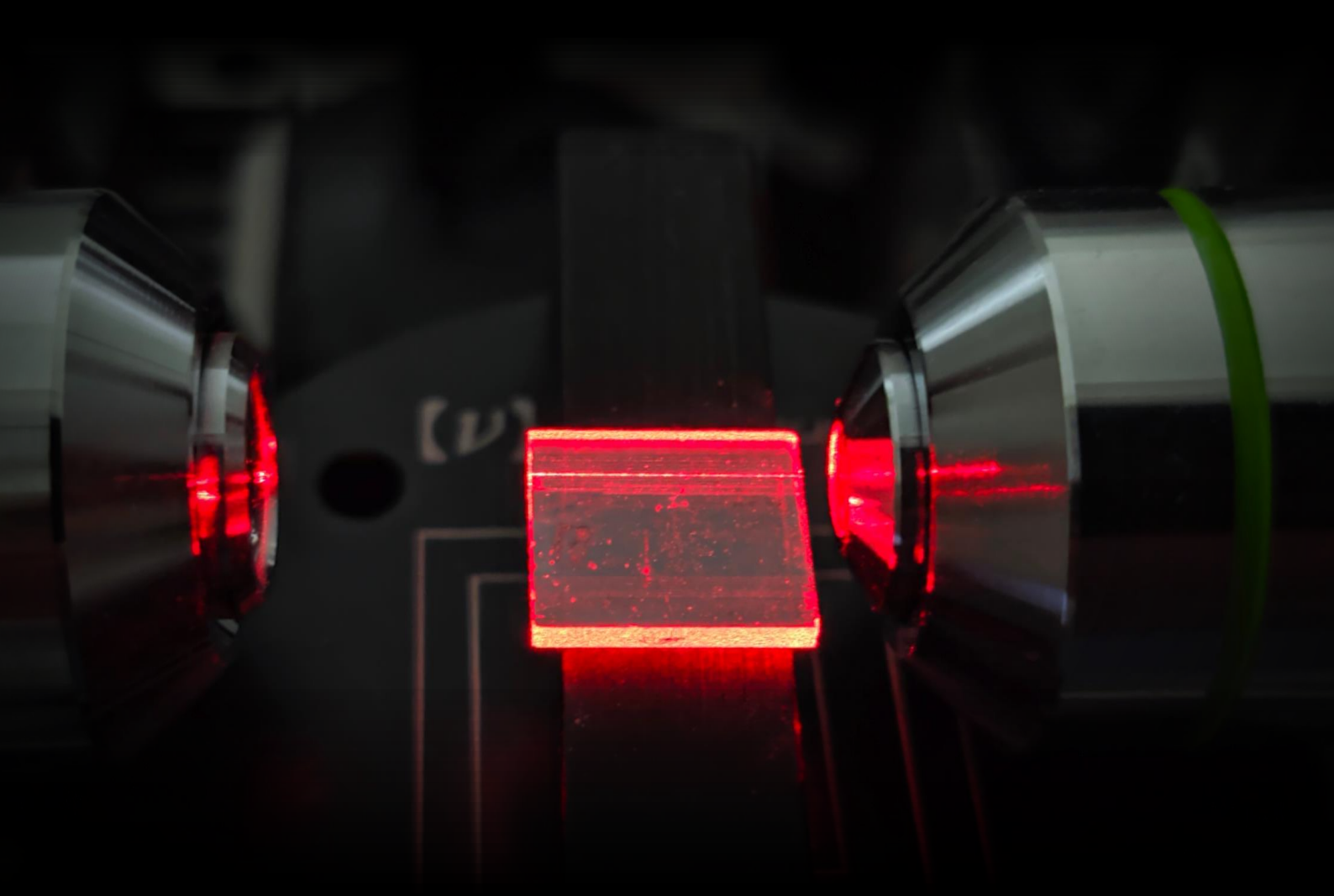




**VNiVERSiDAD
D SALAMANCA**

CAMPUS DE EXCELENCIA INTERNACIONAL

Diseño y fabricación de circuitos fotónicos integrados 3D mediante microprocesado con láseres pulsados



Tesis doctoral

Javier García Ajates

2021



VNIVERSIDAD
D SALAMANCA

CAMPUS DE EXCELENCIA INTERNACIONAL

Departamento de Física Aplicada

Área de Óptica

Diseño y fabricación de circuitos
fotónicos integrados 3D mediante
microprocesado con láseres pulsados

Tesis doctoral

Javier García Ajates

2021

D. Javier Rodríguez Vázquez de Aldana, Profesor Titular del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca,

CERTIFICA:

Que la memoria de trabajo de investigación titulado “*Diseño y fabricación de circuitos fotónicos integrados 3D mediante microprocesado con láseres pulsados*” ha sido realizada bajo su dirección en el Área de Óptica del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca por el Licenciado **D. Javier García Ajates** y constituye su Tesis Doctoral, presentada en la modalidad de Tesis por Compendio de Artículos, para optar al Título de Doctor por la Universidad de Salamanca, bajo el marco del programa de doctorado Física Aplicada y Tecnología.

