Z es la carga de iones y $\log \Lambda$ es el logaritmo de Coulomb. Γ es la relación de la parámetros de impacto máximo y mínimo. El parámetro de impacto máximo es cercano a la longitud de Debye del electrón (distancia de apantallamiento). El mínimo parámetro de impacto es el mayor de la distancia clásica de acercamiento más cercano en las colisiones de Coulomb, o la longitud de onda de DeBroglie del electrón [4.27]. Por lo tanto, los electrones en sílice fundida calentados por un pulso láser altamente enfocado ($T_e = 244eV$, $n_e = 6,61022cm^{-3}$, $\log \Lambda = 3,7$, $Z = 1$, $(m_i)_a = 20$) transfieren energía a los iones sobre un tiempo $t_e = v_{en}^{-1} = 200$ picosegundos que es más largo que la duración del pulso del láser de 100 fs.

Un *shock*, consiste en la propagación de una discontinuidad (perturbación) de magnitudes como la densidad, temperatura, estrés, etc., en un medio continuo. Sin embargo la discusión de los choques implica inevitablemente la consideración del comportamiento de la materia a nivel atómico o molecular, y a veces a escala de granos de un policristal u otras características mesoscópicas del material. Ambos puntos de vista, junto a la observación experimental indican que una onda de choque no puede

ser una discontinuidad matemática estricta debiendo tener alguna extensión espacial. La examinación de algunos materiales recuperados después de haber sido sometidos a compresión de choque revelan una alteración sustancial de la microestructura del material, lo que indica que la transición de choque no puede ser instantánea y también que el proceso de la compresión por choque es altamente irregular cuando se observa a escalas microscópicas o mesoscópicas (Es decir, en escalas de longitud comparables al espaciado de la red o al tamaño de los granos de materiales policristalinos). Se encuentra, sin embargo, que los campos asociados con una onda suave que se propaga constantemente satisface las mismas condiciones de masa, impulso, y la conservación de energía como se satisfacen en una estricta discontinuidad. Esto significa que es razonable interpretar una onda estable y estructurada como un discontinuidad de choque si su espesor es pequeño en comparación con otras dimensiones de interés. En su forma idealizada, el choque deforma el material instantáneamente. Un shock estructurado deforma el material a una velocidad finita, la máxima que se puede lograr [4.2]. Así, los fenómenos de compresión de choque, particularmente para choques débiles, son grandemente afectados por las características microestructurales del material en el que se propagan. La deformación inelástica de los metales por ejemplo resulta del movimiento de dislocaciones y formación. de disitintos tipos de defectos de la estructura cristalina, bandas de cizalladura adiabática, etc. A menudo las teorías de respuesta del material están motivadas por el conocimiento de la operación de estos mecanismos de deformación, y estas teorías han sido bastante exitosas en la predicción de la respuesta de medio continuo. En este marco un primer punto de partida aproximación para este análisis es la consideración de ondas de choque planas uniaxiales [4.3], aunque evidentemente movimientos uniaxiales ocurren en materiales reales solo en un sentido promedio. En deformaciones uniaxiales, ni la deformación por cizallamiento ni la de compresión dominan completamente el proceso sino que son estados de gran compresión combinados con pequeñas cizalladuras que originan deformaciones elásticas más generales y también puede surgir en conexión con la parte elástica de la deformación en problemas de tensión uniaxial elástica-plástica [4.4]

La onda de choque que se propaga en un material frío pierde su energía debido a la disipación, y poco a poco se transforma en una onda sonora. La distancia a la que el *shock* se detiene efectivamente, define el área afectada por el mismo. Esta distancia puede ser estimada de la condición de que la presión detrás del choque es igual a la llamada presión fría [36] del material no perturbado, P_0 . Es posible estimar P_0 a partir de la densidad de masa inicial, ρ_0 , y la velocidad del sonido, c_s , en el material frío de la siguiente manera $P_0 \sim \rho_0 c_s^2$. Este valor es comparable con el módulo de Young del material. La distancia donde se detiene la onda de choque se expresa por el radio r_{stop} , donde la onda de choque inicialmente emerge a través de la condición de conservación de energía :

$$r_{stop} \approx r_{shock} \left(\frac{P_{shock}}{P_0} \right) \quad (4.15)$$

La onda de sonido continúa propagándose aparentemente no afectando a la propiedades del material para $r > r_{stop}$.

Se puede aplicar la fórmula anterior para estimar el área afectada por el *shock* en el experimento [37] empleando pulsos de láser de 800 nm donde fueron ajustados a 300 nJ y 100 fs, enfocados en sílice fundida. Tomando el radio donde el choque emerge como $r_{shock} \sim 10^{-4} cm$, $P_{shock} \sim 5 \times 10^{12} erg.cm^3$ y $P_0 \sim 10^{11} erg.cm^3$ se obtiene $r_{stop} \sim 3,7 \times 10^{-4} cm$ para un solo pulso.

D. Modificaciones de índice de refracción inducido por FLDW

Desde los comienzos, las primeras explicaciones sobre las variaciones del índice de refracción inducidas mediante el procesado con PLFS asociaban los incrementos o decrementos respecto del *bulk* a modelos de defectos inducidos por la interacción del material con el láser. La transferencia de energía desde el plasma generado conduce a un desorden (aumento de números de defectos del cristal) que resulta en un incremento local del volumen [4.11]. Como consecuencia se establece una disminución del índice de refracción, consistentemente con la ecuación 4.16 de Clausius-Mosotti [4.12]:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\alpha_M}{V_M} \quad (4.16)$$

donde α_M y V_M son la polarizabilidad molar y el volumen molar respectivamente.

Para bajas fluencias del laser se crean defectos puntuales en la zona de interacción, que reducen la polarización espontánea del cristal y por lo tanto se incrementa el índice de refracción. En el caso del LNB, la polarización espontánea es el resultado del momento dipolar permanente en la fase ferroeléctrica causado por las dislocaciones de los átomos de *Li* y *Nb* con respecto a los octaedros de oxígeno. Este modelo, extensamente aceptado, predice que cambios en la densidad implican cambios en el índice de refracción. Sin embargo, este, puede ser causado también por algún grado de amorfización (daños no reversibles). Este hecho se entiende ya que el daño de la red modifica las contribuciones a la polarizabilidad debido a los iones y los electrones (ver capítulo 3, sección A.2)

Para el volumen de celda unidad dada, pueden ocurrir diferentes variaciones del índice de refracción, dependiendo del nivel de daño de la red cristalina. El perfil espacial del índice de refracción asociado a la guía de onda fabricada estará constituido por la superposición de las siguientes contribuciones:

1. Daño de red en los filamentos (consistidos por *voxels* submicrométricos).
2. Material cristalino comprimido con una alta densidad de defectos térmicamente removibles e imperfecciones de la red localizados en la vecindad de los filamentos.
3. Material cristalino comprimido entre filamentos y en el entorno de ellos, térmicamente estables (dependiendo del material).
4. Leve dilatación del material cristalino en los extremos del filamento. Térmicamente estable hasta $\sim 600^\circ C$.

Conforme a este modelo simple, si las modificaciones del índice de refracción en una posición (x, y) causada por la compresión / dilatación local y por el daño de la red son respectivamente denotado por $n_{vol}(x, y)$ y por $n_d(x, y)$, luego el cambio total del índice de refracción en la posición (x, y) , $n_{tot}(x, y)$, está dada por:

$$\Delta n_{tot}(x, y) = \Delta n_{vol}(x, y) + \Delta n_d(x, y) \quad (4.17)$$

La deformación unitaria de la celda unidad $\Delta V/V$ puede ser estimada como:

$$\frac{\Delta V}{V} = 3 \frac{R_s}{Y} \quad (4.18)$$

donde Y es el módulo de Young y R_s es el estrés residual proporcional al corrimiento de los picos luminiscentes. En cristales Nd:cYAG⁶ se ha aproximado por $R_s(kBar) = -0,75\Delta E_{Nd}$ [4.28], siendo ΔE_{Nd} (en cm^{-1}) el corrimiento de la línea ${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(Z_5)$ bajo presión [4.22, 4.47].

Se ha demostrado que para guías tipo II la mayor contribución proviene de la modificación microestructural en el término $\Delta n_{vol}(x, y)$ [4.11, 4.38, 4.40]

⁶NdYAG corte c)

Bibliografia

- [4.1] Shock waves in solids. In *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Elsevier, 1967, pp. 685–784.
- [4.2] *Fundamentals of Shock Wave Propagation in Solids*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [4.3] *Fundamentals of Shock Wave Propagation in Solids*. Springer Berlin Heidelberg, 2008. ch.2.
- [4.4] *Fundamentals of Shock Wave Propagation in Solids*. Springer Berlin Heidelberg, 2008. ch.7.
- [4.5] ABRAHAMS, S. C., AND MARSH, P. Defect structure dependence on composition in lithium niobate. *Acta Crystallographica Section B Structural Science* 42, 1 (feb 1986), 61–68.
- [4.6] AKHMANOV, S. A., VYSLOUKH, V. A., AND CHIRKIN, A. S. Optics of femtosecond laser pulses. *Moscow Izdatel Nauka* (1988).
- [4.7] ASHKENASI, D., VAREL, H., ROSENFELD, A., NOACK, F., AND CAMPBELL, E. E. B. Pulse-width influence on the laser-induced structuring of CaF₂ (111). *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 63, 2 (jul 1996), 103–107.
- [4.8] BALLMAN, A. A. Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the Czochralski technique. *Journal of the American Ceramic Society* 48, 2 (feb 1965), 112–113.
- [4.9] BLÅGÅRD, J., BORN, E., AND METZGER, T. Solid state NMR study supporting the lithium vacancy defect model in congruent lithium niobate. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 55, 7 (jul 1994), 589–593.
- [4.10] BORN, AND WOLF. *Principles of Optics*, 7 ed. Cambridge University Press, 1999.
- [4.11] BURGHOFF, J., NOLTE, S., AND TÄNNERMANN, A. Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO₃. *Applied Physics A* 89, 1 (jun 2007), 127–132.
- [4.12] BURGHOFF, J., NOLTE, S., AND TÄNNERMANN, A. Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured linbo₃. *Applied Physics A* 89, 1 (jun 2007), 127–132.
- [4.13] COUAIRON, A., AND MYSYROWICZ, A. Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Reports* 441, 2-4 (mar 2007), 47–189.
- [4.14] D. F. NELSON (AUTH.), D. F. N. E. *Piezooptic and Electrooptic Constants*, 1 ed. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter 30A : Condensed Matter. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996. cap.5.
- [4.15] DHANARAJ, G., BYRAPPA, K., PRASAD, V. V., (AUTH.) AND DR. GOVINDHAN DHANARAJ, M. D., PH.D., D. P. K. B., DR., D. V. P., AND (EDS.), P. M. D. D. *Springer Handbook of Crystal Growth*, 1 ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.

- [4.16] DHANARAJ, G., BYRAPPA, K., PRASAD, V. V., (AUTH.) AND DR. GOVINDHAN DHANARAJ, M. D., PH.D., D. P. K. B., DR., D. V. P., AND (EDS.), P. M. D. D. *Springer Handbook of Crystal Growth*, 1 ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. Capítulo 1.
- [4.17] DIEROLF, V., AND KOERDT, M. Combined excitation-emission spectroscopy of er^{3+} ions in stoichiometric $linbo_3$ the site selectivity of direct and up conversion excitation processes. *Physical Review B* 61, 12 (mar 2000), 8043–8052.
- [4.18] EATON, S. M., CERULLO, G., AND OSELLAME, R. *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials*, 1 ed. Topics in Applied Physics 123. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [4.19] GATTASS, R. R., AND MAZUR, E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials. *Nature Photonics* 2, 4 (apr 2008), 219–225.
- [4.20] GILL, D. M., WRIGHT, J. C., AND MCCAUGHAN, L. Site characterization of rare-earth-doped $linbo_3$ using total site selective spectroscopy. *Applied Physics Letters* 64, 19 (may 1994), 2483–2485.
- [4.21] HARGROVE, L. E., FORK, R. L., AND POLLACK, M. A. LOCKING OF he-ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION. *Applied Physics Letters* 5, 1 (jul 1964), 4–5.
- [4.22] IKESUE, A., AUNG, Y. L., YODA, T., NAKAYAMA, S., AND KAMIMURA, T. Fabrication and laser performance of polycrystal and single crystal nd:YAG by advanced ceramic processing. *Optical Materials* 29, 10 (jun 2007), 1289–1294.
- [4.23] IYI, N., KITAMURA, K., IZUMI, F., YAMAMOTO, J., HAYASHI, T., ASANO, H., AND KIMURA, S. Comparative study of defect structures in lithium niobate with different compositions. *Journal of Solid State Chemistry* 101, 2 (dec 1992), 340–352.
- [4.24] JIA, W., LIM, K.-S., LIU, H., WANG, Y., JU, J., YUN, S., FERNANDEZ, F., AND YEN, W. Up-conversion of multi-site er in $linbo_3$ single-crystal fibers. *Journal of Luminescence* 66-67 (dec 1995), 190–197.
- [4.25] K. K. WONG, K. K. W. *Properties of Lithium Niobate (Emis Datareviews Series, 28)*. The Institution of Engineering and Technology, 2002.
- [4.26] KELDYSH, L. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Sov. Phys. JETP* 20, 5 (1965), 1307–1314.
- [4.27] KEY, M. H. The physics of laser plasma interactions, w. l. kruer. addison-wesley, 1988, £33.95, 182 pages. *Journal of Plasma Physics* 45, 01 (feb 1991), 135.
- [4.28] KOBYAKOV, S., KAMIŃSKA, A., SUCHOCKI, A., GALANCIAK, D., AND MALINOWSKI, M. Nd³⁺-doped yttrium aluminum garnet crystal as a near-infrared pressure sensor for diamond anvil cells. *Applied Physics Letters* 88, 23 (jun 2006), 234102.
- [4.29] LANDAU, L. *Electrodynamics of Continuous Media*, 2 ed., vol. Volume 8. Pergamon, 1984.
- [4.30] LORENZO, A., LORO, H., SANTIUSTE, J. M., TERRILE, M., BOULON, G., BAUSĀj, L., AND SOLĀ©, J. G. Rbs/channeling to locate active ions in laser materials: application to rare earth activated linbo₃. *Optical Materials* 8, 1-2 (jul 1997), 55–63.
- [4.31] MARTINEZ, O. E. Grating and prism compressors in the case of finite beam size. *Journal of the Optical Society of America B* 3, 7 (jul 1986), 929.

- [4.32] MEDINA, A. N., BENTO, A. C., BAESSO, M. L., GANDRA, F. G., CATUNDA, T., AND CASSANHO, A. Temperature dependence of the cr^3 site axial distortion in $LiSrAlF_6$ and $LiSrGaF_6$ single crystals. *Journal of Physics: Condensed Matter* 13, 36 (aug 2001), 8435–8443.
- [4.33] M.I. KAGANOV, I.M. LIFSHITZ, L. T. Relaxation between electrons and the crystalline lattice. *Moscow Izdatel Nauka* 4, 2 (February 1957), 173.
- [4.34] MISAWA, H., AND JUODKAZIS, S., Eds. *3D Laser Microfabrication*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, jun 2006. Capitulo 6, E. Gaizauskas, Filamentation versus optical breakdown in bulk transparent media.
- [4.35] MISAWA, H., AND JUODKAZIS, S., Eds. *3D Laser Microfabrication*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, jun 2006. cap.2.
- [4.36] MISAWA, H., AND JUODKAZIS, S., Eds. *3D Laser Microfabrication*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, jun 2006.
- [4.37] NELSON, D. F., AND MIKULYAK, R. M. Refractive indices of congruently melting lithium niobate. *Journal of Applied Physics* 45, 8 (aug 1974), 3688–3689.
- [4.38] RÓDENAS, A., TORCHIA, G. A., LIFANTE, G., CANTELAR, E., LAMELA, J., JAQUE, F., ROSO, L., AND JAQUE, D. Refractive index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic $nd:YAG$ waveguides: micro-spectroscopy experiments and beam propagation calculations. *Applied Physics B* 95, 1 (jan 2009), 85–96.
- [4.39] SCHAFFER, C. B., BRODEUR, A., AND MAZUR, E. Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses. *Measurement Science and Technology* 12, 11 (Nov 2001), 1784–1794.
- [4.40] SIEBENMORGEN, J., PETERMANN, K., HUBER, G., RADEMAKER, K., NOLTE, S., AND TÄNNERMANN, A. Femtosecond laser written stress-induced $nd:y_3al_5o_{12}$ ($nd:YAG$) channel waveguide laser. *Applied Physics B* 97, 2 (sep 2009), 251–255.
- [4.41] STRICKLAND, D., AND MOUROU, G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications* 56, 3 (dec 1985), 219–221.
- [4.42] VÁZQUEZ, R., SANTOS, M., LÓPEZ, F., BRAVO, D., AND DIÉGUEZ, E. Influence of neutral environment in the growth of cr -doped $LiCAF/LiSAF$ crystals: X-ray powder diffraction and EPR analysis. *Journal of Crystal Growth* 237-239 (apr 2002), 894–898.
- [4.43] VVAA. Archivo situacionista hispano, 1996. a recently launched (April 2009) internet resource dedicated to nonlinear laser propagation, developed and maintained by the Stelios Tzortzakis and the UNIS Group located at the IESL-FORTH in Greece.
- [4.44] WEIS, R. S., AND GAYLORD, T. K. Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure. *Applied Physics A Solids and Surfaces* 37, 4 (aug 1985), 191–203.
- [4.45] WILKINSON, A. P., CHEETHAM, A. K., AND JARMAN, R. H. The defect structure of congruently melting lithium niobate. *Journal of Applied Physics* 74, 5 (sep 1993), 3080–3083.
- [4.46] WITTE, O., STOLZ, H., AND VON DER OSTEN, W. Upconversion and site-selective spectroscopy in erbium-doped. *Journal of Physics D: Applied Physics* 29, 3 (mar 1996), 561–568.

- [4.47] YAGI, H., YANAGITANI, T., NUMAZAWA, T., AND UEDA, K. The physical properties of transparent $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$. *Ceramics International* 33, 5 (jul 2007), 711–714.
- [4.48] ZOTOV, N., BOYSEN, H., FREY, F., METZGER, T., AND BORN, E. Cation substitution models of congruent LiNbO_3 investigated by x-ray and neutron powder diffraction. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 55, 2 (feb 1994), 145–152.

Capítulo 5

Luminiscencia de iones de tierras raras y metales de transición

Los elementos de metales de transición y de tierras raras tienen ópticamente activas las capas vacías $3d$ y $4f$ respectivamente. Están naturalmente presentes en ciertos minerales pero son introducidos artificialmente en cristales sintéticos como iones activos para aplicaciones tecnológicas. Particularmente han sido extensamente empleados para el desarrollo de cavidades láser o de amplificación óptica [?], [?], [?], [?], [?]. La características luminiscentes de estos iones inmersos en un material como impurezas sustitucionales está determinada por la perturbación de los niveles de los electrones de valencia del ion libre de y del grado de acoplamiento de dichos electrones con la red cristalina. De esta manera, las transiciones ópticas ocurridas a través de emisión espontánea u otros procesos de emisión no lineales brindan información del entorno cristalino de los iones en *bulk*.

Las impurezas, generalmente son introducidas de manera que están presentes con bajas concentraciones ¹. El desarrollo de los hamiltonianos para determinar esa estructura de niveles se enmarca en la teoría (perturbativa) del campo cristalino que aborda el cálculo de autoenergías y autoestados con distintas aproximaciones según sea el sistema.

A. Formalismo (cuántico) para iones ópticamente activos

El tratamiento completo para determinar los estados de energía de los iones ópticamente activos y por lo tanto las transiciones radiativas y no radiativas se encuentra extendidamente descrito bajo el formalismo de la mecánica cuántica [?]. Es bien conocido el procedimiento de resolver el problema en dos etapas: considerar en principio un campo cristalino central en una red estática con una configuración de coordenadas promedio y luego resolver el acoplamiento electrón-fonón, considerando la dinámica de la red cristalina.

En el tratamiento de campo cristalino central estático, se asume que los electrones de valencia están localizados en el ion A (núcleo y sus electrones) y que la carga de los iones B del entorno de la red no penetran en la región ocupada por estos electrones de valencia. El hamiltoniano del sistema (ion A perturbado) se escribe:

$$H = H_{0A} + H_{cc}$$

donde H_{0A} es el hamiltoniano del ion A libre, y H_{cc} es la perturbación debido al campo cristalino central, la cual tiene en cuenta la interacción de los electrones de valencia

¹ Las concentraciones típicas son del orden de 0,1 – 3% de manera que las interacciones entre los dopantes son despreciables debido su gran separación, evitando efectos de *quenching* entre otros [?].

de A en las posiciones \mathbf{r}_i con el campo eléctrico creado por los iones de B ocupando las posiciones promedio \mathbf{R}_l consideradas como parámetros. Así:

$$H_{cc}^{estático} = \sum_i \sum_l H(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_l) \quad (5.1a)$$

$$H(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_l) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_l e^2}{|\mathbf{R}_l - \mathbf{r}_i|} \quad (5.1b)$$

Dependiendo de la magnitud del término $H_{cc}^{estático}$ relativa a los tres términos del hamiltoniano del ion libre, serán consideradas diferentes aproximaciones perturbativas para resolver la ecuación de autofunciones de Schrödinger:

1. Campo cristalino débil:

Cuando $H_{cc}^{estático} \ll H_{ee}, H_{SO}$: Generalmente empleado para niveles de energía de tierras raras trivalentes ya que sus electrones de valencia $4f$ están apantallados por los electrones $5s^2 5p^6$. En este marco, el hamiltoniano del ion A libre a su vez puede expandirse en la forma:

$$H_{0A} = H_0 + H_{ee} + H_{SO} \quad (5.2)$$

siendo que H_{ee} representa las interacciones electrónicas y H_{SO} el acoplamiento spin-órbita. Luego, $H_{cc}^{estático}$ perturba los autoestados $^{2S+1}L_J$, siendo $J = L + S$.

2. Campo cristalino intermedio

$H_{SO} \ll H_{cc}^{estático} < H_{ee}$: Aplicada para centros de iones de metales de transición en ciertos ambientes cristalinos donde el parámetro de Huang-Rhys ² $S_{hr} \approx 0$.

3. Campo cristalino fuerte

$H_{SO} < H_{ee} < H_{cc}^{estático}$: En este caso, H_{SO} y H_{ee} son inicialmente despreciados para el cálculo de los autoestados que son un producto de orbitales de campo cristalino de un electrón. Luego la interacción electrónica es tomada en cuenta proporcionando un número cuántico Λ asociado al campo cristalino. Finalmente la interacción espín-órbita, H_{SO} , es intrducida como perturbación a los estados caracterizados por Λ y S (espín).

Luego, basados en la aproximación adiabática (Born-Oppenheimer) es posible parametrizar las coordenadas iónicas para factorizar las funciones de onda en una parte electrónica (ψ_n) y otra vibracional (χ_m) en la forma $\psi_n(\{\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_l\})\chi_m^{(n)}(\mathbf{R}_l)$ ³, siempre que no haya degeneración de estado electrónicos, indicados por el índice n (pag.194 Henderson). Los números n y m denotan los estados discretos electrónicos y vibracionales respectivamente.

Dado que la red dinámica es un sistema que acopla los desplazamientos respecto de la posición del equilibrio de los iones en sus distintos modos de vibración, el hamiltoniano completo perturbado se escribe convenientemente en términos de las *coordenadas normales* $\{Q_k\}$, el campo cristalino estático de la red para una coordenada normal fija, el potencial interiónico $\sum_l V_{ii}^{(n)}(\mathbf{R}_l)$ y la energía cinética de los iones de la red $\sum_l \frac{P_l^2}{2M_l}$. Donde el supraíndice (n) indica que el estado vibracional $|m\rangle$, con función de onda $\chi_m^{(n)}(\{\mathbf{R}_l\})$ depende del estado electrónico n .

En el modelo de *coordenada configuracional simple*, la coordenada *normal* Q oscila alrededor de cierta posición de equilibrio $Q_0^{(n)}$ y la función de onda puede escribirse como

²definido más adelante es esta misma sección

³ R_l se mide respecto de la posición del núcleo de A

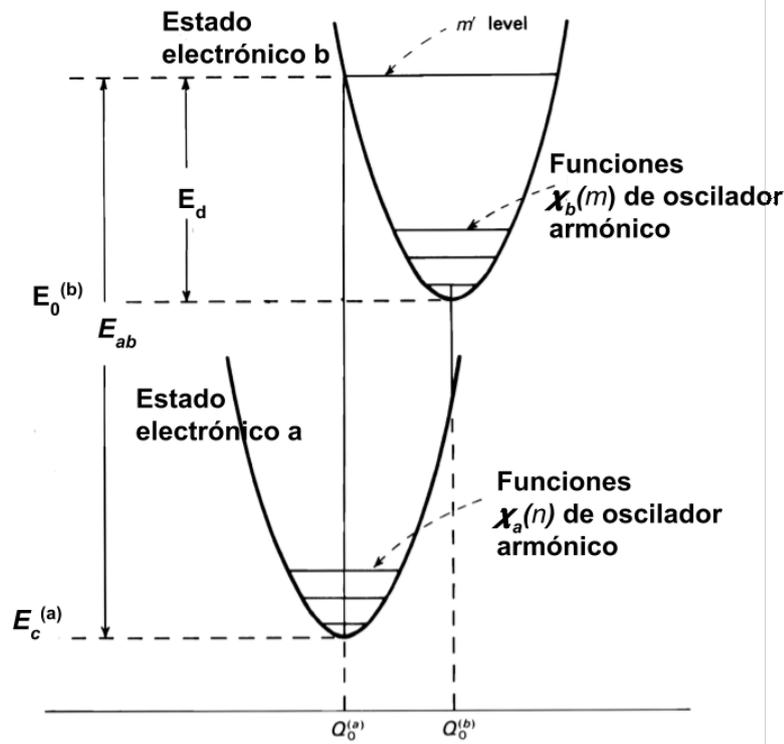


Figura 5.1: Diagrama configuracional de estados vibrónicos, en al aproximación armónica.

$$\langle \mathbf{r}_i | n, m \rangle = \psi_n(\{\mathbf{r}_i, Q_0^{(n)}\}) \chi_m^{(n)}(Q) \quad (5.3)$$

A.1. Operador deformación

La determinación de los estados vibrónicos fue descrita en el marco de la bien conocida aproximación adiabática, la cual en su forma pura asume que el potencial interiónico $V_{ii}(R_l)$ no depende de los estados electrónicos ⁴. Para un acoplamiento electrón-fonón débil, se emplea perturbaciones de las funciones de onda producto obtenidas en dicha aproximación. Explícitamente a través un término $V_{ii}(\mathbf{r}_i, Q_k)$ en el término del campo cristalino que acople las coordenadas electrónicas \mathbf{r}_i con las de los iones de la red q_k .

Un modo vibracional (\mathbf{k}) de la red, distorsiona dinámicamente el entorno cristalino que posee cierta simetría Γ , de los electrones de la impureza dando lugar al operador deformación $\hat{\varepsilon}_k(l) = (q_{l+1}^{(k)} - q_l^{(k)})/a$ en la vecindad del l -ésimo átomo de la red por el k -ésimo modo. En la aproximación de longitud de onda larga ($\lambda \gg a =$ distancia interatómica) este se relaciona con los operadores creación a^\dagger y aniquilación a de fonones:

$$\hat{\varepsilon}_k(l) = -ik \left(\frac{\hbar}{2MN\omega_k} \right)^{\frac{1}{2}} (a_k^\dagger \exp(ikla) - a_k \exp(ikla)) \quad (5.4)$$

La interacción de acoplamiento electrón-fonón, $V(\mathbf{r}_i, Q_k)$ puede escribirse como una serie de potencias del operador deformación:

$$V(\mathbf{r}_i, Q_k) = \sum_{k,\Gamma} V^{k,\Gamma}(\mathbf{r}_i) \varepsilon_k + O(\text{sup}) \quad (5.5)$$

⁴Esto devien de considerar que al ser la relajación electrónica mucho más rápida, las posiciones de equilibrio $\{\mathbf{R}_i\}$ no dependen del estado electrónico

siendo $V^{k,\Gamma}(\mathbf{r}_i)$ la energía electrónica debido a la distorsión Γ causada por la deformación unitaria inducida por el modo k -ésimo y $O(sup)$ términos con potencias de ε de orden superior.

Y el método perturbativo entonces nos da la función de onda que corrige $\psi_n(\{\mathbf{r}_i, Q_0^{(n)}\})\chi_m^{(n)}(Q)$ a primer orden como:

$$\psi(n, m) = \langle \mathbf{r} | C_n \left[|n, m\rangle + \sum_{t,k,\gamma,m'} \frac{\langle t | V^{k,\gamma} | n \rangle}{E_{n,m} - E_{t,m'}} \langle m' | \varepsilon_k | m \rangle |t, m'\rangle \right] \quad (5.6)$$

donde t representa aquellos estados electrónicos del centro mezclados por la interacción, m' representa otros estados vibracionales de la red y C_b una constante de normalización.

A.2. Probabilidades de transición y reglas de selección

En la aproximación dipolar eléctrica la transición de un electrón, con coordenadas \mathbf{r}_i , entre un estado electrónico vibracional $|n, m\rangle$ (llamémoslo a) a otro $|n', m'\rangle$ (b) es proporcional al elemento de matriz del momento dipolar eléctrico μ del campo incidente:

$$\langle \psi_{n'}(\mathbf{r}_i, Q)\chi_{m'}^{(n)}(Q) | \mu | \psi_n(\mathbf{r}_i, Q)\chi_m^{(n)}(Q) \rangle$$

Las transiciones dipolares eléctricas son permitidas cuando los estados final e inicial poseen paridad opuesta y son prohibidas cuando poseen la misma paridad. Recordando que la paridad está dado por $(-1)^l$, siendo l el número cuántico orbital. Esta es la conocida regla de Laporte.

Para calcular las probabilidades de transición de un ion que no se encuentra libre, se debe tener en cuenta además una corrección del momento dipolar debido al campo cristalino. Por lo que al campo eléctrico de la onda plana incidente \vec{E}_0 , con frecuencia ω_0 , debe sumarse el campo local \vec{E}_{loc} y el resultado del cálculo es que la probabilidad por unidad de tiempo de emisión espontánea es ([?]):

$$W^{a \rightarrow b} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4n\omega_0^3}{3_0^3} \frac{\vec{E}_{loc}^2}{E_0^2} |\mu_{ba}|^2 \quad (5.7)$$

donde los elementos de matriz del momento dipolar están modificados ya que las autofunciones del hamiltoniano han sido modificadas respecto del ion libre, por el entorno cristalino y por lo tanto también las reglas de selección. Afortunadamente la regla de Laporte sigue valiendo para sitios en ambientes locales con simetría de inversión dado que los autoestados preservarán la paridad de los autoestados correspondientes al ion libre. Sin embargo los sitios sin simetría de inversión implicarán autoestados sin paridad bien definida haciendo que deje de valer la regla de Laporte.

Para cristales uniaxiales (pertenecientes a los sistemas hexagonales, tetragonales o trigonales) y de menor simetría el fenómeno de polarización en la absorción y emisión se evidencian dado que las transiciones estarán permitidas o prohibidas dependiendo de la dirección de vibración de los campos eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{H} relativa a las direcciones cristalográficas diferenciándose los distintos espectros:

$$\begin{aligned} \text{Espectro } \alpha: & \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{c}, \quad \mathbf{H} \perp \mathbf{c} \\ \text{Espectro } \sigma: & \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{c}, \quad \mathbf{H} \parallel \mathbf{c} \\ \text{Espectro } \pi: & \quad \mathbf{E} \parallel \mathbf{c}, \quad \mathbf{H} \perp \mathbf{c} \end{aligned}$$

En el espectro α , la luz se propaga a lo largo del eje óptico (c) siendo ambos campos, \mathbf{E} y \mathbf{H} perpendiculares a dicho eje. En los espectros σ y π la luz se propaga en dirección

perpendicular al eje c . Son denominados espectros ortoaxiales. Mientras que en la emisión σ el campo eléctrico es perpendicular al eje c con lo cual el campo magnético es paralelo al mismo, en el espectro π el campo eléctrico es paralelo al eje c y el campo magnético perpendicular al mismo.

La evolución temporal de la población de estados excitados sigue una regla general:

$$\frac{dN}{dt} = -W_T N(t) \quad (5.8)$$

donde W_T es la tasa de decaimiento (o probabilidad de decaimiento por unidad de tiempo) la cual puede desdoblarse los procesos radiativos (r) y los no radiativos (nr):

$$W_T = W_r + W_{nr} \quad (5.9)$$

La solución de la ecuación diferencial 5.8 proporciona la densidad de centros excitados a tiempo t :

$$N(t) = N_0 e^{-W_T t} \quad (5.10)$$

La ecuación 5.10 nos dice que la población del estado tiene una vida media dada por el tiempo τ definido como:

$$\tau = \frac{1}{W_T} = \frac{1}{W_r + W_{nr}} \quad (5.11)$$

Las transiciones no radiativas que involucran p fonones y un cambio de energía ΔE , para un acoplamiento electrón-fonón débil como es el caso de los iones de tierras raras por ejemplo siguen la conocida ley (experimental) del gap que en su generalización puede escribirse [?]

$$W_{nr} = A \exp[-\alpha(\Delta E - 2E_{eff})] \equiv A \exp[-\beta(p - 2)] \quad (5.12)$$

siendo $\beta = \alpha E_{eff}$, $\Delta E = pE_{eff}$, $E_{eff} = \hbar\omega$ la energía del fonón efectivo y A varía solo en un orden de magnitud en una gran variedad de cristales y vidrios soporte. Esta ley puede explicarse con el término (perturbativo) p -ésimo de la interacción inducida por el operador deformación unitario $\hat{\varepsilon}$ (Hagston y Lowether) y dada la débil acoplamiento con la red la interacción electrón fonón puede ser aproximada en su forma escalar como:

$$V_c = V_1 \varepsilon + V_2 \varepsilon^2 + \dots + V_s \varepsilon^s \dots \quad (5.13)$$

siendo ε lineal en la creación y aniquilación de fonones.

En ese marco, la forma alternativa equivalente de expresar la probabilidad no radiativa por unidad de tiempo es:

$$\frac{W_{nr}^{(p)}}{W_{nr}^{(0)}} = R^p = \exp(-p \ln(1/R)) \quad (5.14)$$

donde R representa el cociente entre la probabilidad no radiativa por unidad de tiempo involucrando p -fonones con la probabilidad no radiativa por unidad de tiempo involucrando $p - 1$ -fonones. Esto es, si $W_{nr}^{(p)} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle a | V_p | b \rangle|^2 |\langle n | \varepsilon^p | m \rangle|^2 \delta(E_b - E - a - \sum_i^p \hbar\omega_i)$ (donde el estado n posee p fonones adicionales al estado m) entonces:

$$R = \frac{W_{nr}^{(p)}}{W_{nr}^{(p-1)}} \simeq \left| \frac{\langle a | V_p | b \rangle}{\langle a | V_{p-1} | b \rangle} \right|^2 \langle \varepsilon^2 \rangle \quad (5.15)$$

En la forma dada por la ecuación 5.14, está explícita la dependencia con el operador deformación ε de las vidas medias en el caso de iones de tierras raras como dopantes de diversos materiales.

En el caso de iones de metales de transición de fuerte acoplamiento electrón-fonón, la probabilidad no radiativa no sigue exactamente la misma ley del gap ya que no es más válida la aproximación de la interacción escalar 5.13 debiéndose considerar los términos no adiabáticos del hamiltoniano omitidos en la aproximación de Born-Oppenheimer. Así, desarrollándolo en las coordenadas normales Q_k , la probabilidad no radiativa entre $\psi_{b\chi_b(m)}$ y $\psi_{b\chi_b(n)}$ está dada por:

$$W_{nr} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_n Av_m \left| \sum_k R_{ab}^{(k)} \langle n_k | \frac{\partial}{\partial Q_k} | m_k \rangle \prod_{k', k'' \neq k} \langle n_{k'} | m_{k''} \rangle \right|^2 \delta(E_{a,n} - E_{b,m})$$

siendo que :

$$R_{ab}^{(k)} = -\frac{\hbar^2}{M} \langle \psi_a | \frac{\partial}{\partial Q_k} \psi_b \rangle \quad (5.16)$$

Adoptando un modelo de coordenada configuracional simple con frecuencias iguales en los estados fundamental y excitado la probabilidad no radiativa por unidad de tiempo puede escribirse para una temperatura T como $R^2 F_p(T)$, siendo $F_p(T)$ el factor de Frank-Condon a temperatura T (Rebane 1970). El resultado general para W_{nr} es:

$$W_{nr} = R^2 \exp(-S(1+2m)) \left(\frac{1+m}{m}\right)^{p/2} I_p(2S\sqrt{m(m+1)}) \quad (5.17)$$

$$m = \frac{1}{\exp(\hbar/kT) - 1}$$

siendo S el parámetro de Huang-Rhys $S = \frac{E_d}{\hbar\omega}$ (ver figura 5.1), $I_p(x)$ la función de Bessel modificada y m es la ocupación térmica media en el modo vibracional. El valor de S para los metales de transición pueden variar por más un orden de magnitud respecto de unidad y los procesos no radiativos, debido al fuerte acoplamiento con la red cristalina involucran muchos fonones (valores grandes de p).

B. Iones de tierras raras

Los elementos llamados tierras raras (RE) o lantánidos son aquellos ubicados entre los números atómicos 58 (Cerio, $5s^2 5p^6 5d^1 f^1 6s^2$) y 70 (Yterbio, $5s^2 5p^6 5f^{14} 6s^2$), cuya configuración electrónica externa es $[Xe] 4f^n 5d^{10} 6s^2$ con $1 \leq n \leq 14$. Estos sólidos cristalizan en diversos tipos de estructuras cristalinas, siendo la hexagonal compacta (hcp) la más común a temperatura ambiente. En estos elementos, los orbitales atómicos $4f$ están muy localizados, a diferencia de los más altos niveles d ocupados en el caso de los metales de transición.

Estos elementos son incorporados en sólidos cristalinos ("host") en la forma de iones divalentes o trivalentes, los cuales son estudiados separadamente ya que poseen importantes diferencias en sus propiedades espectroscópicas. En los iones trivalentes (RE^{+3}) son removidos los electrones $5d$, $6s$ y alguno de los electrones $4f$ y por ello las transiciones ocurren entre los subniveles de la configuración electrónica $4f^n$ (transiciones intrabanda) ⁵.

B.1. Desdoblamiento Stark de niveles de iones trivalentes de tierras raras (RE^{+3}) en cristales

La configuración electrónica externa de estos iones es $5s^2 5p^6 4f^n$, donde n varía de 1 (en el Ce^{3+}) a 13 (en el Yb^{3+}) como se muestra en la tabla 5.1

⁵ Por otro lado en los iones divalentes RE^{+2} contienen un electrón $4f$ más y por ellos presentan transiciones ópticas interconfiguracionales del tipo $f \rightarrow d$

Ion	n
Ce^{+3}	1
Pr^{+3}	2
Nd^{+3}	3
Pm^{+3}	4
Sm^{+3}	5
Eu^{+3}	6
Gd^{+3}	7
Tb^{+3}	8
Dy^{+3}	9
Ho^{+3}	10
Er^{+3}	11
Tm^{+3}	12
Yb^{+3}	13

Cuadro 5.1: Número de electrones en el nivel 4f de lo iones trivalentes de la serie de lantánidos.

Dado el apantallamiento de los electrones 4f (responsables de las transiciones ópticas), debido a los electrones 5s y 5p, estamos en la situación de campo cristalino débil caracterizada por una interacción spin-órbita que domina sobre el término del hamiltoniano asociado al campo cristalino estático. De esta forma, los electrones $4f^n$ están caracterizados fundamentalmente por los números cuánticos $n = 4$, $l = 3$, m_l y m_s en una primera aproximación de campo central calculándose las funciones de onda mediante Hartree-Fock. Luego se considera la interacción coulombiana entre los electrones mediante el término $H_{ee} = \sum_{i>j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}}$. Tal interacción rompe la degeneración de los niveles $4f^n$ los niveles (mezcla) LS con números cuánticos L , S , M_L y M_S .

Luego se considera el término de spin-órbita $H_{so} = \sum_i \xi_i(\mathbf{r}) \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i$ el cual es de magnitud no despreciable debido a que este varía proporcionalmente a Z^4 siendo que Z se ubica en el rango $Z = 58 \rightarrow Z = 70$ [?]. La interacción spin-órbita desdobra la estructura gruesa del ion libre en una estructura fina de niveles correspondientes a estados definidos por la notación $|LSJ\rangle$ (denotados espectroscópicamente por $^{2S+1}L_J$).

Finalmente el término del hamiltoniano del campo cristalino H_{cc} , empleado usualmente para tierras raras es:

$$H_{cc}(\theta, \phi) = \sum_k \sum_{t=-k}^{t=k} B_t^k C_t^{(k)}(\theta, \phi) \quad (5.18)$$

donde los coeficientes B_t^k y $C_t^{(k)}(\theta, \phi)$ están definidos por:

$$B_t^k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_l \langle R^k \rangle \frac{Z_l e^2}{a_l^{k+1}} Y_k^t(\theta_l, \phi_l) \quad (5.19a)$$

$$C_t^{(k)}(\theta, \phi) = \left(\frac{4\pi}{2k+1} \right)^{\frac{1}{2}} Y_k^t(\theta, \phi) \quad (5.19b)$$

siendo $\{Y_k^t(\theta, \phi)\}$ los los armónicos esféricos, la suma en l es sobre todos los puntos de cargas puntuales vecinas, $\langle R^k \rangle$ es un factor común a los electrones 4f que involucra la parte radial del factor de la función de onda total asociado al ion y los parámetros B_t^k son considerados a ser determinados mediante los niveles ajustados a partir de los espectros observados.

El término $H_{cc}(\theta, \phi)$ provee entonces el desdoblamiento Stark de los estados $^{2s+1}L_J$ según las simetrías de los coeficientes B_t^k . Cuando la ruptura de simetría es total, aparece un máximo de $s_{i,max}$ subniveles Stark cuyo *centro de gravedad energético*

es la energía del estado del estado degenerado correspondiente al ion libre [1]. Este número, en principio, dependerá del momento angular total J y el número de electrones considerados [2]. Siguiendo el teorema de Kramers [3] :

$$s_{i,max} = \begin{cases} 2J + 1 & \text{para un número par de electrones,} \\ \frac{2J+1}{2} & \text{para un número impar de electrones.} \end{cases} \quad (5.20)$$

El proceso de desdoblamiento de niveles al incorporar términos en el hamiltoniano se ilustra en la figura 5.2.

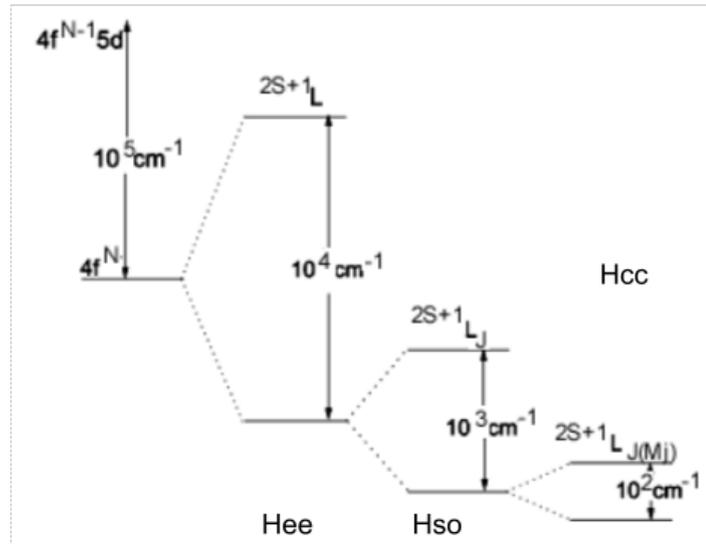


Figura 5.2: Desdoblamiento del nivel $4f^n$ de un ion de tierra rara ante un campo cristalino. El término H_{cc} genera los niveles Stark. El orden de magnitud de la separación de niveles en cada una de las etapas de cálculo se expresa en unidades de cm^{-1}

El número preciso de niveles y su ancho Stark, depende también sin embargo de la simetría y la intensidad del campo cristalino [4].

Finalmente, debido diversas a causas resumidas en la siguiente sección, cada uno de estos subniveles Stark, se ven ensanchados.

B.2. Ensanchamiento de los niveles Stark en tierras raras y formas de las bandas estrechas

La forma de la espectral de las transiciones ópticas de lantánidos en sólidos cristalinos y vidrios está determinada en su mayoría entonces por los siguientes factores:

1. Ruptura de degeneración de los niveles degenerados de ion libre por desdoblamiento Stark.
2. Magnitud de la división, que está determinada por el material del host.
3. Diferentes mecanismos de ensanchamiento de líneas, como homogéneos e inhomogéneos. ensanchamiento

Por lo general, el **ensanchamiento homogéneo** de las líneas asociadas a los centros ópticos en sólidos se define como la **perturbación aleatoria** de los mismos por la interacción con fonones de la red o con otros centros de similar tipo. Es bien sabido que dichas interacciones dan como resultado un acortamiento del tiempo de vida

excitado del centro óptico. La forma de la línea de transición óptica en el caso de ensanchamiento homogéneo es descrito por una función lorentziana $g_L = g_L(\nu)$ [?] que se expresa (normalizada al área $\int_{-\infty}^{\infty} g_L(\nu)d\nu$) como:

$$L(\nu) = \frac{\Delta\nu_H/(2\pi)}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta\nu_H}{2})^2} \quad (5.21)$$

donde ν_0 es la frecuencia central (máximo) y $\Delta\nu_H$ es el ancho a mitad de altura de la línea espectral (FWHM)⁶.

Por otro lado, los **ensanchamientos inhomogéneos** de las formas de las líneas del centro óptico durante una transición entre los niveles de energía se origina a partir de una **variación local** de sitio a sitio del campo que rodea el centro óptica en el entorno cristalino. La magnitud y la simetría del campo alrededor del ion de la tierra rara determinan las propiedades espectrales de las transiciones ópticas, así como la *fuerza* de la transición. En el caso de los ensanchamientos no homogéneos, la forma general de la línea espectral es una superposición de todas líneas individuales homogéneamente ensanchadas correspondientes a diferentes tipos de centros ópticos. La forma de la línea de la transición óptica no homogéneamente ensanchada se describe entonces adecuadamente mediante el perfil de línea gaussiana [?], que se puede expresar como:

$$G(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_{INH}} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_{INH}} \right)^2 \right] \quad (5.22)$$

Es importante mencionar que, dado que el ensanchamiento inhomogeneo está determinado por los campos cristalinos del entorno de los centros ópticos, en ancho de línea inhomogéneo es prácticamente insensible a la temperatura en el material soporte.

Finalmente, en una situación más real y a temperatura ambiente, las contribuciones individuales de ensanchamientos de línea homogéneos e inhomogéneos a la forma total de la transición pueden ser de distinta magnitud o comparables (como es el caso de las tierras raras en vidrio). En este caso, la forma de línea resultante debe ser descrita por una función de Voigt, la cual es una convolución entre un perfil gaussiano y otro lorentziano:

$$V(\nu) = \int G(\xi).L(\nu - \xi)d\xi \quad (5.23)$$

Finalmente, un perfil tipo pseudo-Voigt (o función pseudo-Voigt) es una aproximación de esta última que consiste en una combinación lineal de los perfiles gaussiano y lorentziano, lo la cual es usualmente empleada para cálculos para justar formas de líneas espectrales obtenidas experimentalmente.

$$V_p(x) = \eta.L(x, w) + (1 - \eta).G(x, w) \quad (5.24)$$

donde $0 < \eta < 1$, es una función del ancho a mitad de altura w ,. Existen distintas elecciones de este parámetro [?, ?, ?, ?].

El efecto térmico sobre las líneas espectrales angostas de los ions de Nd^{3+} ha sido estudiado en varios trabajos [?, ?, ?, ?]. De acuerdo a la teoría [referencias 12 a 18 de [?]] el ancho de línea de las transiciones inter-Stark posee las siguientes contribuciones:

1) Inhomogeneidad del *strain* del crystal 2) Procesos de un fonón directo (direct one-phonon process) 3) Procesos multifonónicos 4) Procesos de dispersión de fonones Raman (dispersión Raman)

El ancho (en cm^{-1} del nivel i -ésimo de energía (nivel Stark) se puede escribir como:

$$\Delta\nu_i = \nu_i^s + \nu_i^D + \nu_i^M + \nu_i^R \quad (5.25)$$

⁶Full Width at Half Maximum

El primer término, ν_i^s es la contribución a los multisitios (*strain inhomogeneities*). El segundo, ν_i^D , es la contribución debido a los procesos directos no radiativos (un solo fonón) entre el nivel de energía i -ésimo y los niveles j -ésimos cercanos. Esta contribución a su vez se constituye por una parte independiente a la temperatura debido a la emisión espontánea de un único fonón $\sum_{i<j} \beta_{ij}$ y otra parte dependiente de la temperatura $\nu_i^D(T)$ [?]. Como la separación de energía de los niveles Stark se encuentra en un rango de entre 10 a 10^2 cm^{-1} en los iones de tierras raras, la contribución independiente de la temperatura podría producir un ensanchamiento observable. El tercer término ν_i^M de la ecuación 5.25 es la contribución debido a los procesos de decaimiento multifonónico, que son independientes de la temperatura.

B.3. Niveles de campo cristalino del sistema co-dopado $\text{Yb}^{3+}\text{Er}^{3+}\text{LiNbO}_3$ en cristales

Se ha realizado espectroscopía a baja temperatura para determinar los desdoblamientos de líneas por efecto Stark en los estados fundamental $^4I_{15/2}$ (Er^{3+}) y nivel laser superior $^4I_{13/2}$ (Er^{3+}), mientras que las secciones eficaces de absorción y emisión correspondientes a temperatura ambiente se han determinado a través de la teoría de McCumber y el formalismo de la matriz densidad [?, ?, ?]. En [?] se ha reportado un análisis Judd-Offelt completo para $\text{Er} : \text{LiNbO}_3$ usando espectros de absorción polarizados polarización mediante el cálculo de la intensidad de las líneas considerando las dos contribuciones de polarización (described in Ref. [13]). Los parámetros J-O promediados obtenidos a partir de un análisis independiente de la polarización han sido empleados para obtener para las intensidades de transición de ESA.

I. Transiciones permitidas en el sistema $\text{Er}:\text{Yb}:\text{LNB}$

Aunque las transiciones dipolares eléctricas (ED) inducidas están estrictamente prohibidas para los sistemas centrosimétricos (según la teoría de Judd Offelt [?]), el mecanismo de acoplamiento vibrónico entre los electrones f y los modos de vibración impares (ungerarde) hace que las transiciones ED sean permitidas ya que la función de onda del ion que interactúa con la red provee la paridad necesaria para que el elemento de matriz del momento dipolar eléctrico entre dos autoestados vibrónicos sea no nulo.

Además, las intensidades vibrónicas muestran una dependencia con el cristal soporte: una mayor covalencia para el enlace tipo ligadura metálica implica mayor probabilidad por unidad de tiempo de las transiciones vibrónicas (Meijerink et al. 1996). El acoplamiento vibrónico (electrón-fonón) es significativo para los iones ubicados al inicio y al final de la tabla 5.1 pero débil en el centro (Ellens 1996, Ellens et al. 1997b).

I.1. Transiciones hipersensitivas Para sistemas no centro-simétricos, la contribución vibrónica es importante para explicar la intensidad de las llamadas *transiciones hipersensitivas* [?] que fueron observadas inicialmente por Jörgensen [?]. A pesar del apantallamiento de los electrones $4f$, estas transiciones son una excepción en cuanto a que sus fuerzas de oscilador son muy sensibles a pequeños cambios en el entorno. Estas han sido extensamente estudiadas y la mayoría han sido identificadas, obedeciendo las reglas de selección:

$$\Delta S = 0, \Delta L \leq 2 \text{ y } \Delta J = 2.$$

En la figura 5.3 se muestra el esquema de niveles SO del sistema codopado $\text{Er}/\text{Yb}(\text{LNB})$ y el desdoblamiento Stark de los asociados a los niveles (SO) del Yb^{3+} (los del Er se omiten por comodidad), así como las distintas emisiones en el infrarrojo cercano y el visible. Las bandas de emisión rojas y verdes, después de la excitación IR, se deben a los procesos de conversión ascendente (*up-conversion*) de transferencia de

energía (ETU) iones Er^{3+} e Yb^{3+} , siguiendo los mecanismos esbozados en la figura 5.4. El bombeo en el rango espectral de 880–1040 nm, excita los iones Yb^{3+} al multiplete (colector) ${}^2F_{5/2}$ desde donde se relajan mediante transiciones radiativas y no radiativas o por diferentes mecanismos de transferencia de energía involucrando a los iones Er^{3+} [?]. Después de la absorción del Yb^{3+} , la excitación puede ser transferida al nivel ${}^4I_{11/2}$ del Er^{3+} a través del mecanismo de relajación cruzada ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2} : {}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Adicionalmente, una segunda relajación cruzada desde iones Yb^{3+} a iones Er^{3+} previamente excitado conduce a la excitación de los iones Er^{3+} a los niveles superiores a través de la ETU. El multiplete ${}^4F_{7/2}(\text{Er}^{3+})$ se relaja no radiativamente a los multipletes ${}^2H_{11/2} : {}^4S_{3/2}$ (los cuales están acoplados térmicamente) desde los cuales el decaimiento radiativo a los estados fundamentales generan las emisión en la banda verde y la conexión no radiativa puebla el nivel ${}^4F_{9/2}$ asociado a la emisión luminiscente en la banda roja. Por otro lado el nivel ${}^4I_{13/2}$ puede también aceptar transferencia de energía desde los iones Yb^{3+} . En este caso, el nivel ${}^4F_{9/2}$ recibe una contribución adicional de población vía ETU (${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2} : {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$).

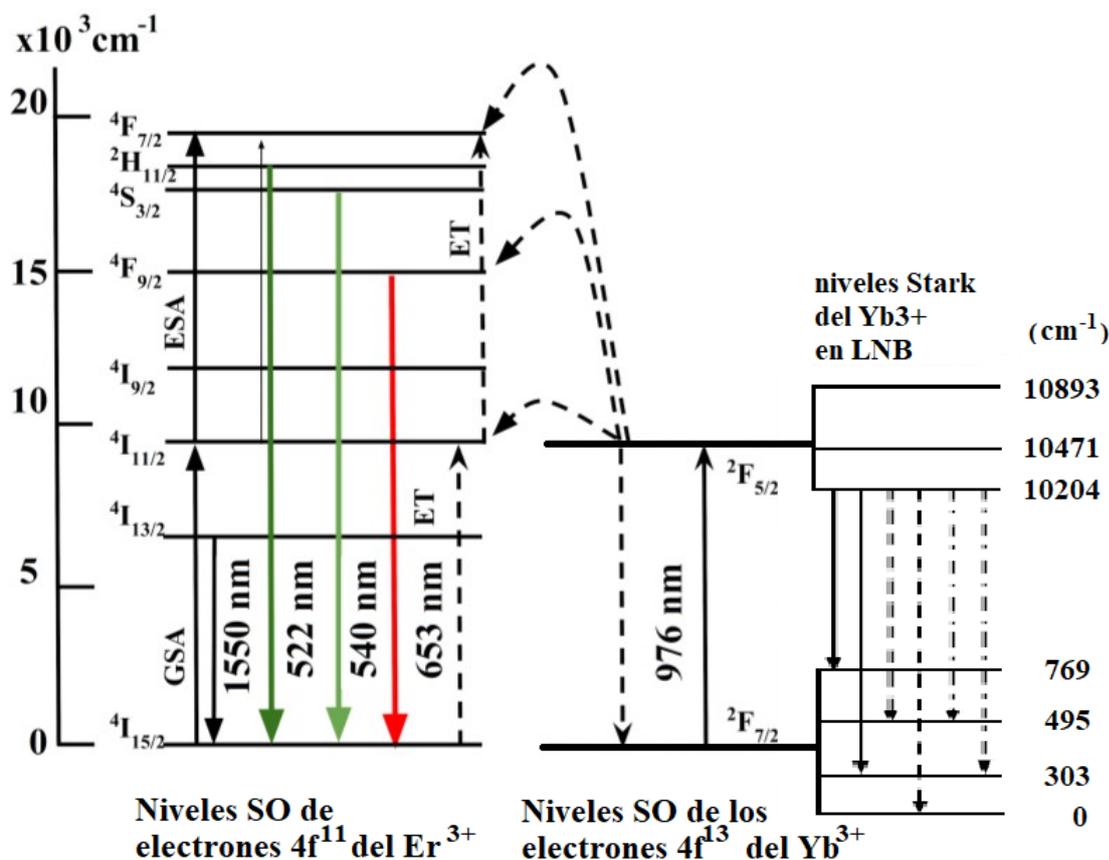


Figura 5.3: Esquema de niveles de energía asociados a la interacción espín-órbita (so) de de los electrones $4f^{11}$ y $4f^{13}$ de los iones Er^{3+} e Yb^{3+} respectivamente

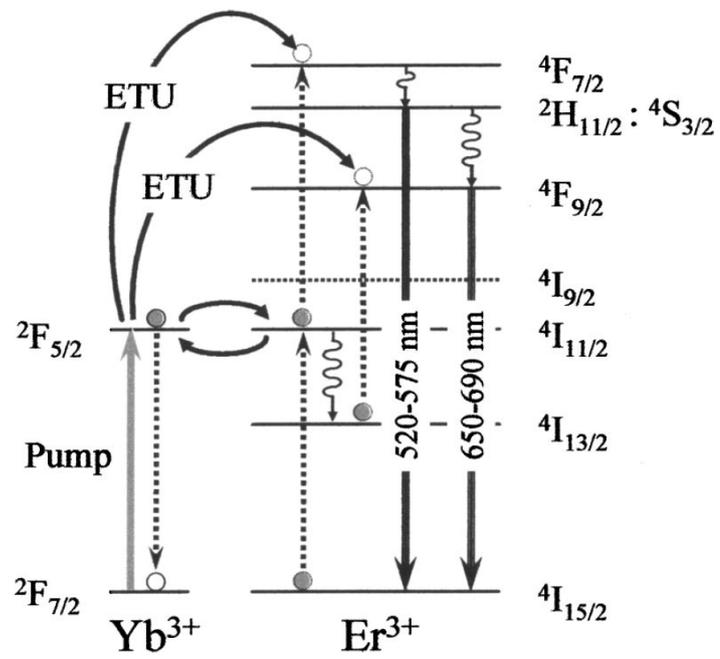


Figura 5.4: Ilustración del procesos de transferencia de energía vía relajación cruzada que permiten los procesos no lineales de conversión ascendente (UPC)

C. Iones trivalentes de metales de transición

Los iones de metales de transición empleados como centros ópticos activos en varios cristales han sido y son objeto de un gran número de estudios experimentales y teóricos (ver [?] y referencias internas) y [?]). Las transiciones electrónicas (intrabandas) entre los niveles de energía de sus capas externas incompletas $3d$ dan lugar a bandas de luminiscencia anchas o estrechas en función del valor de espín y de la simetría de los estados involucrados en las transiciones y la dinámica del entorno que rodea a los iones activos en el cristal.

Los materiales soporte dopados con iones metálicos de transición con configuración electrónica $3d^3$ (V^{2+} , Cr^{3+} y Mn^{4+}) han recibido una atención considerable, tanto experimental como teórica durante el desarrollo de la teoría de campo ligante [?, ?, ?, ?, ?]. La razón es que los electrones $3d^3$ tienen una muy atractiva combinación de los estados de doblete de espín y cuarteto de espín en el campo de cristal octaédrico, lo que permite obtener tanto líneas de luminiscencia estrechas (en el caso de un campo cristalino fuerte, cuando el primer estado excitado es el doblete 2E_g) o de banda ancha (en el caso de un campo de cristal débil con el cuarteto ${}^4T_{2g}$ siendo el primer estado de excitación). Entre los diferentes materiales soporte posibles para estos iones, los cristales de fluoruro son especialmente interesantes desde el punto de vista espectroscópico, ya que la energía del fonón de corte es bastante baja, lo que hace que la vida media de emisión del estado excitado sea mayor, que, por ejemplo, en cristales de óxido. Para la mayoría de los cristales de fluoruro las impurezas de iones V^{2+} , Cr^{3+} y Mn^{4+} tienen simetría de sitio octaédrico.

C.1. Entorno octahédrico. Iones de Cr^{3+} .

I. Parámetro Dq y diagramas de Tanabe-Sugano

En un campo de ligando octaédrico, el nivel $3d$ es cinco veces degenerado. El electrón se divide en un nivel doblemente degenerado, con energía adicional $+6Dq$ y un nivel triplemente degenerado t_2g con energía adicional $4Dq$ (estas energías están relacionadas al estado $3d$ degenerado). Por lo tanto, la separación de energías de los nuevos estados es $10Dq$, donde Dq es la medida de la amplitud del campo cristalino, que varía para diferentes iones y cristales entre alrededor de 1000 cm^{-1} a 2000 cm^{-1} . Los niveles de energía del ion libre del Cr^{3+} se han determinado experimentalmente [Moore 1950] ⁷. Dado que los electrones $3d$ no se encuentran apantallados, cuando el ion es embebido en un sólido como una impureza sustitucional, ahora interactúan fuertemente con los campos eléctricos de los iones vecinos. Así el ion está sometido a un campo cristalino debiéndose considerar una interacción fuerte o intermedia con los iones ligados. Sus niveles de energía, ahora perturbados, dependen de la intensidad y la simetría de dicho campo. Pueden ser calculados teóricamente teniendo en cuenta la interacción electrón-electrón de la capa $3d$ siendo el acoplamiento LS solo un término perturbativo (ver sección A).

Para sistemas de estado electrónico $3d$, las energías E_i de los niveles $3d^n$ en una configuración de ligandos formando un octaedro exacto, son derivadas como función de la fuerza del campo cristalino parametrizada con Dq y de los parámetros de Racah B y C los cuales fueron descritos por Giulio Racah por primera vez [?] ⁸ expresándose en los diagramas de Tanabe-Sugano [?]. En la figura 5.5 a se muestra el diagrama de Tanabe-Sugano correspondiente a los electrones d^3 .

⁷C. E. Moore, Natl. Bur. Std. (U. S.), Circ. **467** (1950)

⁸Estos parámetros son en general obtenidos experimentalmente a partir de espectroscopía de átomos en fase gaseosa [?]

d^3 Tanabe-Sugano Diagram

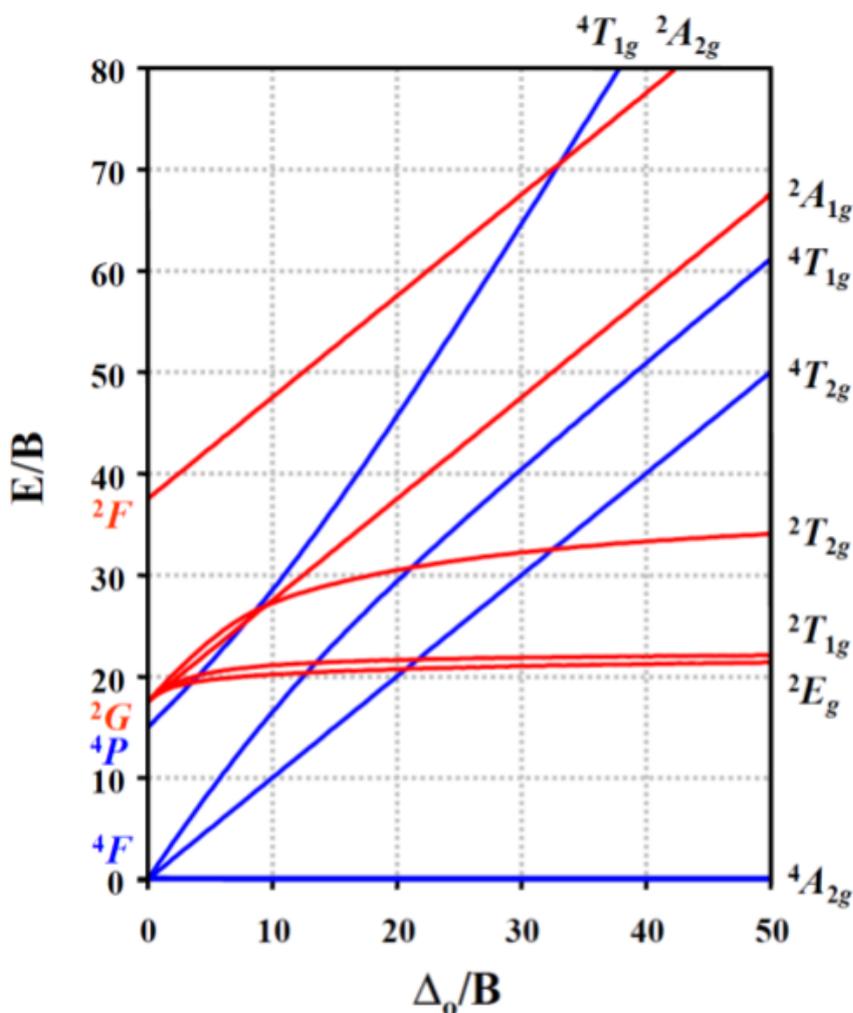


Figura 5.5: Diagrama de Tanabe-Sugano para iones trivalentes en un entorno octahédrico, mostrando la dependencia de los niveles E como función de la intensidad del campo cristalino, parametrizada con $\Delta_0 = 10Dq$

El eje de abscisas de un diagrama de Tanabe-Sugano se expresa en términos del parámetro de división del campo del ligando Dq , dividido por el parámetro B de Racah. El eje de ordenadas se expresa en términos de energía, E_i/B . Cada línea corresponde a cada estado electrónico. La flexión de ciertas líneas se debe a la mezcla de términos con la misma simetría.

La repulsión total entre los electrones 3d depende del número de electrones, del espín y de los orbitales que ocupan, y puede ser expresada en términos de los parámetros de Racah A , B y C . Los niveles de energía de los iones también pueden ser expresados en términos de estos parámetros que describen diversos aspectos de la repulsión interelectrónica. El primero, A , es una repulsión interelectrónica media total mientras que B y C se corresponden con repulsiones de electrones d individuales. A es constante entre las configuraciones de electrones d , y no es necesario para calcular las energías relativas, de ahí su ausencia en los estudios de iones complejos de Tanabe y Sugano. C es necesario sólo en ciertos casos. B es el más importante en este caso. Aunque las transiciones electrónicas solo están "permitidas" si se preserva la multiplicidad de espín (es decir, los electrones no cambian de *spin up* a *spin down* o

Cuadro 5.2: Notación de los niveles de los energía de los electrones 3d es un entorno octahédrico

Momento angular	Degeneración	Estados en campo octahédrico
S	1	A_{1g}
P	3	T_{1g}
D	5	$E_g + T_{2g}$
F	7	$A_{2g} + T_{1g} + T_{2g}$
G	9	$A_{1g} + E_g + T_{1g} + T_{2g}$
H	11	$E_g + T_{1g} + T_{1g} + T_{2g}$
I	13	$A_{1g} + A_{2g} + E_g + T_{1g} + T_{2g} + T_{2g}$

recíprocamente cuando se mueven de un nivel de energía a otro), los niveles de energía para los estados electrónicos "prohibidos por espín" están incluidos en los diagramas. A cada estado se le asigna su rótulo de simetría (por ejemplo, A_{1g} , T_{2g} , etc.), pero los subíndices "g" (*gerarde*) y "u" (*ungerarde*) generalmente se omiten porque se entiende que todos los estados son pares. Las etiquetas para cada estado generalmente se escriben en el lado derecho de la tabla, aunque para diagramas más complicados (por ejemplo, d6), las etiquetas se pueden escribir en otras ubicaciones para mayor claridad. Los términos (por ejemplo, 3P, 1S, etc.) para un ion libre dn específico se enumeran, en orden de energía creciente, en el eje vertical del diagrama. El orden relativo de las energías se determina usando las reglas de Hund. Para un complejo octaédrico, los términos angulares de los iones libres esféricos se dividen en consecuencia acorde a la tabla 5.2

II. Relación entre deformación macroscópica y microscópica bajo presión externa

Cuando se aplica una presión hidrostática, P, sobre un cristal dopado con Cr^{3+} es crucial observar las variaciones inducidas en el parámetro de desdoblamiento de campo cristalino, $10Dq$. En efecto este parámetro solo gobierna la posición de la primer transición permitida por espín ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_2$ en simetría octaédrica y, particularmente su separación con respecto a la transición (de línea estrecha) ${}^4A_2 \rightarrow {}^2E$, dado que la posterior es mucho menos sensible a una presión externa aplicada [?], [?], [?].

Desde un punto de vista microscópico cuando una impureza, M^{c+} , entra en una red cristalina de un aislador sus electrones de valencia suelen ser confinados en el complejo MX_N^{c-Na} formado con la N X^{a-} aniones más cercanos [?] En este sentido, según ha señalado Kohn, la localización de los electrones es la huella dactilar de cada material aislante [?], [?]. Teniendo en cuenta estas consideraciones, resulta que el parámetro $10Dq$ para un complejo octahédrico MX_6^{c-6a} es microscópicamente dependiente de la distancia de la ligadura M-X, llamada R. La ley que describe la dependencia de R con $10Dq$ opuede ser derivada de cálculos (*ab-initio*) teóricos ⁹ (ver referencias 24-28 de [?]):

$$\frac{10Dq}{10Dq_0} = \left(\frac{R_0}{R} \right)^n \quad (5.26)$$

donde el exponente n dependerá esencialmente del complejo de formado por la impureza y por lo tanto de la valencia de los ligandos [?]. El origen **microscópico** de esta fuerte dependencia (R vs. $10Dq$)ha sido previamente discutida [?], [?].

Por otro lado, desde el punto de vista **macroscópico**, para distintos aisladores puros y otros dopados con metales de transición como Ti^{3+} , V^{3+} y Ni^{3+} se a mostrado una dependencia del tipo:

⁹Basados en DFT

$$\frac{10Dq}{10Dq_0} = \left(\frac{V_0}{V} \right)^{m/3} \quad (5.27)$$

siendo V_0 el volumen macroscópico de una muestra a presión externa nula y m un exponente que varía según la geometría de la celda unidad de volumen v_c y debe ser determinando.

La conexión entre las ecuaciones 5.26 y 5.27 reside en la dependencia del volumen (microscópico) de la celda unidad v_c , y por lo tanto de los parámetros de red (longitudes de los vectores primitivos), con R que determinan el exponente $\beta = n/m$ adecuado. En [?] se ha discutido el valor de β para distintos materiales justificando que una interpretación cuantitativa de la dependencia experimental de $10Dq$ con el volumen macroscópico requiere determinar la real relación entre v_c y R para una presión externa aplicada P . En el mismo trabajo se realizaron cálculos *ab-initio* basados en métodos testeados [?], basados en cálculos de ondas planas usando pseudopotenciales en el marco de la teoría de densidad funcional (DFT). Luego, en el caso de la colquirita LiCAF, de celda trigonal como el LiSAF, a partir de las curvas calculadas para los parámetros de red a , $a(P)$ y la distancia R , $R(P)$ puede ser determinada la relación exponencial entre los parámetros a y R para cualquier valor de la presión P $R_0/R = (a_0/a)^{1/\beta}$. Esto conduce, transitivamente a través de la ecuación 5.27 a la simple relación entre los exponentes macroscópico m y microscópico n :

$$n = m\beta \quad (5.28)$$

III. Estrés uniaxial sobre el nivel 4T_2

En términos de la discusión anterior, es posible describir el cálculo de los estados electrónicos del Cr^{3+} mediante el siguiente hamiltoniano:

$$H_{\text{total}} = H_{\text{octahedro}} + H_{\text{SO}} + H_{\text{distorsion}} \quad (5.29)$$

donde $H_{\text{distorsion}}$ es un término perturbativo asociado al estrés residual inducido. De acuerdo a los trabajos de Sharma, Gupta y Shen [?], [?] este término a su vez puede ser expresado en términos de tres representaciones irreducibles denotadas como A_1 , E y T_2 :

$$H_{\text{distorsion}} = H_{A_1} + H_E + H_{T_2} \quad (5.30)$$

Los niveles de energía 4T_2 pueden ser evaluados (por su triple degeneración) en términos de tres orbitales ϕ_{x+} , ϕ_{x-} , ϕ_{x0} . Luego, empleando la tabla de Wigner-Eckart [?], obtenemos una matriz de 3×3 de los valores esperados del término de deformación $H_{\text{distorsion}}$, presentada como tabla 5.3.

Cuadro 5.3: Elementos de matriz del término perturbativo del hamiltoniano, asociado a la deformación por estrés, expresados en términos de los vectores de deformación x_0 , $x_+ = -(x_-)^*$ y $u_+ = -(u_-)^*$ en la base trigonal [?], [?]

	$\langle {}^4T_2, \phi_i H_{\text{distorsion}} {}^4T_2, \phi_j \rangle$		
$H_A + H_{T_2} + H_E$	ϕ_+	ϕ_-	ϕ_0
ϕ_+	$V(e_A) - (1/2)V(x_0)$		$-(1/2)V(x_-) - V(u_-)$
ϕ_-	$V(x_-)^* - V(u_-)^*$	$V(e_A) - (1/2)V(x_0)$	$(1/2)V(x_+) - V(u_+)$
ϕ_0	$-(1/2)V(x_+)^* + V(u_+)^*$	$-(1/2)V(x_-)^* + V(u_-)^*$	$V(e_A) + V(x_0)$

Parte III

Desarrollo experimental

Capítulo 6

Fabricación de guías ópticas mediante pulsos láser de femtosegundo

En este capítulo se describen los procesos y procedimientos involucrados en la fabricación de guías ópticas tipo *buried* doble línea Cr:LiSAF y en $\text{Er}_{0,5}\text{Yb}_{0,5}\text{:LNB}$, mediante la técnica de **FLDW** empleando una estación de micromaquinado (CIOP) ¹.

A. Muestras cristalinas empleadas

Muestra de Cr:LiSAF

El monocristal de CrLiSAF consistió en una muestra comercial ² de un paralelepípedo de $8 \times 5 \times 3 \text{ mm}^3$ corte *a* crecida por el método de Czochralski, ilustrada en la figura 6.1. Algunas propiedades ópticas y elásticas del material de muestran en la tabla 6.1.

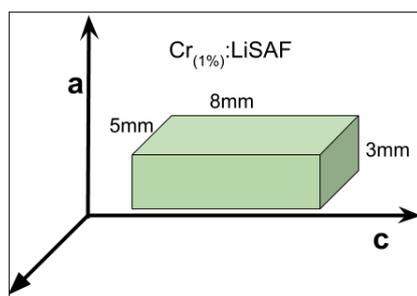


Figura 6.1: Dimensiones y orientación cristalográfica de la muestra corte *a*. Los PLFS se enfocaron en la dirección del eje *a*.

Muestra de *Er/Yb* LiNbO₃

Se empleó una muestra de ErYbLNB congruente, corte-*c*, crecida mediante la técnica de Czochralski ³. En la figura 6.2

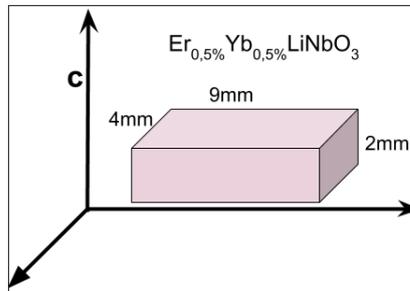
¹Centro de Investigaciones Ópticas, Campus CIC (comisión de Investigaciones Científica de la Provincia de Buenos Aires, La Plata)

²<http://www.castech.com/manage/upfile/fileload/20170824171215.pdf>

³Departamento de Materiales, Universidad Autónoma de Madrid

Cuadro 6.1: Propiedades de la muestra de Cr:LiSAF empleada

Fórmula estequiométrica	$\text{Cr}_1\% \text{LiSrAlF}_6$
Átomos de Cr/cm ³	$8,75 \times 10^{19}$
parámetros de red (Å)	$a = 5,084$ $c = 10,21$
Módulo de Young [6.5] C_{ij} (matriz constitutiva) (GPa [6.5])	109 GPa $C_{11} = 117$ $C_{33} = 94$
Ancho de banda prohibida [6.2]	7,902 eV
Ecuaciones de Sellmeier [6.5] ($0,4\mu\text{m} < \lambda < 1,4\mu\text{m}$)	$n_o^2 = 1,98448 + 0,00235\lambda^2 / (\lambda^2 - 0,010936) + 0,01057\lambda^2$ $n_e^2 = 1,97448 + 0,00309\lambda^2 / (\lambda^2 - 0,00935) + 0,00828\lambda^2$

Figura 6.2: Dimensiones y orientación cristalográfica de la muestra corte c (eje óptico). Los PLFS se enfocaron en la dirección perpendicular al eje c a lo largo la arista de 4mm de largo

Cuadro 6.2: Propiedades de cristales de LNB congruentes

Fórmula estequiométrica	$\text{Er}_{0,5\%}^{3+} \text{Yb}_{0,5\%}^{3+} \text{LiNbO}_3$
parámetros de red (Å) [6.1]	$a = 5,15052$ $c = 13,86496$
Módulo de Young	170 GPa
coeficientes piezo-ópticos	$p_{11} = \pm 0,034$ $p_{12} = \pm 0,072$ $p_{13} = \pm 0,139$ $p_{14} = \pm 0,066$ $p_{31} = \pm 0,060$ $p_{41} = \pm 0,154$ $p_{44} = \pm 0,300$ $p_{44} \pm 0,300$
ancho de banda prohibida	4 eV
Ecuaciones de Sellmeier	$n_o^2 = 2,39198 + 2,51118\lambda^2 / [\lambda^2 - (0,217)^2] + 7,13333 [\lambda^2 - (16,502)^2]$ $n_e^2 = 2,32468 + 2,25650\lambda^2 / [\lambda^2 - (0,210)^2] + 14,503 [\lambda^2 - (25,915)^2]$
($0,4\mu\text{m} < \lambda < 3,1\mu\text{m}$)	

B. Estación de micromaquinado

La estación de micromaquinado consistió en una fuente de pulsos láser de fs producidos por tecnología CPA combinada por un sistema de enfoque y micro-posicionamiento. El esquema de la estación se muestra en la figura 6.3.

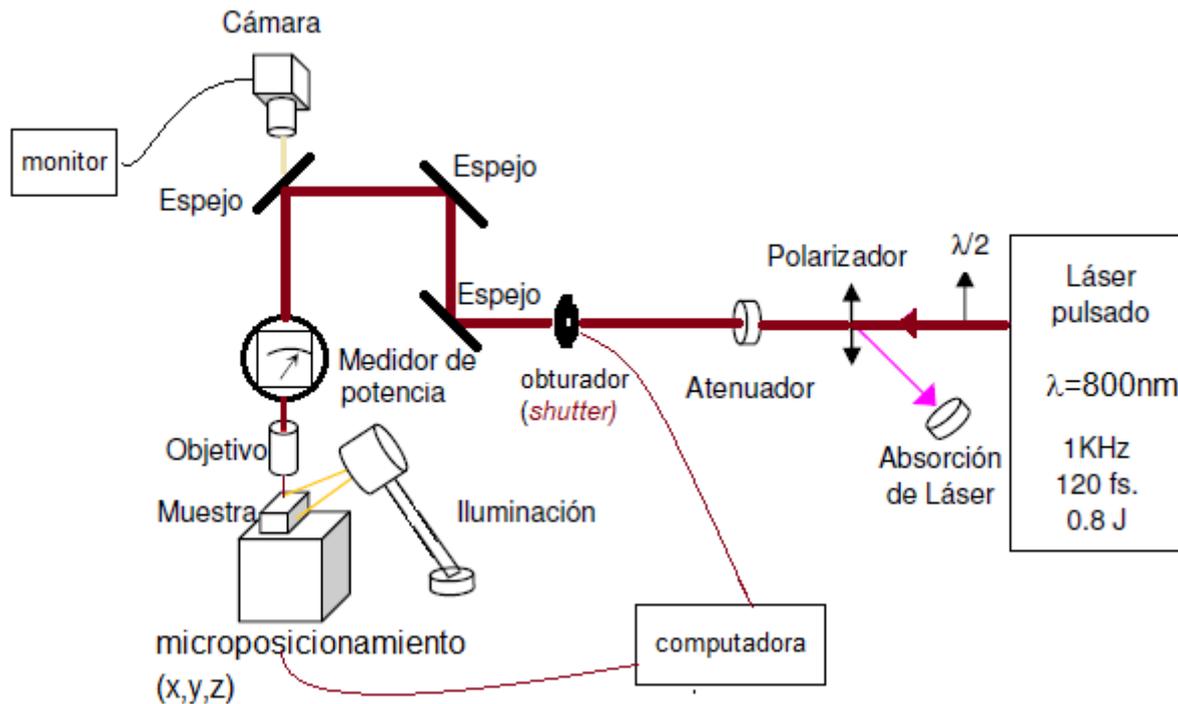


Figura 6.3: Esquema de la estación de micromaquinado empleada para escribir guías mediante FLDW con pulsos de 120fs provenientes de una fuente de un oscilador de Ti:Za y un sistema de compresión de pulsos.

El haz de pulsos láser era conducido por un sistema de espejos de alta reflectividad (99,9% para radiación de 800nm de longitud de onda) hacia un objetivo de microscopio (*Edmund*) 20X (A.N.= 0,4), con el cual se enfocaban los pulsos laser en volumen. Esto se logró con asistencia de una cámara de video analógica con enfoque regulable e iluminando las muestras para formar imagen aumentada de la cara del cristal cuando esta se encontraba próxima al plano focal. Luego se procedía a la alineación de las aristas del cristal con los ejes x,y,z de la estación y antes de comenzar la escritura se desplazaba la muestra a procesar, $250 \pm 10 \mu\text{m}$ hacia arriba (sobre el eje vertical), de manera que la posición del volumen focal quedara entre 200 y $250 \mu\text{m}$ por debajo de las caras pulidas (cortes naturales).

Una vez ajustada la energía del pulso deseada y estando el haz enfocado adecuadamente, se desplazaba la muestra, a velocidad constante una distancia levemente superior a la longitud del cristal en la dirección de escritura. Así, se

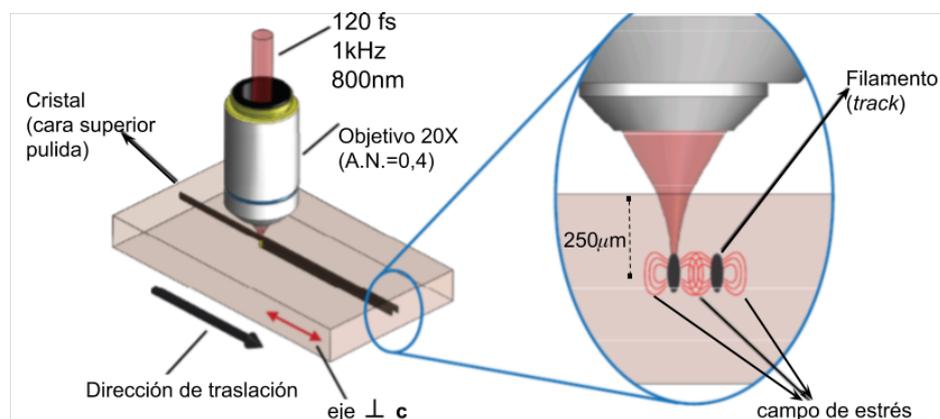


Figura 6.4: Geometría transversal de micromaquinado. Las muestras se desplazaron perpendicularmente a la dirección de incidencia de los PLFS.

grababan en volumen dos líneas paralelas separadas a $23 \mu\text{m}$ de distancia. La escritura se realizó empleando *geometría transversal* (figura 6.4). Simultáneamente el proceso se monitoreaba en tiempo real mediante la cámara de video análogica como se muestra en la figura 6.3, a través de la cual se observaba la formación de luz blanca debido al

plasma en el volumen focal. La fuente láser consistió en un equipo que provee pulsos de ~ 150 fs con una frecuencia de repetición 1kHz , centrados en 800nm de longitud de onda. Estos pulsos se generaron combinando un oscilador con un amplificador de la siguiente manera: la radiación láser fue originada en el oscilador, una cavidad de Ti:Za (Tsunami, Spectra-Physics (USA)), y luego mediante un amplificador-compresor (Spitfire, Spectra-Physics) por CPA (Amplificación de pulso con chirp ⁴) [6.4], [6.3], se generaron los pulsos de femtosegundos de hasta $0,8\text{mJ}$.

C. Producción de pulsos ultracortos de 1kHz de repetición. Configuración experimental

Tecnología CPA

El esquema de amplificación por CPA empleado se ilustra en la figura figura 6.5. Un pulso de láser generado en el oscilador inicial (Ti:Za) se ensancha temporalmente antes de introducirlo en el medio de ganancia. Luego, el pulso estirado, cuya intensidad es suficientemente baja en comparación con el límite de intensidad de gigavatios por centímetro cuadrado, se introduce con seguridad en el medio de ganancia y se amplifica por un factor de 10^6 . Finalmente, el pulso de láser amplificado se vuelve a comprimir al ancho de pulso original a través del proceso de inverso al de estiramiento, logrando la potencia máxima.

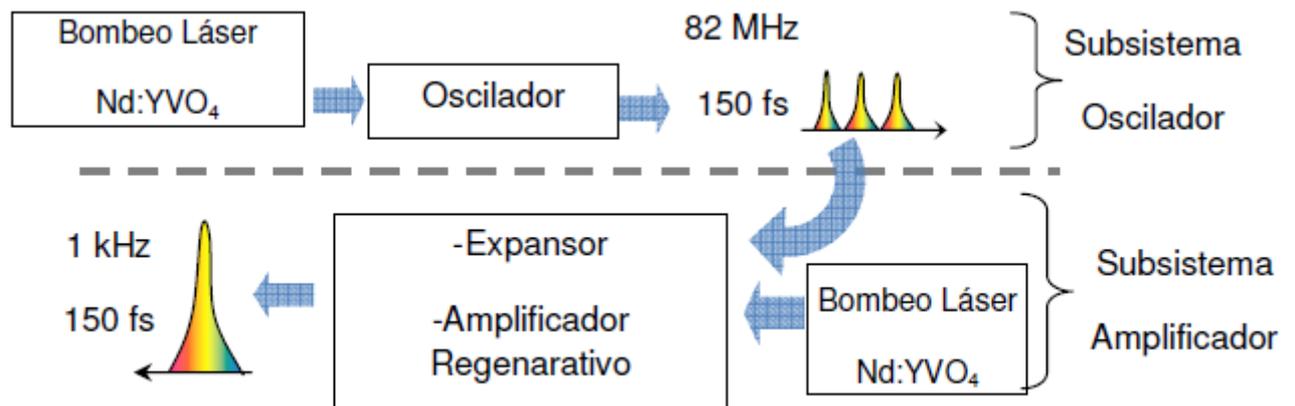


Figura 6.5: Sistema de amplificación y compresión CPA empleado en el CIOP.

.1. Oscilador El oscilador se basa en el método de anclado de modos mediante *Kerr lens mode locking*, para generar pulsos láser a partir de un medio activo de Ti:Zafiro y el bombeo de un láser continuo de 1064 nm doblado a 532 nm con 4W de potencia. Este subsistema genera pulsos de una duración de 150 fs con una energía de 9 nJ y una tasa de repetición de 82 MHz (figura 6.5). Estos pulsos son sintonizables en longitud de onda. En el presente trabajo, la misma se fijó en 800 nm con un ancho espectral aproximado de 9 nm .

.2. Expansor Es el dispositivo que expande temporalmente mediante una combinación de redes de difracción y primas. Estas se disponen de manera que el componente de baja frecuencia del pulso láser recorre un camino más corto que el componente de alta frecuencia. Después de pasar por el par de rejillas, el pulso del láser se transmite

⁴Chirped Pulse Amplifier

positivamente, es decir, el componente de alta frecuencia se queda atrás del componente de baja frecuencia y tiene una duración de pulso más larga que el original en un factor de $> 10^3$.

.3. Amplificador El tren de pulsos es introducido en el amplificador regenerativo (referencia) donde se utiliza un medio activo de Ti:Zafiro bombeado con un láser de estado sólido (Nd:YVO₄). En este subsistema, los pulsos expandidos recorren varios ciclos de amplificación hasta que son liberados por acción de una célula pockels en combinación con un polarizador de lámina delgada.

.4. Compresor Una vez amplificados los pulsos, el diámetro del haz es aumentado a $\sim 7,5$ mm para evitar daños en los componentes ópticos y se introducen en la etapa de compresión. Esta comprende un montaje similar al de la etapa de expansión pero inverso, para obtener pulsos de 150 fs a una tasa de repetición de 1kHz y a una energía máxima de 0,8mJ.

D. Parámetros controlados

Las variables experimentales que se controlaron para procesar las muestras fueron:

1. Energía del pulso
2. Velocidad de mecanizado (conocida como *velocidad de escritura*)
3. Polarización del campo eléctrico de los pulsos

La forma de controlar cada una de estos parámetros se describe a continuación.

D.1. Energía del pulso

Una vez fijada la duración (T) del pulso y la apertura numérica de enfoque (A.N.), el umbral de ionización o breakdown óptico depende de la energía del pulso e_p entregada en el volumen focal. Para el cristal de ErYbLNB los valores de e_p fueron establecidos aproximadamente acorde a ciertos trabajos previos publicados, por encima del umbral de breakdown óptico empleados para grabar guías en LNB con la misma técnica [referecci]. Para el caso del CrLiSAF, se consideraron valores más altos debido al mayor ancho de la banda prohibida (ver tabla 6.1).