Salamanca, 20 de septiembre de 2021

Fdo.: Javier Rodríguez Vázquez de Aldana

*A mis padres
y a ti, Laura.*

Agradecimientos

Me gustaría agradecer la ayuda recibida por parte de Carolina Romero, Gabriel R. Castillo, Feng Chen y Airán Ródenas. Mención especial merece Javier Rodríguez, al que siempre estaré agradecido por su paciencia y dedicación en la tutela y dirección de esta tesis. Por supuesto, agradezco el apoyo incondicional de mis padres, Antonio Javier y Sonsoles, y de Laura, mi compañera de vida.

Sin ellos este trabajo no hubiera sido posible.

Abstract

La irradiación con láser de pulsos de femtosegundos se ha instaurado como una de las técnicas más eficaces y versátiles para la escritura directa en materiales ópticos transparentes. La posibilidad de producir modificaciones locales controladas del índice de refracción del sustrato, unido a la flexibilidad que ofrece este método respecto a la elección del material a procesar (vidrios amorfos, monocristales, cerámicas policristalinas, etc.), hace que la técnica de microprocesado con láser haya adquirido una gran relevancia en numerosos campos de investigación, como por ejemplo, la fotónica integrada donde, gracias a esta técnica, es posible desarrollar dispositivos fotónicos integrados con diseños complejos tridimensionales.

El trabajo de investigación de esta tesis se ha centrado en desarrollar una estrategia de fabricación de dispositivos fotónicos tridimensionales complejos que sea aplicable a cualquier material dieléctrico transparente cristalino, algo hasta ahora inexistente. Para ello, hemos escogido, por su versatilidad, un tipo de guía de onda denominado *depressed-cladding*, con sección circular para un mejor comportamiento modal, y sobre este elemento base se han desarrollado diferentes prototipos, se han fabricado en el laboratorio y se han caracterizado ópticamente. Los prototipos estudiados son piezas clave para la construcción de cualquier circuito fotónico complejo, como son las guías rectas, los divisores o los combinadores, tanto en el plano como en tres dimensiones (con cambios de profundidad en la muestra). Adicionalmente, se han desarrollado otros elementos fotónicos basados en esta estrategia como son las guías de onda con estrechamiento (*tapering*), de gran interés para el control modal de los dispositivos, o las matrices de guías de onda con acoplamiento evanescente.

La prueba de concepto de todos estos elementos se ha realizado en varios dieléctricos cristalinos que son paradigmáticos por sus propiedades ópticas, como son el Nd:YAG (material con excepcional rendimiento como medio activo para láseres) o el LiNbO₃ (material con fuerte comportamiento no lineal y electro-óptico), pero podrían implementarse en cualquier otro sin más que encontrar los parámetros óptimos de irradiación láser para su fabricación.

Los buenos resultados obtenidos afianzan la técnica de microprocesado con láser de femtosegundos como la herramienta más versátil para la inscripción de dispositivos

fotónicos tridimensionales en prácticamente cualquier material transparente, incluidos los medios cristalinos, para los cuales es especialmente difícil.

Listado de artículos publicados

Este trabajo se presenta en la modalidad de Tesis por Compendio de Artículos y está basado en las siguientes publicaciones:

I. Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals.

García Ajates, J.; Romero, C.; Castillo, G. R.; Chen, F.; Vázquez de Aldana, J. R. *Optical Materials*, 72, 220-225 (2017).

II. Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laser-written near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides.

García Ajates, J.; Vázquez de Aldana, J. R.; Chen, F.; Ródenas, A. *Optical Materials Express*, 8(7), 1890-1901 (2018).

III. Fabrication of Tapered Circular Depressed-Cladding Waveguides in Nd:YAG Crystal by Femtosecond-Laser Direct Inscription.

Romero, C.; García Ajates, J.; Chen, F.; Vázquez de Aldana, J. R. *Micromachines*, 11(1), 10 (2020).

Actualmente se encuentran en fase de preparación otros dos artículos:

- **Controlling evanescent coupling in depressed-cladding waveguide arrays fabricated with ultrashort pulses.**

García Ajates J.; Vázquez de Aldana, J.R.

- **3D Photonic elements with surface interaction for optical sensing applications.**

García Ajates J.; Romero, C.; Vázquez de Aldana, J. R.