Dado que la repetición de pulsos es de $f = 1kHz$, si P_l es la potencia media correspondiente al haz de pulsos láser amplificados y comprimidos (hasta un valor máximo de 0,600W), la energía integrada de cada pulso \tilde{e} , igual a $\int_T p dt$ siendo p la potencia instantánea del pulso durante el tiempo T ($T = 150fs$) se puede calcular como:

$$\tilde{e}_p = \frac{P_l}{f} \quad (6.1)$$

Experimentalmente estos valores se ajustaron a los deseados mediante una secuencia de una lámina de media onda con un polarizador de calcita y un filtro neutro de atenuación, como muestra la figura 6.3. Para una potencia media P_l incidente sobre la lámina en forma elípticamente polarizado, entonces la energía de cada pulso que llegaba al objetivo era:

$$e_p = \kappa m \tilde{e}_p \quad (6.2)$$

donde $m = 1/40$ era factor de atenuación del filtro y κ un factor determinado por la orientación relativa entre el eje óptico de la lámina de media onda y el eje de transmisión del polarizador lineal. Una vez establecido este (en posición horizontal o vertical) se rotaba el eje de la lámina con un sistema goniométrico de precisión de manera de modificar el factor κ y de esa forma sintonizar el valor de potencia $P_{obj} = e_p f$ correspondiente al valor deseado de energía del pulso que llegaba al objetivo de microscopio, justo antes del cristal. Esta potencia P_{obj} se medía con un detector (de silicio) por encima del objetivo de microscopio, teniendo en cuenta posibles pérdidas de potencia durante la trayectoria del haz en la estación, incluyendo el obturador. Dicha lectura de potencia se realizó siempre antes de colocar el atenuador, de modo de disminuir el error relativo de la medida. Además de apreciación de la escala de lectura se consideraron las eventuales fluctuaciones de la potencia suministrada por el amplificador.

D.2. Posicionamiento, enfoque y velocidad de Escritura

El sistema de microposicionamiento y traslación consistió en un conjunto de tres desplazadores lineales (Newport) asignados respectivamente a cada uno de los tres ejes cartesianos. Estos desplazadores fueron controlados por tres motores independientes a través de un software desde una computadora, con una precisión de $0,05\mu m$ y un rango de 5cm. La velocidad V de traslación relativa entre el haz y la muestra era constante durante el proceso de escritura, en la dirección preestablecida para cada una de las estructuras fabricadas, paralela a alguna de las aristas. Las velocidades establecidas se ubicaron en rango de entre 15 y $45\mu m/s$ de rapidez y paralelas a distintas orientaciones cristalográficas según la muestra utilizada. Para el CrLiSAF la velocidad de escritura perpendicular a los ejes cristalográficos $ay c$ y el haz y la dirección de los pulsos paralela al eje a (ver figura 6.1 Para el ErYbLNB la velocidad fue perpendicular al eje c y a alguno de los otros dos ejes (a o b) pero la dirección del haz de pulsos paralelo al eje c .

El posicionamiento y alineación inicial de las muestras fue crítico para lograr pistas (o líneas) lo más paralelas posibles a las aristas de las muestras así como a la superficie de incidencia. Por un lado esto reduce el error cometido para un análisis de las modificaciones estructurales en relación a la orientación de las guías respecto de los ejes cristalográficos. También minimiza la inhomogeneidad de las guías en el caso de variación de profundidad de enfoque, ya que la energía depositada en el volumen focal depende de este valor ???. Adicionalmente, esto facilita el proceso de alineación para posteriormente acoplar luz mediante el sistema *end-fire*.

D.3. Polarización

Se consideraron dos modos de escritura respecto a la polarización del campo eléctrico E_i de los pulsos láser enfocados. Modo de polarización longitudinal, con $E_i \parallel V$ denominada V_π y modo transversal, con $E_i \perp V$, denominada V_s .

Tal polarización del campo incidente se controló con el mismo polarizador empleado para el proceso de sintonización de la energía del pulso. El haz, una vez linealmente polarizado, y mantiene el plano de polarización en las sucesivas reflexiones en los espejos de la estación de micromaquinado. De modo que las polarizaciones V_π y V_s se correspondieron con las posiciones horizontal y vertical del eje del polarizador.

E. Preparación de las muestras

Micrografías ópticas de las estructuras fabricadas Posteriormente al procesado láser de las muestras, se tomaron micrografías mediante microscopía óptica a fin

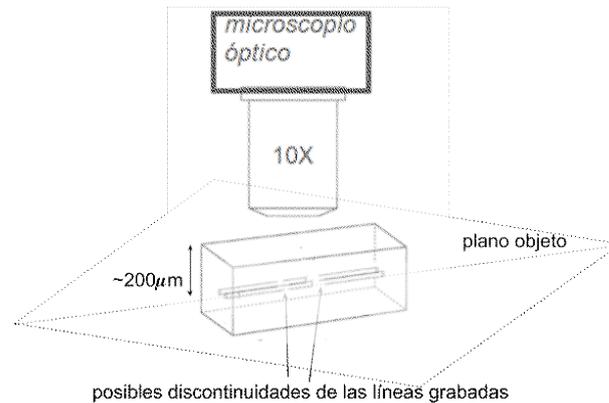


Figura 6.6: Observación desde arriba, por microscopio óptico, de las estructuras doble línea grabadas mediante FLDW. Consiste en un control de calidad previo a realizar medidas de campo cercano.

de evaluar cualitativamente si la escritura se realizó correctamente en cada caso, haciendo imagen del plano que contenían a las pistas grabadas, como se ilustra en la figura 6.6. En los casos en que se presentaban discontinuidades del trazo a lo largo de la línea de grabación (por posibles fluctuaciones en la energía del láser durante el proceso de escritura), se repetía el procedimiento con los parámetros correspondientes. Luego, se observaron el plano superficial plano perpendicular a las guías, los filamentos producidos con los distintos parámetros de micromaquinado empleados. La inspección óptica de los mismos permite hacer una evaluación del grado de daño, proporcionando una idea preliminar de la estructura de guiado sobre la energía efectiva depositada en el volumen focal.

Pulido Luego de la fabricación y control de calidad de las pistas, ambas superficies transversales a la dirección de escritura fueron pulidas hasta llevar su rugosidad a, estimativamente, entre $0,25\mu m$ y $1\mu m$. Llamaremos a estas superficies *cantos* del cristal. El procedimiento de pulido consistió en una devastación mecánica en etapas, con pasta de pulir comercial basada en granos de diamante. El sistema empleado se esquematiza en la figura 6.7. Consistió en un pistón cilíndrico de acero macizo contenido por un émbolo solidario a una base plana con un hueco cilíndrico en el centro, de manera que el pistón podía deslizarse sobre émbolo y el centro de la base.

El procedimiento consistió en adosar con cera el cristal, a la base del pistón por la cara (plano paralelo) opuesta al canto a pulir. Las guías quedaban así, perpendiculares a la base del pistón. Luego, en cada etapa se aplicaba pasta de pulir sobre una pila de papel de impresión (A4) limpia y se apoyaba sobre la hoja superior el sistema pistón-émbolo de manera que el canto a pulir quedara nivelada con la base del émbolo por gravedad g . Se manipulaba el émbolo dibujando reiteradamente un trazo en forma de "8" de manera que, por fricción (debido al peso del cilindro sobre el cristal) el canto sea devastado hasta lograr homogeneidad de la superficie, corroborado bajo inspección mediante microscopio. Se comenzaba con un tamaño de grano de alrededor de $45\mu m$ y en las etapas sucesivas se cambiaba de pasta, reduciendo a la mitad el tamaño de grano medio anterior.

El motivo para pulir los cantos a posterior de la fabricación tiene dos justificaciones fundamentales: 1) Las pistas o *tracks* no llegan a escribirse hasta los cantos, dado un efecto de borde por el cual se distorsiona y desenfoca el haz durante la escritura láser. Esto introduce un factor de pérdidas en el acoplamiento de la luz (tanto entrada como salida del sistema *end-fire*) y 2) llevar la rugosidad a una calidad óptica (rugosidades de 1 orden de $0,25\mu m$) minimiza el esparcimiento de luz garantizando mínimas pérdidas de acople, y mejor calidad de imagen en los modos medidos mediante observación de campo cercano (ver apartado del sistema *End-fire*). También maximiza la reflectividad de Fresnel, reduciendo el error en la determinación de pérdidas mediante el método de

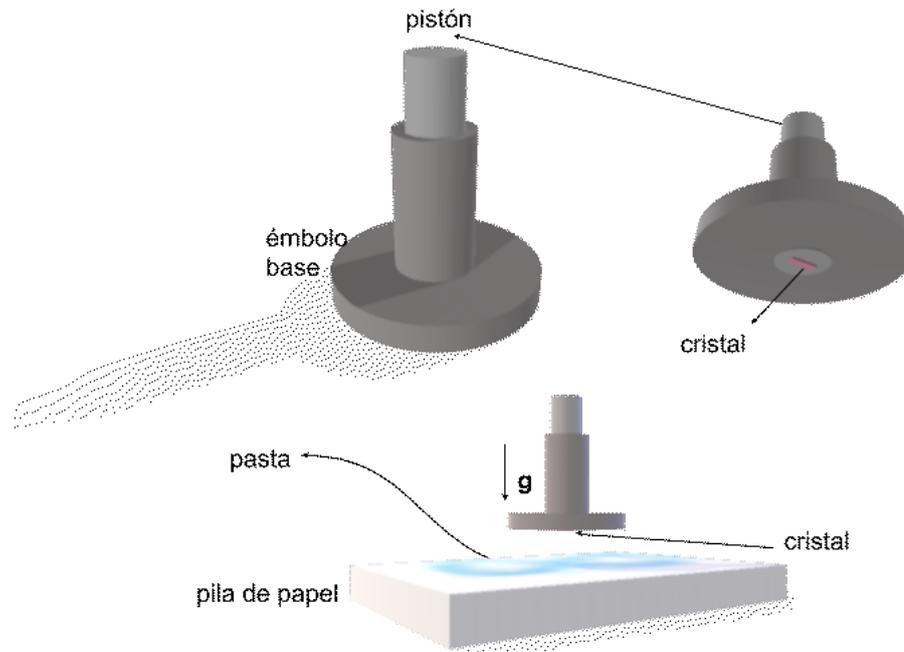


Figura 6.7: Esquema del sistema y procedimiento de pulido manual.

resonancia Fabry-Perot (ver apartado correspondiente).

Bibliografía

- [6.1] ABRAHAMS, S. C., AND MARSH, P. Defect structure dependence on composition in lithium niobate. *Acta Crystallographica Section B Structural Science* 42, 1 (feb 1986), 61–68.
- [6.2] LUONG, M. V., CADATAL-RADUBAN, M., EMPIZO, M. J. F., ARITA, R., MINAMI, Y., SHIMIZU, T., SARUKURA, N., AZECHI, H., PHAM, M. H., NGUYEN, H. D., AND KAWAZOE, Y. Comparison of the electronic band structures of LiCaAlF₆ and LiSrAlF₆ ultraviolet laser host media from ab initio calculations. *Japanese Journal of Applied Physics* 54, 12 (nov 2015), 122602.
- [6.3] MARTINEZ, O. E. Grating and prism compressors in the case of finite beam size. *Journal of the Optical Society of America B* 3, 7 (jul 1986), 929.
- [6.4] STRICKLAND, D., AND MOUROU, G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications* 56, 3 (dec 1985), 219–221.
- [6.5] WEBER, M. *Handbook of Optical Materials*. CRC Press, sep 2002.

Capítulo 7

Caracterización óptica de guías

A. Performance de guiado Cr:LiSAF

A.1. Excitación y medidas de modos de propagación

Se testearon las propiedades de guiado de las estructuras doble-línea escritas en Cr:LiSAF, mediante un esquema de tipo *end-fire* mostrado en la figura 7.1. Para ello, realizaron medidas de campo cercano de los modos de propagación, excitándolos con una longitud de onda de $632,2nm$ provista por haz de luz laser de He-Ne elípticamente polarizado.

Para la entrada y salida de luz se dispusieron sendos objetivos enfrentados axialmente, idénticos (20x de $A.N = 0,4$), y adosados sobre soportes con microposicionamiento angular que permitían rotar sus eje ópticos independientemente (variación de los ángulos θ y ω) a fin de sintonizar la posición óptima para excitar los modos. A su vez, la posición de la muestra, colocada entre los objetivos, se controlaba mediante un microposicionador Newport de tres ejes lineales. Todo se encontraba montado en un riel unidireccional.

Mediante el control lineal del objetivo de salida se formaba imagen de la sección transversal de las guías, contenido en plano de la interfase cristal-aire del canto posterior, a una distancia d sobre el plano de un detector *perfilador de haz* Newport). Este consistió en un cámara CCD de tamaño de pixel $8,6\mu m \times 8,3\mu m$ y 8-bit de rango, con control de ganancia de hasta 20dB y del tiempo de integración hasta 20 *ms*, mediante un software comercial por computadora. Finalmente se midió d se midió para determinar el aumento M ($\sim d/f$, siendo f la distancia focal efectiva del objetivo) y por lo tanto poder calibrar la escala espacial horizontal (h) (vertical (v)) de los modos según: $l_{h(v)} = \Delta_{h(v)} \cdot np_{h(v)} / M$ siendo $l_{h(v)}$ la distancia real horizontal (vertical) entre dos puntos de la distribución modal de campo, que al ser aumentada y digitalizada ocupa $np_{h(v)}$ pixeles de tamaño $\Delta_{h(v)}$.

A.2. Medición relativa de la polarización de guiado

Con un esquema similar al anterior, se estudió la polarización de guiado de las guías doble track en CrLiSAF, pero excitando con una fuente linealmente polarizada y colocando un analizador posteriormente al objetivo de salida, como se muestra en la figura 7.2. De esta manera se evaluó el el estado de polarización del campo transmitido por las guías, ponderando las amplitudes relativas correspondientes a las componentes del mismo en las distintas direcciones transversales (plano X_1X_2). Se establecieron las mismas condiciones de excitación para modos cuasi-TE y cuasi-TM utilizando una fuente láser de He-Ne de perfil gaussiano, linealmente polarizada E_0 , considerando (en la aproximación paraxial) que los ejes ópticos (ver sección III del capítulo 3) de las guías son naturalmente, por simetría, los indicados en la figura 7.2 (X_1 y X_2 , paralelo y transversal a los filamentos, respectivamente). El eje de polarización de la

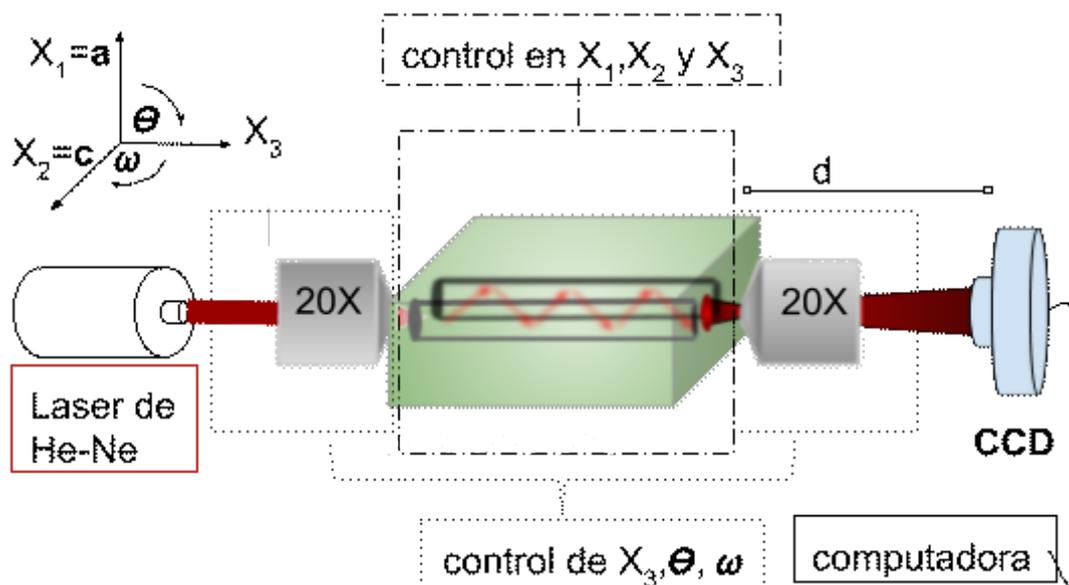


Figura 7.1: Sistema end-fire empleado para excitar y observar los modos de soportados a una longitud de onda de 632,2 nm.

fuerza láser se dispuso a 45° respecto de la dirección de los filamentos, de manera que $|E_{0x_1}| = |E_{0x_2}|$. En la misma figura se muestra la orientación relativa del campo de excitación a la entrada y un polarizador lineal localizado salida para cuantificar la polarización de la distribución modal de campo guiado. El haz láser enfocado en dicho plano de la sección transversal de entrada de la guía provee, por la simetría polar del objetivo de microscopio, un espectro angular simétrico con componentes no nulas longitudinales (eje X_3) de los campos \vec{E} y \vec{H} .

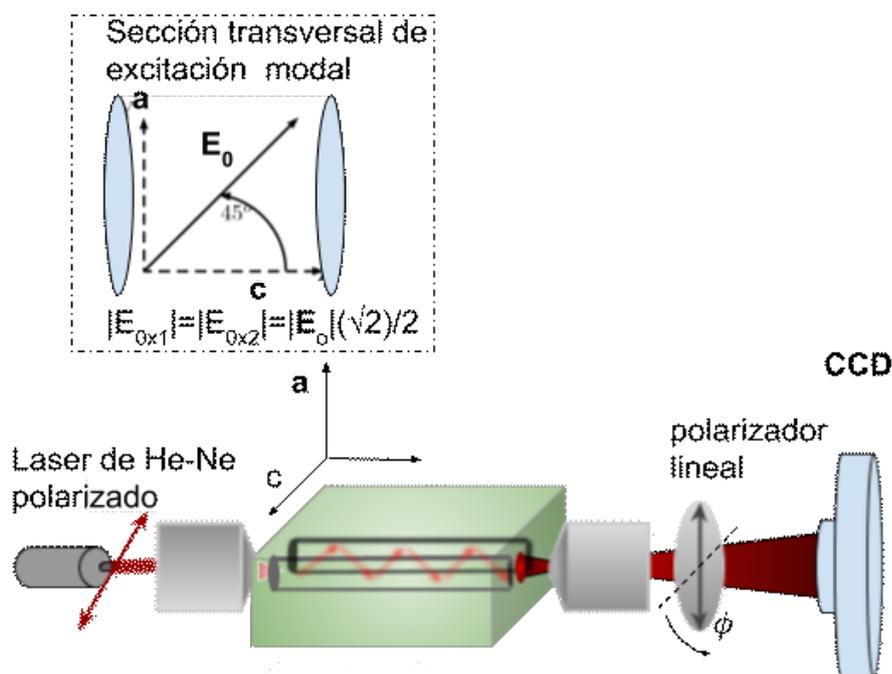


Figura 7.2: Sistema de acople de luz para determinación del estado de polarización del campo transmitido por la guía, con una fuente de excitación modal linealmente polarizada, correspondiente a un laser de He-Ne.

Se midió la amplitud relativa del campo de los modo fundamental refractado rotando su eje de transmisión cada 15° y empleando la cámara CCD en el plano imagen del

objetivo de salida. Los valores de intensidad relativa se asignaron numéricamente en unidades arbitrarias, determinadas por la responsividad del detector, el tiempo de integración, la ganancia G (dB) y la conversión analógica digital (procesamiento del software). Sea la distribución espacial de intensidad media en el píxel i -ésimo, $I_i(X_i, Z_i) = G \frac{1}{\tau \Delta X \Delta Y} \int_{\tau} P(X_i, Y_i) dt$, siendo τ el tiempo de integración y $\Delta X, \Delta Y$ las dimensiones del área efectiva de cada píxel y $P(X_i, Z_i)$ la potencia entregada en el píxel i -ésimo. Sea ϕ el ángulo azimutal del eje del polarizador, tomado según con la convención habitual de los ejes cartesianos. El valor asignado de "intensidad" media a cada distribución modal obtenida para cada dirección (ϕ) del eje del polarizador se efectuó recuadrando la distribución modal obtenida por la CCD en la escala RGB que provee el software eliminando la zona oscura y tomando un promedio sobre cinco repeticiones en la selección de los píxeles.

Finalmente, se realizaron medidas en *bulk* en las mismas condiciones para *bulk*, para comparar el efecto de birrefringencia natural del cristal sobre la propagación de la luz polarizada respecto el efecto de polarización inducido por el confinamiento en las guías. Es decir, se relevó de la misma forma que en guía, el estado de polarización de un haz gaussiano inicialmente linealmente polarizado a 45° respecto del eje X_2 luego de propagarse a lo largo del volumen cristal en el X_3 .

A.3. Determinación del coeficiente de pérdidas por propagación

I. Método de Fabry-Perot

La intensidad transmitida I_t para un resonador Fabry-Perot I_g está dada por la ecuación 2.2

$$I_t = I_0 \frac{\eta T^2 \exp(-\alpha)}{(1 - R \exp(-\alpha))^2 + 4R \exp(-\alpha) \text{sen}^2(\frac{\phi}{2})}$$

donde α es el coeficiente de atenuación por propagación η es la eficiencia de acople y la fase $\phi = 2\beta L$, involucra la longitud del cristal L y la constante de propagación $\beta = k_0 n_{eff}$ que incluye el índice efectivo n_{eff} y la longitud de onda del modo el n -ésimo modo longitudinal Fabry-Perot $\lambda = \frac{2L}{n}$ asociado a la longitud de onda acoplada en la cavidad, implícita en k_0 . Esta fase depende monótonamente de dicha longitud de onda resonante a través de $k_0 = \pi/\lambda$. La función de Airy es una función periódica, con la cual se puede definir un parámetro a través de los valores máximos y mínimos de las intensidades alcanzadas en un período como:

$$K = \frac{(I_{max} - I_{min})}{(I_{max} + I_{min})} \quad (7.1)$$

El cual, se puede escribir como:

$$K = \frac{2r}{1 + r^2} \quad (7.2a)$$

$$r = R e^{-\alpha L} \quad (7.2b)$$

Con estas expresiones es se puede demostrar fácilmente [7.1] que el coeficiente de atenuación en la guía de longitud L estará dado por :

$$\alpha = \frac{4,34}{L} \text{Ln} \left(\frac{RK}{(1 - \sqrt{1 - K^2})} \right)$$

Y cuando $K \ll 1$:

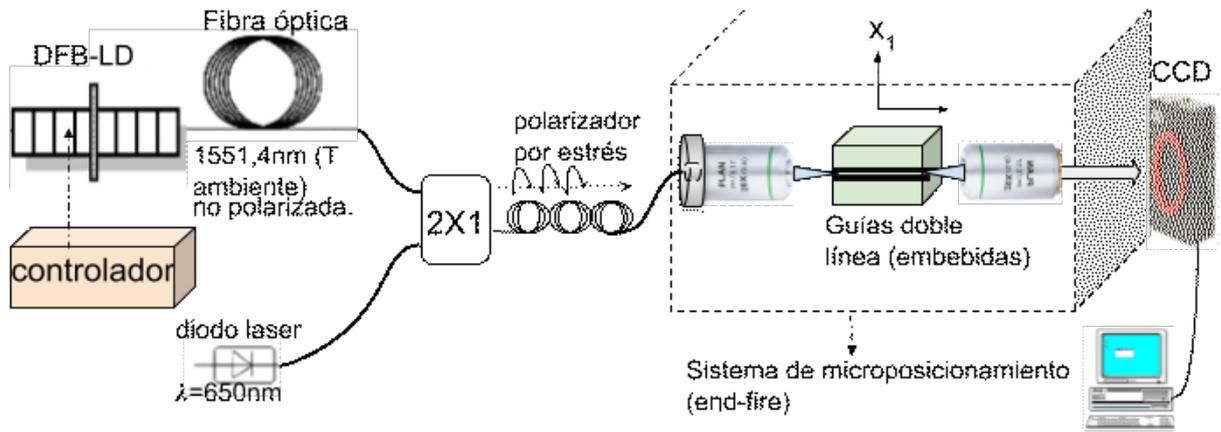


Figura 7.3: Sistema end-fire para acoplar en guías radiación láser de 1551,4nm de longitud de onda provista por una fuente DFB-LD. El diodo de emisión visible (650nm) se empleó para poder acoplar excitar el modo fundamental. Una vez acoplado, se apaga y se enciende el láser DFB.

$$\alpha \approx \frac{4,34}{L} (\ln(R) + \ln(2) - \ln(K)) \quad (7.3)$$

Para estimar el parámetro K, se empleó el sistema de acople de la figura 7.3 para medir la potencia relativa de salida al variar monótonamente la longitud de onda de excitación, según se esquematiza en la figura 7.4.

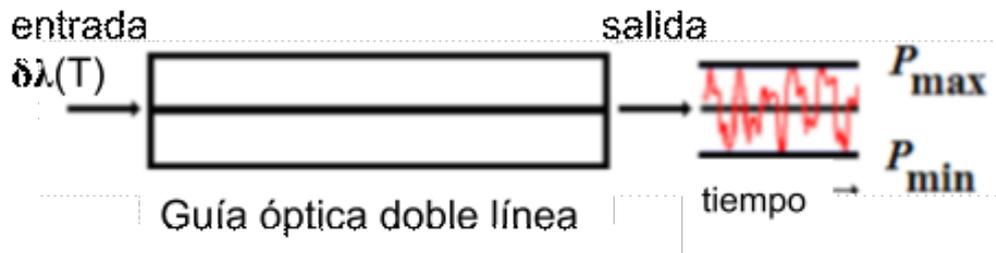


Figura 7.4: Esquema de determinación del parámetro K, inyectando luz láser de banda estrecha con una longitud de onda variable $\delta\lambda(T)$ con la temperatura en forma continua y monótonamente dentro de las guías doble track. A la salida se detectó la evolución temporal de la intensidad transmitida. Intependientemente del sistema de detección, es suficiente medir una cantidad proporcional a la potencia transmitida para determinar el cociente que define a K en términos de los valores máximos y alcanzados.

En dicha configuración, se inyectó luz láser de alrededor de $1,5514 \mu\text{m}$ de longitud de onda correspondiente a la emisión del láser DFB a temperatura ambiente, excitando el modo cuasi-TM fundamental de una guía doble línea fabricada con $3 \mu\text{J}$ por pulso. Para ello, dado que el láser que emerge de la fibra no está polarizado se consideró de referencia una guía tipo II doble-track ya caracterizada, fabricada mediante FLDW en una guía de LiNbO_3 congruente (sin dopar) corte-a, que admitía solo polarización TE de guiado (el campo de excitación paralelo a los filamentos). Luego, se excitó dicho modo en esta muestra mediante el sistema end-fire (figura 7.3) enrollando la fibra en un polarizador por estrés. Luego, se *estresó* la fibra hasta anular la intensidad del modo a la salida mediante inspección con perfilador de haz (CCD). De esta forma se configuró la salida del campo de la fibra con polarización transversal a los filamentos (paralelos a al plano de la mesa óptica). En esa configuración sin modificad el estado de la fibra, se colocó se reemplazó la muestra de referencia de LNB por la de CrLiSAF con la misma disposición de las guías de manera de excitar de esta manera solamente el modo modo TM en la guía doble línea de este material.

Para variar la longitud de onda ($\delta\lambda(T)$) se tuvo en cuenta la respuesta monótona

decreciente del pico de emisión con la temperatura, mostrada en la figura XX del apéndice; se calentó el diodo mediante una pistola de aire caliente ¹ variando longitud onda del láser inyectada según la tasa $\frac{d\lambda}{dT} = -0,2nm/^{\circ}C$. Se procuró anular previamente, la celda Peltier de control de temperatura T, incorporada en el controlador del laser DFB ². Sin ese control de temperatura, el pico de emisión del mismo varía a una tasa de $0,2nm/C$ y el período de la función de Airy $\tau_{\phi} = \pi$ implica un cambio de λ dado por la condición:

$$\phi(\lambda + \delta\lambda) = \phi(\lambda) + 2\pi$$

resultando de aquí que la variación de la longitud de onda asociada a un período es $\delta\lambda_{\tau_{\phi}} = \frac{-\lambda^2}{2n_{eff}L+\lambda}$. Por las dimensiones de los cristales empleados, λ es despreciable frente a L y empleando (de acuerdo a la teoría de propagación para guías de bajo contraste de índice) $N_{eff} \approx n_s = 1,407(o)$ ³ el valores para $\delta\lambda_{\tau_{\phi}}$ da $\approx 0,37nm$, lo que significa una variación de $1,87^{\circ}C$ por período. Para estimar groseramente el rango de temperatura explorado se colocó una termocupla adosada al diodo, conectada a un multímetro digital.

B. Er/Yb:LNB

Respecto de las guías fabricadas en los cristales de ErYbLNB codopados con distintas concentraciones de Yb³⁺ se caracterizaron los modos de propagación en la banda de comunicaciones ópticas. Esta caracterización se realizó de dos maneras: 1) estudio de confinamiento de luz láser proveniente de una fuente externa en la banda de interés para comunicaciones por fibra (1550nm) y 2) estudio del *auto-confinamiento* de las emisiones espontáneas de polarización σ y π originadas por las transiciones inter-Stark ($^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ (Er³⁺)) dentro de la guía.

1. Se midieron las distribuciones espaciales de modos excitados con luz láser centrada en 1551,4 nm de longitud de onda empleando el esquema de la figura 7.3. La misma fue acoplada con fibra óptica en el objetivo de entrada mediante un buje adaptado en la entrada el mismo. Los modos fueron detectados con el perfilador de haz CCD, LBP-NewPort de 8-bit de profundidad. Idénticos objetivos se emplearon para la entrada y salida de luz en las guías, 20X (Edmund) de apertura numérica igual a 0,4.
2. En este caso, se empleó un sistema similar pero bombeando con una láser de Ti:Za sintonizado en 917nm de longitud de onda. Dicha emisión polarizada se acopló a la guía y a la salida del objetivo se colocó un filtro y cristal de calcita para seleccionar los modos correspondientes emisiones σ y π provenientes de la guía. Estos fueron registrados en un detector CCD. En la figura 7.5 se ilustra el esquema, aunque la configuración experimental empleada es la descrita en la figura 8.1 ⁴. La misma configuración se utilizó para medir los espectros en guía y bulk de las distintas transiciones inter-Stark de interés como se describe en el próximo capítulo.

¹Soldadora a calor

²Esta es utilizada en condiciones normales para estabilizar la longitud de onda pico de emisión

³ "s" indica "sustrato" y (o) indica índice ordinario ya que el campo se encontrana en la dirección x

⁴ realizadas en el laboratorio de xxx del Departamento de Materiales de la Universidad Autónoma de Madrid, España

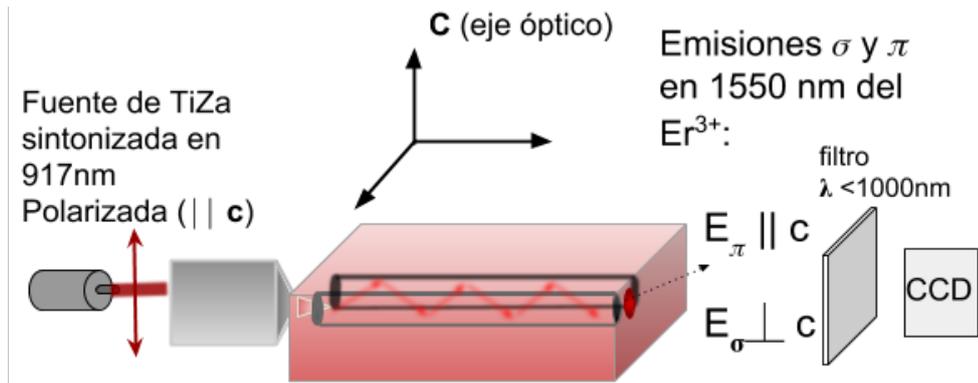


Figura 7.5: Esquema de medición de los modos autoconfinados en guía, correspondientes a las emisiones σ y π de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (Er^{3+}).

Bibliografia

- [7.1] REGENER, R., AND SOHLER, W. Loss in low-finesse ti:linbo₃ optical waveguide resonators. *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* 36, 3 (mar 1985), 143–147.

Capítulo 8

Medidas espectroscópicas

Se realizaron dos tipos de medidas espectroscópicas en ambos cristales donde se grabaron las guías por FLDW. Por una lado medidas de espectroscopía a nivel macroscópico de la emisión de las bandas luminiscentes de interés. Los espectros de dichas transiciones vibrónicas así como sus vidas medias asociadas, fueron medidos en las muestras tanto en volumen como en las guías. Para ello fundamentalmente se combinó un sistema de acoplamiento de luz tipo *end-fire* con un sistema de espectroscopía convencional. Por otro lado se realizaron medidas microscópicas a través de la obtención de mapas μ -luminiscentes de las mismas transiciones tanto en volumen como en guías.

A. Comparación de espectros de bulk y espectros de luminiscencia auto-confinada (en guía)

A.1. ErYb:LNB

Los espectros PL de iones Er^{3+} e Yb^{3+} en volumen así como los espectros de emisión de los iones en guía fueron adquiridos utilizando la configuración experimental que se muestra en la figura 8.1. Se empleó como fuente de excitación un láser de Ti:Za sintonizado en una longitud de onda de 917nm de longitud de onda mediante un (*). El segundo espejo guía la luz emisión hacia el monocromador (SpectraPro-500i, Acton Research Corporation). Fueron adquiridos los espectros de luminiscencia correspondiente a transiciones inter-Stark indicadas en la tabla 8.1.

Las transiciones (4) (5) y (6), correspondientes a las emisiones verde y roja respectivamente devienen del proceso de *up-conversión*) inducido por transferencia del Yb a al

Cuadro 8.1: Transiciones de emisión estudiadas, correspondientes a los iones Er^{3+} e Yb^{3+} en el rango visible (VIS) e Infrarrojo cercano (NIR). L^0 y J_0 se corresponden con el estado fundamental en la configuración $4f^n$

Ion	rótulo	Multipletes Stark involucrados en la emisión		$(J^{(exc.)} + 1/2) \times (J^0 + 1/2)$ (picos esperados)	rango espectral aproximado		
		$^{2S+1}L_J \rightarrow$	$^{2S+1}L_{J_0}^0$		(nm)	(cm^{-1})	
Yb^{3+}	Δ_1	$^2F_{5/2} \rightarrow$	$^2F_{7/2}$	12	900-1100	9100-11100	
Er^{3+}	NIR	Δ_2	$^4I_{11/2} \rightarrow$	96			
		Δ_3	$^4I_{13/2} \rightarrow$	56	1470-1650	6050-6800	
		Δ_4	$^2H_{11/2} \rightarrow$	48	520-540	18500-19200	
	VIS	Δ_5	$^4S_{3/2} \rightarrow$	$^4I_{15/2}$	16	540-570	17500-18500
		Δ_6	$^4F_{9/2} \rightarrow$		40	650-680	14700-15300

Er mediante absorción de estados excitados (ESA).

También se midieron las vidas de los distintos multipletes excitados con la misma fuente laser (917nm, TiZa) pero ahora modulada adecuadamente por un chopper mecánico, tanto para iones de bulk como para iones en guía empleando un osciloscopio digital. El módulo de detección del mismo esquema experimental se modificó ligeramente dependiendo de cuál de las dos medidas se realizara (emisión en guía o en *bulk*). Para seguir la señal proveniente de las guías se empleó una rendija en la entrada del monocromador que eliminaba el *scattering* espúreo proveniente de la emisión de volumen. Y, para detectar la señal de volumen se empleó una lente convergente de pupila grande ($\sim 5\text{cm}$ de radio), eliminando antes el *pin-hole* y desacoplando la luz de la guía. Particularmente para la radiación en el rango NIR se detectó utilizando un fotodiodo InGaAs. Las emisiones verdes y rojas del proceso de up-conversion fueron detectadas mediante un tubo fotomultiplicador a la salida del monocromador. Finalmente también se utilizó un filtro cromático de tipo *edge* (pasabajos). para eliminar la señal láser de TiZA así como frecuencias residuales de altos armónicos propias del bombeo de esta fuente [ref]. El uso de un electrómetro fue necesario en todos los casos, a la salida del monocromador para optimizar la intensidad del señal debido a la alineación del espejos antes de ser amplificada (fotomultiplicador) o detectada y así mantener un adecuado SNR.

La modulación con chopper ($R =$) como onda cuadrada de la fuente de TiZa, polarizada en el plano de la figura (), fue de 16Hz para medir el decaimientos temporal de la intensidad debido a la transición ($4I13=2 \rightarrow 4 I15=2 /Er3+/$) y de 180Hz tanto para medir los decaimientos de las intensidades de la emisión por up-conversion así como de la emisión $F_{5/2} \rightarrow F_{7/2}(Yb3+)$. Tales frecuencias se escogieron en función de la relación del ancho de las aspas de obturación del chopper y del radio de las mismas a fin de excitar los niveles de interés en tiempos mucho menores que la vida media esperada y al mismo tiempo permitir un tiempo de relajación suficientemente largo, dado que para una medida precisa de la vida media es crucial incluir una la larga cola de la función exponencial esperada en el decaimiento del nivel considerado [].

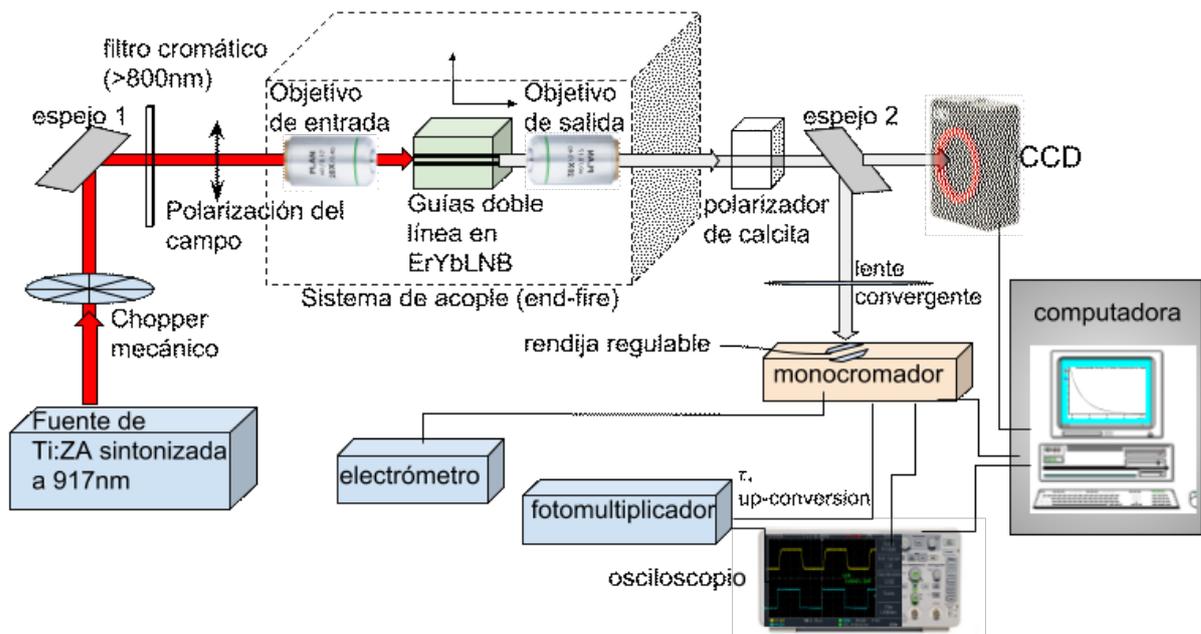


Figura 8.1

A.2. Esquema y parámetros para medir la vida media del nivel 4T_2 del del Cr^{3+} en LiSAF

El esquema de excitación y detección se muestra en la figura 8.2 se basó en un sistema *end-fire* con sendos objetivos de entrada y salida de 20x Edmund (apertura numérica = 0,4 y un tubo fotomultiplicador (marca HAMAMATSU, modelo R636-10, UV-NIR) con salida a un osciloscopio digital para seguimiento temporal de la señal.

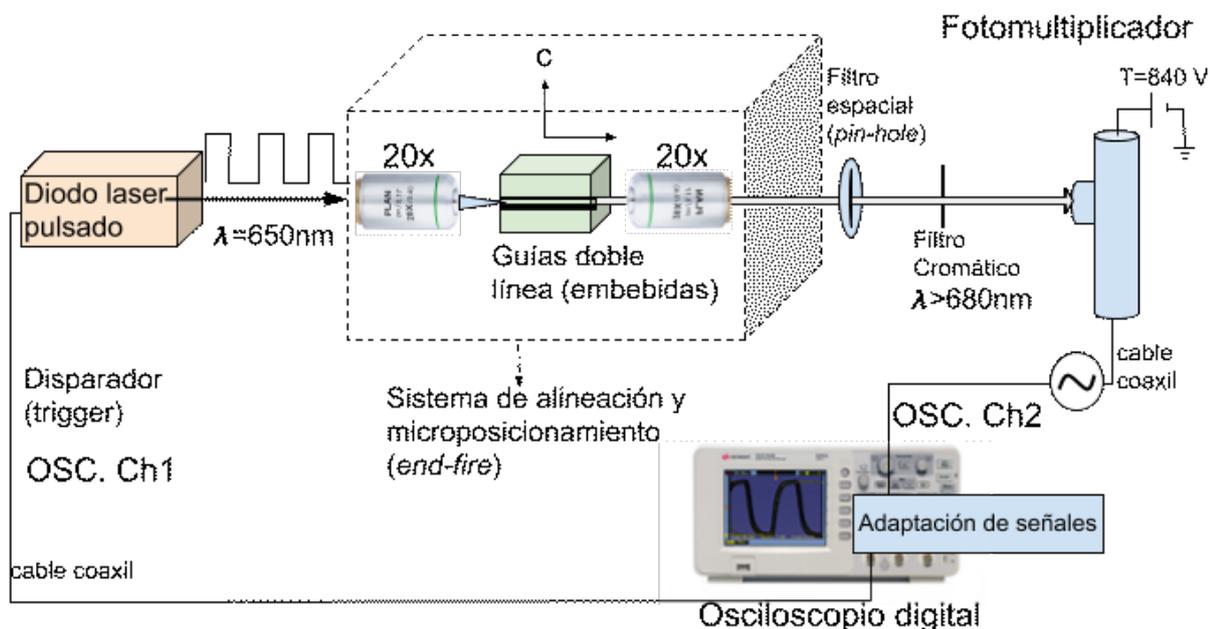


Figura 8.2: Esquema experimental para la medición de vida media en volúmenes y en guías de doble línea fabricadas en CrLiSAF

La muestra de Cr:LiSAF fue excitada (bombeo) mediante un diodo láser (comercial) de AlGaInP (MITSUBISHI ML101J23) pulsado, con pico de emisión en $658 \pm 1\text{nm}$ habiéndolo considerado lo más cerca posible al pico más intenso en el espectro de absorción (con un máximo en 631nm , ver figura 10.1) el cual fue adquirido complementariamente mediante un espectrofotómetro comercial uv-visible (Shimadzu 1650 PC de doble haz). Para lograr la modulación de la potencia del láser como una señal rectangular periódica se diseñó y fabricó un circuito electrónico de control de la corriente del diodo con transistores TMOS* de respuesta rápida para modular la potencia láser con onda cuadrada con un pulso activo de ancho temporal de 500ns , 5ns de flanco ascendente a una tasa de repetición de 2kHz ($500\mu\text{s}$ entre pulsos) y una potencia pico de entre ~ 150 y 200mW . Este período corresponde a más de siete veces el tiempo de vida media de la transición vibrónica ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ esperada en $67\mu\text{s}$ a temperatura ambiente (Cr:LiSAF al 1% molar de iones Cr^{3+} , de acuerdo con la literatura [8-11]), y la potencia proporciona una buena relación señal-ruido. La corriente modulada del diodo de bombeo fue conectada al canal 1 del osciloscopio y empleada como disparador (*trigger*). Por otro lado el detector (fotomultiplicador de GaAs (Cs)) fue alimentado por fuente de alta tensión establecida en 840V (continua). El tiempo de respuesta de las nueve etapas de amplificación de dinodos es de menos de 20ns . La colección de señal luminiscente proveniente de la guía (autoconfinamiento luminiscente) consistió en incluir una apertura circular (pin-hole) antes del detector para filtrar luz espúrea por *scattering* (esparcimiento) proveniente del volumen del cristal. El fotomultiplicador se conectó a un osciloscopio al canal 2 (disparado con la señal del diodo), introduciéndole una resistencia en paralelo de $1000\text{K}\Omega$ para proveer un tiempo de carga $RC \ll 1\mu\text{s} \ll \tau$ pero al mismo tiempo evitando disminuir la relación señal-ruido (SNR). Además la señal de decaimiento fue promediada 16 veces

por el osciloscopio para optimizar la SNR. Mediante un filtro cromático pasa bajos (con corte en 680nm aproximadamente) antes del fototubo se eliminó la señal fue bombeo (ver curva de transmitancia en el apéndice). Finalmente los datos del decaimiento de la intensidad de señal promediada fueron almacenados en formato ASCII por el osciloscopio digital (tensión vs tiempo).

B. Espectroscopía confocal

B.1. Esquema general de espectroscopía confocal

Actualmente existen diferentes alternativas y modos de operación en el estado de arte de la microespectroscopía Raman confocal, llegándose a alcanzar resoluciones espaciales menores a $1\mu\text{m}$ [8.3, 8.5] y resoluciones espectrales menor a 1cm^{-1} . LaPlant y Ben-Amotz [8.2] han dado una descripción detallada del diseño y construcción de espectrómetros Raman confocales. En la figura figura 8.3 se muestra un esquema estándar de microespectroscopía o microscopía confocal Raman de excitación láser.

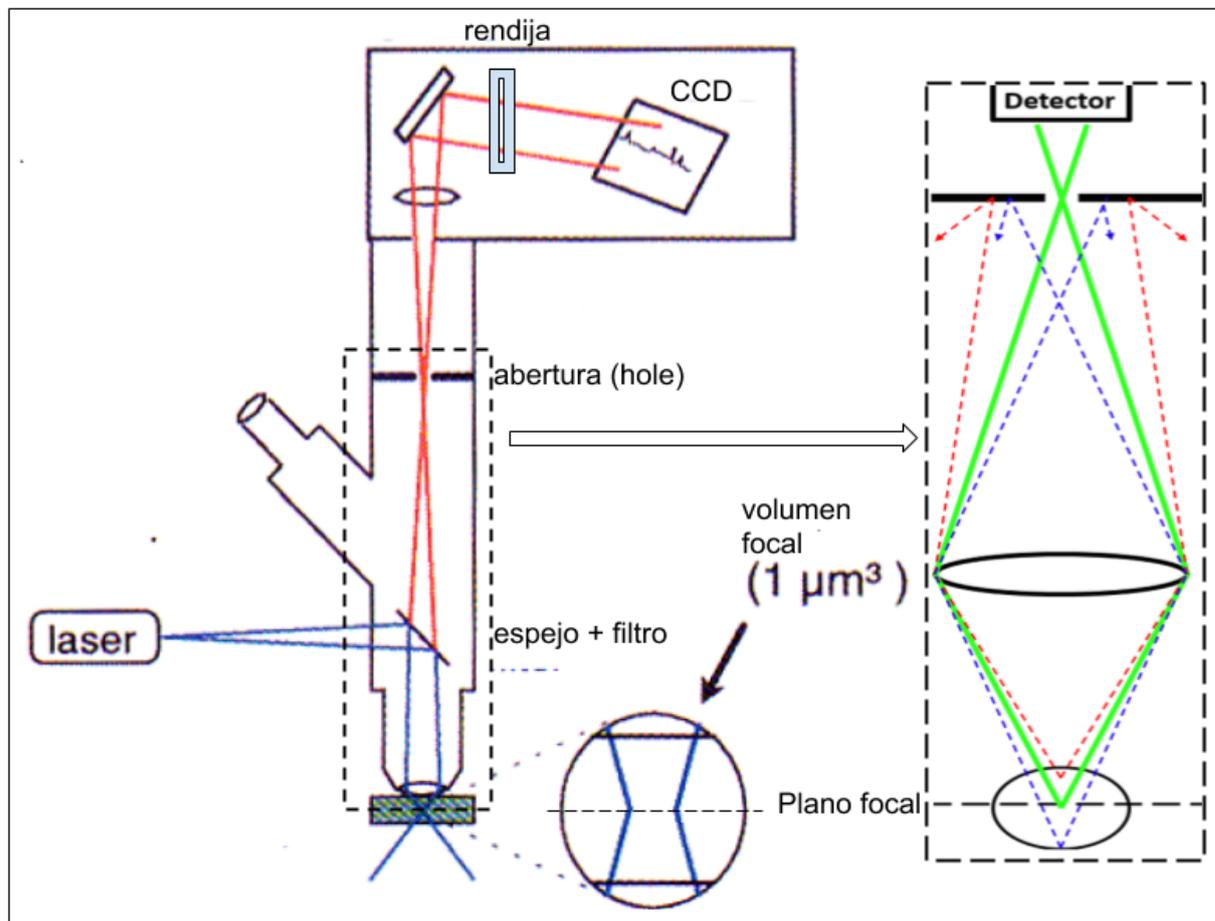


Figura 8.3: Esquema general de funcionamiento de un sistema de microespectroscopía confocal. El sistema permite minimizar el volumen excitado de donde proviene la radiación (Raman o Luminiscencia) así como aumentar la resolución espectral por el filtrado espacial en el espectro angular de la misma.

Esencialmente, el funcionamiento consiste en un haz láser filtrado través de una abertura pequeña (para disponer así de fuente limitada solo por difracción -orden cero-) que luego es enfocado mediante un lente de alta apertura numérica sobre un pequeño volumen focal centrado en un plano de la muestra. Tanto radiación por retrodispersión Raman como por retrodispersión de Rayleigh y/o por fotoluminiscencia son colectadas por el sistema óptico. Para aperturas numéricas de 0,95 es posible coleccionar el 70% de la radiación del ángulo sólido 2π [8.5]. Luego, mediante un divisor de haz que funciona

como fitro (tipo notch o tipo escalón) rechaza la radiación Rayleigh transmitiendo solo la radiación de mayores longitudes de onda originadas por corrimiento Stokes. Esta, es filtrada espacialmente por una abertura regulable (*hole*) que elimina frecuencias espaciales provenientes desde fuera del plano focal de excitación, como se muestra en la parte derecha de la figura 8.3. Más aún, los pequeños volúmenes (spots) enfocados permiten que la imagen de la radiación sea transferida al espectrómetro a través de una rendija con la menor pérdida de energía posible.

C. Mapas μ -luminiscentes en guías

Dado un arreglo de sitios distribuidos sobre un plano de una muestra cristalina, forma matricial, lineal o aleatoriamente, llamaremos *mapa confocal luminiscente* al conjunto de espectros de luminiscencia colectados confocalmente luego de la excitación localizada de dichos sitios.

Se realizaron mapas confocales luminiscentes en *bulk* y en planos de las secciones transversales de las guías doble-línea tanto en $Cr:LiSAF$ como en $ErYbLNB$. En la figura 8.4 se ilustra la geometría empleada en la adquisición de los mapas.

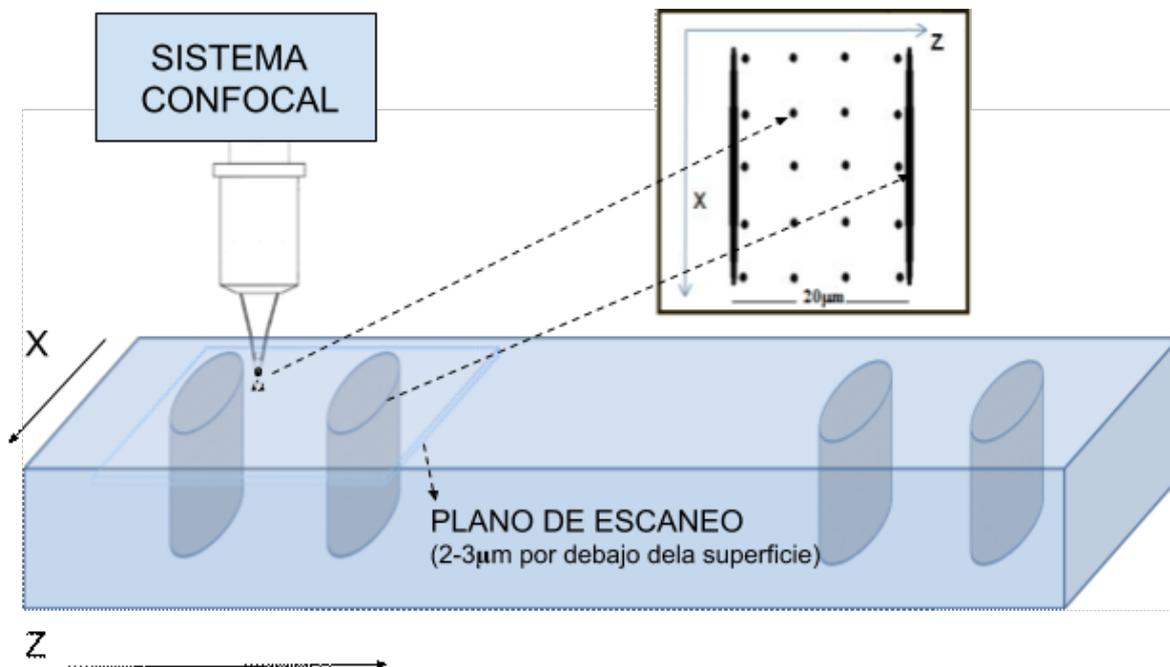


Figura 8.4: Adquisición de mapas de luminiscencia mediante una unidad confocal. Los planos de escaneo se encuentra entre 2 a 3 μm por debajo del canto pulido. Los sitios de excitación conforman una matriz de puntos entre los filamentos en el plano xz de la sección transversal del canal óptico.

Los objetivos de este procedimiento experimental fueron:

1. Observar si se preservan las características espectrales (a resolución confocal) las bandas de emisión luminiscente de interés de iones en el interior de las guías en toda la sección transversal de la estructura doble línea respecto de la emisión en *bulk*. En caso negativo analizar las posibles variaciones espectrales inducidas por posibles modificaciones microestructurales (estrés) debido a la onda de choque durante el procesado por PLFS.
2. Analizar localmente posibles fluctuaciones en las características espectrales entre los distintos sitios dentro de la sección transversal en el interior de la guía (núcleo).

La excitación de las muestras se realizó siempre en sitios por debajo de la faceta o canto (ya pulido) transversal a la dirección de las guías, a una profundidad suficiente para evitar información espectral de superficie, recolectando solo luminiscencia de iones embebidos en el material (tanto en volumen del material virgen así como en el volumen de la guía).

C.1. Mapas en el Cr:LiSAF

Para las guías en fabricadas en CrLiSAF los mapas luminiscentes se realizaron utilizando un sistema confocal Raman LabRAM HR, Horiba Jobin Yvon ¹ las guías doble track de mayor energía así como en bulk. Se consideró la banda luminiscente dada por la transición vibrónica ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ (Cr^{3+}).

Considerando el espectro de absorción del Cr^{3+} se empleó como fuente de excitación para obtener la banda de interés la línea de 632,8 nm de longitud de onda de un láser He-Ne incorporada en el equipo confocal. Esta induce un espectro luminiscente por corrimiento Stokes centrado en 780nm de longitud de onda de acuerdo a la literatura. Se empleó una red de 800 l.mm^{-1} y un diámetro de *pinhole* de $100 \mu\text{m}$ que dan como resultado una resolución espectral de 2cm^{-1} .

Se midieron entonces espectros de μ -luminiscencia de la muestra para distintos sitios del volumen (*bulk*) alejados de la estructura ($> 50\mu\text{m}$ de un filamento) y la guías de onda. Para este último, se realizó un mapeo de micro-luminiscencia en toda la sección transversal de la guía de onda, enfocando un plano $2 \mu\text{m}$ por debajo de la superficie con un objetivo de microscopio de 50x ($A.N. = 0,55$). En este escaneo de micro-luminiscencia, los sitios de medición se eligieron como un arreglo de puntos equiespaciados, separados $4\mu\text{m}$ entre sí dentro del núcleo de la guía incluyendo una serie de sitios a menos $1\mu\text{m}$ de los filamentos.

C.2. Mapas en Er/YbLNB

Se efectuaron mapas luminiscentes confocales en distintas bandas de emisión asociadas a las transiciones inter-Stark ${}^{2S+1}L_J(\mu_J) \rightarrow {}^4I_{15/2}(\mu'_J)(\text{Er}^{3+})$ del sistema co-dopado ErYbLNB (figura 5.3 de las guías fabricadas doble-línea (9.1)) para las distintas energías y para ambas polarizaciones de escritura.

I. Descripción del equipo empleado

Los mapas de luminiscencia fueron adquiridos mediante un sistema confocal *micro*-Raman integrado modelo **XploRA PLUS**, marca **HORIBA** ² cuyos módulos se representan en la figura 8.5

Dicho sistema consiste en un microscopio óptico que está acoplado a un *módulo Raman* completo montado en la parte superior el cual incluye un espectrógrafo de longitud focal de 200 mm equipado con una torreta de 4 rendijas de difracción, fuentes de láser internas y un detector CCD que es enfriado mediante un sistema peltier a 214 K. La trayectoria óptica se divide en dos partes; la trayectoria de iluminación (láser) y la trayectoria de recolección (señal Raman o luminiscencia). En la trayectoria del láser entrante, el haz de luz láser se refleja hacia el microscopio mediante el uso de un filtro dieléctrico de rechazo tipo escalón. Este se emplea en el modo de inyección / rechazo que primero dirige la luz láser hacia el microscopio para ser enfocado en la muestras. En el camino de regreso al espectrógrafo, la luz retrodispersada Raman se transmite completamente a través del filtro espacial hacia el orificio confocal (filtro espacial) ubicado en la entrada del espectrógrafo siendo filtrada la luz dispersa de Rayleigh (filtro Raman). El espectrógrafo dispersa la señal Raman o luminiscente

¹Comisión Nacional de Energía Atómica -CNEA-

²Laboratorio de espectroscopía Raman del Centro de Investigaciones Ópticas de La Plata (CIOP)

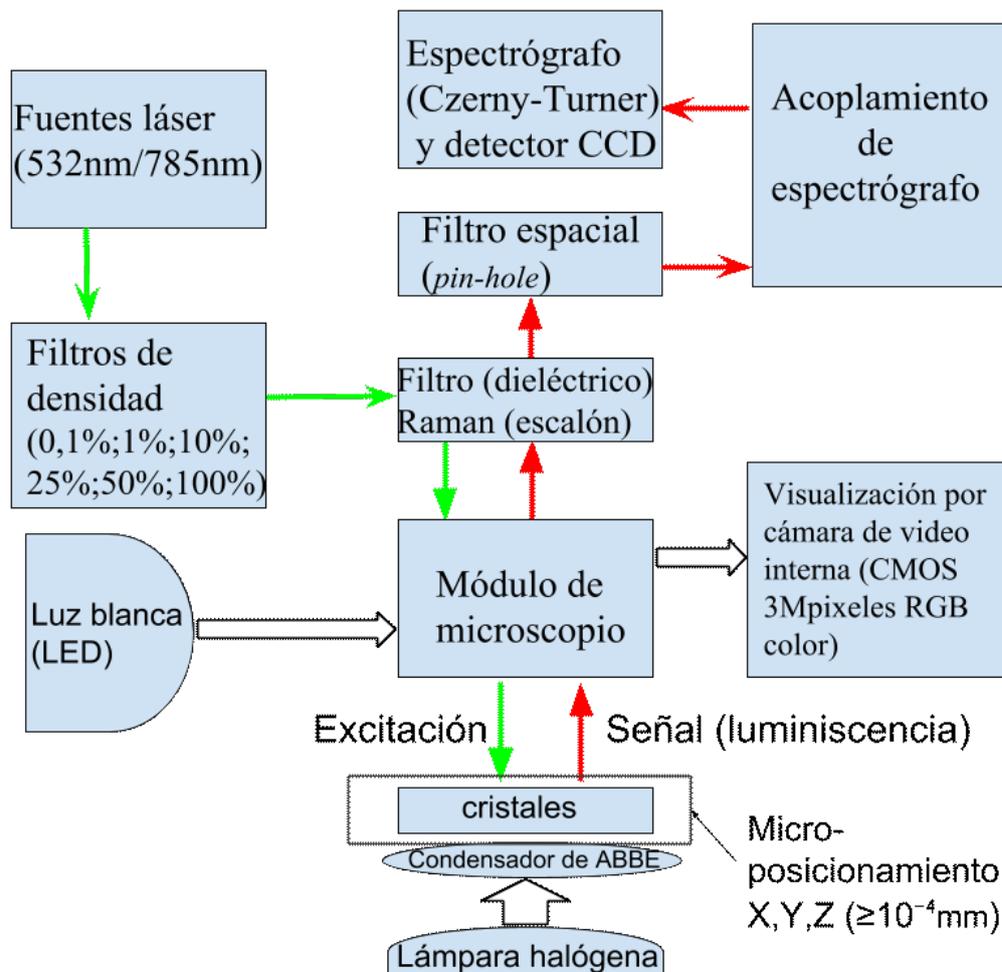


Figura 8.5: Esquema de las partes del equipo de μ -luminiscencia empleado

multicromática en el detector CCD. Una vez que se establece el orificio confocal, el punto de análisis se puede enfocar en un valor específico del eje Z.

El espectrógrafo integrado posee un diseño tipo Czerny-Turner asimétrico que está optimizado para una salida de campo plano y con un mínimo de aberraciones ópticas. Las redes de difracción se montan en una torreta de 4 posiciones intercambiables, y poseen las siguientes densidades: 600líneas/mm, 1200líneas/mm, 1800líneas/mm y 2400líneas/mm. Este conjunto de 4 redes combinada con ranuras selectoras de banda de 50, 100 y 200 μm pueden cubrir distintos rangos y resoluciones espectrales al configurarse con las distintas fuentes láser.

La visualización de las muestras y las zonas de escaneo se realizan mediante iluminación Koehler con lámparas de luz blanca por reflexión (LED eqv 100W) / transmisión (halógena 30W) y un condensador de Abbe.

II. Criterio de escaneo espectral y parámetros

Se realizaron mapas bidimensionales así como verticales y horizontales (filas de sitios paralelos y perpendiculares a los filamentos). Los sitios a excitar se encontraban separados entre 0,9 y 3 μm . La zona de escaneo se representa en la figura ??.

Para estudiar las fluctuaciones espectrales entre los diferentes sitios de la matriz, se tuvieron en cuenta las posibles fluctuaciones espectrales intrínsecas asociadas con los multisitios cristalinos (distinguibles por espectroscopía de excitación selectiva [8.4]). Por lo tanto, para cada banda de emisión ${}^{2S+1}L_J \rightarrow {}^4I_{15/2}$ se realizaron mapas en zonas de bulk sin procesar por FLDW, elegidas aleatoriamente a distancias de al menos 70 μ de las guías. Dichos mapas consistieron en un arreglo de puntos elegidos

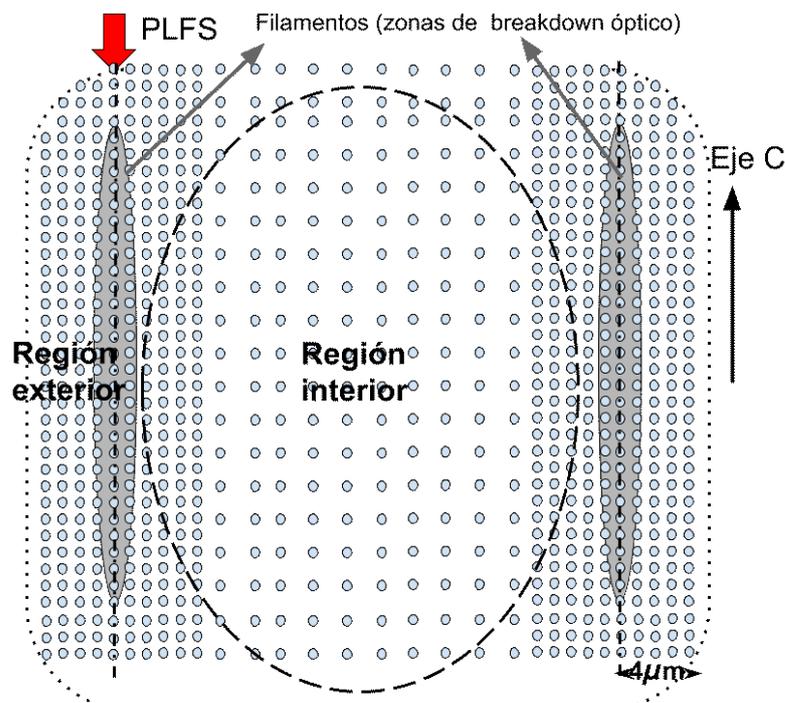


Figura 8.6: Región escaneada para adquirir los mapas espectrales confocales. Los sitios de excitación y colección de espectros se (representados por círculos) forman una matriz de puntos acotada hasta unos $4\ \mu\text{m}$ hacia el exterior de la guía, y están contenidos en un plano por debajo del canto pulido de la muestra, perpendicular a la sección de la guía. El canal óptico de la misma es la región encerrada por la elipse a trazo punteado, siendo la dirección de la guía perpendicular al plano de la hoja. Las distancias entre sitios cercanos a los filamentos es menor a la distancia entre puntos dentro del canal óptico para explorar más minuciosamente posibles variaciones en la zona de alcance de la onda de choque.

aleatoriamente (no matricial) en regiones acotadas de alrededor de $5\ \mu \times 5\ \mu\text{m}$.

Los mapas fueron obtenidos excitando con fuentes de láser en longitudes de onda de 532nm y 785nm, dependiendo de la banda de emisión a medir. La banda de emisión espontánea ${}^2H_{11/2}/{}^4S_{3/2}/{}^F_{9/2}(Er^{3+}) \rightarrow {}^4I_{15/2}$ lograda a partir de un bombeo en 532nm se distingue de la misma transición originada por el proceso (no lineal) de *up-conversion* por transferencia de energía. Los parámetros del equipo confocal así como las potencias, redes, ancho de las ranuras selectoras y los diámetros del pinhole fueron escogidas en función de la máxima resolución posible (dada por la red) para un SNR aceptable y cobertura del rango espectral completo

Para las mediciones de la banda "verde", fue posible la resolución espectral más alta de 1cm^{-1} utilizando la red de mayor densidad de líneas ($2400\ \text{líneas.Mm}^{-1}$). Para la emisión por *up-conversion*, así como para la emisión de Yb^{3+} centrada en 1007 nm, se requirió bombear con 785 nm cuya resolución espectral de $\leq 2\text{cm}^{-1}$ está provista por la red de $1800\ \text{líneas mm}^{-1}$ (limitación de rango por *blaze*). La calibración espectral del equipo se realizaba para cada ensayo con muestra de silicio cristalino, empleando como referencia la línea Raman en $520\ \text{cm}^{-1}$ ([8.1, 8.6]). Finalmente, todos los espectros fueron tomados promediando al menos 3 acumulaciones de al menos 1 segundo, según la intensidad de la señal alcanzada con los parámetros del equipo en cada banda de emisión estudiada.

El procedimiento consistió en realizar inicialmente los mapas de bulk para tener los espectros de referencia. Luego se realizaron escaneos preliminares verticales y horizontales a lo largo y ancho de la matriz (8.6 para evaluar posibles fluctuaciones relativas y posibles tendencias entre los sitios de las áreas exploradas y así detectar zonas con cambios espectrales más significativos para eventualmente explorar con más detalle estas zonas específicas.

Bibliografía

- [8.1] Raman scattering by silicon. *Microelectronics Reliability* 12, 1 (feb 1973), 26.
- [8.2] LAPLANT, F., AND BEN-AMOTZ, D. Design and construction of a microscope-based raman system. *Review of Scientific Instruments* 66, 6 (jun 1995), 3537–3544.
- [8.3] LARKIN, P. *Infrared and Raman Spectroscopy: Principles and Spectral Interpretation*, 1st ed. Elsevier, 2011.
- [8.4] NUÑEZ, L., Herreros, B., Duchowicz, R., Lifante, G., Tocho, J., and Cussó, F. Site – selective up – conversion in $\text{In}:\text{InBO}_3:\text{Er}^{3+}$. *Journal of Luminescence* 60-61 (APR 1994), 81–84.
- [8.5] SALZER, REINER; SIESLER, H. W. *Infrared and Raman spectroscopic imaging*, SECOND, COMPLETELY REVISED AND UPDATED EDITION ED. WILEY-VCH, 2014.
- [8.6] UCHINOKURA, K., SEKINE, T., AND MATSUURA, E. RAMAN SCATTERING BY SILICON. *Solid State Communications* 11, 1 (JUL 1972), 47–49.

Parte IV

Resultados y discusión

Capítulo 9

Caracterización primaria de guías fabricadas

A. Cr:LiSAF

A.1. Micrografías ópticas de guías doble línea en Cr:LiSAF

A continuación se presentan micrografías ópticas de las secciones transversales de las estructuras fabricadas por FWL en Cr:LiSAF con distintas energías. Las mismas fueron tomadas con un objetivo 20 x de apertura numérica 0,4 con luz de transmisión.

En la figura 9.1 se muestran micrografías de superficie del canto del cristal de CrLiSAF, transversal a las estructuras fabricadas con pulsos de 120 fs con una repetición de 1kHz y energías de 1 a 3 μJ . En la figura 9.2 se amplia una estructura doble línea fabricada con 2 μJ por pulso comparativamente con una estructura fabricada con 1 μJ por pulso. Se observa que a 1 μJ por pulso aunque se establece un pequeño voxel de *breakdown* óptico, no ocurre filamentación pero sí partir de 2 μJ por pulso en adelante. Este valor proporciona una cota para determinar la potencia crítica de autoenfoco debido a efecto Kerr (4.13).

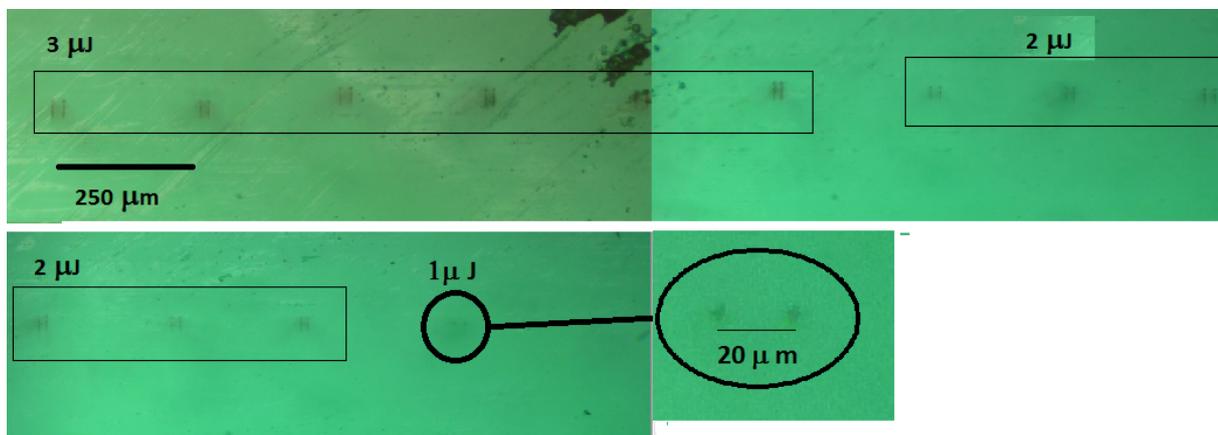


Figura 9.1: Corte transversal de las guías fabricadas en CrLiSAF con velocidades de entre 15 y 45 $\mu m/s$ con valores de energía por pulso de 1, 2 y 3 μJ . Se observa el grado de daño que aumenta con la energía. Para energías de 1 μJ no se produjo filamentación, solamente un punto de *breakdown* óptico en el volumen focal.

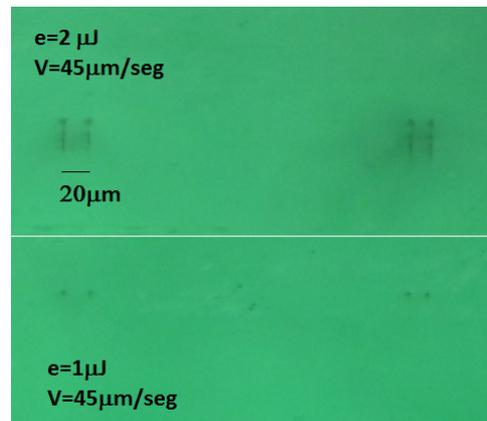


Figura 9.2: Filamentos correspondientes a energías de 1 y 2 μJ por pulso, para la misma velocidad de escritura.

En la figura 9.3 se presentan las que se fabricaron con pulsos entre 4 a 7 μJ por pulso a 30 $\mu m/s$. El canal óptico será la región intermedia entre los filamentos oscuros, zona donde se produjo amorfización del material por interacción directa con los PLFS.

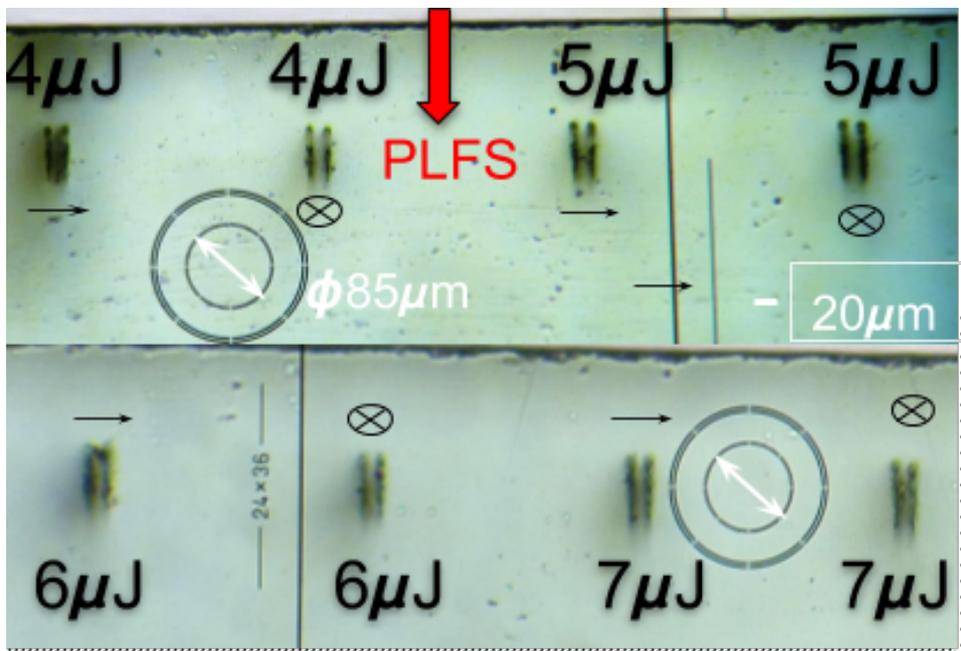


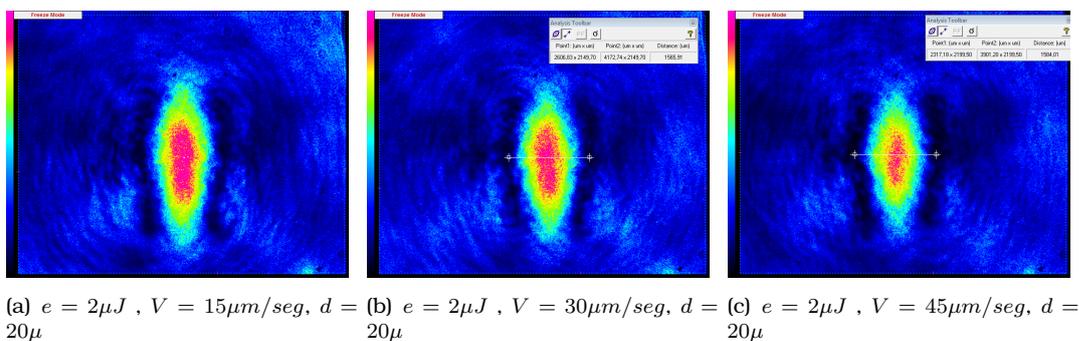
Figura 9.3: Micrografía óptica del canto transversal a las estructuras doble línea fabricadas en CrLiSAF mediante FLW con pulsos de 4 a 7 μJ y a una velocidad de 30 $\mu m/s$.

A.2. Medidas de campo cercano en Cr:LiSAF

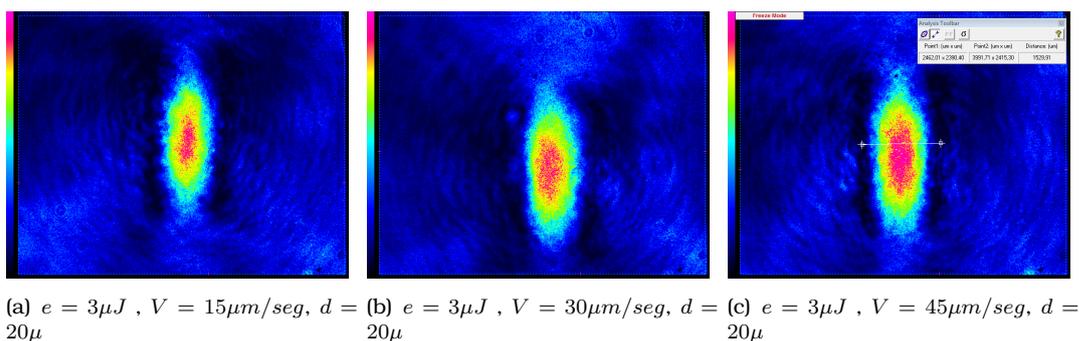
I. Distribuciones modales de campo

A continuación, se presentan las distribuciones de campo modales para estructuras doble línea fabricadas mediante PLFS de 2 y 3 μJ por pulso con polarización de escritura longitudinal. Dichos modos se han acoplado mediante el sistema *end-fire* con objetivos de entrada y salida de 20X (N.A.=0,4) a una longitud de onda de 632nm de un diodo laser, luz elípticamente polarizada. Las condiciones de iluminación empleadas con el perfilador de haz Newport(CCD) son similares en todas las guías

1. Energía por pulso = 2 μJ

Figura 9.4: $e = 2\mu J$, $d = 20\mu m$

2. Energía por pulso = $3\mu J$

Figura 9.5: $e = 3\mu J$, $d = 20\mu m$

Los filamentos se corresponden con las zonas oscuras alargadas. En el rango de energías y velocidades de escritura de las guías, las distribuciones modales acopladas resultan aceptables respecto de las reportadas.

En la figuras 9.6 se presenta la distribución modal para una guía doble línea con pulsos de $6\mu J$ y una velocidad de escritura de $30\mu/s$ con un diodo láser de $632nm$ de longitud de onda en el perfilador de haz Newport.

En la misma figura se presenta en la zona exterior a uno de los filamentos la distribución modal acoplada equivalentemente a una guía simple-track. Las distribuciones estacionarias de campo tanto en la guía doble-track (parte izquierda) así como en la simple (parte derecha) indican que se tratan de guías multimodo debido a la presencia de nodos de intensidad. Al contrario de las guías fabricadas con pulsos con energías por debajo de los $6\mu J$ en las que no se observó el guiado en la zona exterior.

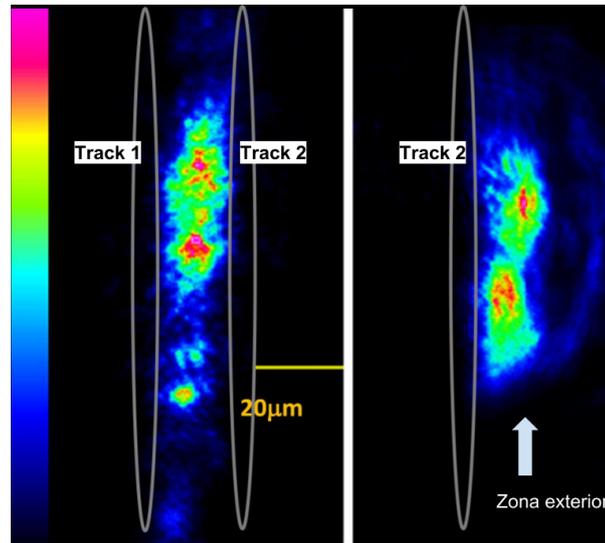


Figura 9.6: Distribución modal de una guía fabricada en CrLiSAF con pulsos de 120 fs y $6\mu J$ a $30\mu m/s$ de velocidad y polarización de escritura longitudinal en (izq.) la región interior entre filamentos y (der.) zona exterior

De acuerdo a la teoría de propgación, el confinamiento efectivo y propagación de luz para una estructura simple-track indica un aumento mayor del índice de refracción en la región adyacente a los filamentos respecto de los (posibles) aumentos inducidos por PLFS de menor energía. De acuerdo al efecto piezo-óptico (agregar subsection en la parte teórica), como es de esperar de acuerdo a que las ondas de choques generadas por los PLFS que dejan un estrés residual mayor. Condierando un superposición de los efectos de estrés inducidos en el canal óptico (entre los filamentos), es plausible suponer que afectarán las características luminiscentes de los iones de Cr^{3+} embebidos en el canal.

II. Medidas de polarización

II.1. Identificación de modos cuasi-TE y cuasi-TM En la figura 9.7 se muestran las distribuciones modales de campo correspondientes una guía de onda doble-línea fabricada con micromaquinado a $3\mu J$ por pulso y una velocidad de escritura de 45 mm/s en geometría transversal y una fuente de excitación láser de He Ne elípticamente polarizada.

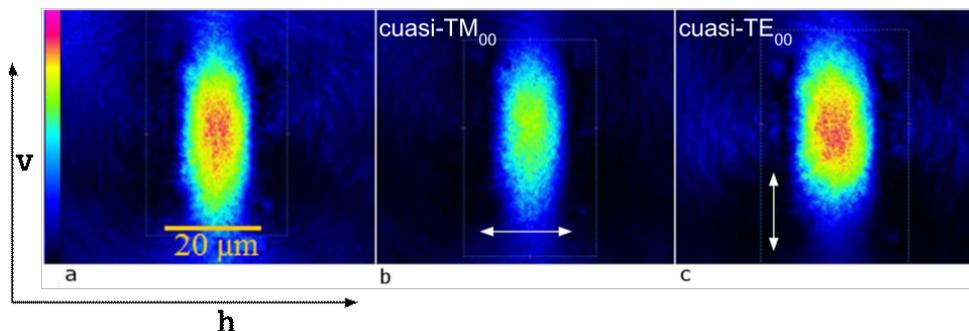


Figura 9.7: a) Distribución modal correspondiente a un campo de incidencia con polarización elíptica de una fuente láser de He-Ne centrado en 632 nm de longitud de onda. La distribución modal se muestra en una escala RGB relativa mostrada en la barra izquierda b) y c) muestran las distribuciones modales correspondientes a polarización de incidencia horizontal y vertical respectivamente, polarizando el mismo campo incidente que excitó el modo mostrado en a).

Sea $n(h, v)$ la distribución de índice de refracción en la sección transversal de la guía, siendo h y v los ejes horizontal vertical respectivamente, es decir perpendicular (h) y

paralelo (v) al filamento. Debido al conocimiento de una variación índice de refracción negativa en la zona de filamentación es de esperar una variación abrupta del índice en la dirección h ya que en una escala submicrométrica la variación del índice cambia de signo. Esta escala aún no ha sido estudiada pero aún así podemos suponer en primera aproximación que:

$$\partial_v n \ll \partial_h n \quad (9.1)$$

Por otro lado podemos pensar la siguiente distribución aproximada de perfil de índice de refracción para este tipo de guías:

$$n_c(x, z) = n_c^v + f(z)g(x) \quad (9.2a)$$

$$n_x(x, z) = n_a^v + h(z)l(x) \quad (9.2b)$$

siendo $n_c^b \approx 1,409$ y $n_a^b \approx 1,407$ ¹ los índices de refracción del cristal en volumen (virgen) en las direcciones cristalográficas c y a respectivamente, dando una birrefringencia natural intrínseca de $\Delta n_{ca}^b < 2 \times 10^{-3}$. Por otro lado $f(z).g(x)$ y $l(x).h(z)$ son funciones suaves, que representan los perfiles de variación de índice inducidos por el procesado láser en las direcciones c y x respectivamente. Dado que las variaciones establecidas para el índice de refracción en la literatura en este tipo de guías son del orden de $10^{-4} - 10^{-3}$ la birrefringencia (inducida) del canal óptica será $\delta n_{ca}^{ind} = f(z)g(x) - h(z)l(x) \leq 10^{-3}$. Luego, podemos acotar la anisotropía del índice del índice en el canal óptico (guía):

$$\Delta n_{ca}^{guia} = (n_c^v + f(z)g(x)) - (n_a^v + h(z)l(x)) = \Delta n_{ca}^b - \delta n_{ca}^{ind} < 10^{-4} \quad (9.2c)$$

A partir de esta cota, podemos aproximar y reemplazar las ecuaciones vectoriales en medios anisotrópicos 3.1 por las ecuaciones vectoriales en medios isotrópicos 3.3. Luego, es fácil demostrar bajo la aproximación de la ecuación 9.1 [9.6], [9.3] que los modos cuasi-TE y cuasi-TM se corresponden con soluciones cuyas componentes principales de los campo eléctrico (\mathbf{E}) y magenético (\mathbf{H}) son $E_v(H_h)$ y $E_h(H_v)$ respectivamente.

De este modo, cual podemos identificar en las distribuciones modales obtenidas mostradas en la figura 9.7 al modo *cuasi-TE* con la polarización vertical del campo \mathbf{E} y el modo *cuasi-TM* con la distribución modal de polarización horizontal del campo \mathbf{E} como se deja indicado en la misma.

II.2. Estado de polarización híbrido En la figura 9.8 vemos una parametrización polar de la amplitud del campo eléctrico modal transmitido por una guía doble-línea en el cristal de Cr:LiSAF comparada con la correspondiente al campo transmitido por el volumen, en la misma dirección y condiciones de excitación. Los datos experimentales son los adquiridos según el experimento descrito en la sección A.2 del capítulo 7. Recordemos que se estableció una excitación modal híbrida de los modos TE y TM con iguales amplitudes de los campos eléctrico en las direcciones vertical y horizontal y se midió el estado de polarización del campo transmitido. El módulo asociado al radio vector $\vec{\rho}_\phi$ de la curva es:

$$|\vec{\rho}_\phi| = \sqrt{I(\phi)} = \sqrt{\sum_i \langle \eta \mathbf{E}_i^2(\phi) \rangle_t} \quad (9.2d)$$

siendo $\mathbf{E}_i^2(\phi)$ la intensidad promedio de la componente del campo transmitido la dirección ϕ medida sobre el pixel i -ésimo de de la distribución modal medida, y η la constante de proporcionalidad dependiente del detector y del sistema de adquisición de

¹calculadas según las ecuaciones de Sellmeier para la longitud de onda empleada

datos. Se hizo la suposición que el estado de polarización es espacialmente uniforme en el frente de onda transmitido.

Para determinar la incertidumbre de la medida se procedió de la siguiente manera. Los valores de $\eta E_i^2(\phi)$ se obtuvieron transformando a una escala de grises en forma lineal la matriz de valores RGB del perfil del modo correspondiente al polarizador en la posición ϕ . Para cada matriz consideraba la suma sobre los pixeles de la escala monocromática la matriz de pixeles tomada se muestra en la figura 9.9. Se promediaban los valores obtenidos para los distintos recuadros tomados, asignando como error la dispersión generada debido a variabilidad de la contribución de la “zona oscura”. Esta forma de considerar varios rectángulos para cada distribución de campo permite uniformizar el criterio de “zona de campo” efectiva, dado que la “zona oscura” variará entre las distribuciones de intensidad para los distintos ángulos de polarización considerados. De modo que dicho promedio permite asignar un valor numérico adecuado proporcional a al promedio temporal del cuadrado de la amplitud eléctrico, $|E_\phi|$ modal, en la dirección ϕ , con una incertidumbre dada por la desviación estadística máxima. El procesamiento de los datos descrito es semejante o sustituible por el empleo de un detector de potencia del campo (modal) cercano refractado integrada en su correspondiente área efectiva pero eludiendo el problema de la alineación.

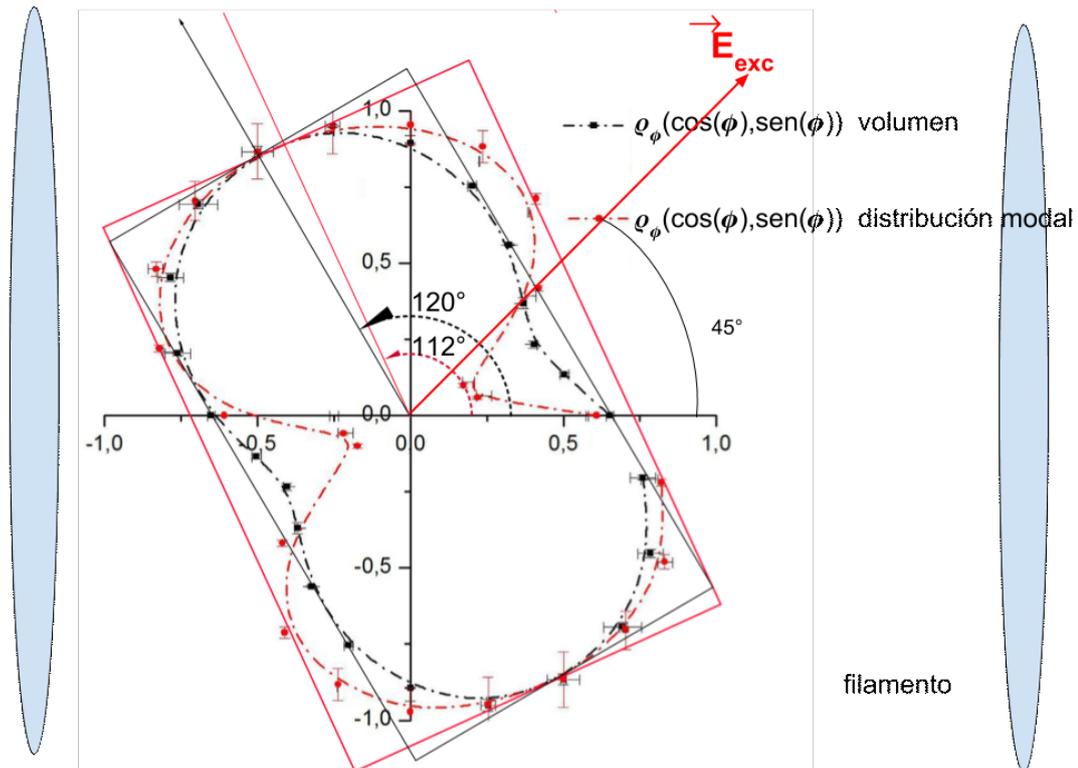


Figura 9.8: Representaciones paramétrica de las amplitudes de los campos eléctricos transmitidos por la guía (curva roja punteada) y el volumen (línea negra punteada) correspondientes a las distintas direcciones polares. El módulo del radio vector representa el promedio temporal (en u.a.) de la amplitud del campo eléctrico modal en la dirección ϕ , transmitido por la misma guía correspondiente a los modos mostrados en la figura 9.7. Se superpone con la curva de polarización del campo de la fuente transmitido por el volumen en las mismas condiciones, para comparar los efectos de birrefringencia.