Índice

<i>Abstract</i>	i
Listado de artículos publicados	iii
1. Introducción	1
1.1. Fotónica integrada	2
1.2. Técnicas de fabricación habituales	6
1.3. Motivación y objetivos	11
2. Microprocesado de dieléctricos transparentes con pulsos ultracortos	15
2.1. Fundamentos de la interacción láser materia con pulsos ultracortos	16
2.1.1. Distorsiones en el volumen focal	19
2.1.2. Mecanismos de ionización	23
2.2. Aplicación a la fabricación de guías de onda	27
2.2.1. Energía del pulso	27
2.2.2. Tasa de repetición	29
2.2.3. Velocidad de desplazamiento	31
2.2.4. Desplazamiento de la muestra y dirección de procesado	32
2.2.5. Tipos de guías de onda	33
2.3. Estado del arte	38
3. Materiales y métodos utilizados	45
3.1. Diseño y código de procesado	46
3.2. Dispositivo experimental	50
3.2.1. Sistemas láser	51
3.2.2. Banco de procesado	53
3.2.3. Sistema de movimiento de la muestra	54
3.2.4. Banco de acoplamiento de dispositivos	56

3.3. Caracterización de materiales.....	59
3.3.1. Nd:YAG.....	59
3.3.2. LiNbO ₃	62
4. Resultados obtenidos y conclusiones.....	69
4.1. Resumen de los artículos publicados.....	70
4.1.1. <i>Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals</i>	70
4.1.2. <i>Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laserwritten near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides</i>	78
4.1.3. <i>Fabrication of tapered circular depressed-cladding waveguides in Nd:YAG crystal by femtosecond-laser direct inscription</i>	89
4.2. Otros dispositivos en desarrollo	95
4.3. Conclusiones	100
Bibliografía.....	105
Artículos	129
Artículo I.....	131
Artículo II	139
Artículo III	153

Capítulo 1

Introducción

1.1. Fotónica integrada

En 1960 Theodore Maiman desarrolla el primer láser [1], esto supone un punto de inflexión en el estudio de la óptica, estableciendo las bases de lo que hoy conocemos como fotónica. El descubrimiento de este dispositivo supone un aumento importante en cuanto a la cantidad de energía electromagnética emitida por unidad de superficie, consiguiendo fluencias sin precedentes. Este tipo de haces puede provocar daños en materiales, causados de forma involuntaria, lo que motiva a realizar nuevos desarrollos para poder controlar esa energía.

Poco a poco comienzan a prosperar diferentes sistemas de láseres pulsados como el *Q-switching* [2] o el *Mode-Locking* [3] permitiendo concentrar una gran cantidad de energía en un lapso de tiempo relativamente corto consiguiendo unas potencias pico muy altas. Esto se vio potenciado con el desarrollo de amplificadores basados en la técnica *Chirped Pulse Amplification*, también conocida como CPA, llegando a conseguir potencias pico de gigavatios y pulsos con una duración temporal del orden de picosegundos (Figura 1) [4].

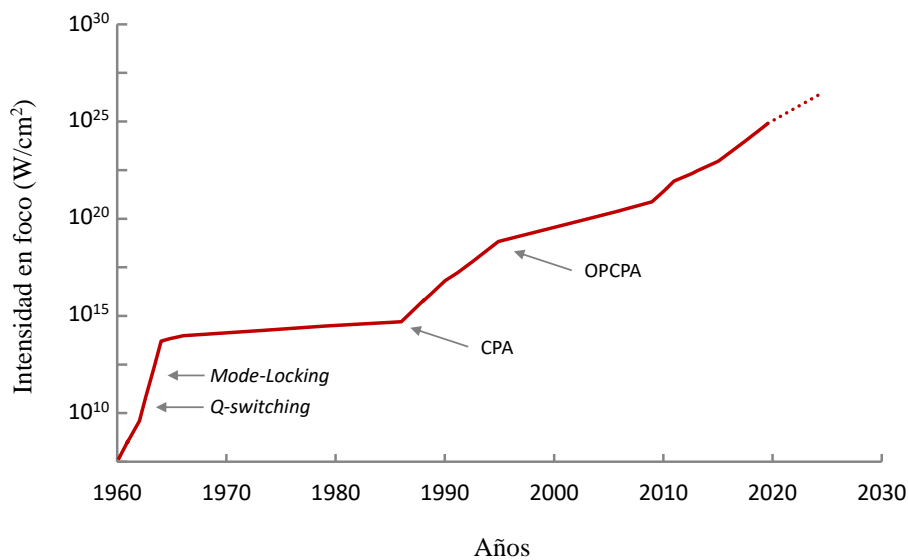


Figura 1 Evolución a lo largo del tiempo de la intensidad obtenida enfocando un láser. Nótese los notables aumentos de intensidad ante el desarrollo de nuevos sistemas como *Q-switching*, *mode-locking* o CPA.