La primera observación que se puede hacer es que la polarización del campo transmitido *en bulk* se encuentra parcialmente despolarizada, presentando un leve adelgazamiento en la cintura del semieje menor ($\theta = 30^\circ$) de la (esperada) elipse de polarización. Esta resulta de la birrefringencia natural del LiSAF ($n_e = n_h^c$, $n_o = n_v^c$) induciendo un cambio de fase debido a la propagación a lo largo de la longitud L^c del cristal de $\Delta\phi \approx k(n_o - n_e)L^c$ entre las componentes horizontal y vertical del campo de

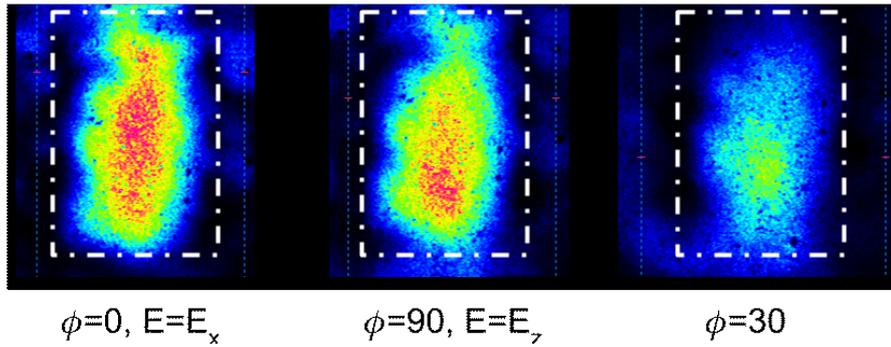


Figura 9.9: Distribuciones de campo cercano correspondientes a tres posiciones distintas del polarizador lineal de salida, donde el ángulo ϕ se mide respecto de la vertical. Los recuadros en línea punteada blanco encierran la matriz de píxeles tomada para determinar el valor numérico dado por la ecuación 9.2d para confeccionar la curva paramétrica de la figura 9.8

excitación $|\vec{E}_{exc.}|$ linealmente polarizado a 45° con incidencia normal al canto anterior del cristal. Dicha depolarización podría deberse algún factor de decoherencia debido a la gran longitud del cristal. Por otro lado el estado de polarización del campo transmitido en guía muestra un adelgazamiento mucho mayor en una dirección intermedia de alrededor de 22° (interpolando los puntos experimentales). Para cada curva se trazaron los ejes correspondientes a las direcciones de mayor intensidad. Mientras que para *bulk* el semieje mayor del estado de polarización del campo transmitido se encuentra ligeramente por arriba de los 120° (Ψ_b), para la la guía el semieje mayor del mismo se encuentra ligeramente por debajo de los 112° (Ψ_g .)

Empleando los lados de los rectángulos que inscriben las *pseudo* elipses (rojo para la correspondiente la onda transmitida por la guía (g) y negro para la transmitida por bulk (b)) se determinaron junto con los ángulos de los semiejes mayores Ψ_g y Ψ_b . Teniendo estos tres parámetros, se determinaron la diferencias de fase $\delta^b, \delta^g = 1,816(1), 1,816(3)rad$ de las dos componentes de las ondas transmitidas para ambos casos (b y g), mediante los parámetros de Stokes $\{S_0, S_1, S_2\}$ obtenidos a partir de la gráfica [9.2]. Los valores obtenidos son iguales teniendo en cuenta la incertidumbre experimental con una variación menor a 2×10^{-3} radianes.

Luego, aunque δ^g no puede, estrictamente ser calculada como $k(n_v - n_h)L^c$ debido a que la propagación en guía no es libre en una distribución de índice transversal no homogénea tanto en la dirección vertical como en la horizontal y la longitud L^c debería reemplazarse por una longitud efectiva de camino óptico (la cual es mayor a L^c) podemos obtener una cota. Considerando esta expresión y la incertidumbre en la determinación de la diferencia de fase, la variación en la birrefringencia entre volumen y guía es:

$$\delta\Delta n_{g,b} = (n_o^b - n_e^g) - (n_o^b - n_e^g) = (\delta\phi^b - \delta\phi^g)/kL^c \leq 10^{-4}$$

Si bien la medida no permite cuantificar la expansión (debido a la onda de choque) ni elucidar si es uniaxial o biaxial considerando un modelo elastoóptico [9.4] [9.5], da un paso en la reconstrucción del índice de refracción en el caso de que se desee incluir la anisotropía en métodos de comparación iterativos entre distribuciones modales de campo obtenidos experimentalmente y cálculo empleando simulaciones numéricas [9.1].

Finalmente, el adelgazamiento de la cintura elíptica podría estar asociado a una dependencia temporal periódica de la diferencia de fase entre los modos TE y TM los cuales podrían por lo tanto estar ligeramente acoplados. Esto pone de manifiesto que la corrección perturbativa $\delta\beta$ a la solución escalar degenerada para la constante β es medible, siendo la que genera efectivamente el "batido" entre los ambos modos fundamentales acoplados.

I_{max}	δI_{max}	I_{min}	δI_{min}	K	δK	$\alpha(db/cm)$	$\delta\alpha$
a.u		a.u		dimensionless		db/cm	
1,51	0,02	1,1	0,03	0,15	0,022	1,4	0,2
1,52	0,02	1,11	0,01	0,15	0,013	1,4	0,3
1,53	0,03	1,09	0,005	0,16	0,016	1,27262	0,2
1,47	0,03	1,12	0,01	0,14	0,017	1,33161	0,16
1,48	0,04	1,08	0,02	0,16	0,027	1,25399	0,15

III. Pérdidas de propagación

En la figura 9.10 se presenta las curva obtenida de la evolución temporal de la potencia (en escala arbitraria) transmitida del modo TM registrado en la CCD acoplado en un a una guía doble línea de Cr:LiSAF escrita con energía por pulso de $3\mu J$ y velocidad de escritura de $30\mu m/s$. Los valores de la curva se obtuvieron haciendo un muestreo de imágenes de a 25 cuadros por segundo mientras el diodo se dejaba enfriar. Se asignó a cada cuadro de video (frame) un valor promedio (en escala de grises) de entre todos los valores de los pixeles (activos) asociados al modo. Estos se muestran en la figura mediante un recuadro a trazo punteado. En la figura interna (inset) se muestra la curva de evolución temporal se corresponde a la etapa de enfriado del láser de excitación (DFB) es decir la relajación térmica libre luego de ser calentado. Así se calcularon distintos valores de K definido por la ecuación 7.1, para finalmente poder poder efectuar el promedio. No obstante, se tuvo en cuenta la deriva en el valor medio (I_0) se debe a al cambio en la eficiencia láser del diodo con la temperatura. Dado que no era tan pronunciada en el rango de temperaturas empleado, se consideraron los valores máximos y mínimos consecutivos de a pares con un error dado por la frecuencia del ruido (debido a un problema de muestreo). Luego, para estimar el contraste $\Delta = I_{max} - I_{min}$ se supuso aproximadamente una deriva lineal, $\delta(T)$ entre pico y pico, referenciada según los mínimos consecutivos de las oscilaciones y así se corrigieron los valores I_{max} obtenidos de la curva, restándoles un valor de $\delta(T)/2$ indicado en la figura.

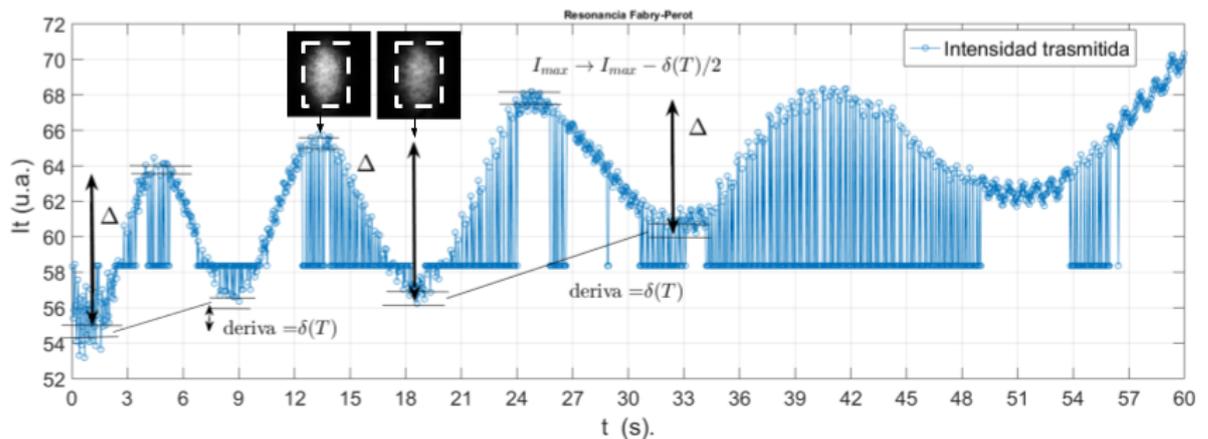


Figura 9.10: Evolucion temporal de la potencia del modo transmitido al variar la longitud de onda de excitación del modo en una guía doble-track en CrLiSAF, mediante relajación térmica del diodo láser (DFB). Los modos en la figura interna representan los estados de máxima y mínima transmisividad debido a la resonancia Farry Perot. Los errores en los valores de I_{max} e I_{min} empleados sucesivamente se muestran mediante dos líneas horizontales sobre cada mínimo y máximo.

En la tabla ?? se muestran los valores obtenidos con las incertezas por la propagación de errores en los valores de P_{max} y P_{min} asignados en función del ruido de la señal.

Cuadro 9.1: Lista de las guías doble-track g_i con energías por pulso $\geq 1\mu J$, enfocados con un objetivo de $N.A. = 0,4$. Los * indican que hubo una pequeña variación durante el proceso de escritura, dejándose indicado entre paréntesis las energías medidas al final de la grabación de las dos líneas (separadas $23\mu m$).

	g1	g2	g3	g4	g5	g6	g7	g8
$e_p (\mu J)$	1,60	1,55	1,23*(1,15)	1,23*(1,18)	1,18	1,2	1,0*(1,08)	1,05(1,00)
polarización de escritura	V_{II}	V_s	V_{II}	V_s	V_s	V_{II}	V_{II}	V_s

El valor determinado para K es de $1,3 \pm 0,3$ considerando la contribución estadística y el error asociado a las medidas. Debe tenerse en cuenta que el coeficiente de atenuación depende de la longitud de onda. Con lo cual esta es una cota inferior si se considera la dependencia de las pérdidas según el criterio de Rayleigh, ver ecuación 3.10.

B. $Er_{0,5}Yb_{0,5}LNB$

En esta sección se presentan las guías doble líneas fabricadas en la muestra corte- c de $Er_{0,5}Yb_{0,5}LNB$ según se describió en el procedimiento experimental. En la tabla 9.1 se presenta la lista con los rótulos asociadas a los valores de energía por pulso e_p empleados sin tener en cuenta la corrección κ (ecuación 6.2).

B.1. Micrografías ópticas de la sección transversal

A continuación se presentan micrografías ópticas adquiridas con objetivos de microscopio 10X ($A.N. = 0,25$) y 40X ($A.N. = 0,6$) de las guías fabricadas con FLW con pulsos de $150fs$ ($\pm 20fs$) enfocados en la muestra en la dirección z , por debajo de la superficie ($250 \pm 20\mu m$) mediante a la configuración experimental descrita en el capítulo 6, sección ??, a una repetición de 1kHz con energías por pulso (e_p) en el rango 1 y $1,6\mu J$ y con las dos distintas polarizaciones de escritura \mathbf{V}_π ($\vec{E}_{plfs} \parallel \vec{V}_{escritura}$) y \mathbf{V}_s ($\vec{E}_{plfs} \perp \vec{V}_{escritura}$).

En la figura 9.11 se muestran las secciones transversales las estructuras doble línea, con filamentación en las dirección del eje óptico (aproximadamente), cuyas fluencias de fabricación se han indicado en la tabla 9.1. Se ordenaron en orden decreciente del valor de e_p y de a pares correspondientes a las dos polarizaciones de escritura directa.

La primera observación **cualitativa** que se pudo hacer respecto de las estructuras fabricadas es que los filamentos inducidos por la interacción con los pulsos de fs, presentan un grado de daño (nivel de amorfización) mayor respecto de guías semejantes fabricadas con los mismos parámetros de grabado en LNB congruente *sin dopar*, que ya han sido reportadas en la literatura similares (mismos valores de e_p). Esta observación es apreciable groseramente en términos de las dimensiones de los filamentos y la definición de los bordes: los espesores medios, longitudes y relación de aspecto comparados con las guías ya reportadas.

La segunda observación cualitativa es que la escritura \mathbf{V}_π parecería inducir una filamentación más delgada que la inducida con escritura \mathbf{V}_s y además esta última genera algún tipo fractura ramificada (crack) en la parte posterior de los filamentos para energías de pulso por debajo de $1,5\mu J$ y en ambos extremos para la energía más alta de $1,6\mu J$.

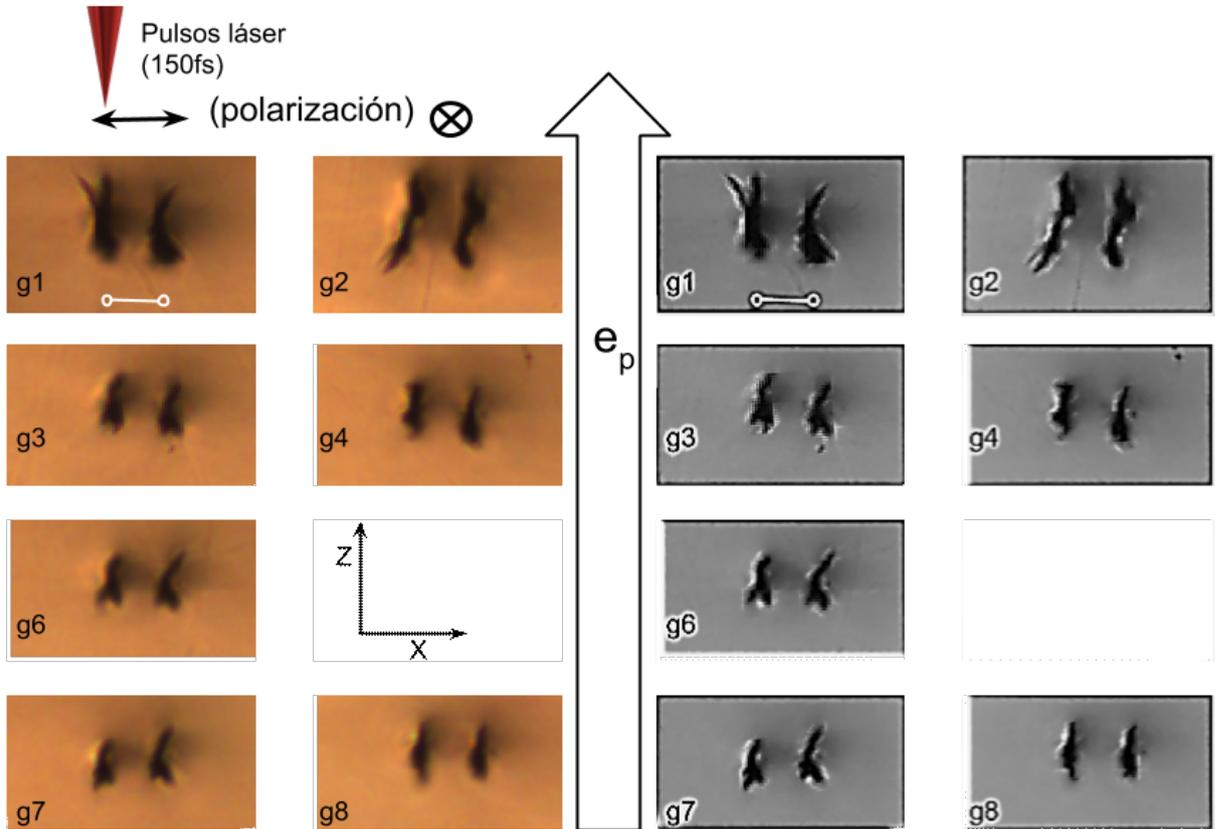


Figura 9.11: Micrografías ópticas de la sección transversal de guías doble-track empleando un objetivo 10X y luz por transmisión sobre el canto (ya pulido) transversal a la dirección de las guías. Arriba se indica la dirección, sentido y polarización de los pulsos de fs incidentes (\leftrightarrow para V_{\parallel} y \otimes para V_s). Los filamentos oscuros muestran la zona de amortiguación del material por breakdown óptico. La traslación del laser para la escritura es perpendicular al plano de la hoja. El eje óptico cristalográfico (c) es aproximadamente paralelo a los filamentos. En la parte derecha se replica la imagen aplicando un filtro digital para obtener mayor contraste, en una escala monocromática

Para apreciar con mayor detalle los bordes y entorno de los filamentos o voxels, en las figuras 9.12 se muestran micrografías adquiridas con mayor aumento (40X) de las mismas guías g1 a g8.

B.2. Medidas de campo cercano en guías de ErYbLNB

En la figura 9.13 se muestra la distribución modal de campo obtenida por RNF acoplado con fibra óptica en una longitud de onda de $\lambda_e = 1551\text{nm}$ inyectada en la guía g8 ($e_p = 1\mu\text{J}$). La representación de la distribución espacial de amplitud del campo es realizada por el software de la CCD (Newport) mediante la conversión analógica digital en una escala RGB adosada a la izquierda de la misma figura.

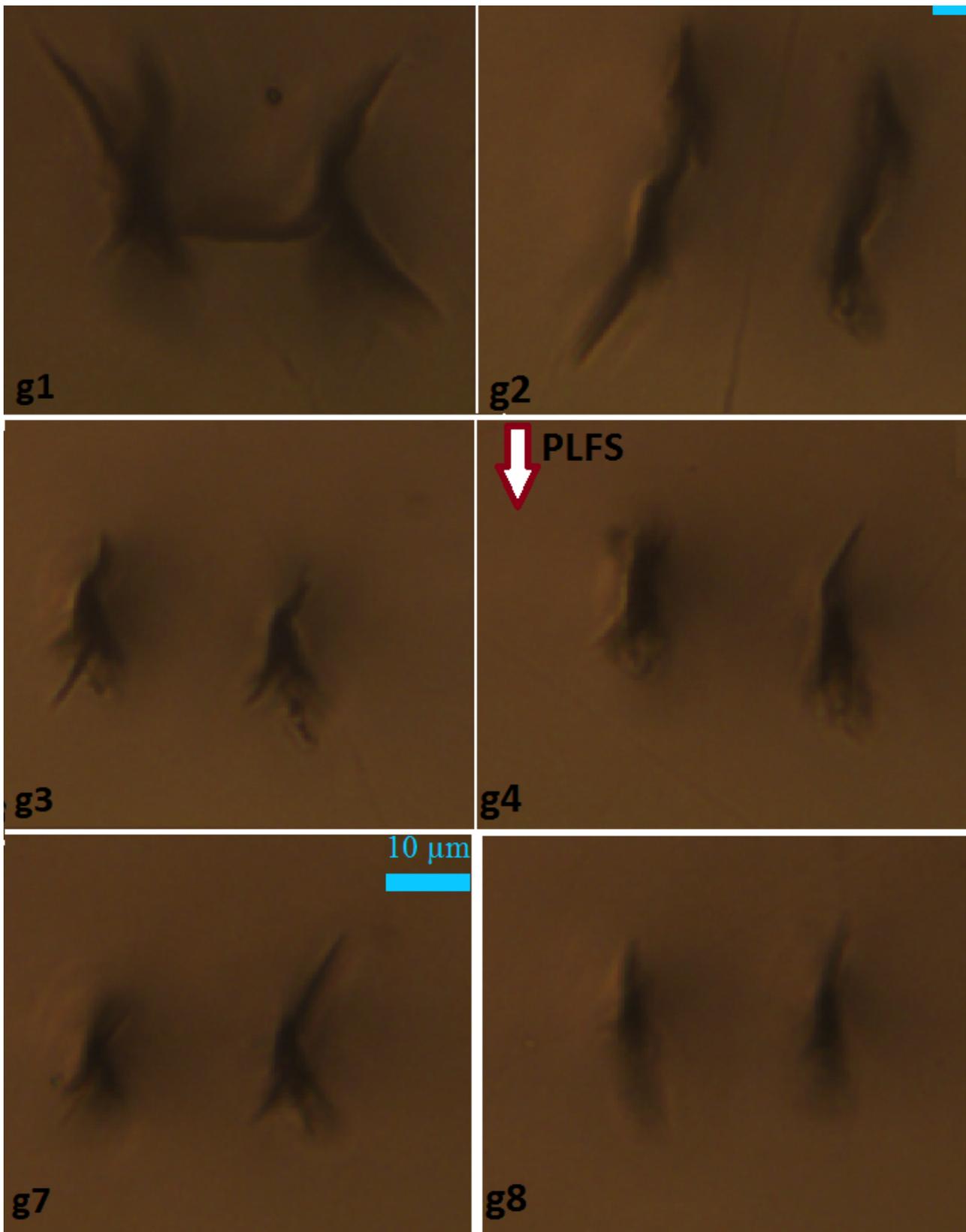


Figura 9.12: Micrografía óptica empleando luz de transmisión de la sección trasversal de la guías g7 y g8 , adquiridas con un objetivo de microscopio 40x

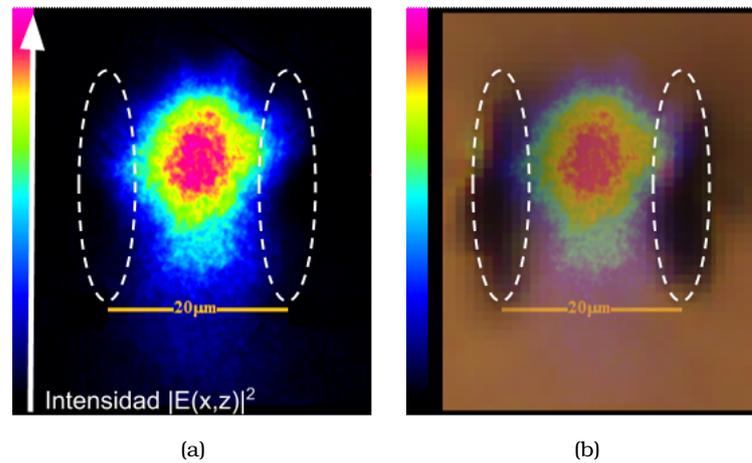


Figura 9.13: (a) Perfil de intensidad en una guía a escrita con FLDW , $e_p = 1\mu J$: los filamentos se indican ilustrativamente con las elipses en línea blanca a trazo punteado. La distribución modal fue adquirido con el perfilador (CCD) de intensidad correspondiente a una longitud de onda de 1551 nm de un láser DFB, con entrada a la guía óptica mediante fibra óptica. En la figura (b) se ha superpuesto la misma con la micrografía de la guía g8, respetando la escala y orientación espacial en el plano, aplicando un efecto de *transparencia* mediante un editor de imagen.

Se ha realizando un escaneo de angular de la luz incidente (disponiendo de dichos grados de libertad del objetivo de entrada) mediante el sistema end-fire y no se observaron distribuciones de tipo multimodal sobre la región del canal óptico. De acuerdo a la teoría de propagación, la ausencia de nodos de intensidad indica un caracter monomodal (sin tener en cuenta la polarización) de la guía para la longitud de onda de prueba (1551,4 nm).

A continuación se presentan las distribuciones modales de campo cercano refractado para las guías fabricadas (g1 a g8) comparandas de a pares correspondientes a igual valor de e_p y distinta polarización de escritura en las mismas condiciones de acople en la entrada (potencia de la fuente y distancia de trabajo del objetivo) así como los mismos parámetros de ganancia tiempo de integración y promedio de cuadros (7) sucesivos para filtrar el ruido. Las distribuciones de intensidad son mostradas en una escala RGB arbitraria característica del detector y el software utilizado.

Los perfiles espaciales de los modos demuestran buenas calidades para las guías de menos de $1,2\mu J$ por pulso. Para las guías de más energía, aumenta notablemente el esparcimiento (*scattering*) indicando teniendo mayores pérdidas totales (de acople y de propagación), lo cual se aprecia cualitativamente comparando los disntinto valores de ganancia (g) y tiempos de integración (t_{int}) empleados por el detector en cada caso, necesarios para mantener la distribución de intensidad a fondo de escala.

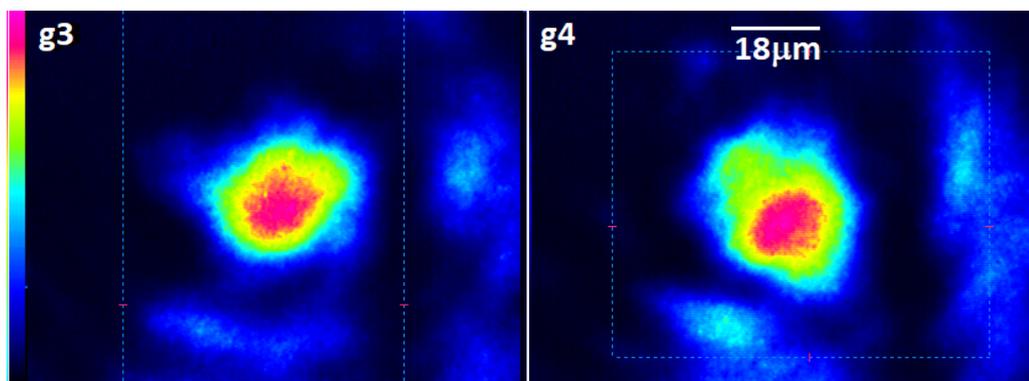


Figura 9.14: Distribución modal correspondiente a g3 y g4. Potencia de entrada (laser DFB) $\simeq 12mW$ Los parámetros empleados en el detector fueron: $g = 16, 4dB$, $t_{int} = 4ms$.

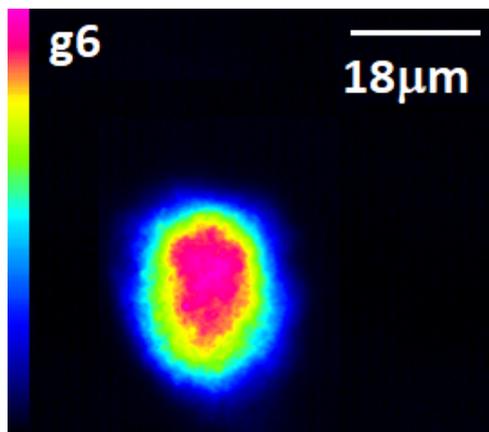


Figura 9.15: Distribución modal correspondiente a $g6$. Potencia de entrada (laser DFB) $\simeq 12mW$. Los parámetros empleados en el detector fueron: $g = 13, 4dB$, $t_{int} = 2ms$.

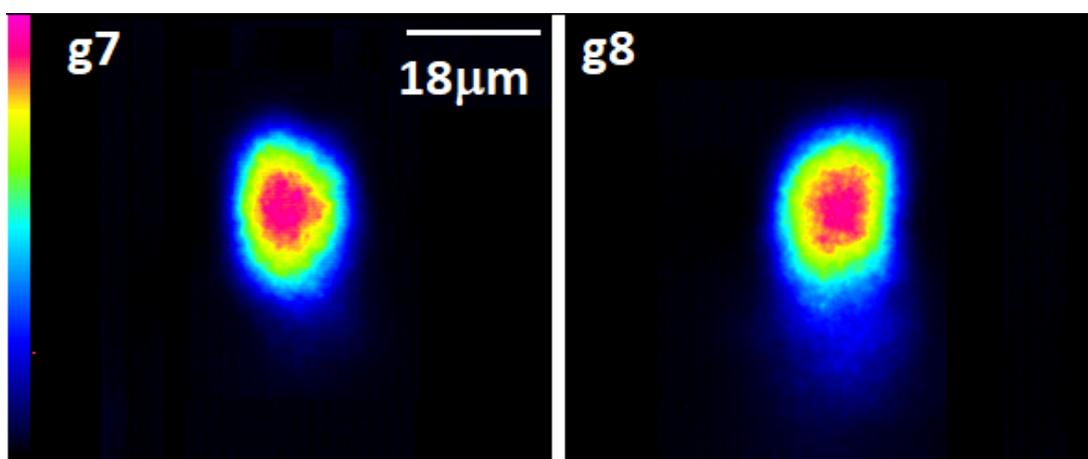


Figura 9.16: Distribución modal correspondiente a $g7$ y $g8$. Potencia de entrada (laser DFB) $\simeq 12mW$, ganancia del detector $10, 2dB$, $t_{int} = 4ms$.

Finalmente en la figura 9.17 se muestran los modos obtenidos por el autoconfinamiento de las emisiones σ y π de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}(Er^{3+})$ excitando con 917nm de longitud de onda, empleando el esquema experimental descrito en la figura 8.1.

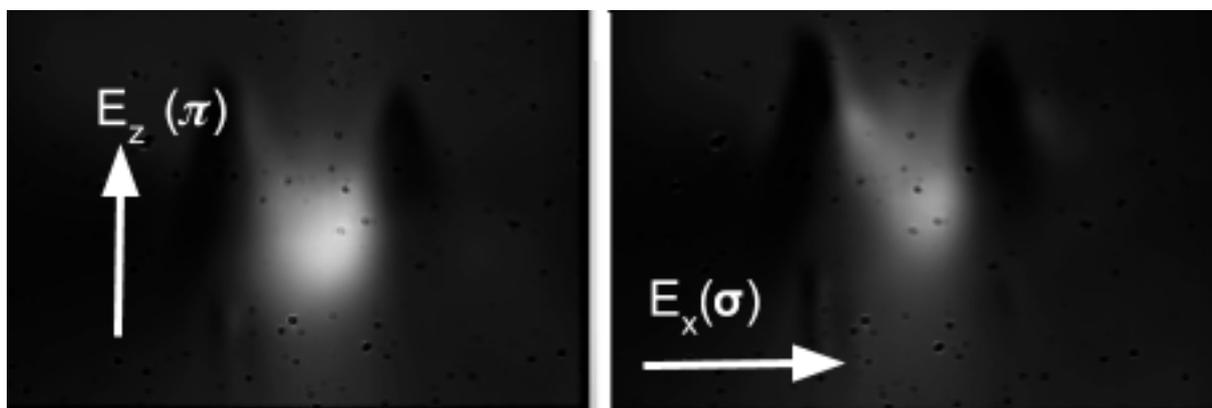


Figura 9.17: Modos quasi-TE y quasi-TM de una guía doble-track, correspondientes al autoconfinamiento de las emisiones luminiscentes σ y π de la transición ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}(Er^{3+})$

Como se discutió en el caso de las guías en CrLiSAF, la polarización de guiado del campo eléctrico $E_z(\pi)$ podemos asociarlo a un modo quasi-TE suponiendo que el gradiente del índice de refracción es mayor en la dirección trasversal al filamento

que en la dirección paralela dado que la variación del índice de refracción relativa al sustrato cambia de signo abruptamente, en un intervalo espacial (submicrométrico) que aún no ha sido estudiado. Por otro lado el modo asociado al autoconfinamiento de la emisión σ , con el campo E_x perpendicular a los filamentos se corresponde entonces, con el mismo argumento un modo cuasi-TM, presentándose en una escala arbitraria las intensidades. De forma grosera podemos decir que el modo TE es del orden del doble de intenso que el TM.

Cabe discutir la explicación sobre la posibilidad de la propagación sostenida de estas emisiones dado que carecen de componente longitudinal exigida por las condiciones de contorno (como se demuestra en el apéndice A). Las emisiones que se generan localmente en los centros óptico a medida que se propaga el haz de bombeo emiten estrictamente en las direcciones cristalográficas c (π) y a (σ) que son estrictamente transversales a la dirección de propagación. Si bien, esto nos permite asumir que la aproximación escalar entonces aceptable, un análisis experimental más riguroso debe hacerse para corroborar la orientación el deje de propagación en relación a los ejes cristalográficos.

C. Error en la reconstrucción del índice de refracción

En este apartado se presenta la parametrización del error numérico cometido en la reconstrucción inversa del índice a través del operador laplaciano discretizado. El error cometido en la determinación de la variación del índice de refracción a partir de la reconstrucción inversa dada por la expresión escalar 3.16 está determinado por el error en la función R la cual es, esencialmente el laplaciano del campo eléctrico dividido por su amplitud.

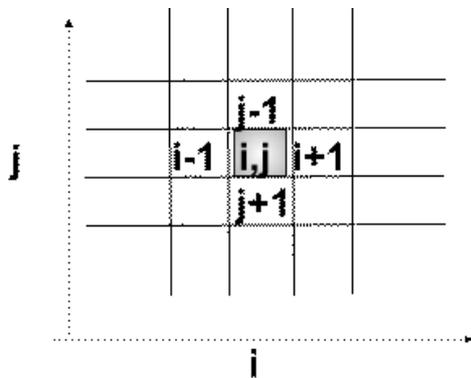


Figura 9.18: Matriz de datos de la distribución espacial de modo fundamental

operador laplaciano transversal discreto entonces $L_{ii}/E(i, i)$ es:

$$\frac{\nabla^2 E(i, j)}{E(i, j)} = \frac{\Delta x^2 (E(i, i+1) + E(i, i-1)) + \Delta y^2 (E(i+1, i) + E(i-1, i)) - 2E(i, i) (\Delta x^2 + \Delta y^2)}{\Delta x^2 \Delta y^2 E(i, i)} \quad (9.2e)$$

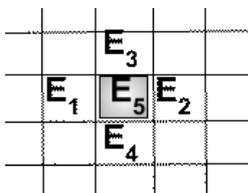


Figura 9.19:

$$\delta \left(\frac{L_{ii}}{E(i, i)} \right) = \sum_k \left(\frac{|\partial_k L_{ii} \delta E_k|}{E_5} \right) + \frac{|L_{ii} \delta E_5|}{E_5^2} + (\partial L_{ii} / \partial \Delta x) \delta \Delta x + (\partial L_{ii} / \partial \Delta y) \delta \Delta y \quad (9.2f)$$

Consideramos la matriz de datos obtenida mediante un detector tipo CCD de la distribución modal de intensidad discretizada ($\eta I(i, j)$), donde η es un parámetro uniforme dado por la responsividad del detector y la conversión analógica digital. Sean i, j las coordenadas (horizontal y vertical) del pixel finito como se muestra en la figura 9.18. Sea $\tilde{E}(i, j) \approx \sqrt{\eta I(i, j)}$, la amplitud del campo modal en la posición (x_{1i}, x_{2j}) a menos de un factor constante. Consideremos por comodidad $i = j$. Para un mallado uniforme, lo que corresponde con la situación de que las dimensiones de los pixeles son uniformes, $\Delta x_{1i} = cte = \Delta x$, $\Delta x_{2i} = cte = \Delta y$, entonces es fácil de demostrar que si L_{ii} es el

Sea $E_1 = E(i-1, i)$, $E_2 = E(i+1, i)$, $E_3 = E(i, i+1)$, $E_4 = E(i, i-1)$ y $E_5 = E(i, i)$ (pixel central, ver figura 9.19). Luego, L_{ii} es una función de las variables E_k ($k = 1..4$), Δx y Δy , es decir: $L_{ii} \{E_k, \Delta x, \Delta y\}$ y se puede calcular el error por propagación a primer orden en función de las derivadas primeras $\partial_k L_{ii} = \frac{\partial L_{ii}}{\partial E_k}$ como:

A su vez $\delta E(i, j) = \delta I(i, j) / (2\sqrt{I(i, j)})$ no dependiendo de la responsividad del detector, siendo $\delta I(i, j)$ el error por cuantización en la intensidad, para el pixel i -ésimo.

Esta cantidad expresa esencialmente el error discreto de la función R a menos del factor $\alpha = 2k_0^2 n_s$, la cual (ecuación 3.18) a su vez se difiere de Δn en la constante indeterminada ΔN .

Las contribuciones del error experimental son: el error de cuantización digital y la resolución espacial. La primera se vuelve despreciable cuando la relación SNR es alta y la segunda está dada por la resolución óptica que debe establecerse con la condición $\max\{\Delta x, \Delta y\}/M < w_r$ donde M es el aumento del arreglo experimental, $\max\{\Delta x, \Delta y\}$ es la dimensión máxima del pixel y w_r es el radio de Rayleigh de la función puntual de ensanchamiento (SPR)² por difracción.

Considerando el error de cuantización $\Delta = (E_{max} - E_{min})/2^{b+1}$ donde b es el número de bits y $(E_{max} - E_{min})$ es el fondo de escala se parametrizaron las contribuciones al error de la función R debido a la cuantización con la ganancia g en unidades de dB y a la resolución espacial dada por la cintura de Rayleigh w_r . Estas contribuciones se grafican en la figura 9.20 como función del valor de la intensidad normalizada a la unidad, de modo que un valor $|E|/|E_{max}| (< 1)$ en las abscisas representa una posición espacial asociada al valor de la amplitud de campo relativa al máximo (E_{max}). Se estableció un valor típico de pixel de $7\mu m \times 7\mu m$, una longitud de onda de 632nm y un rango de 10 bit de profundidad.

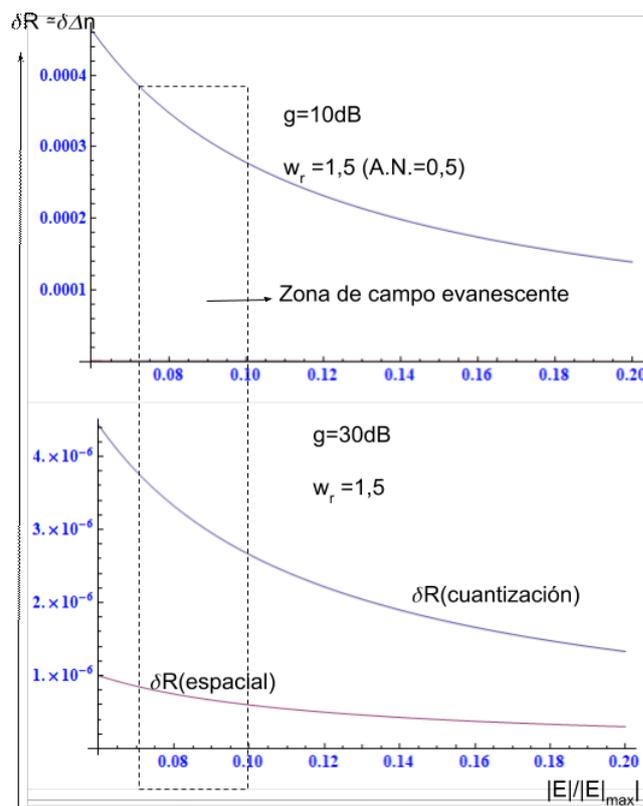


Figura 9.20: Contribuciones del error de la función R debido a la operación del laplaciano, correspondientes a al error por cuantización por un lado ($\delta R(\text{cuantización})$) y a la resolución espacial dada por el radio de Rayleigh.

Para un un valor definido de la de apertura numérica (dada por la ecuación 4.10) del objetivo de salida que forma imagen del campo cercano del modo en la CCD, se puede elegir la ganancia que limite al error por difracción. El rango de error debe ser al menos un orden de magnitud menor a los valores de contraste de índice de refracción esperados ($\geq 10^{-4}$). En la figura se muestra una posible zona correspondiente

²Spread Point Function

con el campo evanescente. Aunque esta región debe ser estimada empleando la ecuación de reconstrucción para una dada guía de onda, la parametrización del error demuestra que siempre es posible elegir, conocido aproximadamente el valor relativo del campo evanescente respecto del máximo posible en la sección transversal, la configuración experimental adecuada (rango dinámico, ganancia, profundidad en bit del detector y aumento óptico) para que las contribuciones del error cometido en la determinación numérica se mantengan por debajo del valor esperado del índice efectivo. Aunque esto es posible asegurarlo suponiendo un sistema limitado por error de cuantización, las contribuciones de ruido por esparcimiento espúreo o térmico siempre son posibles minimizarlas con mayor rigurosidad experimental.

Finalmente en el caso de reconstrucción en guías luminiscentes debe tenerse la precaución de filtrar adecuadamente la potencia de las emisiones establecidas al excitar los modos, o en todo caso basarse en los modos autoconfinados para implementar la reconstrucción inversa propuesta.

Bibliografía

- [9.1] BIASETTI, D., NEYRA, E., DE ALDANA, J. R. V., ROSO, L., AND TORCHIA, G. A. Buried waveguides in nd:ylf crystals obtained by femtosecond laser writing under double line approach. *Applied Physics A* 110, 3 (aug 2012), 595–599.
- [9.2] BORN, AND WOLF. *Principles of Optics*, 7 ed. Cambridge University Press, 1999.
- [9.3] NORO, H., AND NAKAYAMA, T. A new approach to scalar and semivector mode analysis of optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology* 14, 6 (jun 1996), 1546–1556.
- [9.4] TEJERINA, M., BIASETTI, D., AND TORCHIA, G. Polarization behaviour of femtosecond laser written waveguides in lithium niobate. *Optical Materials* 47 (sep 2015), 34–38.
- [9.5] TEJERINA, M., JAQUE, D., AND TORCHIA, G. A 2d μ -raman analysis of low repetition rate femto-waveguides in lithium niobate by using a finite element model. *Optical Materials* 36, 5 (mar 2014), 936–940.
- [9.6] URANUS, H., HOEKSTRA, H., AND VAN GROESEN, E. Analysis of integrated optical waveguides. *Journal of the Indonesian Mathematical Society* 8, 4 (2002), 49–62.

Capítulo 10

Medidas foto-luminiscencia de guías en Cr:LiSAF

A. Espectros de absorción y emisión ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ (Cr:LiSAF)

En la figura 10.1 se muestra el espectro de absorción en el rango visible de la muestra de Cr:LiSAF, adquirido con el espectrofotómetro de doble haz a $0,5nm$ de resolución. En la figura interior, se representa el esquema de los niveles asociados a las transiciones vibrónicas correspondientes así como los estado excitados asociados a las bandas de absorción observadas. En la banda 4T_2 , de acuerdo a al diagrama de Tanabe-Sugano 5.5 parecería que se superponen (aditivamente) las transiciones ${}^2T_{1g} \leftarrow {}^4A_{2g} ({}^2G)$ y ${}^2E_g \leftarrow {}^4A_{2g} ({}^2G)$ que son permitidas debido a que el acoplamiento spin-orbita rompe la regla de selección que prohíbe por cambio de espín a estas transiciones [10.2], pero que son menos intensas y poco débilmente acopladas al campo cristalino.

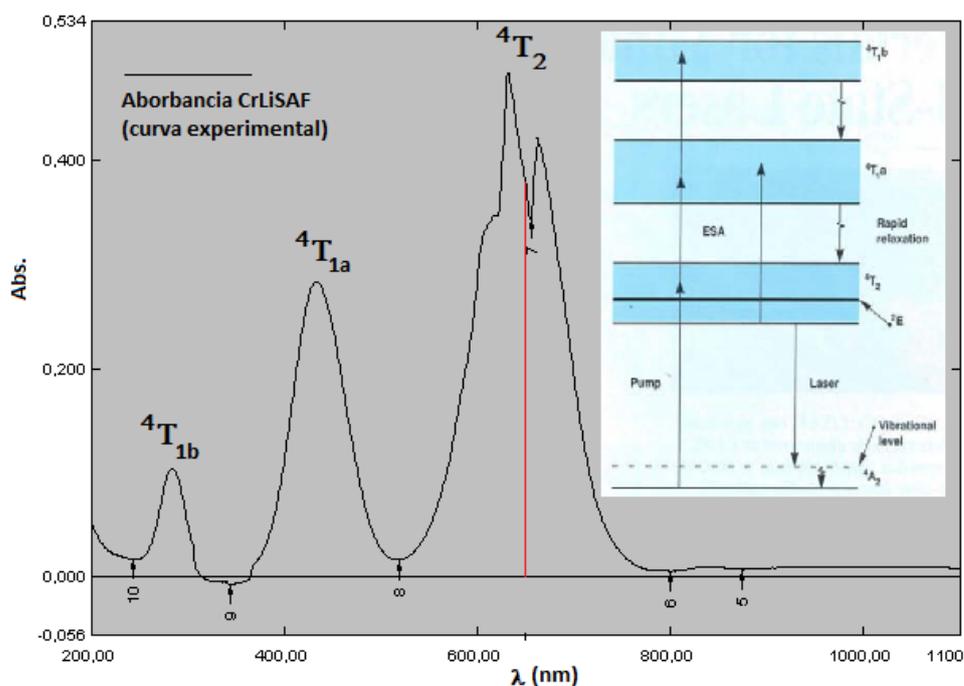


Figura 10.1: Espectro de absorción del Cr:LiSAF (1%) obtenido con un espectrofotómetro comercial de doble haz en el CIOP.