Mejoras en la estabilidad de los sistemas y en la escalabilidad de la potencia permitieron alcanzar intensidades de más de 10^{13} W/cm². Con estos valores de energía y con pulsos cuya duración era del orden de femtosegundos se podía realizar

modificaciones en materiales transparentes sin daños colaterales como ocurría al utilizar pulsos más largos (picosegundos) [5, 6, 7].

Durante las dos últimas décadas del siglo XX se realizan estudios pioneros con láseres de femtosegundo donde se llevan a cabo modificaciones superficiales como ablación y grabado en diferentes materiales [8, 9, 10]. En 1996 se ejecuta la primera guía de onda fabricada mediante procesado con láser de femtosegundo en el interior de un vidrio de sílice [11]. Este hecho se logró enfocando un haz de pulsos ultracortos en el interior del vidrio dieléctrico transparente y desplazando la muestra respecto al foco, produciendo una modificación de la estructura interna en torno al punto focal del láser y originando un aumento en el índice de refracción de la zona afectada consiguiendo así que la luz se pudiera acoplar y propagar a su través (Figura 2). Esto fue una de las primeras demostraciones del potencial de los láseres de femtosegundo tanto para el microprocesado 3D de materiales transparentes como para la fabricación de dispositivos fotónicos.

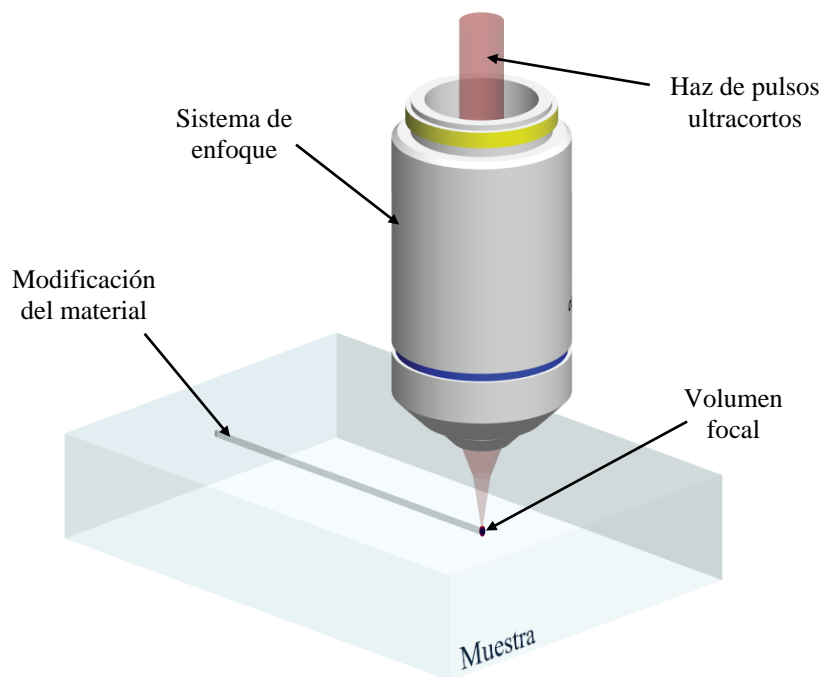


Figura 2. Representación esquemática del procesado de una guía de onda mediante inscripción directa con láser de femtosegundo. El haz se enfoca mediante un objetivo de microscopio en el interior del material; al trasladar la muestra con respecto al foco se pueden realizar diferentes estructuras.

Después de estos estudios se siguen realizando avances y aparecen nuevos desarrollos donde se acentúa el papel que juegan los dispositivos electrónicos en

elementos ópticos, naciendo así una nueva disciplina como es la fotónica. Si consideramos a la electrónica como la ciencia que comprende la física, la tecnología y las aplicaciones que tratan con el flujo y el control de electrones, análogamente, podemos asumir que la fotónica es la disciplina que estudia el control de los fotones [12].

De esta conexión entre diferentes ramas de estudio han surgido otras especialidades entre las que destacan: opto-electrónica, que trabaja con dispositivos eminentemente electrónicos aunque cuenten con una parte óptica (diodos emisores de luz –LED-, fotodiodos, etc.); electro-óptica, donde la interacción eléctrica juega un papel relevante en dispositivos ópticos que se encargan del control del flujo de luz (moduladores electro-ópticos); acusto-óptica, en la cual los dispositivos ópticos son controlados por ondas acústicas (moduladores acusto-ópticos –AOM-) y óptica no lineal, que estudia los diferentes procesos no lineales en medios ópticos (generación de armónicos de diferentes órdenes, efecto Kerr, etc.).

Otra disciplina que está experimentando un gran desarrollo en las últimas décadas es la óptica integrada o fotónica integrada. Esta nace de la combinación de la óptica guiada, gracias al uso de guías de onda, con algunas de las ramas mencionadas anteriormente. La primera vez que se utilizó el término de “óptica integrada” fue en 1969 donde S. E. Miller destaca la similitud entre los circuitos ópticos y los circuitos electrónicos integrados [13]. De hecho, uno de los principales objetivos de esta especialidad es la realización de circuitos integrados ópticos, es decir, dispositivos integrados similares a los circuitos electrónicos cuya “partícula mensajera” sean los fotones en lugar de los electrones.

Una de las características que resulta esencial para la realización de estos circuitos integrados es la posibilidad de combinar y conectar varios componentes, tanto activos (amplificadores, moduladores...) como pasivos (divisores, interferómetros Mach-Zehnder...), formando sistemas ópticos complejos [14, 15, 16, 17]. En este sentido, la piedra angular de esta técnica es la guía de onda, siendo el elemento fundamental tanto para la fabricación como para el correcto funcionamiento de dispositivos fotónicos integrados, debido a que este componente no solo realiza funciones de guiado del haz sino también de acoplamiento, división, conmutación, multiplexación y demultiplexación.

Esta capacidad de poder combinar diferentes elementos, unida a la posibilidad de crear diseños en tres dimensiones (3D), otorga a esta tecnología una versatilidad sumamente interesante para multitud de áreas de estudio. De este modo podemos encontrar dispositivos fotónicos integrados en diferentes campos de aplicación como: telecomunicaciones, astronomía, biología, química, medicina, etc.

El mundo de las comunicaciones ha experimentado una gran evolución en las últimas décadas y actualmente nos encontramos en una sociedad cada vez más globalizada donde internet es una herramienta trascendental, tanto a nivel social como a nivel económico. Además, la demanda y el uso de este sistema es cada vez mayor aumentando significativamente cada año la cuantía de información transmitida. Sin embargo, existe un límite físico respecto a la cantidad de datos que pueden ser enviados a través de las fibras ópticas monomodo [18]. Para solventar este inconveniente se han desarrollado nuevas técnicas como la multiplexación y la demultiplexación, donde se transmiten varias señales de forma simultánea que se diferencian por su fase, su polarización, su longitud de onda... [19, 20]. Esta solución se basa en el uso de circuitos ópticos tridimensionales y es posible gracias al uso de dispositivos fotónicos integrados.

En el campo relativo a la astronomía, los sistemas ópticos utilizados generalmente han ido presentando un tamaño cada vez mayor con la finalidad de obtener más información sobre los elementos objeto de estudio. Estas grandes instalaciones se encuentran ubicadas sobre la superficie terrestre lo que conlleva inevitablemente a que la luz captada por dichos sistemas presente distorsiones provocadas por la atmósfera que nos rodea. Para paliar este problema se están utilizando dispositivos de Óptica Adaptativa complementada por dispositivos fotónicos integrados como el denominado “linterna fotónica” (del inglés *photonic lantern*), que permite transformar la señal proveniente de un telescopio, y transportada por una fibra multimodo, en diferentes guías monomodo pudiendo usar cada una de estas salidas para una función concreta [21, 22].

En ramas de estudio como biología, química o medicina, la técnica de microprocesado de dispositivos tridimensionales mediante láser de femtosegundo suele emplearse para la fabricación de biochips o dispositivos con funciones en microfluídica. En la formación de microcanales destaca la técnica FLICE (del inglés, *Femtosecond Laser Irradiation followed by Chemical Etching*), es decir, irradiación de la muestra con

láser de femtosegundo seguido de un grabado químico [23]. Como su propio nombre indica, este procedimiento está compuesto principalmente por dos etapas: en primer lugar, se modifican las propiedades de la zona afectada mediante pulsos láser ultracortos (fs) y posteriormente se realiza el grabado mediante alguna solución (por ejemplo, ácido fluorhídrico) que afecta en mayor medida a la zona alterada previamente que al resto del material. Durante las últimas décadas, se han diseñado y fabricado una gran cantidad de sistemas microfluídicos integrados obteniendo dispositivos con funciones como: detección rápida de poblaciones de algas y observación de microorganismos en nanoacuarios [24], análisis médicos y bioquímicos [25], síntesis y producción química [26]...

Estos son solo algunos ejemplos concretos dentro de cada ámbito de estudio, pero el desarrollo de dispositivos fotónicos integrados también es importante en otros campos, aportando cualidades extra en determinados sistemas o incluso siendo necesarios para habilitar ciertas técnicas que sin estos pequeños elementos no serían posibles. Algunas de las aplicaciones destacadas son: moduladores electro-ópticos [27], conversores de frecuencia [28], dispositivos fotónicos cuánticos [29], redes de Bragg [30], almacenamiento de datos [31], sensores [32], etc.