Energía del nivel (E_i/B)	transición	Longitud de onda del pico (λ_{max})	λ_{max}^{-1} (cm^{-1})	E_i/E_1
E_4/B	${}^4T_{1g} \leftarrow {}^4A_{2g} ({}^2G)$	283,5 nm (abs.)	35273 ± 62	2,338 ₍₆₎
E_3/B	${}^4T_{1g} \leftarrow {}^4A_{2g} ({}^4F)$	433,5 nm (abs.)	23068 ± 27	1,529 ₍₃₎
E_2/B	${}^2T_{1g} \leftarrow {}^4A_{2g} ({}^2G)$	631,0 nm (abs.)	15848 ± 13	1,051 ₍₂₎
E_1/B	${}^2E_g \leftarrow {}^4A_{2g} ({}^2G)$	663,0 nm (abs.)	15083 ± 11	1,000 ₍₁₎
E_0/B	${}^2T_{2g} \rightarrow {}^4A_{2g}$	777,21 nm (em.)	12867	

Cuadro 10.1: Longitudes de onda de los máximos de absorción del espectro de CrLiSAF (bulk). y sus energías asociadas a las transiciones correspondientes.

B. Determinación del parámetro de Racah y de $10Dq_0$

El parámetro de Racah B ha sido determinado mediante empleando en diagrama de Tanabe-Sugano figura 5.5 y el espectro de absorción medido para la muestra de Cr:LiSAF figura 10.1. Para ello, en primer lugar se consideraron las longitudes de onda λ_{max}^i de los máximos en los picos de absorción del Cr^{3+} (indicados en la tabla 10.1) los cuales se corresponden con las transiciones directas (permitidas por espín y prohibidas por espín) entre el estado fundamental ${}^4A_{2g} ({}^4F)$ y los distintos estados de campo cristalino degenerados indicados en la figura 10.2. Esto es así debido al principio de Frank-Condon y teniendo en cuenta que el digrama es una representación de los niveles electrónicos en una red "estática". Luego se tomaron los cocientes de las energías asociadas $E_i = 1/\lambda_{max}^i$ respecto a la menos energética, también expresados en la tabla 10.1. Entonces se empleó el diagrama 10.2 para ubicar una recta vertical en la posición (de las abscisas) adecuada para que las ordenadas correspondientes las intersecciones ($(E_i/B, \Delta_0/B)$) con los niveles excitados se ajusten a dichos cocientes experimentales. De esta manera se determinó la posición $10Dq_0/B$ para el sistema del ion Cr^{3+} en LiSAF. Finalmente tomando cualquiera de los valores E_i/B de dichas intersecciones, se determina el parámetro de Racah como $B = \frac{E_i}{E_i/B}$. Considerando las incertidumbres en la gráfica así como del espectro, se encontró una pequeña dispersión en el valor de B, ya que depende del valor de la energía E_i empleada para calcularlo, por lo cual se tomó un promedio $\langle B \rangle = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 (\frac{E_i}{E_i/B})$ resultando en el valor final:

$$B = (730 \pm 25) \text{ cm}^{-1} \text{ (parámetro de Racah para Cr:LiSAF)}$$

Mientras que para el ion libre Cr^{3+} el valor es $B^{\text{libre}} = 1030 \text{ cm}^{-1}$. Esto muestra una reducción estimada entre el 26 y el 32% (considerando el error en B) indicando un significativo efecto nephelauxético (*nephelauxetic effect*) [] debido al complejo formado en el LiSAF. Finalmente a partir de este valor determinó el valor de Dq_0 ($= \Delta_0/10$) como el valor de cruce la línea vertical hallada, multiplicado por B, resultando en:

$$Dq_0 = (2,10 \pm 0,02) \cdot B = 15330 \pm 67 \text{ cm}^{-1}$$

Este valor resultó estar ubicado la zona del punto de cruce (*cross-over point*) y por lo tanto considerando también los antecedentes presentados en la introducción (agregar el doc en la intro en word sobre cr y vedidas medias) sugirió la exploración de la sensibilidad de la emisión luminiscente al estrés local inducido por FWL, que resulta de interés en potenciales aplicaciones láser láser .

Diagrama de Tanabe-Sugano para electrones d^3 (entorno octahédrico)

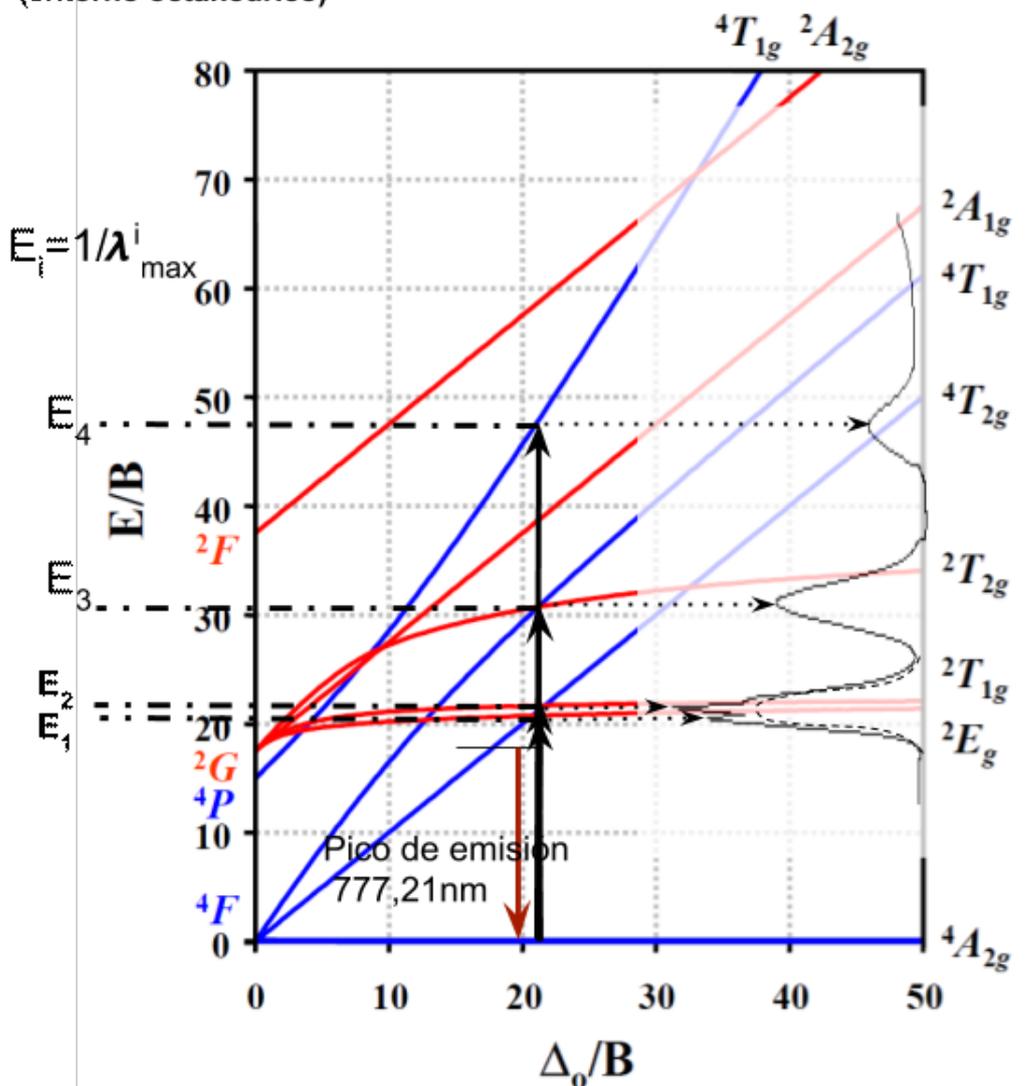


Figura 10.2: Se muestra el diagrama de Tanabe-Sugano con las flechas (negras) verticales correspondientes a los picos de absorción ubicadas en la línea vertical asociada al parámetro Dq del sistema. El cruce de la línea con los distintos niveles permitidos por la transición (desde 4A_2) determina las energías $E_i = 1/\lambda_i$ cuyos cocientes con respecto a la menos energética ajusta adecuadamente los cocientes experimentales hallados (tabla 10.1). Se incluye el espectro de absorción de la figura 10.1 con eje de abscisas (vertical) en unidades de energía(cm^{-1})/ B , para corroborar la asignación de los picos de absorción correspondientes a las transiciones indicadas (autoconsistencia).

C. Vida media de la transición ${}^4T_2 \longrightarrow {}^4A_2$ (Cr^{3+})

La aparición de modos guiados en el entorno exterior de las estructuras doble línea (ver figura xxxx, capítulo 9) fabricadas mediante con $6\mu\text{J}$ de energías por pulso de en la zona exterior (guía simple-línea) induce a pensar que se establece un gradiente de índice de refracción umbral de guiado establecido por la presión de una onda de choque suficientemente fuerte como para inducir una variación del índice de refracción, y ,ergo el canal óptico de guiado. Luego, a partir de los coeficientes piezo-ópticos (ecuación 4.3) las deformaciones en las inmediaciones del filamento podrían ser significativamente detectables que podrían traducirse en variaciones de la probabilidad no radiativa de la transición ${}^4T_2 \longrightarrow {}^4A_2$ (Cr^{3+}).

En la figura 10.3 se presentan (en escala logarítmica) las curvas experimentales de la evolución temporal de las señales de luminiscencia correspondientes a la transición

${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ (Cr^{3+}) medidas tanto para volumen como para guía. Se incluyen sus correspondientes ajustes exponenciales de la forma $I(t) = A \exp^{-t/\tau} + y_0$ efectuados por ajuste no lineal de cuadrados de mínimos cuadrados *pesados* con las incertidumbre experimental (WNLS)¹. Previamente, a las curva de decaimiento (incluidas como subfigura en la esquina superior derecha), se restaron las líneas de base correspondientes, determinadas mediante las colas de las curvas experimentales. Para ello se promediaron las ordenadas de los últimos 50/60 puntos experimentales como se representa mediante las líneas horizontales en la figura 10.4 y se substrajeron dichos valores (promedios) a las curvas correspondientes (tanto para la medida en bulk como en guía) antes de relizar el ajuste de los parámetros A , τ y y_0 . Los resultados de los ajustes se presentan en las tablas 10.2, 10.3, 10.4 y 10.5

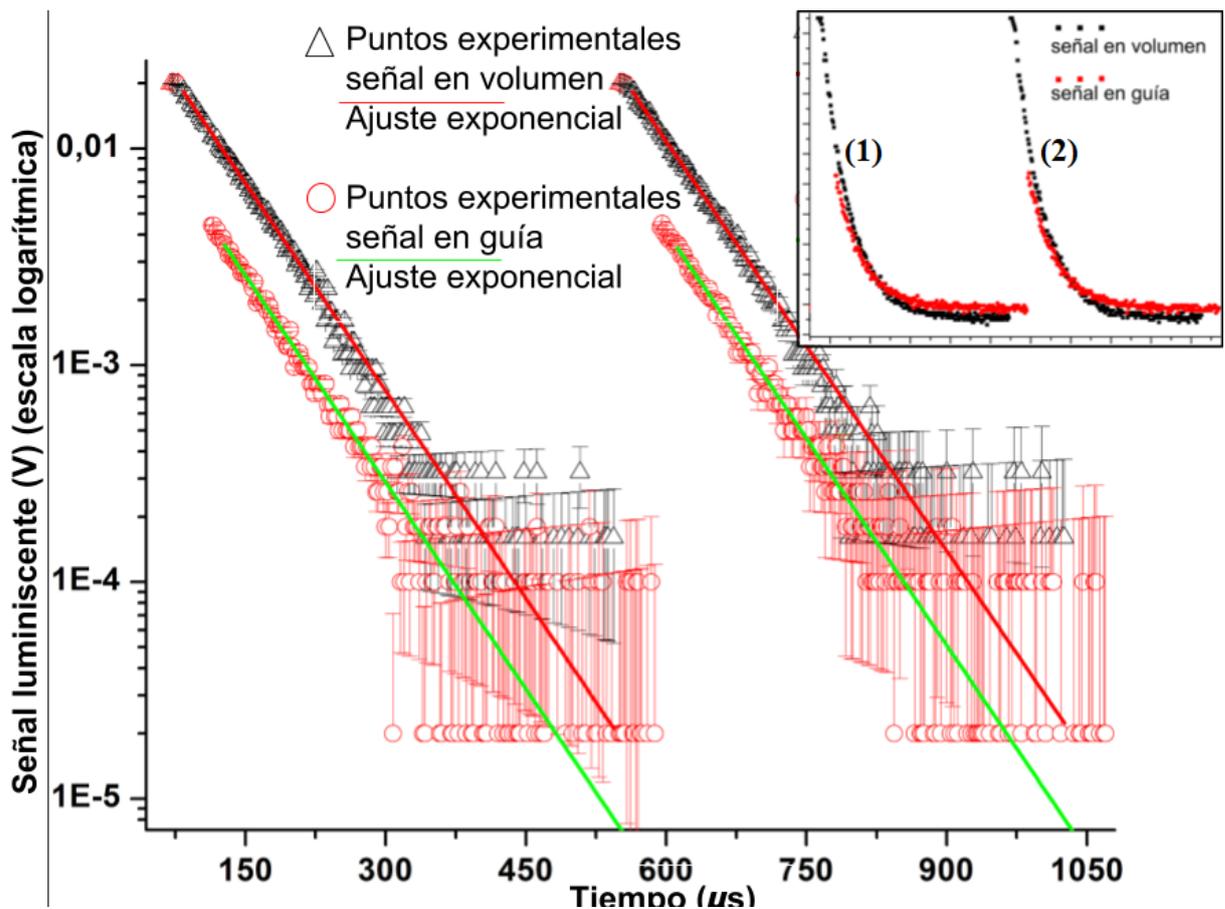


Figura 10.3: Decaimiento de la señal luminiscente en Cr:LiSAF, correspondiente a la transición ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ (Cr^{3+}), presentada en escala logarítmica luego de haber relizado el ajuste exponencial tanto para volumen como para guía. La subfigura interna muestra los datos experimentales correspondientes a una secuencia de decaimientos ((1) y (2)) registrados con el osciloscopio.

Finalmente, promediando los valores obtenidos con para ambas curvas (1) y (2) en ambos caso, volumen y guía, las vidas medias resultan $\tau_{bulk} = (67,9 \pm 0,7)\mu s$ y $\tau_g = (67,3 \pm 0,8)\mu s$. Por un lado los valores coinciden con los valores de iones en volumen reportados [10.5], [10.4], [10.1] para bajas concentraciones de iones de Cr.

¹por sus siglas en inglés weighted non-linear least squares

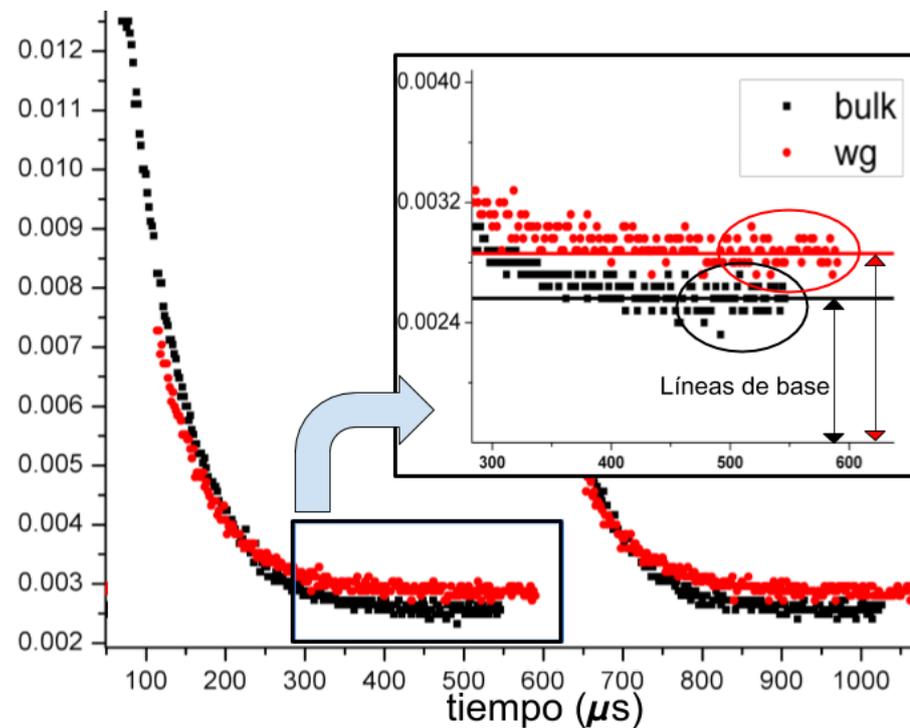


Figura 10.4: Representación del proceso de determinación de líneas de base considerando los puntos experimentales de la "cola". Las líneas horizontales representan los valores medios de las ordenadas correspondientes a los últimos 50 puntos, en cada curva (encerrados en círculos). Las desviaciones estándar σ correspondientes resultaron más de un orden de magnitud inferior que el promedio (buena relación señal ruido) y se incluyeron como parte de la incertidumbre en la "cola" de la cuva.

Cuadro 10.2: Valores de ajuste de la señal de bulk (1). En la parte superior de muestran los valores con el parámetro y_0 libre para verificar que den valores de magnitud inferior a la desviación estándar de la línea de base estimada. Mientras que en parte inferior se realiza el ajuste restringiendo a $y_0 = 0$.

función de ajuste $A_1 \exp^{(t-t_0)/\tau_1} + y_{01}$	parámetro	valor ajustado	error estándar	[HTML]FFFFFF	bondad de los ajustes	
Parámetros de ajuste en bulk (1)	y_{01}	$-4,6 \times 10^{-5}$		[HTML]FFFFFF	grados de libertad	225
	t_{01}	1,2			$\sqrt{\chi^2}$	3,9
	A_1	0,00878		[HTML]FFFFFF	RSS	885
	τ_1	68,30478 μs	5×10^{-9}	[HTML]FFFFFF	R ²	0,9989
Parámetros de ajuste en bulk (1) fijando $y_{01} = 0$	A_1	0,00873		[HTML]FFFFFF	grados de libertad	226
	t_{01}	1,4				
	τ_1	67,4 μs	0,3	[HTML]FFFFFF	χ^2	4
				[HTML]FFFFFF	RSS	922
			[HTML]FFFFFF	$\sqrt{R^2}$	0.99889	

Cuadro 10.3: Valores de ajuste de la señal de bulk (2). En la parte superior de muestran los valores con el parámetro y_0 libre para verificar que den valores de magnitud inferior a la desviación estándar de la línea de base estimada. Mientras que en parte inferior se realiza el ajuste restringiendo a $y_0 = 0$.

función de ajuste $A_2 \exp^{(t-t_0)/\tau_2} + y_{02}$	parámetro	valor ajustado	error estándar	[HTML]FFFFFF	bondad de los ajustes	
Parámetros de ajuste en bulk (2)	y_{02}	0	$-1,9 \times 10^{-5}$	[HTML]FFFFFF	grados de libertad	224
	t_{02}	484			$\sqrt{\chi^2}$	1,01
	A_2	0,00797		[HTML]FFFFFF	RSS	227
	τ_2	69,8 μs	0,8	[HTML]FFFFFF	$\sqrt{R^2}$	0,99532
Parámetros de ajuste en bulk (2) fijando $y_{02} = 0$	A_2	0,00867		[HTML]FFFFFF	grados de libertad	226
	t_{02}	481				
	τ_2	68,5 μs	0,3	[HTML]FFFFFF	χ^2	0,4
				[HTML]FFFFFF	RSS	90,85
			[HTML]FFFFFF	R^2	0,99826	

Cuadro 10.4: Valores de ajuste de la señal de guía (1). En la parte superior de muestran los valores con el parámetro y_0 libre para verificar que den valores de magnitud inferior a la desviación estándar de la línea de base estimada. Mientras que en parte inferior se realiza el ajuste restringiendo a $y_0 = 0$

función de ajuste $A_{1g} \exp^{(t-t_0)/\tau_{1g}} + y_{01g}$	parámetro	valor ajustado	error estándar	[HTML]FFFFFF	bondad de los ajustes	
Parámetros de ajuste en guía (1)	y_{01g}	6×10^{-7}	$1,2 \times 10^{-5}$	[HTML]FFFFFF	grados de libertad	226
	t_{01g}	126,5 μs			χ^2	3,2
	A_{1g}	0,00367		[HTML]FFFFFF	RSS	720
	τ_{1g}	67 μs	0,9	[HTML]FFFFFF	$\sqrt{R^2}$	0,99404
Parámetros de ajuste en guía (1) fijando $y_{01g} = 0$	τ_{2g}	66,9 μs	0,6	[HTML]FFFFFF	grados de libertad	229
				[HTML]FFFFFF	$\sqrt{\chi^2}$	3,15
				[HTML]FFFFFF	RSS	722,2
				[HTML]FFFFFF	$\sqrt{R^2}$	0,99454

Cuadro 10.5: My caption

función de ajuste $A_{2g} \exp^{(t-t_0)/\tau_{2g}} + y_{02g}$	parámetro	valor ajustado	error estándar	[HTML]FFFFFF	bondad de los ajustes	
Parámetros de ajuste en guía (2)	y_{02g}	$-1,46 \times 10^{-6}$	9×10^{-6}	[HTML]FFFFFF	grados de libertad	222
	t_{02g}	614,135 μs			$\sqrt{\chi^2}$	0,337
	A_{2g}	0,00335		[HTML]FFFFFF	RSS	74,9
	τ_{2g}	68,0 μs	1 μs	[HTML]FFFFFF	$\sqrt{R^2}$	0,99123
Parámetros de ajuste en guía (2) fijando $y_{02g} = 0$	τ_{2g}	67,7 μs	0,5	[HTML]FFFFFF	grados de libertad	225
				[HTML]FFFFFF	$\sqrt{\chi^2}$	0,329
				[HTML]FFFFFF	RSS	74,0
				[HTML]FFFFFF	$\sqrt{R^2}$	0,99144

Por otro lado se puede decir que no hay variaciones observables, dentro de una incertidumbre experimental ($\sim 1 - 2\%$) de la vida media de la transición ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ del Cr^{3+} en guía doble línea fabricadas con 6 μJ por pulso respecto a la correspondiente a la de los iones en volumen. En las guías, dada que aceptan ambas polarizaciones de guiado, la señal luminiscente colectada se constituye como una señal autoconfinada excitada por los modos propagantes (q-TE y q-TM) resultando ser un promedio de las emisiones σ y π de los iones embebidos en todo el canal óptico acotado por los filamentos. Los esfuerzos inducidos por los PLFS podrían ser uniaxiales (como es el caso en el $LiNbO_3$ [10.7]) o manifestarse en las distintas direcciones cristalográficas. No obstante a estas energías elevadas no serían suficientes para modificar la probabilidad no radiativa (por ejemplo modificando eventualmente el valor del fonón efectivo debido a defectos residuales en el canal óptico) y por lo tanto no modifican la vida media de dicha transición. Considerando la expresión 5.17, a una temperatura fija,

la dependencia de W_{nr} con el estrés (o deformación) inducido no es explícita, pero dada su dependencia con el parámetro de Huanh-Rhys y el factor R (ver 5.16) el cual podría sugerir una evaluación de una derivada toda de la vida media respecto de la deformación inducida.

Mientras que la dependencia en S con el estrés inducido está implícita a través de la energía de fonón efectiva, la dependencia en R aparece a través de los términos perturbativos de las funciones de onda escritos en la ecuación 5.6, que involucran al operador deformación $\hat{\varepsilon}_k$ el cual puede relacionarse en el régimen lineal elástico con el tensor de esfuerzos σ_{ij} . Este ha sido ya separado [10.3] en contribuciones internas debido a vibraciones y externas externas como $\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij}^{vib} + \sigma_{ij}^{ext}$. De modo que teniendo en cuenta la resolución experimental alcanzada en este trabajo, la preservación de la vida media de la transición del Cr^{3+} implica una cota superior en las en el término σ_{ij}^{ext} alcanzada en el canal óptico generado mediante PLFS.

D. Mapa confocal y cota del estrés inducido.

En la figura 10.5 se presenta el mapa confocal de una sección transversal de una guía doble línea fabricada en CrLiSAF mediante FLDW con pulsos de $3 \mu\text{J}$ a 1 kHz de repetición y $30 \mu\text{m/s}$. En la figura interior se representan los sitios donde se han tomado los espectros en un arreglo matricial de puntos equiespaciados a $4 \mu\text{m}$ de distancia. Las curvas han sido re-escaladas por un factor arbitrario para poder ser diferenciadas, incluyendo el espectro tomado en una posición arbitraria del volumen del cristal.

La posición del pico de emisión es se ubica en $\lambda_{max} = 777,21 \text{ nm}$ y el ancho a mitad de altura $W = 127,23 \text{ nm}$ para todos los espectros dentro de la intertidumbre experimental.

La superposición entre los espectros correspondientes a cada uno de los sitios y con el espectro de bulk indica que no hay variaciones espectrales detectables de la luminiscencia la cual está promediada sobre el volumen focal de excitación.

A partir de esta preservación espectral podemos hacer una estimación grosera en la cota del estrés promedio inducido en la zona del canal óptico (guía doble línea) basados en las ecuaciones 5.26 y 5.27. En primer lugar relacionamos la variación del parámetro $10Dq$ con deformación unitaria $\varepsilon = \delta a_0/a$, empleando la dependencia microscópica del primero con la distancia R de los ligandos entre los iones Cr^{3+} y los vecinos cercanos (aniones) F_i , en un entorno octaédrico [10.8]. Esta relación también proporciona la dependencia de la distancia R con el parámetro de red a . Finalmente, la relación entre $10Dq$ y la deformación unitaria ε puede escribirse entonces como:

$$\left(\frac{10Dq_0/B}{10Dq/B}\right)^{\beta/n} = \left(\frac{10Dq_0/B}{10Dq/B}\right)^{1/m} = \varepsilon + 1 \quad (9.2a)$$

aiendo $\delta(10Dq_0) = 10Dq - 10Dq_0$, B el parámetro de Racah, el cual ya ha sido determinado experimentalmente **B** y habiendo empleado la relación $n = m \cdot \beta$ (ecuación 5.28).

Del resultado del mapeo sabemos que la variación de la posición del pico de emisión $E^{max}(= 1/\lambda_{max})$ está acotada en $|\delta E_{em}^{max}| < 2cm^{-1}$. Por otro lado, el nivel fundamental 4A_2 es insensible a las variaciones del entorno cristalino y entonces el corrimiento de Stokes para la emisión luminiscente ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ dependerá del potencial electrónico asociado al nivel 4T_2 que varía linealmente con la intensidad del campo cristalino en el modelo estático de Tanabe-Sugano ². Esta modificación por estrés (σ^{ext}) desplaza la coordenada normal $Q_b^{(0)}$ y por lo tanto incorpora o elimina fonones involucrados

²Esto podría ilustrarse incorporando un tercer eje de coordenadas con la variable Dq_0 en el diagramas de coordenada configuracional.

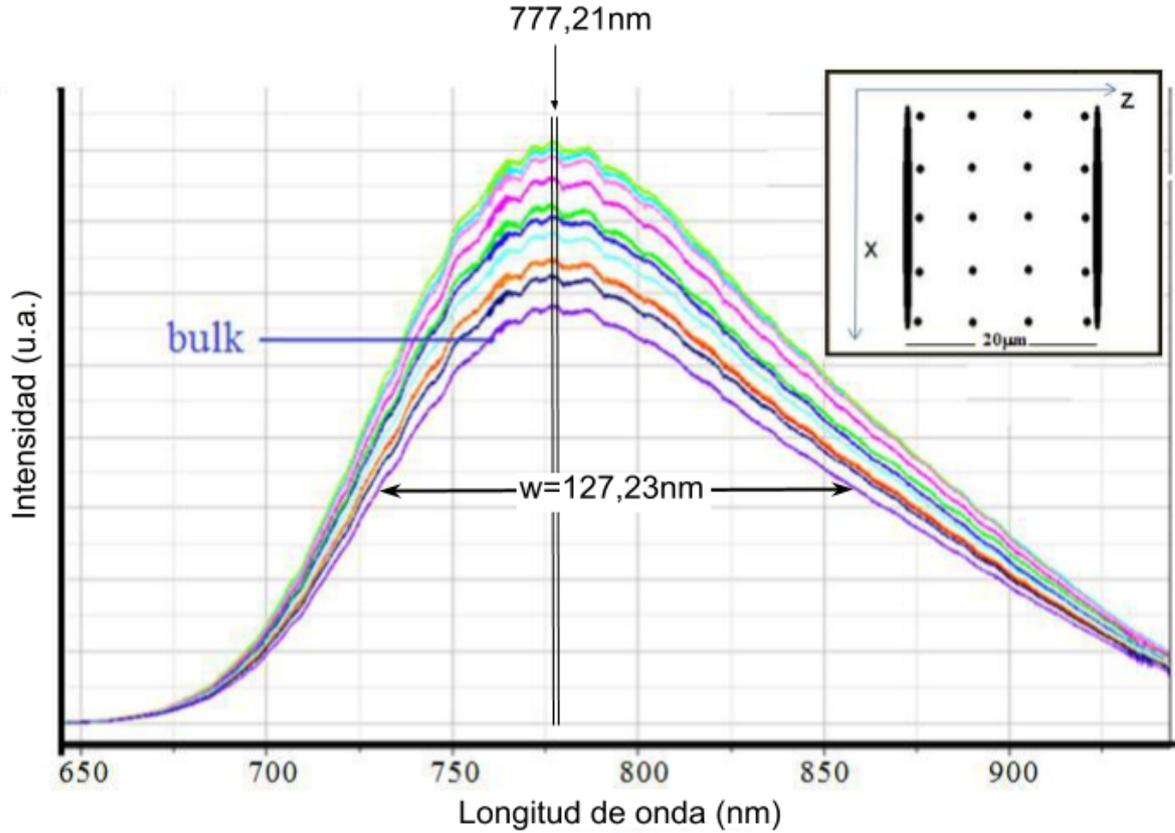


Figura 10.5: Mapa confocal de micro luminiscente de la transición ${}^4T_2^4A_2(Cr^{3+})$ de la sección transversal de una guía doble línea fabricada en CrLiSAF mediante FLDW con pulsos de $6 \mu J$ a 1 kHz de repetición y $30 \mu m/s$. Se adquirieron los espectros on una red de $800 \text{ líneas.mm}^{-1}$ una apertura confocal de 100 nm resultando en una resolución espectral de 2 cm^{-1}

en el decaimiento no radiativo. Dado que E^{4t2g}/Δ_0 es la pendiente, dicha variación de energía en la emisión estará dada por:

$$0 < \delta E_{em}^{max} = (E/\Delta_0)\delta\Delta_0 \approx \delta 10Dq_0 \leq -2 \text{ cm}^{-1} \quad (9.2b)$$

donde $\delta\Delta_0 = \delta(10Dq_0)$ representa la variación del parámetro $10Dq$ que aparece en la ecuación 9.2a y la pendiente del nivel 4T_2 es igual a 1. Se consideraron variaciones positivas del parámetro $10Dq$, ya que se esperan compresiones en el plano xc con lo cual combinando 9.2a y 9.2b obtenemos una cota de la deformación unitaria ε en la dirección cristalográfica a de la celda hexagonal con eje c perpendicular a los filamentos (contenidos en el plano xc) de:

$$-5,7 \times 10^{-5} \leq \varepsilon < 0 \quad (9.2c)$$

habiendo empleado el valor del exponente $m = 2,3$ determinado experimentalmente para el CrLiCAF [10.6] ³

Finalmente empleando la matriz elástica constitutiva del material (ver apéndice, LiSAF) las compresiones inducidas σ_{xx} y σ_{zz} en el plano perpendicular a la dirección de las guías o plano de la sección trasversal xc se pueden escribir ⁴:

$$\sigma_{xx} = C_{11}\varepsilon_x + C_{12}\varepsilon_y + C_{13}\varepsilon_z + C_{14}\varepsilon_{yz}$$

$$\sigma_{zz} = C_{13}\varepsilon_x + C_{13}\varepsilon_y + C_{33}\varepsilon_z + C_{14}\varepsilon_{yz}$$

³en el capítulo 5 queda clara esta justificación, debido a que el valor depende de la estructura y geometría de la celda unidad, compartidas por el CrLiSAF y el CrLiCAF

⁴Empleando la simetría de los coeficientes C_{ij} y las relaciones dadas por la ecuación iv.1

Si se consideran todas las posibles deformaciones ε_i acotadas según por la expresión **9.2c**, las cotas para σ_{xx} y σ_{zz} resultan:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &< 13MPa \\ \sigma_{zz} &=< 10MPa\end{aligned}$$

Si se considera una aproximación ortotrópica respecto del plano xz ⁵ los valores de las cotas son menores:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^{ort} &< 6,6MPa \\ \sigma_{zz}^{ort} &< 5,5MPa\end{aligned}$$

⁵esto es posible debido a que los elementos C14 y C56 son pequeños

Bibliografía

- [10.1] Ficha técnica. http://www.optoscience.com/maker/castech/lineup/Cr_LiSAF.html, 1999. Accedido 27-08-2018.
- [10.2] IMBUSCH, B. H. G. F. *Optical spectroscopy of inorganic solids*, 1 ed. Monographs on the physics and chemistry of materials.; Oxford science publications. Clarendon, Oxford, 1989. cap.9, p.415.
- [10.3] MONSERRAT, B., DRUMMOND, N. D., AND NEEDS, R. J. Anharmonic vibrational properties in periodic systems: energy, electron-phonon coupling, and stress. *Physical Review B* 87, 14 (apr 2013).
- [10.4] PAYNE, S. A., CHASE, L., AND WILKE, G. Optical spectroscopy of the new laser materials, $\text{LiSrAlF}_6:\text{cr}^{3+}$ and $\text{LiCaAlF}_6:\text{cr}^{3+}$. *Journal of Luminescence* 44, 3 (nov 1989), 167–176.
- [10.5] PAYNE, S. A., CHASE, L. L., SMITH, L. K., KWAY, W. L., AND NEWKIRK, H. W. Laser performance of $\text{LiSrAlF}_6:\text{cr}^{3+}$. *Journal of Applied Physics* 66, 3 (aug 1989), 1051–1056.
- [10.6] SANZ-ORTIZ, M., RODRÍGUEZ, F., HERNÁNDEZ, I., VALIENTE, R., AND KÄCK, S. Time-resolved spectroscopy in LiCaAlF_6 doped with cr^{3+} as a function of pressure and temperature. *Journal of Luminescence* 128, 5-6 (may 2008), 721–724.
- [10.7] TEJERINA, M., JAQUE, D., AND TORCHIA, G. A 2d μ -raman analysis of low repetition rate femto-waveguides in lithium niobate by using a finite element model. *Optical Materials* 36, 5 (mar 2014), 936–940.
- [10.8] TRUEBA, A., GARCÍA-LASTRA, J. M., ARAMBURU, J. A., GARCÍA-FERNÁNDEZ, P., BARRIUSO, M. T., AND MORENO, M. Pressure-induced changes in cr^{3+} -doped elpasolites and LiCaAlF_6 interpretation of macroscopic data. *Physical Review B* 81, 23 (jun 2010).

Capítulo 11

Fotoluminiscencia en guías doble línea en $\text{Er}_{0,5}\text{Yb}_{0,5}\text{LNB}$

A. Fotoluminiscencia macroscópica

A.1. Espectros de transiciones inter-Stark. Comparación entre volumen y guías

En las figuras 11.1 y 11.2 se muestran los espectros de emisión (no polarizados) del sistema $\text{Er}_{0,5}\text{Yb}_{0,5}\text{LNB}$ en el NIR y en el VIS respectivamente (ver tabla 8.1), presentándose comparativamente los obtenidos para volumen con los obtenidos en la guía g6. Los resultados con las restantes guías fueron similares, por lo que se omitirán en esta memoria.

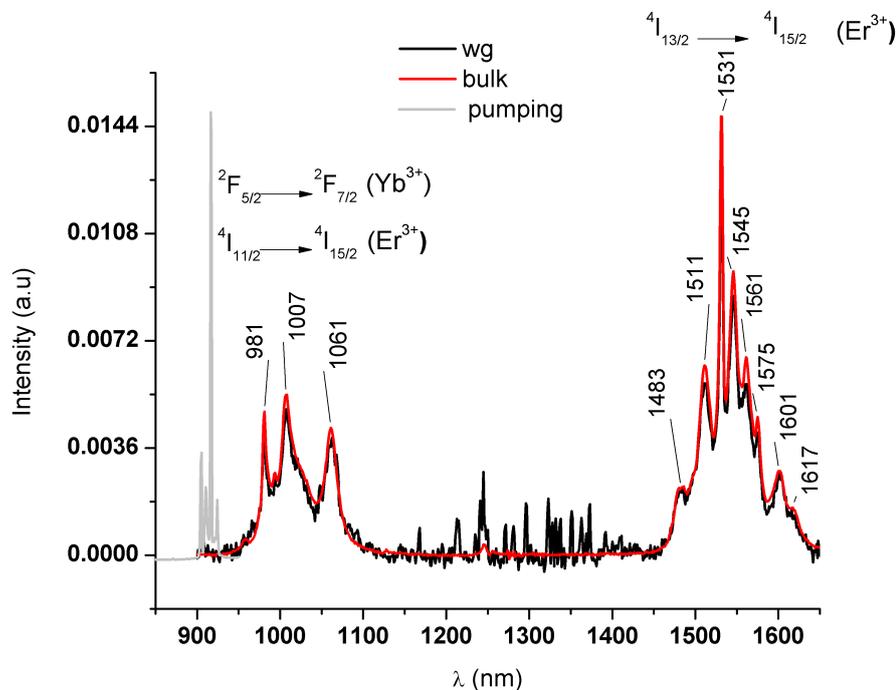


Figura 11.1: Espectros de emisión normalizados al área total del sistema $\text{Er}_{0,5}\text{Yb}_{0,5}\text{LNB}$ en el infrarrojo cercano correspondientes a volumen y a guía, excitando con una fuente de Ti:Za sintonizada en 917nm de longitud de onda.

Los espectros de emisión tanto de bulk y como de guía fueron normalizadas respecto

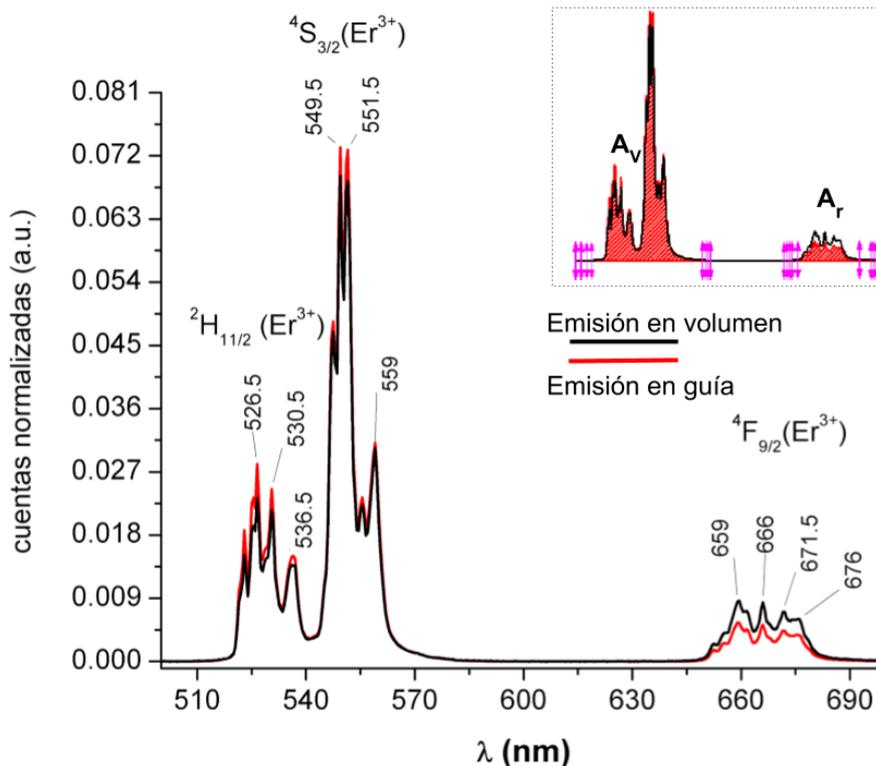


Figura 11.2: Espectros de up-conversion del sistema $\text{Er}_0,5\text{Yb}_0,5\text{LNB}$ correspondientes a la emisión σ de guía y de bulk para las transiciones desde los niveles SO indicados de cada multiplete Stark. En la subfigura, A_v y A_r representan las áreas de cada una de las bandas, delimitadas por los pares de flechas magenta.

al área para poder compararlos adecuadamente.¹ Así, dentro de una resolución espectral de 5 cm^{-1} y con adecuada relación señal/ ruido (SNR), se puede decir que los espectros en la guía esencialmente se preservan respecto de los obtenidos para bulk. Sin embargo, observando con mayor detalle en el caso de la emisión por up-conversion hay una leve variación en el relación de intensidades de la emisión roja (${}^4F_{9/2}$) con la emisión verde (${}^2H_{11/2}$: ${}^4S_{3/2}$) por fuera del error experimental. Para ello se calcularon los cocientes entre las áreas de la banda roja (r) ${}^4F_{9/2}$ y la banda verde como $(A_r/A_v)^g$ y $(A_r/A_v)^{bulk}$ a partir de los espectros ya normalizados (para adimensionalizar las áreas de cada banda, A_v y A_r). Se consideraron las incertidumbres de estas incluyendo una contribución por la dispersión estadística según la elección del rango seleccionado (ver flechas magentas en el figura interior de la figura 11.2) y una contribución numérica asociada al cálculo de las áreas, dada por el valor medio de la derivada segunda (método de trapecios). Los valores obtenidos se muestran en el cuadro 11.1

Cuadro 11.1: Cocientes entre las áreas de las emisiones roja y verde originadas por el proceso de UPC. Las incertidumbres se expresan entre paréntesis afectando a la última cifra significativa.

	A_v	A_r	(A_r/A_v)
volumen	0,838 (4)	0,160(1)	0,191 (4)
guía	0,898(2)	0,100(1)	0,111 (3)

Esta relación se mantuvo esencialmente en las distintas guías.

La pequeña variación respecto a la emisión en volumen podría ser atribuida a: 1) una leve efecto de reabsorción (migración de energía) dentro de la guía, 2) a un pequeño incremento de la energía del fonón efectivo lo cual implica, considerando

¹Estas fueron calculadas numéricamente con la aproximación del método de trapecio

la ley del gap (ecuaciones 5.12 y 5.14) una disminución las probabilidades de transición no radiativa (desde los multipletes $^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}(\text{Er}^{3+})$ al multiplete $^4I_{11/2}(\text{Er}^{3+})$). 3) una pequeña diferencia entre las pérdidas por propagación de ambas emisiones autoconfinadas en la guía.

A.2. Ajuste de vidas medias de las transiciones inter-Stark

En las figuras 11.3, 11.4, 11.5 se muestran superpuestas en escala logarítmica las evoluciones temporales (con sus correspondientes ajustes por mínimos cuadrados), en escala logarítmica, de las emisiones luminiscentes correspondientes a las transiciones inter-Stark indicadas, tanto de volumen como de guía.

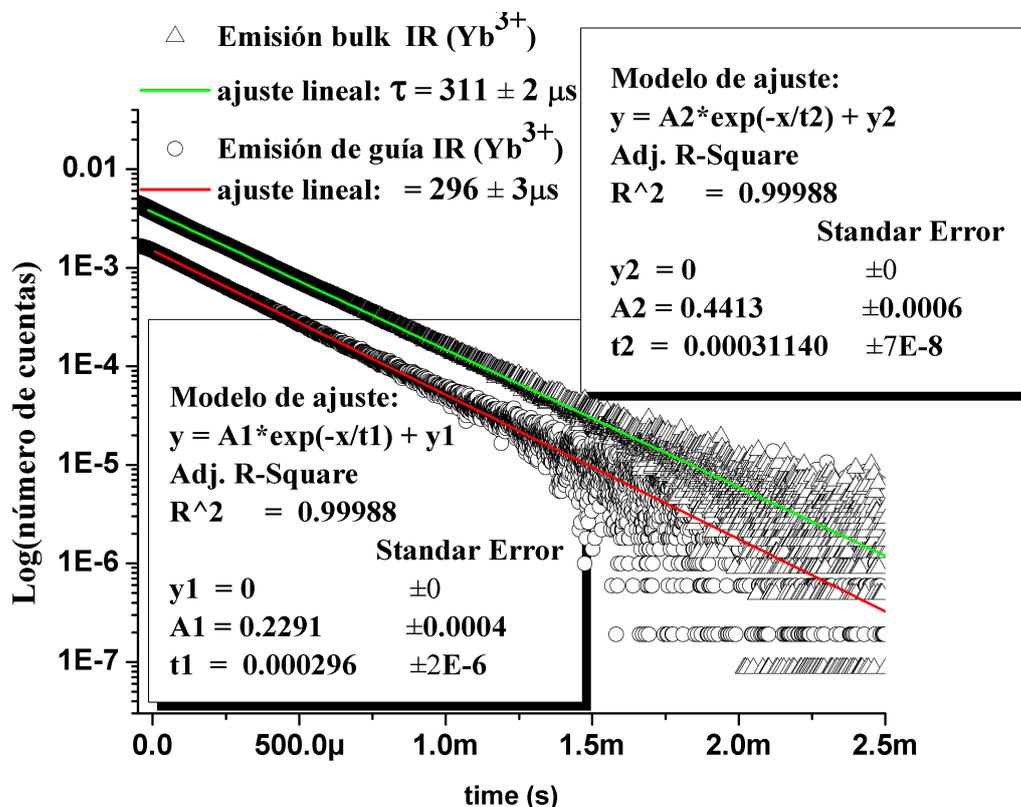


Figura 11.3: Evolución temporal de la señal de luminiscencia de las transiciones $^2F_{5/2} \rightarrow ^4F_{7/2}(\text{Yb}^{3+})$ y $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}(\text{Er}^{3+})$ presentados en escala logarítmica y luego de haber sido sustraídas las líneas de base. Se muestran las curvas experimentales correspondientes a emisión bulk y de guía así como los ajustes lineales realizados luego de establecer la escala logarítmica.

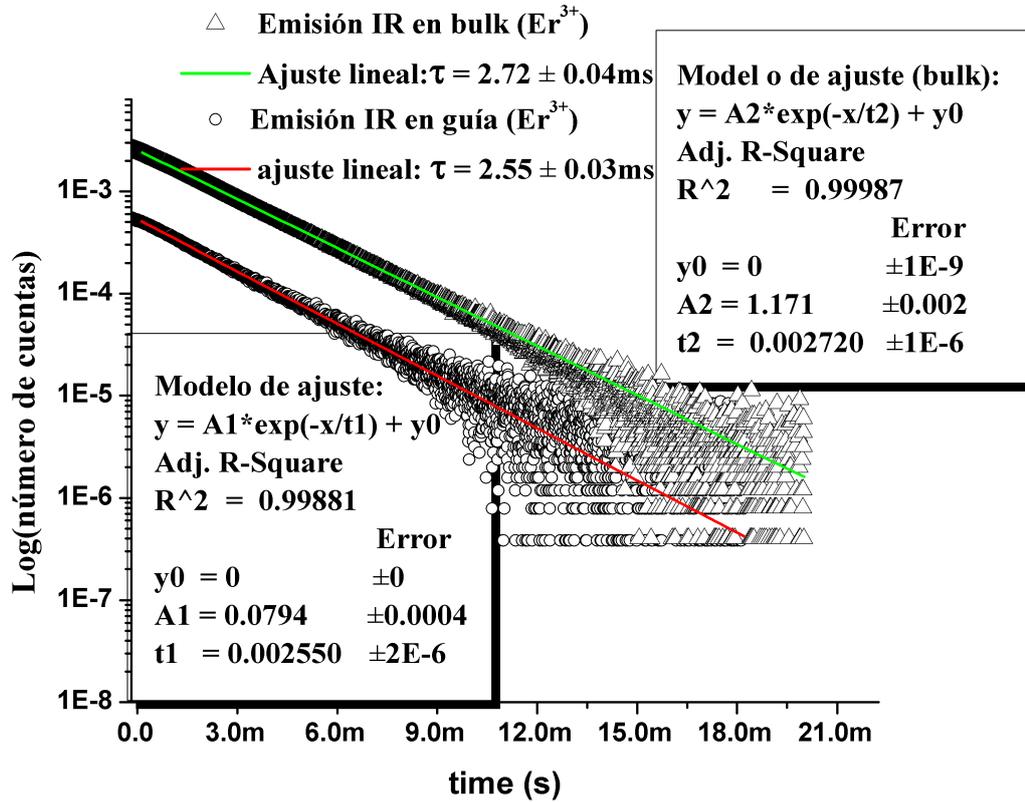


Figura 11.4: Evolución temporal de la señal de luminiscencia de las transición ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$ presentado en escala logarítmica y luego de haber sido sustraidas las líneas de base. Se muestran las curvas experimentales correspondientes a emisión bulk y de guía así como los ajustes lineales realizados luego de establecer la escala logarítmica.

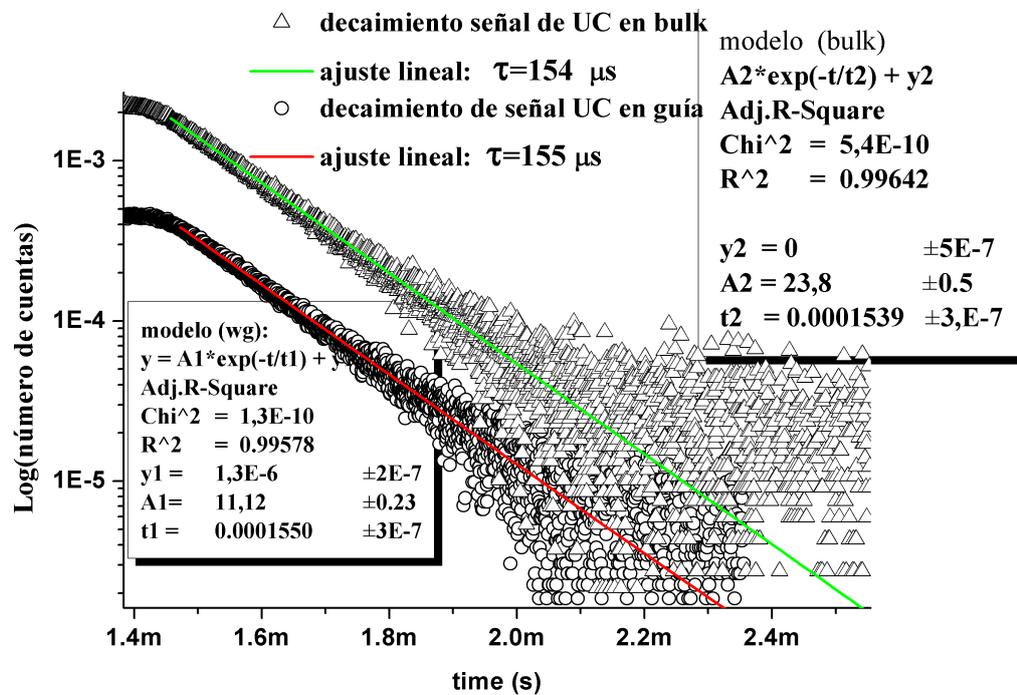


Figura 11.5: Evolución temporal de la señal de luminiscencia de las transiciones con emisión visible devenidas del proceso ed up-conversión en el sistema $ErYbLNB \quad {}^4H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$. Se presenta en escala logarítmica y luego de haber sido sustraidas las líneas de base en la curvas experimentales correspondientes a emisión bulk y de guía así como los ajustes lineales realizados luego de establecer la escala logarítmica.

Las líneas de base de los decaimientos de temporales de las amplitudes $A(t_i)$ (mV), discretizada en N valores temporales t_i fueron tomadas promediando los últimos 50 puntos experimentales, a partir de un tiempo llamado t_{lb} , correspondientes a la cola de la curva experimental las cuales se registraron en un rango temporal de más 5 vidas veces el valor esperado para la vida media correspondiente (τ_{esp}) a cada transición. El ajuste exponencial simple, se realizó con el mismo procedimiento que para el CrLiSAF. Los errores de los puntos se calcularon según el habitual criterio de la teoría de errores incluyendo un factor de corte para contribución estadística asociada a la región de la cola, de manera que esta no afecte la curva antes de t_{lb} . Es decir, se asignó una incertidumbre punto a punto $\delta A_i(t_i) = \sqrt{\delta_{instr.A_i}^2 + \gamma(t_i)^2 \sigma_{lb}^2}$, siendo $\gamma(t_i)^2 \ll 1$ para $t < t_{lb}$ y $\gamma(t_i)^2 = 1$ para $t > t_{lb}$.

Comparación de los valores con la literatura.

En la tabla 11.2 se comparan los valores de las vidas medias reportados en la literatura para las transiciones indicadas correspondientes a emisión en volumen, con los determinados en este trabajo. Hay una buena concordancia con los valores anteriormente reportados para la relación porcentual molar de 0,5-0,5 entre los iones Er e Yb.

Cuadro 11.2: Comparación de las vidas medias obtenidas en volumen con respecto los reportados en la literatura para un sistema Er_{0,5}Yb_{0,5}LNB [11.2]

Transición	τ_{bulk} (Literatura)	
${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$	3 ms	2,72(0,04) ms
${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$	150 (10) μs	154 (3) μs
${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}(Yb^{3+})$	300 (15) μs	311 (2) μs

Considerando la incertidumbre experimental alcanzada en las mediciones, se observan variaciones en las vidas medias entre bulk y guías asociadas a las transiciones ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$ y ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}(Yb^{3+})$, preservándose en la transición asociada al proceso de *upconversion* ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}(Er^{3+})$. Respecto de esta última, puede conjeturarse que, si hubiera variaciones sensibles de los iones debido al estrés en guía, incluso podrían no ser detectadas en este tipo de experimento debido a un posible reajuste en los procesos no radiativos involucrados. De esta manera que la vida media total se mantiene invariante (ecuación 5.11), pero eso no contradice entonces la leve variación observada en el cociente de la emisión roja sobre la emisión verde discutida anteriormente.

Por tanto, la leve reducción de vida media sucede para los niveles donores: los resonantes ${}^2H_{11/2}$, ${}^4S_{3/2}$ que son los que pueblan la emisión verde y el nivel ${}^4I_{11/2}$ responsable de enviar población al multiplete que emite en la banda roja. Esto confirma entonces la posibilidad de suponer un aumento de la energía del fonón efectivo E_{eff} en el canal de guiado, inducido por el procesado láser. De cualquier modo, su repercusión en la dinámica de los principales multipletes emisores parece ser pequeña.

B. Mapas μ -luminiscentes de guías en ErYbLNB

B.1. Mapas de volumen.

En esta sección presentamos los mapas espectrales de volumen de acuerdo al esquema experimental descrito en la sección C.2 del capítulo 8, correspondientes al sistema co-dopado ErYb:LNB(con 0,5% molar de iones Er^{3+} , con 0,5% molar de iones Yb^{3+}). También introducimos el análisis de los picos vía ajuste de mínimos cuadrados y definimos los parámetros de volumen que fueron empleados como referencia en el análisis de los mapas en guías.

En las figura 11.6 se presenta los mapas μ -luminiscentes (sin normalizar) de las transiciones Δ_i ($i=1\dots 6$) inter-Stark en el volumen del material. Para poder analizar el mapa correctamente se normalizaron al área total luego de hacer una corrección del cero restando el ruido como línea de base. Finalmente se suavizaron aplicando un filtro de promedio móvil con una ventana de 3 o 5 puntos consecutivos y finalmente se ajustaron con una función adecuada considerando las $(J^{(exc.)} + 1/2) \times (J^0 + 1/2)$ posibilidades (ecuación B.1, sección 5).

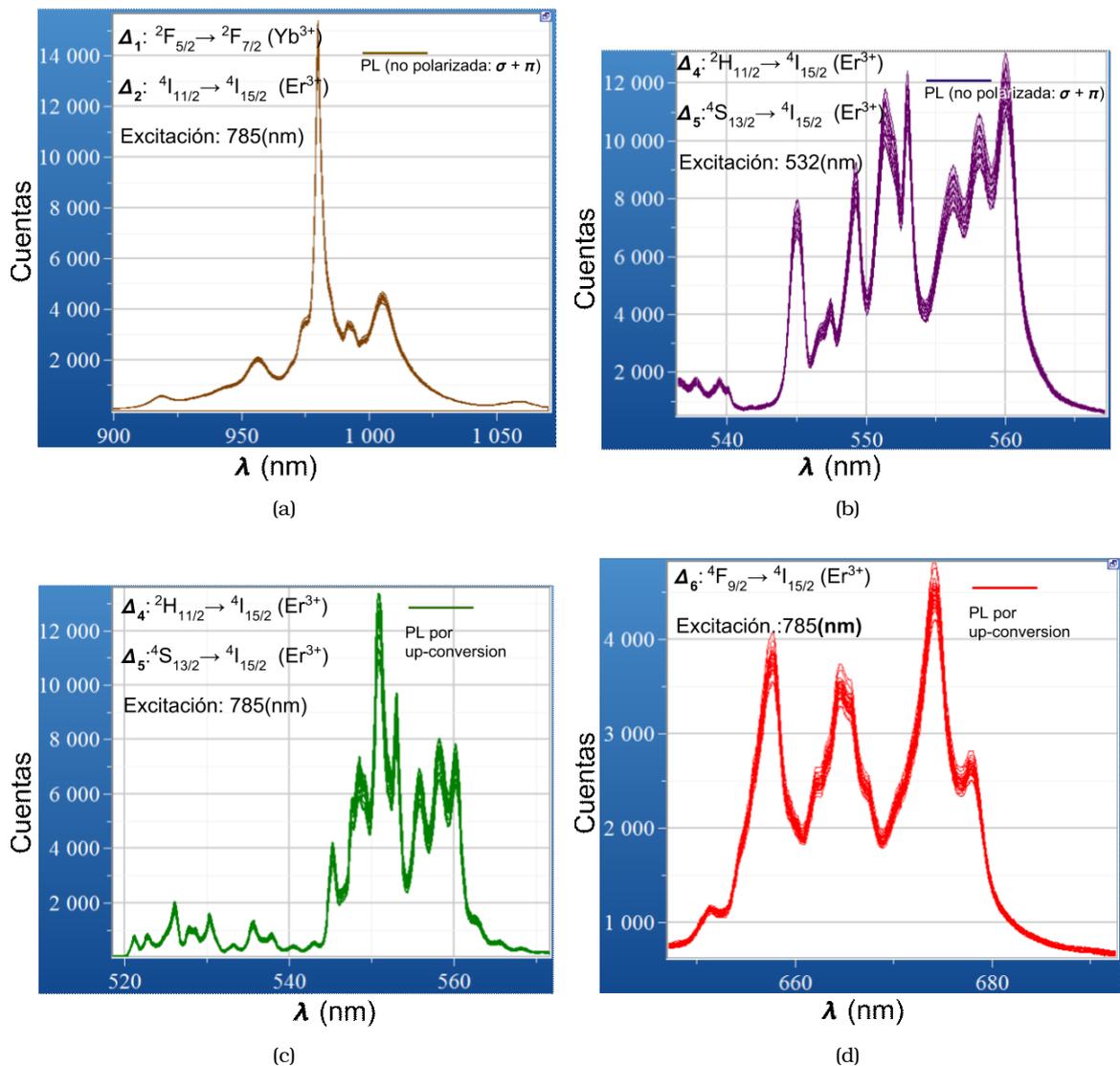


Figura 11.6: Mapas de espectros de emisión (no polarizados) μ -luminiscentes adquiridos de conjuntos de entre 20 y sitios de volumen elegidos aleatoriamente lejos de las guías.

I. Parámetros de ajuste

Para analizar fluctuaciones intrínsecas en volumen se realizaron ajustes de múltiples picos descritos por funciones de tipo *pseudo-Voigt*, 5.24, capítulo 5 con un cociente Gauss/Lorentz $g = a_G/a_L$, siendo a_G y a_L las amplitudes de los perfiles gaussianos y lorentzianos respectivamente.

La elección de este perfil para ajuste de los picos se justifica en tres aspectos:

1) El desconocimiento de la ponderación relativa entre las contribuciones homogéneas e inhomogéneas a los ensanchamientos térmicos de las líneas en cada uno de los multipletes Stark

2) La gran simplificación (en número de parámetros y en tiempo) en el cálculo iterativo de ajuste de parámetros por χ^2 , el cual de por sí ya involucra múltiples picos, con baja pérdida de precisión en el resultado.

3) Dado que se tomarán como referencias los parámetros de los picos en los mapas de volumen del sistema co-dopado, mientras se satisfaga el criterio de bondad de ajuste adecuadamente, variaciones en el perfil real no afectarán significativamente el resultado de las variaciones espectrales que se evidencien en las guías.

De modo que para los espectros de cada banda de emisión ($\Delta_i, i = 1..,6$) se consideraron N_p picos ($\approx (J^{(exc.)} + 1/2) \times (J^0 + 1/2)$) y se ajustaron con una función $V(E; M)$, de M parámetros de ajuste, constituida como una sumatoria de perfiles *pseudo-Voigt* :

$$V(E; M) = \sum_{i=1}^{N_p} V^i(E; a^{(i)}, p^{(i)}, w^{(i)}) = \sum_i \left(gG^{(i)}(E; p^{(i)}, w_G^{(i)}) + (1 - g)L^{(i)}(E; p^{(i)}, w_L^{(i)}) \right) \quad (9.2a)$$

donde la energía $E = hc/\lambda$ se consideró en unidades de cm^{-1} ($E \rightarrow E/hc$, siendo h la constante de Planck y c la velocidad de la luz). Los parámetros de ajuste $\{\gamma^{(i)}\}$ fueron entonces: $\{p^{(i)} = E_{max}^{(i)}\}$ (posiciones de energías asociadas a los máximos de los picos)², $\{a^{(i)}\}$ (amplitudes), $\{w^{(i)}\}$ (anchos a mitad de altura)³ y finalmente $g^{(i)}$ (cociente Gauss/Lorentz). Esto da un total de $M = 4N_p$ parámetros de ajuste. Adicionalmente, para la asignación de incertidumbres, se consideraron, para cada pico (i) los valores medios de los parámetros $\gamma^{(i)}$ de entre los valores ajustados para los distintos sitios de volumen así como sus correspondientes desviaciones estándar y desviaciones estadísticas máximas en los intervalos (matriz de sitios):

1. $\langle a^{(i)} \rangle$: valor medio de la amplitud; $\delta_a = a_{max} - a_{min}$, máxima diferencia de amplitud; σ_a = desviación estándar de la amplitud
2. $\langle w^{(i)} \rangle$: valor medio del ancho a mitad de altura; $\delta_w = w_{max} - w_{min}$, desviación máxima del ancho a mitad de altura; σ_w = desviación estándar del ancho del pico
3. $\langle p^{(i)} \rangle$: valor medio de la energía del máximo del pico; $\delta_p = E_i^{max} - E_i^{min}$, máxima variación del centro del pico; σ_{p^i} = desviación estándar de la posición del pico
4. $\langle g^{(i)} \rangle$ valor medio del cociente Gauss-Lorentz para el pico i -ésimo; $\sigma_{g^{(i)}}$ = desviación estándar de $g^{(i)}$.

II. Mapas de volumen normalizados y ajustados. Incertidumbre natural.

En las figuras 11.7, 11.8, 11.9, se presentan normalizados los mismos mapa μ -luminiscentes mostrados en la figura 11.6. También se muestran los picos ajustados

²Se omitirá el subíndice *max* por comodidad

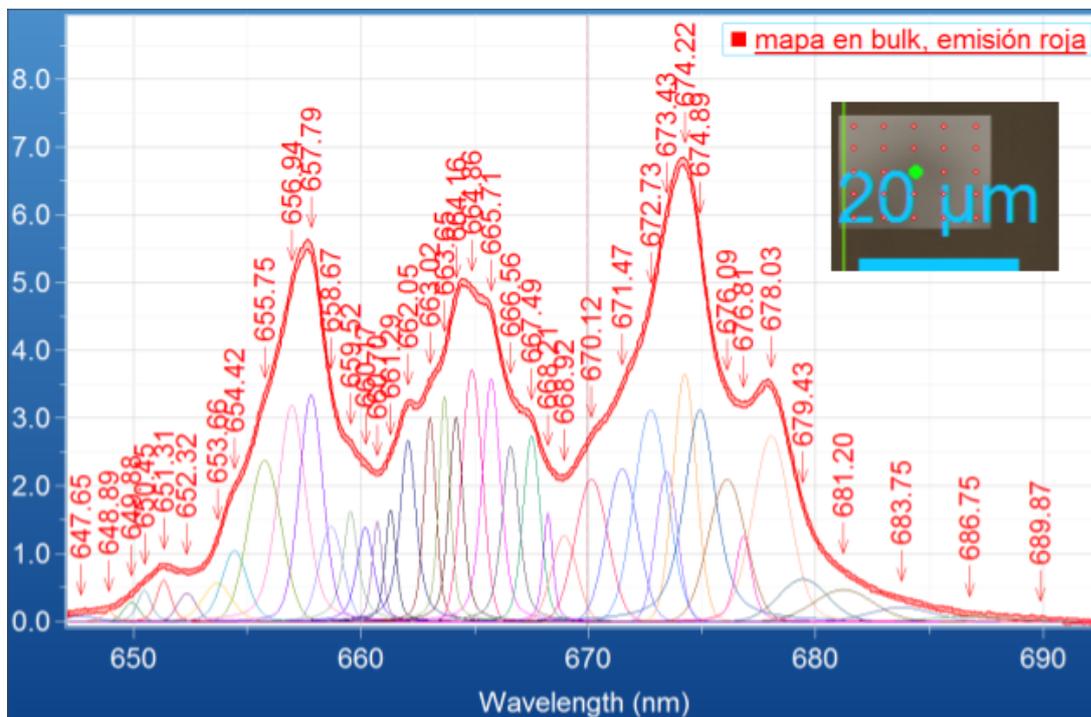
³cada uno de los cuales está determinado por los anchos individuales $w_L^{(i)}$ y $w_G^{(i)}$

($\Lambda^{(i)}(\lambda_i) = V^i(E(\lambda))$) correspondientes a las transiciones entre multipletes Stark indicadas, , habiendo hecho adecuadamente el cambio de variable $\lambda = 1/E$. En cada una de las figuras se indican los parámetros experimentales empleados con el equipo confocal Horiba X-Plora para adquirir los espectros (tiempo de integración, acumulación de espectros, anchos de ranura de la red, densidad de líneas de red y apertura del orificio confocal (*hole*)). En las figuras de los mapas, debido a la superposición y por lo tanto por comodidad en la visualización gráfica solo se muestran dos espectros, que delimitan una zona delgada intermedia en la cual se ubica el resto de los espectros correspondientes a los otros sitios de volumen. La normalización permitió visualizar pequeñas variaciones que solo fueron cuantificables mediante los ajustes por mínimos cuadrados, minimizando χ^2 . A la varianza σ_i empleada en la función χ^2 para los puntos experimentales $\{I_k(E[k]), k = 1 \dots n\}$ de cada espectro de n datos, se le asignó el ruido, determinado como:

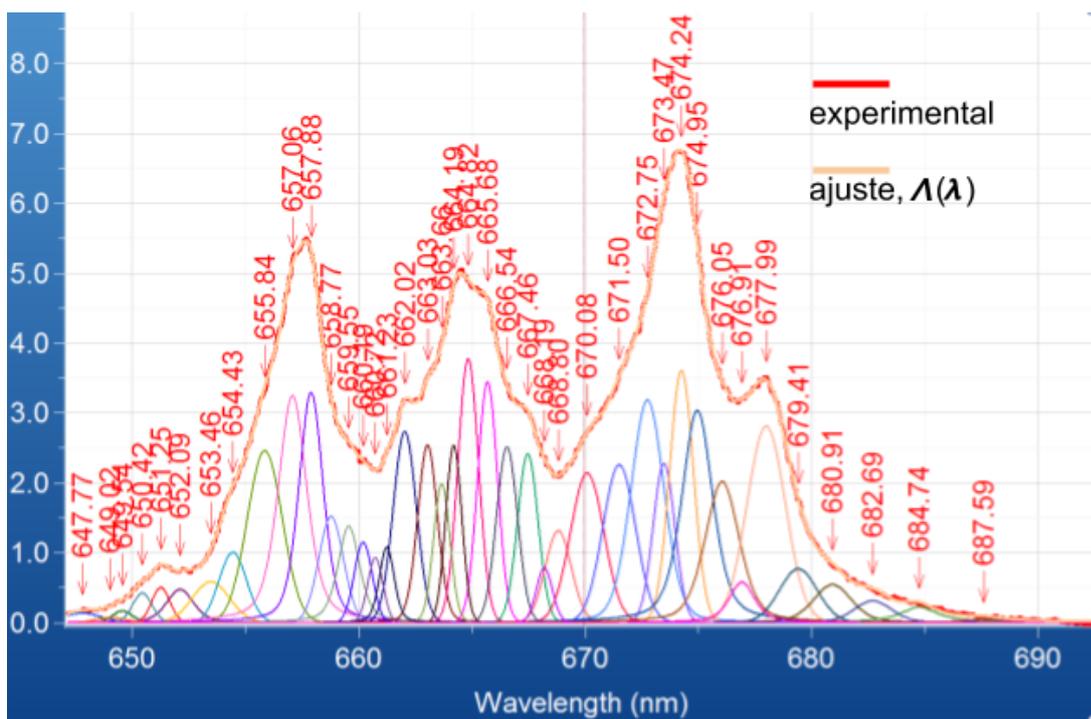
$$\text{ruido} = \frac{\langle |I(E[k+1]) - I(E[k])| \rangle}{4}$$

donde el promedio se calculó sobre los n datos.

Finalmente la bondad del ajuste se midió, naturalmente, en términos de $\frac{\chi^2}{n[k] - M}$, siendo $n[k]$ el número de datos experimentales del espectro, en el que se ajustaron $M = 4N_p$ parámetros. Es decir que, para cada mapa espectral, la convergencia se estableció en la condición necesaria $\frac{\chi^2}{n[k] - M} \leq 1$ simultáneamente para todos los espectros del conjunto.

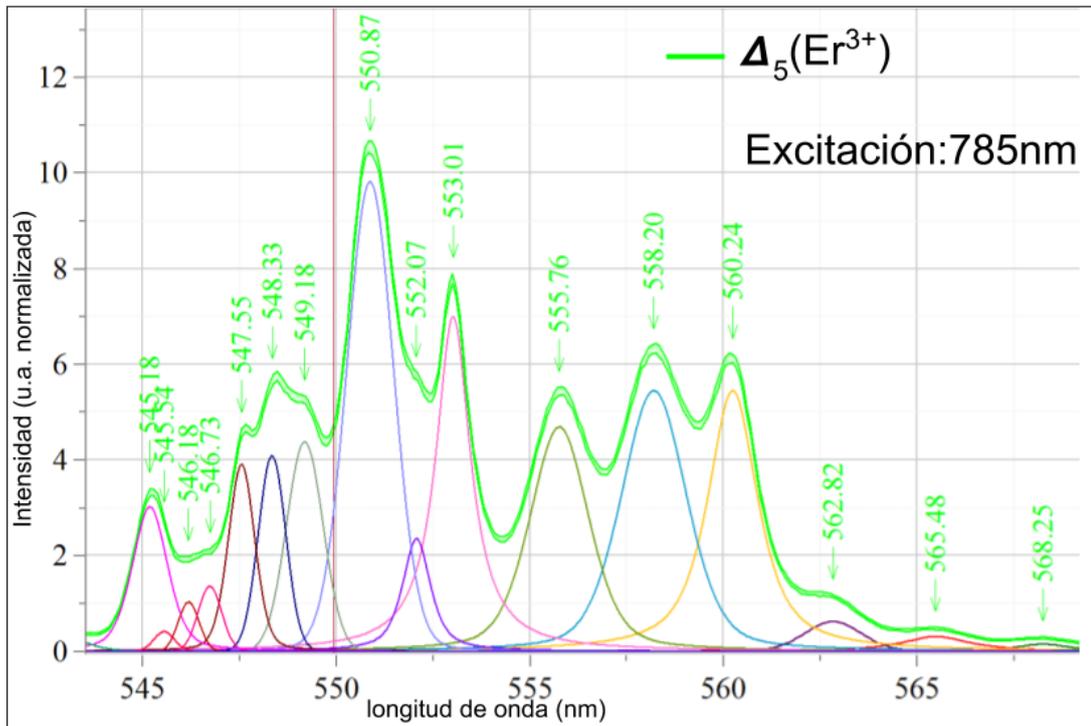


(a) Mapa de volumen, normalizados al área total, de 25 sitios distribuidos en una área de $\sim 20 \times 20 \mu\text{m}^2$ mostrada en la subfigura interior (arriba a la derecha). Los espectros de los distintos sitios quedan delimitados en la zona sombreada con rosa, por las curvas inferior y superior

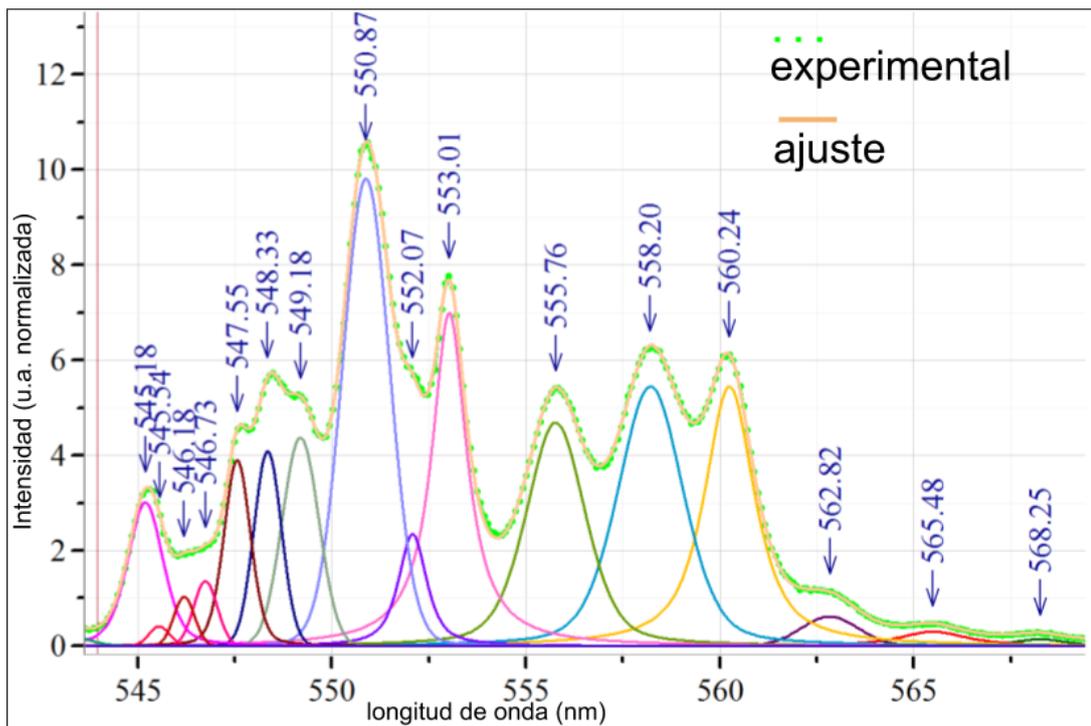


(b) Espectro bulk ajustado, correspondiente al sitio indicado en la subfigura interior a 11.7(a) (punto verde) ajustado con 40 picos *pseduo-Voigt*

Figura 11.7: Se presenta el ajuste de los picos $\Lambda^{(i)}(\lambda_i)$ asociados a las transiciones entre niveles Stark ${}^4F_{9/2}(\mu_i) \rightarrow {}^4I_{15/2}(\mu_j)(Er^{3+})$, con una variación del χ^2 de $0,81 < \chi^2 < 1,05$ en todo el mapa, y un error estándar del ajuste máximo de $0,026$ entre todos los sitios. El número de parámetros ajustados fue de $M = 120$.

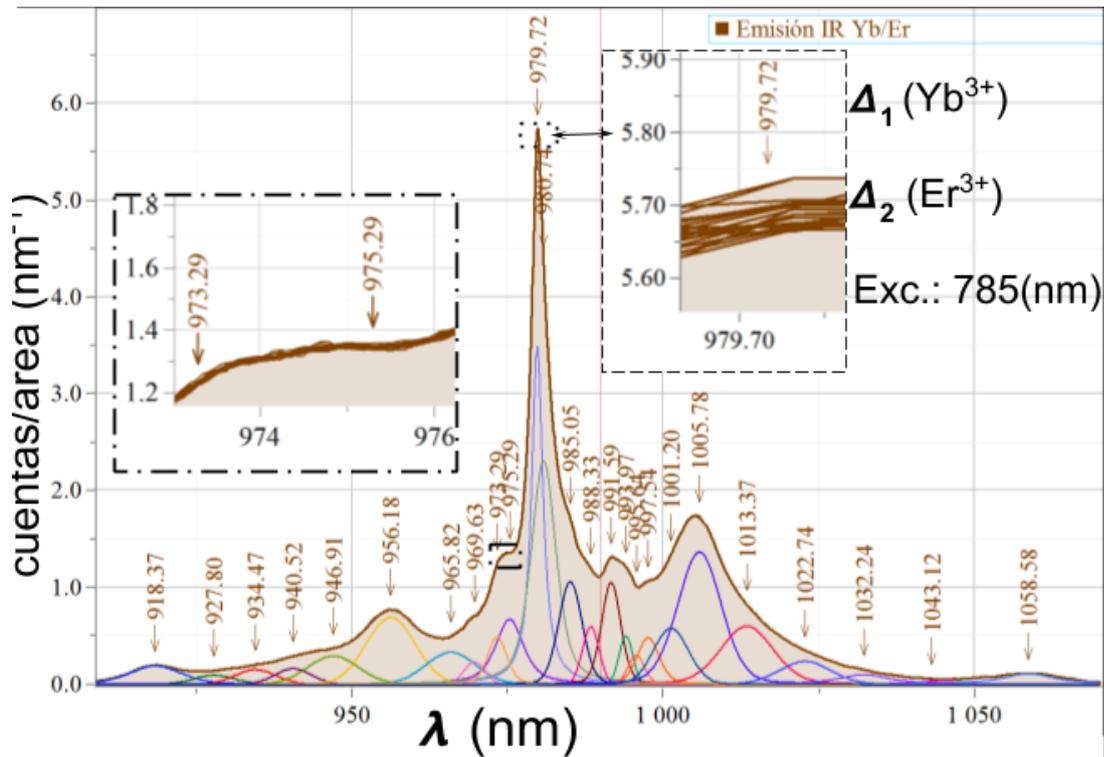


(a) Mapa de volumen correspondiente a la emisión por up-conversión, correspondiente a las transiciones desde $\Delta_5 : ^4 S_{13/2} \rightarrow ^4 I_{15/2}(Er^{3+})$. Se muestran por comodidad solo dos espectros correspondientes a los sitios con menor solapamiento espectral. El resto de los espectros se ubica en la zona intermedia. Para la adquisición se empleó ancho de ranura (slit) de $100 \mu m$, una red de $1200 l/mm$ y una apertura confocal (hole) de $500 \mu m$. La resolución espectral fue de $(1,5 - 1,8) cm^{-1}$.

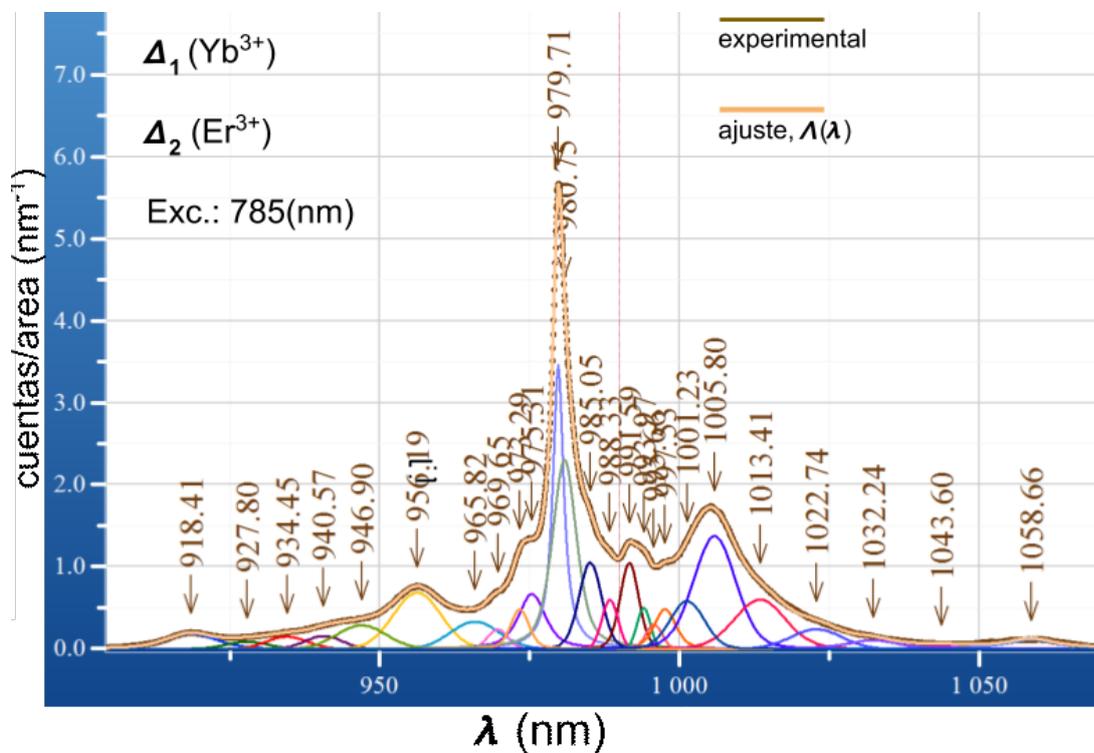


(b) Espectro de uno de los sitios (??), ajustado con 16 picos *pseudo*-Voigt en el rango espectral muestrado.

Figura 11.8: Se presentan los picos $\Lambda^{(i)}(\lambda_i)$ asociados a las transiciones entre niveles Stark $^4 S_{3/2}(\mu_i) \rightarrow ^4 I_{15/2}(\mu_j)(Er^{3+})$, ajustados con una variación de χ^2 acotado en todo el mapa en $0,09 < \chi^2 < 0,17$, y un error estándar del ajuste máximo de 0,016 entre todos los sitios. El número de parámetros ajustados fue $M = 172 = 4 \times 43$ para el total del rango de la emisión correspondiente



(a) Mapa μ -luminiscente de volumen de la emisión IR predominantemente de las transiciones Δ_1 del Yb^{3+} y con menor intensidad de la Δ_2 del Er^{3+} , de 24 sitios. Los espectros bulk fueron obtenidos a través de excitación con láser de 785 nm enfocado con el objetivo $100\times$ sobre un plano $3\ \mu\text{m}$ debajo de la superficie. Para la adquisición se empleó ancho de ranura (*slit*) de $50\ \mu\text{m}$, una red de $1200\ \text{l.mm}^{-1}$ y una apertura confocal (*hole*) de $500\ \mu\text{m}$. La resolución espectral fue de $\sim 0,5\ \text{cm}^{-1}$. Dado el grado de solapamiento de los mapas en este caso, se han magnificado ilustrativamente el hombro centrado en alrededor de 974 nm y el pico centrado en 979,72 nm para visualizar las curvas correspondientes a los distintos espectros superpuestos



(b) Espectro de uno de los sitios (11.9(a)), ajustado con 25 picos *pseudo*-Voigt

Figura 11.9: Se presentan los picos $V^{(i)}(\lambda_i)$ asociados principalmente a las transiciones Stark ${}^2F_{5/2}(\mu_i) \rightarrow {}^2F_{7/2}(\mu_j)(\text{Yb}^{3+})$, ajustados con una variación de χ^2 acotado en todo el mapa en $1,5 < \chi^2 < 2$, y un error estándar de ajuste máximo de 7×10^{-3} para todos los sitios. El número de parámetros ajustados fue $M = 75$.

Para la emisión IR, fue predominante la emisión del Yb^{3+} . Fueron necesarios más picos que las correspondientes las transiciones Δ_1 de este ion, pero menos que las totales esperadas (8.1) incluyendo las transiciones Δ_2 , dado que con las líneas Stark del Er^{3+} (Δ_2) son mucho menos intensas.

Se consideraron los picos principales en cada uno de los mapas de volumen. En las tablas 11.3 y 11.4 se presentan las tablas resumiendo los valores de los parámetros $\gamma^{(i)}$ de los picos principales, correspondientes a las transiciones $\Delta_1 : \Delta_2$ y Δ_5 respectivamente.

Las distribuciones estadísticas de los parámetros $\{\gamma^{(i)} = p^{(i)}, a^{(i)}, w^{(i)}, g^{(i)}\}$ ajustados en los mapas de volumen resultaron estar, dependiendo del pico (indexado con el superíndice (i)) más o menos alejadas de una distribución normal. Dependiendo del tipo de distribución, se asignó un intervalo de incertidumbre (debido a las fluctuaciones asociadas a la existencia de multisitios) para cada parámetro. Para los parámetros que seguían distribuciones normales o *cuasi*-normales se asignó naturalmente una incertidumbre de $\pm 2\sigma_{\gamma^{(i)}}^v$ intrínseca al ion en volumen (v) del cristal (la llamaremos *natural*), asociada al parámetro $\gamma^{(i)}$ (correspondiente al pico i -ésimo). Para los que poseía distribuciones no normales monomodales se tomó una incertidumbre *natural* de $\pm 3\sigma_{\gamma^{(i)}}^v$ y para las bimodales se consideró desviación la mitad de desviación estadística máxima $\frac{1}{2}\delta_{\gamma^{(i)}}$, como intervalo natural.

B.2. Mapas μ -luminiscentes en guías

Para realizar los ajustes en guías de los parámetros $\{\gamma_g^{(i)}\}$ la iteración de cálculo para reducción de mínimos cuadrados se realizó inicializando los parámetros obtenidos en cualquiera de los espectros del mapa de volumen para la misma transición, es decir se emplearon como punto de partida del cálculo los mismos picos (N_p) empleados en los ajustes de volumen según la emisión estudiada, para todos los sitios (M) de la sección transversal escaneada. Una vez realizados los ajustes del mapa de la guía, se identificaron los sitios o regiones que mostraron variaciones espectrales respecto de los parámetros de volumen. A continuación se analizarán algunas observaciones experimentales encontradas en las guías g7 y g8.

En las figuras 11.10, 11.11 se muestran los mapas μ -luminiscentes normalizados correspondientes a las emisiones Δ_5 (UPC) y Δ_6 de la sección transversal de la guía fabricada con menor energía y polarización de escritura longitudinal, g8 (ver 9.11).

Para elucidar el efecto del estrés inducido por la interacción de los PLFS con la red cristalina sobre las distintas bandas luminiscentes (inter-Stark), se consideraron las incertidumbres naturales (definidas en la sección anterior) asociadas a cada uno de los picos pseudo-Voigt debido a los ensanchamientos y corrimientos por la existencia de multisitios o clústers a los cuales los iones Er^{3+} e Yb^{3+} son sensibles.

Cuadro 11.3: Valores estadísticos correspondientes a los parámetros de los picos principales en la emisión Δ_1 (Yb^{3+}) en volumen, determinados a partir de un mapa de 29 sitios elegidos aleatoriamente en una región de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ del canto del cristal, transversal a las guías.

N=29	$\langle p^{(i)} \rangle$					$\langle w^{(i)} \rangle$					$\langle a^{(i)} \rangle$				$\langle g^{(i)} \rangle$			$\langle \text{area}^{(i)} \rangle$		
	[nm]	[cm^{-1}]	σ_p [cm^{-1}]	δ_p [cm^{-1}]		[nm]	[cm^{-1}]	σ_w [cm^{-1}]	δ_w [cm^{-1}]		a.u.	σ_a	δ_a		σ_g	δ_g	u.a.	σ_{ar} u.a.	δ_{ar} u.a.	
p4	956,78	10451,7	0,4	1,3	w4	8,90	97,2	0,5	2,2	a4	0,6	0,00	0,01	g4	1,0	0,00	0,00	67,0	0,40	1,95
p18	973,48	10272,5	0,2	1,1	w18	4,16	43,9	0,6	2,4	a18	0,6	0,00	0,01	g18	1,0	0,01	0,05	30,5	0,52	2,09
p24	976,88	10236,7	0,3	1,1	w24	6,53	68,4	0,5	1,9	a24	0,7	0,01	0,02	g24	1,0	0,00	0,00	51,6	0,46	1,98
p6	979,70	10207,2	0,1	0,2	w6	2,03	21,2	0,1	0,6	a6	2,9	0,02	0,06	g6	0,0	0,00	0,00	94,5	1,1	4,8
p7	980,50	10198,9	0,1	0,60	w7	3,82	39,7	0,2	0,9	a7	2,2	0,01	0,03	g7	0,7	0,04	0,17	102,9	1,2	5,6
p14	1005,44	9945,9	0,1	0,42	w14	7,11	70,3	0,3	1,2	a14	1,1	0,00	0,01	g14	1,0	0,00	0,00	83,5	0,29	1,00

Cuadro 11.4: Valores estadísticos correspondientes a los parámetros de los picos principales en la emisión Δ_5 (Er^{3+}) en volumen, determinados a partir de un mapa de 48 sitios elegidos aleatoriamente en una región de $16 \times 18 \mu\text{m}^2$ del canto del cristal, transversal a las guías.