Como vemos, los dispositivos fotónicos integrados son una herramienta muy versátil con la que se han realizado multitud de estudios y avances. Una de las razones de esta polivalencia es el método de fabricación utilizado: el procesado de materiales mediante escritura directa con láser de femtosegundo. Esta técnica permite el diseño de estructuras tridimensionales complejas gracias a la posibilidad de trabajar en el interior del material. Además, debido al reducido tamaño del foco se consigue una zona afectada muy pequeña, teniendo la posibilidad de realizar dispositivos cada vez más compactos. Sin embargo, como veremos a continuación, no siempre se ha llevado a cabo la fabricación de estos dispositivos mediante procesado láser.

1.2. Técnicas de fabricación habituales

Los métodos de fabricación empleados en los sistemas ópticos integrados son muy diversos, yendo desde técnicas similares a las aplicadas en el campo de la electrónica (litografía) hasta inscripción directa con láser de femtosegundo. A

continuación, se realiza una pequeña revisión de las principales técnicas utilizadas para la realización de estos dispositivos.

Intercambio iónico: este método se utiliza principalmente en sustratos de vidrio. El proceso consiste en sumergir dicho sustrato en sales fundidas donde existen diferentes cationes monovalentes (K^+ , Ag^+ , etc.) y tiene lugar un intercambio de estos por iones alcalinos de la matriz del sustrato, normalmente Na^+ . Este proceso se realiza a temperaturas comprendidas entre 200 y 500 °C, dependiendo del tipo de materiales empleados. Para definir las zonas del sustrato susceptibles al intercambio de iones se realiza una máscara, dejando únicamente expuestas las regiones que queremos modificar, obteniendo un aumento en el índice de refracción del vidrio [33]. Existe una variante similar al intercambio iónico, conocida como *proton exchange*, que se aplica generalmente en sustratos de niobato de litio ($LiNbO_3$) pero en este caso el intercambio se produce entre iones de litio (Li^+) e iones de hidrógeno (H^+) [34].

Difusión metálica: esta técnica es aplicada generalmente para formar guías de onda en $LiNbO_3$. Mediante este método se pueden difundir diferentes iones metálicos (hierro, cobre, plata, etc.) entre los que destaca el titanio por encima del resto. El proceso consta de una serie de complejas etapas [35, 36] donde a medida que la temperatura aumenta, los diferentes elementos involucrados van reaccionando y modificando su composición; por ejemplo, cuando se alcanza una temperatura de 500 °C el titanio se empieza a oxidar formando TiO_2 ; una vez superados los 600 °C comienzan a formarse cristales epitaxiales de $LiNb_3O_8$ en la superficie del sustrato; en el momento en que la temperatura sobrepasa los 950 °C se genera una mezcla de óxidos que actúa como fuente de difusión del titanio en el material base. El resultado obtenido es un aumento en el índice de refracción de la zona afectada, mostrando una relación lineal entre el nivel de concentración de titanio y el aumento de la parte extraordinaria del índice de refracción; la relación con la componente ordinaria del índice es ligeramente no lineal [37]. Este método puede ser utilizado con máscaras fotolitográficas para definir las zonas de actuación o depositar directamente material para difundirlo sobre el sustrato [38].

Implantación iónica: esta tecnología utiliza haces de iones, normalmente de carga positiva, con la energía suficiente para inferir cambios en las propiedades del sustrato. La inserción de iones dentro de la estructura del material base provoca una

deformación, a raíz de esto se produce una reducción de la densidad a causa de la expansión de la configuración atómica, lo que se traduce en una disminución en el índice de refracción [39, 40]. Estos cambios dependen en gran medida de la energía y de la dosis empleada en los iones implantados. Además, también están íntimamente relacionados con los materiales utilizados, ya que esta técnica puede ser aplicada en gran cantidad de ellos [41, 42]. La realización de guías de onda bidimensionales (2D) requiere de la utilización de máscaras en la superficie del sustrato, habilitando así la implantación selectiva.

Deposición epitaxial: Esta tecnología está basada en la formación de una o varias capas sobre el sustrato conseguidas mediante un procedimiento denominado epitaxia (del griego: *epi-* ‘encima, sobre’ y *táxis* ‘disposición, ordenación’). Este sistema ha sido una de las claves en la producción de dispositivos electrónicos y microelectrónicos. Además, han ido de la mano en su evolución y crecimiento durante las últimas décadas, lo cual ha estimulado el desarrollo de diferentes técnicas de deposición [43].

- **MBE (*Molecular Beam Epitaxy*):** se trata de una de las técnicas más avanzadas y complejas. Este método se basa en el crecimiento de láminas epitaxiales monocristalinas en condiciones de ultra-alto vacío ($\sim 10^{-9}$ Pa). Las finas capas se van formando paulatinamente sobre la superficie del sustrato con las partículas evaporadas que son enviadas desde las celdas de efusión (crisoles de pequeño tamaño donde se encuentran los materiales que van a ser crecidos epitaxialmente sobre el sustrato). Con esta técnica se consigue un control muy preciso del crecimiento capa a capa, con una temperatura relativamente baja (entre 300 y 800 °C, dependiendo de los materiales utilizados) [44, 45].
- **CVD (*Chemical Vapor Deposition*):** en este proceso los materiales utilizados para formar capas epitaxiales se encuentran fase de vapor y reaccionan químicamente sobre la superficie del sustrato (o cerca de ella) obteniendo como resultado un compuesto sólido [46]. Una de las características de CVD es su versatilidad, ya que se pueden sintetizar tanto compuestos simples como complejos con relativa. La temperatura de trabajo varía mucho dependiendo de la técnica y de los materiales

utilizados pudiendo trabajar desde bajas temperaturas (por debajo de 600 °C) hasta altas temperaturas (de 900 a 1300 °C). Del mismo modo, dependiendo del sistema concreto a utilizar, los niveles de presión pueden encontrarse desde presión atmosférica hasta ultra-alto vacío. Un caso particular de CVD es MOCVD (*Metal Organic Chemical Vapor Deposition*); ya que permite crecer capas sobre sustratos de materiales como AlGaAs o InGaAs [47, 48].

- LPE (*Liquid Phase Epitaxy*): esta técnica utiliza elementos en fase líquida para crecer películas delgadas mediante reacciones químicas, esencialmente procesos electroquímicos y de deposición química. El crecimiento de las capas se controla principalmente mediante la temperatura. Esta tecnología es bastante antigua y presenta unas tasas de deposición relativamente altas; sin embargo, es difícil controlar el espesor de las películas, exhibiendo una uniformidad y una calidad superficial limitadas [49, 50].
- Pulverización catódica (*Sputtering*): esta técnica forma parte de la familia de procesos conocidos como *glow-discharge*. En este caso, el sistema está formado principalmente por dos electrodos y un plasma. La pulverización catódica se produce mediante átomos vaporizados que son extraídos de un determinado material, llamado *target*, y que se obtienen al impactar sobre él iones del plasma mencionado anteriormente. El espesor de las películas formadas depende tanto de la masa como de la energía de los iones [51, 52]. Además, se puede invertir la polaridad y utilizar esta técnica como proceso de grabado o eliminación de material (*back-sputtering*).

Un caso particular de pulverización catódica es la deposición mediante láser pulsado o PLD (*pulsed laser deposition*), donde se utiliza la interacción de los fotones con el material para evaporar los átomos del *target* [53]. La principal ventaja de este método es que, generalmente, es más fácil obtener la estequiometría deseada en la capa depositada sobre el sustrato.

Inscripción directa con láser de femtosegundo: esta técnica utiliza la energía de un láser pulsado, y debidamente focalizado, para producir modificaciones micrométricas (o submicrométricas) que pueden realizarse tanto en la superficie como en el interior del material. Estas alteraciones provocan cambios en el índice de refracción del sustrato, pudiendo tornar en valores positivos o negativos respecto al valor del material sin modificar, dependiendo tanto del propio material como de los parámetros del haz utilizado. La energía de los fotones es absorbida mediante procesos no lineales, como ionización multifotónica o ionización por efecto túnel, induciendo una ionización por avalancha posterior [54]. Este proceso tiene lugar en un periodo de tiempo extremadamente corto (generalmente femtosegundos o unos pocos picosegundos), por lo tanto, otros procesos como la difusión térmica no van a interferir porque tienen una escala de tiempo mucho mayor (nanosegundos-microsegundos) [55]. Una de las principales ventajas de esta tecnología es su eficiencia para fabricar estructuras tridimensionales de forma directa, es decir, no es necesario el uso de máscaras protectoras para la realización de dispositivos fotónicos [56]. Además, presenta una enorme versatilidad debido a la gran cantidad de materiales compatibles con este sistema de escritura (cristales, vidrios amorfos, polímeros orgánicos, etc.) [57, 58, 59].