N=48	$\langle p^{(i)} \rangle$					$\langle w^{(i)} \rangle$					$\langle a^{(i)} \rangle$				$\langle g^{(i)} \rangle$			$\langle \text{area}^{(i)} \rangle$		
	[nm]	[cm^{-1}]	σ_p [cm^{-1}]	δ_p [cm^{-1}]		[nm]	[cm^{-1}]	σ_w [cm^{-1}]	δ_w [cm^{-1}]		a.u.	σ_a	δ_a		σ_g	δ_g	u.a.	σ_{ar} u.a.	δ_{ar} u.a.	
p13	547,54	18263,3	0,0	0,0	w13	0,8	27,0	0,0	0,0	a13	3,9	0,0	0,0	g13	0,76	0,0	0,0	125,22	0,00	0,00
p12	548,33	18237,1	0,0	0,0	w12	0,8	27,8	0,0	0,0	a12	4,1	0,0	0,0	g12	0,97	0,0	0,0	123,00	0,00	0,00
p11	549,17	18209,0	0,0	0,0	w11	1,1	37,0	0,0	0,0	a11	4,4	0,0	0,0	g11	1,00	0,0	0,0	172,45	0,00	0,00
p7	555,75	17993,5	0,0	0,0	w7	1,8	57,2	0,0	0,0	a7	4,7	0,0	0,0	g7	0,63	0,0	0,0	340,50	0,00	0,00
p6	558,22	17914,7	0,0	0,0	w6	2,0	63,82	0,0	0,0	a6	5,5	0,0	0,0	g6	0,68	0,0	0,0	424,90	0,00	0,00
p5	560,23	17849,6	0,0	0,0	w5	1,5	48,8	0,0	0,0	a5	5,5	0,0	0,0	g5	0,23	0,0	0,0	383,95	0,0	0,0

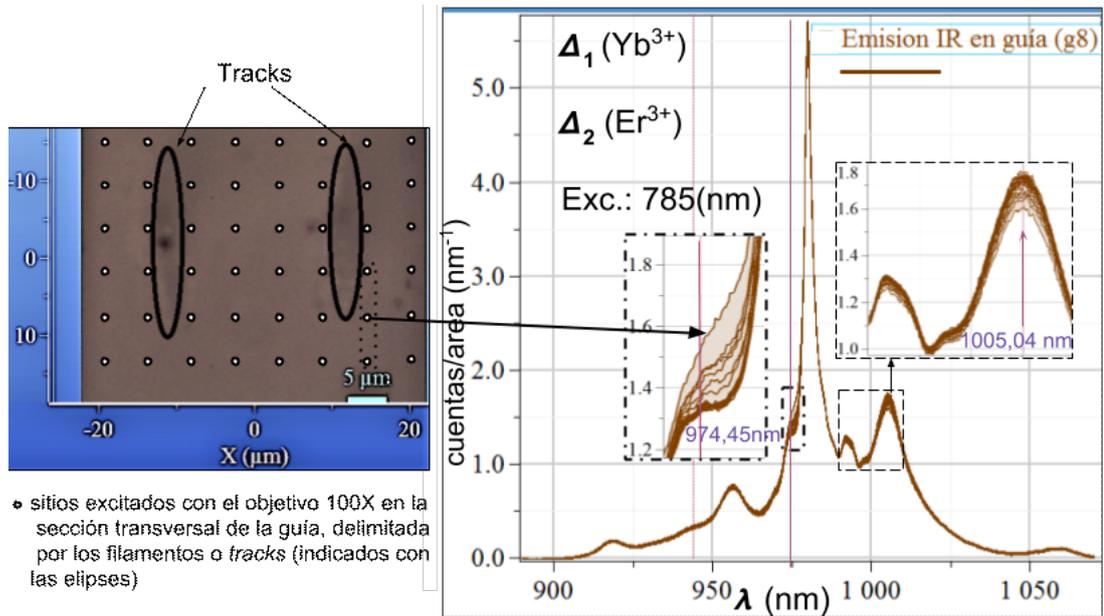


Figura 11.10: Mapa espectral de la sección transversal de la guía g8 ($e_p = 1\mu J$, V_{II}) correspondiente a la banda IR (transiciones $\Delta_1 : \Delta_2$). Se evidencian distorsiones (respecto al mapa de volumen en el hombro centrado en ~ 974 nm de longitud de onda y variaciones de intensidad en otros picos indicados. Las variaciones se corresponden a sitios localizados en las zonas indicadas en la figura de la izquierda, cercanas a los filamentos

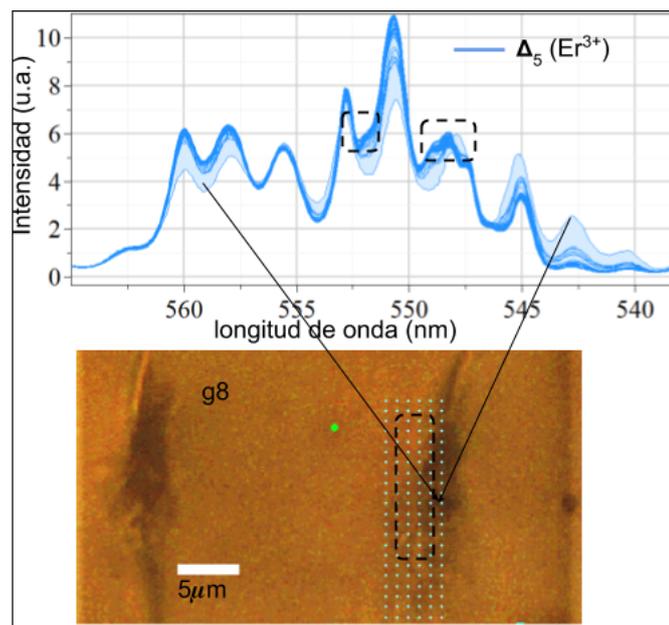


Figura 11.11: Mapa espectral (normalizado de la transición $\Delta_5(Er^{3+})$ en la vecindad de uno de los filamentos de la guía g8 ($e_p = 1\mu J$, V_{II}) correspondiente a la banda IR (transiciones $\Delta_1 : \Delta_2$). Las flechas indican el espectro de mayor distorsión relativo al resto, que se corresponde con un sitio dentro de la zona de filamentación. En recuadros a línea a trazo se indican las porciones del espectro que sufren las variaciones más apreciables.

A continuación se muestran los resultados más destacados encontrados en los mapas de guías, y fundamentalmente se describe la forma de explorar las variaciones específicas de los parámetros de los picos relativos tanto al volumen como sitios dentro de la misma sección transversal de las guías.

Se construyeron los mapas espectrales de los picos que exhibían por inspección ocular mayor distorsión y se incluyen las barras de error a través de la incertidumbre natural referida a los estimadores estadísticos y el criterio descrito en el apartado II de este mismo capítulo. En las figuras 11.12 y 11.13 se presentan mapas horizontales de

los parámetros $\{\gamma_g^{(9)}\}$ y $\{\gamma_g^{(24)}\}$ respectivamente, en la sección transversal de la guía $g7$ ($\epsilon_p = 1, 2\mu J, V_s$), correspondientes a los picos que componen el hombro centrado en 974 nm de longitud de onda de las emisiones $\Delta_1 : \Delta_2$. En todos los casos se incluye el valor promedio del parámetro ajustado en mapas de volumen, con su correspondiente barra de incertidumbre. Los sitios de la matriz quedan indexados con las columnas c_1 a c_{11} y las tres filas, z_1, z_2 y z_3 (coordenadas verticales).

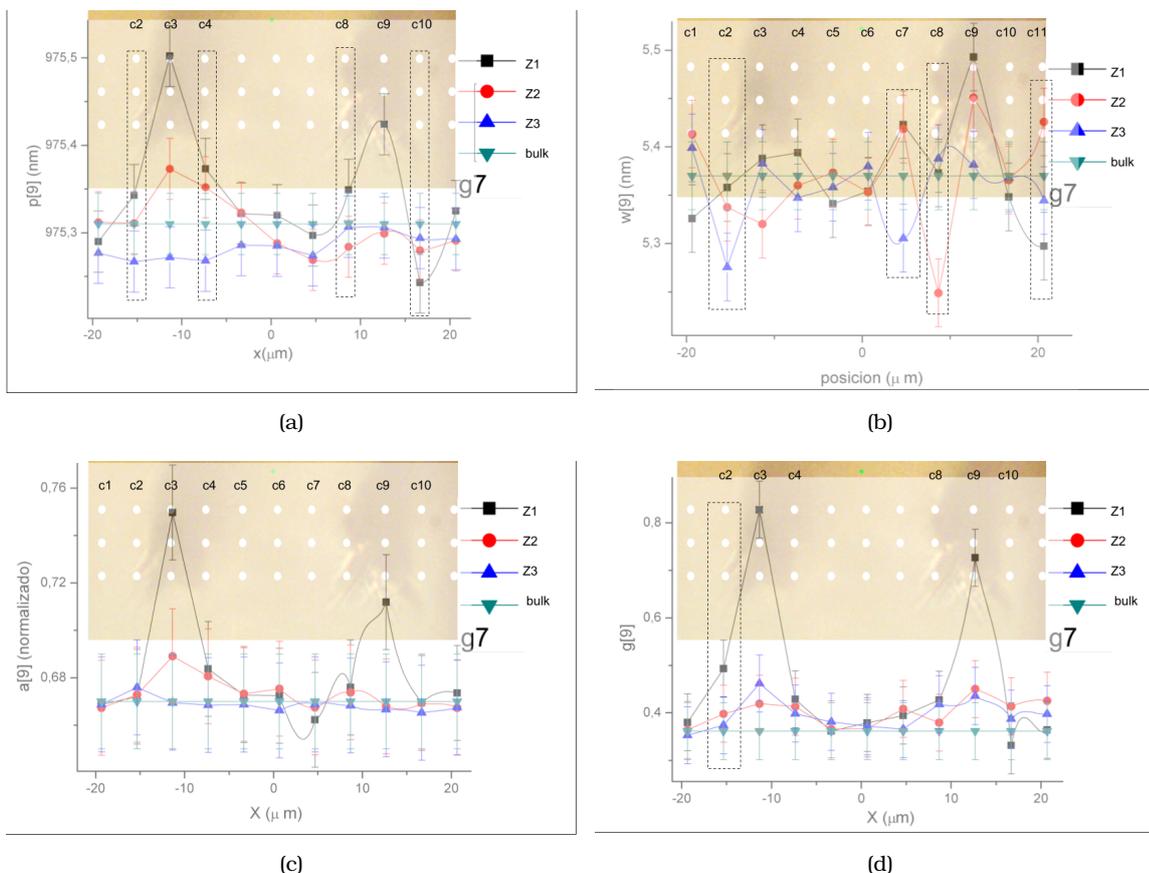


Figura 11.12: Mapas de los parámetros ajustados $\{\gamma_g^{(9)}\}$ del pico $p[9]$, para tres posiciones verticales (z_1, z_2 y z_3), correspondientes a la sección transversal de la guía $g7$. Esta se muestra a escala superpuesta a la gráfica, mediante una micrografía adquirida con un objetivo 100X Olympus de $A.N = 0,9$ en el plano de excitación confocal.

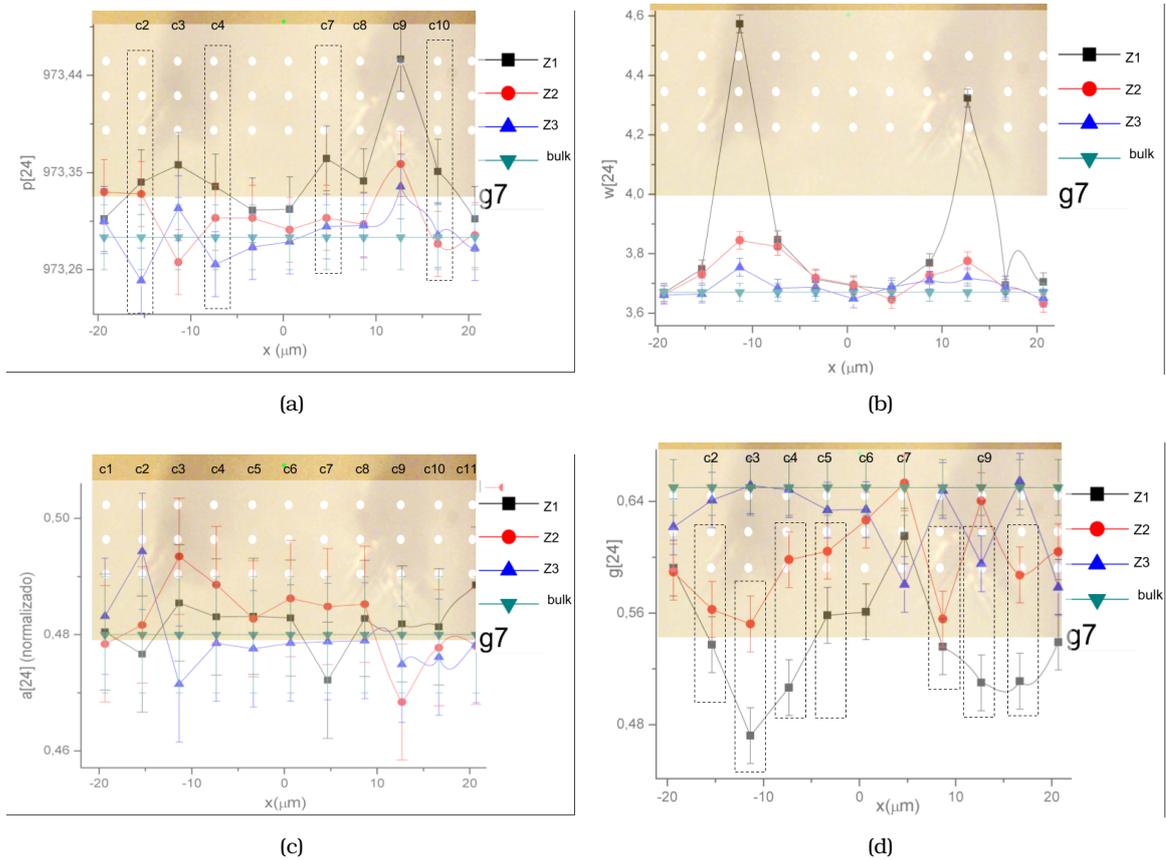


Figura 11.13: Mapas de los parámetros ajustados $\{\gamma_g^{(24)}\}$ del pico p[24], correspondientes a la sección transversal de la guía g7. Esta se muestra a escala superpuesta a la gráfica, mediante una micrografía adquirida con un objetivo 100X Olympus de A.N= 0,9 en el plano de excitación confocal. Se incluye el valor promedio obtenido para *bulk* como referencia. Esta se muestra a escala superpuesta a la gráfica, mediante una micrografía adquirida con un objetivo 100X Olympus de A.N= 0,9 en el plano de excitación confocal

Se observa claramente que la zona más afectada es la zona de filamentación (columnas c3 y c9), donde aparecen corrimientos de las posiciones de los picos acompañados de ensanchamientos de los mismos. Esto es esperable en la zona directa de irradiación de los PLFS, donde se ocurre amorfización del material. No obstante, al contrario de lo esperado, la intensidad relativa aumenta en la zona amorfa, lo cual debería estar acompañado por lo tanto de una disminución relativa de la intensidad de otros picos. Por otro lado, aunque no tan apreciables a simple vista, se pueden observar, con mayor detenimiento, algunas variaciones de los parámetros comparando entre sitios de la misma columna así como con respecto a los valores de *bulk*. Podemos mencionar particularmente las columnas de interés adyacentes a los filamentos tanto internas (c4 y c8) como externas (c2 y c10).

Incluso considerando la incertidumbre, los valores para una columna pueden diferenciarse. Por ejemplo para las posiciones de los picos p[9] y p[24] en la columna c4 de las figuras 11.12(a) y 11.13(a) respectivamente, se diferencian comparando sus valores entre z1 y z3, mientras que en la columna c8 solo se exhibe esta variación en el pico p[9].

Para visualizar con mayor detalle las variaciones espectrales se presentan a continuación mapas horizontales y verticales con una separación entre sitios del orden de la resolución óptica empleada ($1\mu\text{m}$, correspondientes a la región próxima a los filamentos).

En las figuras 11.15 y 11.14 se muestran los mapas de la posición (p), ancho (w) y amplitud (a) del pico centrado en $976,88\text{nm}$ ($10236,7\text{cm}^{-1}$) correspondientes a la zona

próxima a los filamentos como se indica en las figuras. Este pico es el correspondiente al hombro distorsionado, mostrado en la figura 11.10. El valor medio de g en toda la región resultó ser 0,9999 con una desviación estándar de 10^{-3} , es decir, es un pico gaussiano al igual que en volumen.

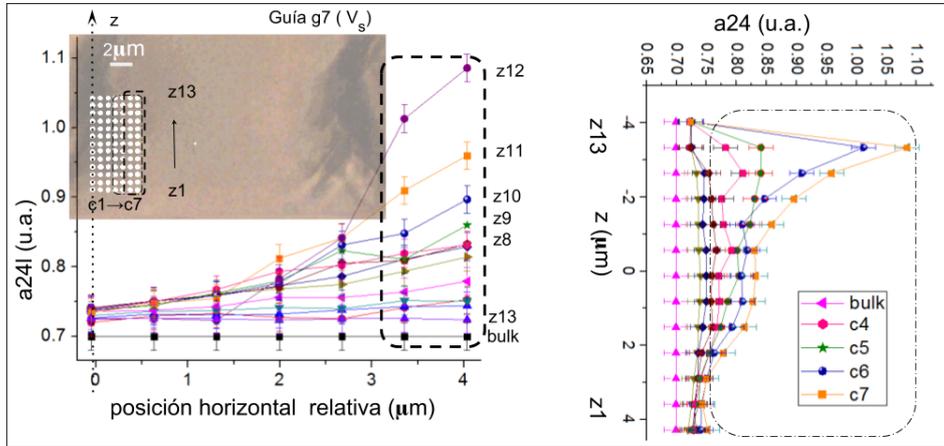


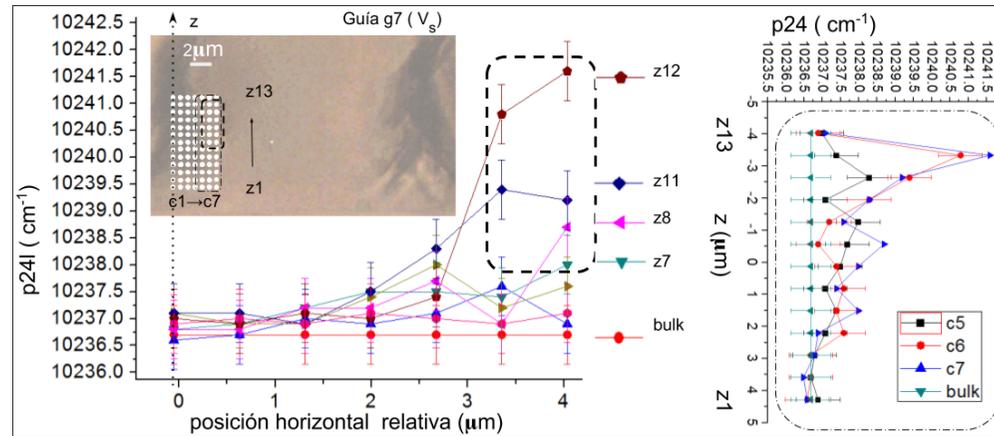
Figura 11.14: Mapas de la amplitud del pico centrado $10236,7\text{cm}^{-1}$ asociado a la emisión IR del ion Yb. La matriz de sitios en la región del filamento, se indica en la figura con las coordenadas $(c_i:z_j)$ $i = 1\dots,7; j = 1\dots,13$. En la figura izquierda, se muestran los mapas horizontales dejando fija la posición vertical. En la figura de la derecha se muestran los mapas verticales correspondientes a todas las columnas. En ambas se incluye el valor promedio de la posición del pico obtenida para la emisión de volumen.

Estos mapas confirman las tendencias observadas en la figura 11.12, permitiendo discriminar con más precisión las variaciones localizadas del corrimiento de la posición del pico, hasta distancias de unas $3\mu\text{m}$ desde el borde del filamento. Se observan corrimientos positivos en energía, lo cual está de acuerdo con un aumento del campo cristalino y por lo tanto un ensanchamiento Stark mayor asociado al estrés en la vecindad del filamento. No obstante los anchos del mismo disminuyen, y siendo gaussiano ($g = 1$) esto estaría asociado al extinción de algunos fonones, que proveen un ensanchamiento homogéneo. La compresión localizada podría dar lugar a cierta disminución de simetría local en la dirección de vibración de alguno modos transversales o longitudinales. Simultáneamente se observa que las amplitudes de los picos aumentan relativamente en la misma región y relativo al bulk. Se comparó el área de este pico con la correspondiente al pico principal centrado en $979,7\text{nm}$ dado que este cual resultó ser fundamentalmente lorentziano y no está afectado por los multisitios ($g = 0$, ver tabla 11.3). En la tabla ?? se muestran el resultado. La relación de áreas se preserva respecto a la emisión en bulk. Esto concuerda con el hecho de que el aumento de la amplitud es acompañado con una reducción del ensanchamiento homogéneo en la zona de estrés, manteniendo la intensidad relativa respecto del espectro.

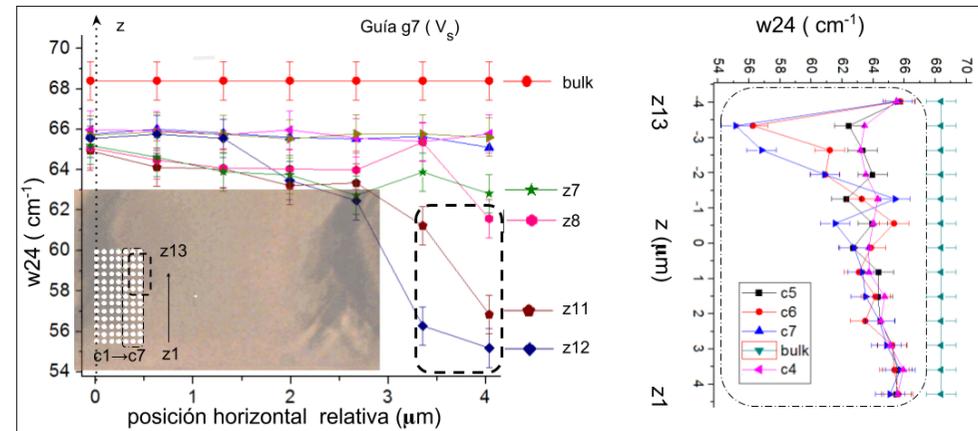
Cuadro 11.5: Cocientes entre el área del pico p24 centrado en $976,88\text{nm}$ en volumen y la del principal la correspondiente, en volumen y en el sitio de mayor corrimiento ubicado en la coordenada $(c7, z12)$.

	$A(p24)$	$A(p6)$	$A(p24)/A(p6)$
volumen	52 (1)	$94,5 \pm 2$, (5)	0,55(2)
guía7 $(c7, z12)$	52 (1)	$95,1 \pm 2$ (5)	0,55(2)

En la figuras ?? se muestran los resultados análogos obtenidos para la guía g8 (escrita con polarización longitudinal e igual energía que g7). En las zonas de corrimiento (positivo) del pico aparece una reducción del ancho correspondiente. Sin embargo la localización de las máximas variaciones espectrales se localizaron en la



(a) Mapa de la posición de p24 en el entorno del filamento de la guía g7, escrita con polarización transversal

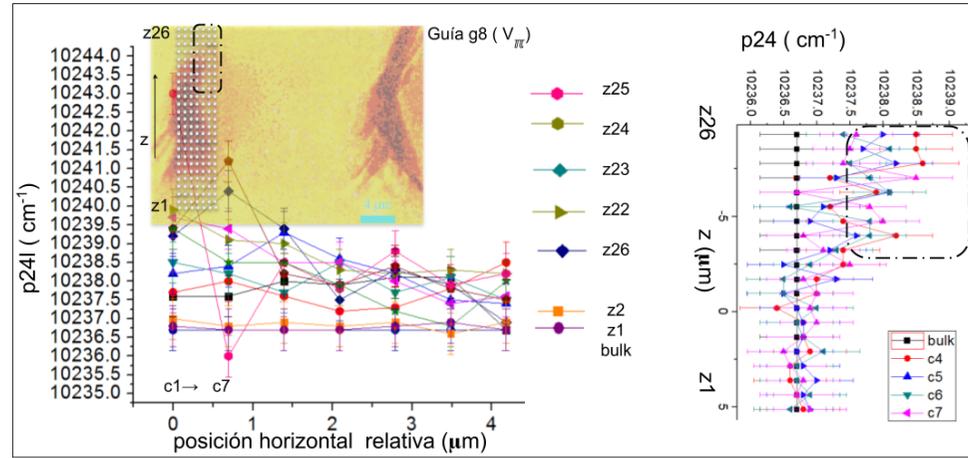


(b) Mapa del ancho $w4$ en el entorno del filamento de la guía g7

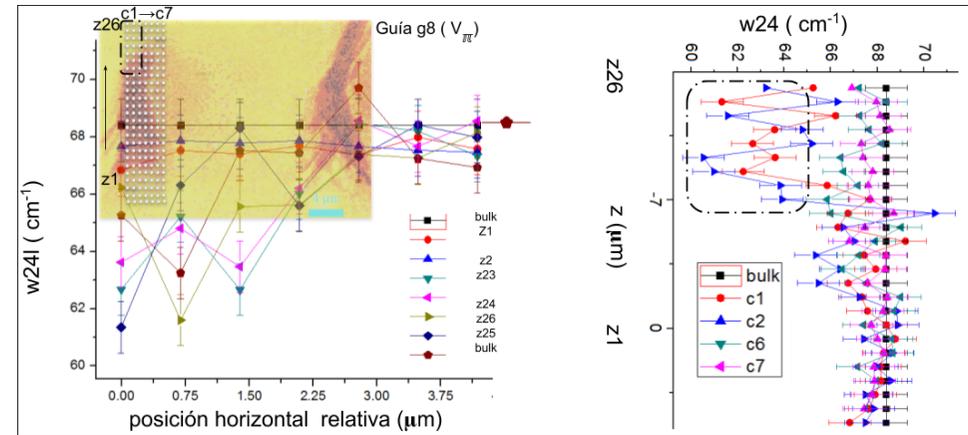
Figura 11.15: Se muestran los mapas de la posición del pico centrado $10236,7\text{cm}^{-1}$ (en volumen) asociado a la emisión IR del ion Yb (a) y de su correspondiente ancho $w24$, en la figura (b). Matriz de sitios en la región del filamento, se indica en la figura con las coordenadas $(c_i; z_j)$ $i = 1..,7; j = 1..,13$. En la figura izquierda, se muestran los mapas horizontales dejando fija la posición vertical. En la figura de la derecha se muestran los mapas verticales correspondientes a las últimas tres columnas ($c5, c6, c7$). En ambas se incluye el valor promedio de la posición del pico obtenida para volumen.

parte de incidencia de los pulsos láser y la distancia a la que se encuentran, respecto de los filamentos son menores en la guía g7. Mientras que en la guía g8 las variaciones espectrales se observaron en la vecindad de la zona de incidencia de los pulsos láser y muy próximo a los filamentos en la guía g7 se localizan en la región media del filamento hacia el canal de la guía hasta unos $3 \mu\text{m}$ de distancia del borde interno del filamento. Este resultado, muestra una relación entre la polarización de escritura y el alcance de la onda de choque generadas por la interacción con los pulsos. Esto podría explicarse en términos de la forma que se establece la explosión de Coulomb despendiendo de la polarización. La densidad electrónica de electrones, que quedan confinados en el volumen focal dentro del plasma generado con polarización transversal a la dirección de propagación de los PLFS parece generar una presión de mayor alcance. Este tipo de mapeos y análisis de alta resolución pueden proveer información local sobre el alcance de la onda de choque debido al procesado láser, dada por la ecuación 4.15 y a partir de la misma estimar el orden de magnitud de las presiones ejercidas en el entorno del volumen focal y por lo tanto, via un modelo adecuado, estimar el gradiente del índice de refracción en la frontera interna del filamento.

Los resultados de la sección anterior muestran, en una primera aproximación, que es posible identificar variaciones específicas espectrales asociados a las transiciones inter Stark de los iones Er Yb embebidos en guías doble track, en la vecindad de los filamentos. Estas variaciones están asociadas a las modificaciones microestructurales inducidas por la onda de choque generada por los plfs. Cualquier corrimiento energético de los picos, puede emplearse para estimar variaciones en los parámetros de campo cristalino, $\{B_k^l\}$ (ver ecuación 5.19a) del término perturbativo que proporciona los niveles Stark. A su vez, los índices k y l quedan restringidas a las simetrías de los sitios cristalinos. Cualquier tendencia de disminución de la simetría inducida localmente por estrés deberá manifestarse a través de las variaciones en dichos coeficientes, los cuales pueden ajustarse experimentalmente [11.1].



(a) Mapa de la posición de $p24$ en el entorno del filamento de la guía $g8$, escrita con polarización longitudinal



(b) Mapa del ancho $w4$ en el entorno del filamento de la guía $g8$

Figura 11.16: Se muestran los mapas de la posición del pico centrado $10236,7\text{cm}^{-1}$ (en volumen) asociado a la emisión IR del ion Yb (a) y de su correspondiente ancho $w24$, en la figura (b). La matriz de sitios en la región del filamento, se indican en las figuras con las coordenadas $(ci:zj)$ $i = 1\dots,7; j = 1\dots,26$. En la figura izquierda, se muestran los mapas horizontales dejando fija la posición vertical. En las subfigura derechas se muestran los mapas verticales correspondientes a las últimas tres columnas ($c4, c5, c6, c7$). En ambas se incluye el valor promedio de la posición del pico obtenida para volumen.

Bibliografía

- [11.1] BURDICK, G. W., GRUBER, J. B., NASH, K. L., CHANDRA, S., AND SARDAR, D. K. Analyses of 4f11 energy levels and transition intensities between stark levels of er³⁺ in y₃al₅o₁₂. *Spectroscopy Letters* 43, 5 (2010), 406–422.
- [11.2] CANTELAR, E., AND CUSSÓ, F. Dynamics of the yb³⁺ to er³⁺ energy transfer in linbo₃. *Applied Physics B: Lasers and Optics* 69, 1 (jul 1999), 29–33.

Parte V

Conclusiones

Conclusiones particulares

Se han podido caracterizar por primera vez guías ópticas de interés en fotónica fabricadas mediante FLDW en los cristales dopados $\text{Cr}_{1\%}:\text{LiSrF}_6$ (CrLiSAF, corte-x) por un lado, y $\text{Er}_{0,5\%}:\text{Yb}_{0,5\%}:\text{LiNbO}_3$ corte-z (composición de niobato congruente) por otro. Se realizaron caracterizaciones de guiado mediante técnicas convencionales exitosamente y adicionalmente se realizaron caracterizaciones espectroscópicas macro y microscópicas. A partir de las observaciones experimentales realizadas en este trabajo podemos concluir puntualmente:

I. Fabricación y caracterización:

Resultó factible la fabricación de guías ópticas tipo II en ambos materiales luminiscentes, microestructuradas mediante la técnica de escritura directa por pulsos láser de femtosegundos (PLFS) bajo la aproximación de doble-línea, en el régimen de baja repetición (1kHz) de pulsos de $\sim 120\text{fs}$ y velocidades de escritura transversal del orden de $30\mu\text{/s}$ con apertura numérica de enfoque 0,4 .

En esas condiciones de escritura se demostró que:

a) En el cristal de Cr:LiSAF:

- 1) Las guías resultaron monomodo a las longitud de onda de interés (para bombeo láser con diodo en el rango $\sim 630 - 650\text{nm}$), para fluencias de escritura de entre 420 y 640 J/cm^2 (2 y $3\text{ }\mu\text{J}$ por pulso) presentando un corte por debajo de los 250 J/cm^2 (ausencia de filamentación) y carácter multimodal para fluencias de escritura de entre 520 y 1400 J/cm^2 . Estos valores son relativamente elevados respecto los empleados con FLWD en otro materiales (como en el LiNbO_3), lo cual es esperable debido a la estructura de banda del LiSAF con *gap* prohibido notablemente superior, lo que exige intensidades superiores para promover la absorción multifotónica de los pulsos ultracortos y así inducir breakdown óptico para generar las guías.
- 2) Para la longitud de onda de interés láser, se admitieron ambas polarizaciones de guiado cuasi-TE y cuasi-TM siendo la propagación del primero más eficiente (con el campo eléctrico \parallel al eje x del cristal). Se encontró una relación de cuasi-coherencia entre estos dos modos fundamentales soportados lo que permite potencialmente estudiar cuantitativamente la birrefringencia inducida por el procesado con los pulsos láser para cuantificar el estrés uni o biaxial inducido por la onda de choque la cual es generada por el plasma durante el procesado láser con los PLFS.
- 3) Las pérdidas intrínsecas por propagación pudieron ser medidas aproximadamente (error menor al 20%), acotándose superiormente a un valor de $1,3\text{ dB/cm}$ para el modo cuasi-TM (el menos eficiente) a una longitud de onda de 1550 nm , lo que representa un valor muy aceptable superando las reportadas previamente asociadas a micro-guías acanala-das fabricadas en CrLiSAF por implantación iónica ?? como fuentes de gran ancho de banda.

b) *En el sistema ErYbLNB (corte z):*

- 1) Se fabricaron guías ópticas en el rango de fluencias de 200 a 300 J/cm^2 con una variación estructural en la filamentación según la polarización de escritura. Las guías fabricadas con polarización transversal a la dirección al eje de la guía, presentan una estructura de borde (filamento) menos definida que las guías fabricadas con polarización longitudinal. Sin embargo, en primera aproximación la performance de guiado no se ve alterada por esta diferenciación en la calidad de borde. Los modos más simétricos y con menor campo evanescente visible se corresponden con las guías fabricadas con menor energía por pulso ($e_p = 1\mu J$, fluencia = 200 J/cm^2).
- 2) Se probó la admisión de ambas polarizaciones de guiado para las guías en la banda C de interés tecnológico siendo el modo cuasi-TM más eficiente que el cuasi-TE, a través de la medición de modos guiados correspondientes a las emisiones luminiscentes π y σ (respectivamente) asociadas a las transiciones inter-Stark ${}^4I_{13/2}(Y_i) \rightarrow {}^4I_{15/2}(Z_k)$. El autoconfinamiento luminiscente prueba la validez de la aproximación escalar para el cálculo de los modos permitiendo la posibilidad de emplear métodos de reconstrucción del índice de refracción basados en la ecuación de Helmholtz.
- 3) Se determinaron las pérdidas por propagación a la longitud de onda de 1551nm (de interés para amplificación óptica y emisión láser) resultando por debajo de 1 dB/cm para el modo menos eficiente (cuasi-TE).

En vista de estos resultados experimentales se abre la posibilidad de investigar (desde el punto de vista tecnológico) propiedades de emisión láser en las guías fabricadas mediante pulsos de femtosegundos en CrLiSAF así como de amplificación óptica en ErYbLNB, sugiriéndose explorar en este último sistema distintas concentraciones de Yb. Desde el punto de vista fundamental, estos resultados abren la posibilidad de investigar con mayor profundidad las variaciones de estrés inducidas en cristales considerando por ejemplo la reconstrucción del índice de refracción para ambas polarizaciones de guiado.

Finalmente se discutió la necesidad de incluir en el proceso de reconstrucción del índice de refracción al campo evanescente, aportando una propuesta basada en la reconstrucción inversa de la ecuación de Helmholtz pero que permite extraer información sobre la constante de propagación así como de la simetría de la guía y potencialmente verificar la aplicabilidad del método del índice efectivo según la condición de separabilidad de variables exigida por el mismo. En esta propuesta, se parametrizó el error cometido numéricamente en un esquema experimental limitado por error de cuantificación para la medición de las distribuciones de campo modal.

II. Caracterización espectroscópica en guías

a) Emisión macroscópica

Se han podido comparar las vidas medias de las transiciones vibrónicas de interés correspondientes a los iones en el volumen con las promediadas sobre la de los iones embebidos en el canal óptico de las guías fabricadas. La vida media de la transición vibrónica ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ en CrLiSAF permanece inalterada dentro de la baja incertidumbre experimental obtenida en los iones excitados en guías. Esto muestra que el promedio de estrés en todo el canal, generado por la onda de choque durante la interacción con los pulsos es suficientemente bajo como para no afectar el campo cristalino ejercido sobre electrones 3d de las impurezas de Cr^{3+} o bien que las modificaciones

estructurales o deformaciones por el procesado láser se hallan fundamentalmente bien localizadas y acotadas cerca de los filamentos. Respecto de las vidas medias de las correspondientes a las transiciones inter Stark de los iones Er^{3+} e Yb^{3+} se han observado leves variaciones, aunque no significativas en las correspondientes a las emisiones IR del Er/Yb (centradas en 980 y 1550 nm de longitud de onda) promediadas sobre las guías. Por otro lado, las formas de líneas de los espectros asociados a dichas transiciones permanecen esencialmente inalteradas en guías mostrándose solo una leve modificación en la relación (emisión verde)/(emisión roja) correspondientes al proceso de conversión ascendente promovido por la transferencia de energía de los iones Yb excitados a los iones Er.

La conexión no radiativa de los niveles hipersensitivos ${}^2H_{11/2} : {}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ con el nivel ${}^4F_{9/2}$, estaría siendo afectada por los daños microestructurales de las guías a través de pequeños cambios en la estructura de fonones. En virtud de estas observaciones, podemos decir que, desde el punto de vista tecnológico el alto grado de preservación de las propiedades de los iones en guía respecto a los de volumen permite la proyección de guías fotónicas fabricadas por pulsos de fs en el ErYbLNB basadas en espectros conocidos de este sistema codopado.

b) Caracterización μ -luminiscente

Desde el punto de vista de estudios fundamentales, los mapas espectrales μ -luminiscentes ha provisto parcialmente información sobre la estructuración de las guías por pulsos ultracortos en los materiales empleados.

En el caso del CrLiSAF, la preservación espectral observable entre emisión de volumen y emisión en guía para la transición vibrónica ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2(\text{Cr}^{3+})$ con la resolución provista por la espectroscopía confocal, permitió acotar superiormente, bajo un modelo simple basado en la estructura de niveles predicha por la teoría de campo cristalino, el estrés inducido a menos de 10MPa dentro del canal óptico de las guías. Para el caso de las guías en Er/YbLNB el escaneo μ -luminiscente, se ha desarrollado un procedimiento simple considerando las fluctuaciones naturales asociadas a los multisitios del cristal, que permitió elucidar pequeñas fluctuaciones espectrales de los iones en guía respecto de los de volumen. Mediante el mismo se identificaron variaciones en transiciones específicas interStark, hallándose estas altamente localizadas cercanas a los filamentos estructurados con la interacción de los pulsos de fs. También se observó que dichas variaciones así como su extensión espacial relativa a los filamentos dependió de la polarización de escritura. La identificación de los corrimientos y reducción de los anchos de ciertos picos específicos permite considerar un escaneo de los parámetros de campo cristalino y los efectos de la onda de choque sobre ellos para reconstruir su propagación y alcance en la vecindad del volumen focal

La localización de las modificaciones cerca del borde pueden sugerir que exista una relación con la creación de condiciones específicas de frontera sobre el índice de refracción (gradiente de índice) que permitan explicar la propagación de ambas polarizaciones. Al mismo tiempo, el mapeo espectral microscópico de alta resolución permite como primera aproximación proyectar este método de escaneo, como una herramienta de trazabilidad del proceso de fabricación y posibles tratamientos térmicos de optimización por ejemplo.

Conclusiones generales y proyección del trabajo

Como conclusiones generales de este trabajo experimental podemos decir que, desde el punto de vista tecnológico se ha aplicado exitosamente por primera vez la técnica de escritura directa de con pulsos láser de femtosegundos para obtener ópticas guías tipo II en CrLiSAF y ErYb/LNB. En este sentido, los resultados de la caracterización (como las bajas pérdidas y la admisión de ambas polarizaciones de guiado) permite proyectar estos materiales como potencialmente explotables para la implementación de guías fotónicas con funcionalidades tanto pasivas como activas fabricadas mediante procesado láser. Por ejemplo para para ser exploradas como posibles microcavidades láser, fuentes sintonizables y micro divisores por polarización entre otros.

Desde el punto de vista fenomenológico podemos decir que se ha avanzado en la incorporación de herramientas para comprensión de las modificaciones estructurales y su relación con las variaciones del índice de refracción generadas por el procesado láser con pulsos de femtosegundos. Es posible considerar la cuantificación del grado de sensibilidad de la estructura de niveles de los iones de metales de transición y de tierras raras a cambios microscópicos en el cristal soporte, como herramienta para avanzar en el conocimiento sobre el mecanismo de transferencia de energía de los pulsos de femtosegundos hacia la red. Es necesario entonces resolver la brecha entre los efectos moleculares que podrían ser predichos por métodos computacionales como dinámica molecular o teoría de densidad funcional y los efectos modelados a escala micro y mesoscópica. Por ejemplo la investigación de la modificación los coeficientes del potencial para un campo cristalino débil ejercido sobre los electrones $4f^n$ de los iones de tierras raras y su correspondencia con variaciones de líneas espectrales inter Stark permitirían avanzar en ese sentido.

Sería posible mejorar la discriminación de fluctuaciones espectrales en la zona del canal óptico empleando espectroscopía polarizadas, tanto a nivel macro como microscópico. Esto también, combinado con estudios de campo cercano más profundos sobre el acoplamiento de los modos fundamentales TE y TM permitiría resolver aún más entonces la conexión entre el índice de refracción modificado y los mecanismos que lo inducen a través del procesado laser con pulsos ultracorto.

Apéndice A

Electromagnetismo

A. Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell macroscópicas en ausencia de cargas libres y corrientes libres (dieléctricos) se escriben en el SI:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot \bar{\epsilon} \mathbf{E} = 0 \quad (9.2aa)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \bar{\mu} \mathbf{H} = 0 \quad (9.2ab)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\bar{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (9.2ac)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \bar{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (9.2ad)$$

siendo \mathbf{E} el campo eléctrico, \mathbf{H} el campo magnético, \mathbf{D} el desplazamiento eléctrico y \mathbf{B} el campo de inducción magnética.

$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \bar{\epsilon}_r$ y $\bar{\mu} = \mu_0 \bar{\mu}_r$ son los tensores permitividad eléctrica y permeabilidad magnética respectivamente ¹

Y las condiciones de contorno en la interfase de dos medios (1) y (2) se escriben:

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} = \sigma_s \quad (9.2ba)$$

$$(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (9.2bb)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (9.2bc)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{K} \quad (9.2bd)$$

siendo σ_s y \mathbf{K} las densidades superficiales de carga y corriente respectivamente, y \mathbf{n} el vector normal a la interfase.

B. Demostración de la inviabilidad modos TE y TM puros en guías acanaladas

Considerando las ecuaciones 3.4, analicemos las soluciones con $E_z \equiv 0$ ó $H_z \equiv 0$, correspondientes a modos TE y TM respectivamente por definición.

Supongamos $E_z \equiv 0$. En ese caso, las ecuaciones 3.4 se reducen a:

$$-\left(\frac{\mu_0}{\epsilon}\right)^{1/2} \frac{k\beta}{\gamma^2} \hat{z} \cdot (\nabla_t H_z) \times \nabla_t \ln n^2 = 0 \quad (9.2ca)$$

¹ ϵ_r es la permitividad eléctrica relativa) μ_r es la permeabilidad magnética relativa.

$$(\nabla^2 + \gamma^2)H_z - \frac{n^2 k^2}{\gamma^2} \nabla_t H_z \cdot \nabla_t \ln n^2 = 0 \quad (9.2cb)$$

El miembro derecho de la ecuación 9.2ca será nulo si:

1) $\nabla_t H_z$ y $\nabla_t \ln n^2$ son paralelos.

o

2) $\nabla_t H_z \times \nabla_t \ln n^2$ es perpendicular al eje z.

El primer caso ocurre sólo en el caso de guías planas, ya que hay simetría en el eje y por ser infinita la guía en esa dirección. De modo que las variaciones del campo y del índice sólo se dan en el eje x. Con lo cual, el producto $\nabla_t H_z \times \nabla_t \ln n^2$ es idénticamente nulo y no hay inconsistencias en las ecuaciones a resolver buscando soluciones con $E_z \equiv 0$. Ahora bien, para el caso de guías acanaladas, ya no existe tal simetría, pero aunque los gradientes transversales ($\nabla_t H_z$) y $\nabla_t \ln n^2$ ya no son paralelos se mantienen en el plano xy, de modo su producto vectorial será paralelo al eje z. Así, el producto escalar $\hat{z} \cdot (\nabla_t H_z \times \nabla_t \ln n^2)$ no podrá ser nunca nulo y es inconsistente la ecuación 9.2ca con soluciones TE.

Análogamente, para el caso TM, suponiendo una solución con $H_z \equiv 0$ se llega a las siguientes ecuaciones:

$$(\nabla^2 + \gamma^2)E_z - \frac{\beta^2}{\gamma^2} \nabla_t E_z \cdot \nabla_t \ln n^2 = 0 \quad (9.2da)$$

$$- \left(\frac{\varepsilon}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{kn^2 \beta}{\gamma^2} \hat{z} \cdot (\nabla_t E_z \times \nabla_t \ln n^2) = 0 \quad (9.2db)$$

El miembro derecho de la ecuación ecuación 9.2db será nulo si:

1) $\nabla_t E_z$ y $\nabla_t \ln n^2$ son paralelos.

o

2) $\nabla_t E_z \times \nabla_t \ln n^2$ es perpendicular al eje z.

El primer caso ocurre trivialmente para guías planas, como en el caso TE por la simetría en el eje Y, como se explicó anteriormente. Para guías acanaladas el producto cruz da como resultado un vector paralelo al eje z, y de este modo es imposible anular $\hat{z} \cdot (\nabla_t E_z \times \nabla_t \ln n^2)$. Así, la hipótesis $H_z \equiv 0$ es inviable.