Como vemos, hay una gran cantidad de técnicas que proceden directamente de la fabricación de dispositivos electrónicos. Estas han experimentado un importante desarrollo a lo largo de los años y actualmente se encuentran bien establecidos en la industria electrónica. Aunque estos sistemas se utilizan también para la fabricación de dispositivos fotónicos, existen ciertas consideraciones a tener en cuenta a la hora de implementarlos. En primer lugar, las conexiones y los cambios de dirección obtenidos con estos sistemas afectan de manera diferente a dispositivos electrónicos y ópticos; mientras que en los primeros se traduce en una pérdida de velocidad en la transferencia de datos, en los segundos significa una disminución en la intensidad óptica transmitida. Por otro lado, los electrones sufren multitud de interacciones entre sí, por este motivo, los circuitos integrados se realizan con varias capas interconectadas habilitando multitud de caminos posibles para las señales eléctricas; sin embargo, esto en los dispositivos ópticos generalmente no ocurre, los fotones no interactúan entre sí y se dispone solamente de una capa haciendo que la geometría del dispositivo sea alargada

(minimizando los ángulos de giro) y bidimensional (limitando en gran medida su potencial).

En este sentido, el micromecanizado con láser de femtosegundo se ha instaurado en las últimas décadas como un método extremadamente polivalente y de gran eficiencia permitiendo realizar escritura directa de diseños complejos tridimensionales. Esto, unido a la flexibilidad que ofrece esta técnica respecto a la elección del material a procesar (vidrios amorfos, monocristales, cerámicas policristalinas, etc.), hace que el sistema de microprocesado con láser haya adquirido una gran relevancia en muchos campos de investigación, haciendo de este sistema una alternativa real para el desarrollo de dispositivos ópticos integrados.

1.3. Motivación y objetivos.

Como se ha mencionado anteriormente, una de las facetas que hace de la escritura directa con láser un método sumamente versátil es la posibilidad de realizar diseños tridimensionales en el interior del sustrato. Sin embargo, pese a haber experimentado un crecimiento significativo durante las dos últimas décadas, esta tecnología es relativamente novedosa y, por lo tanto, aún presenta una serie de desafíos asociados tanto al método utilizado en el proceso de fabricación de dispositivos ópticos como a la multitud de variables intrínsecas al propio procesado: sistema láser (energía y duración del pulso, frecuencia de repetición, focal utilizada, polarización del haz, velocidad de traslación de la muestra, etc.), modificación del índice de refracción (positiva o negativa), material del sustrato empleado (*fused silica*, Nd-YAG, LiNbO₃, etc.), tipo de escritura en el material (longitudinal o transversal)...

Generalmente, los sustratos más utilizados para la implementación de circuitos fotónicos 3D por escritura directa con láseres de femtosegundos han sido los vidrios. Esto es debido, principalmente, a tres razones: presentan unas buenas propiedades ópticas, tienen un bajo coste y es relativamente sencillo inscribir guías de onda por láser. Sin embargo, los materiales cristalinos disponen de propiedades adicionales que los hacen muy atractivos para el desarrollo de dispositivos fotónicos multifuncionales: comportamiento no lineal, propiedades espectroscópicas al ser dopados con iones activos, anisotropía, etc. Poder combinar la capacidad de guiado óptico con este tipo de características, abre las puertas a nuevas familias de dispositivos altamente eficientes y

versátiles. El “coste” adicional de la fabricación láser en estos medios es que las estrategias de fabricación, en general, son más complejas, como se detallará más adelante, y están muy poco exploradas. Es, en este contexto, en el que se planteó el presente trabajo de tesis, donde el objetivo principal es el desarrollo de dispositivos fotónicos 3D complejos en dieléctricos transparentes cristalinos con diseños avanzados por escritura directa mediante pulsos ultracortos, siguiendo el proceso de fabricación completo: diseño mediante herramientas CAD (*Computer-Aided Design* o diseño asistido por ordenador), implementación de códigos de procesamiento, escritura directa con láser de pulsos ultracortos y caracterización óptica de los dispositivos obtenidos. Esto podemos desgranarlo en diferentes objetivos concretos como:

- a) Estudiar los fundamentos de la escritura de guías de onda por irradiación directa con láseres de femtosegundo.
- b) Diseñar y elaborar algoritmos de implementación de elementos fotónicos complejos tridimensionales.
- c) Fabricar dispositivos fotónicos en diferentes materiales cristalinos cuyas propiedades ópticas puedan dotarlos de una mayor funcionalidad.
- d) Caracterizar ópticamente los dispositivos fabricados.
- e) Comparar los resultados obtenidos en estos dispositivos con los simulados en un modelo numérico.
- f) Proponer nuevos diseños avanzados que mejoren el control sobre el haz guiado.

Este documento está formado por una serie de capítulos y anexos que se estructuran de la siguiente manera:

En el **Capítulo 2** se presenta una breve revisión sobre el microprocesado de materiales dieléctricos transparentes con pulsos ultracortos. En concreto se van a desarrollar los fundamentos de la interacción láser-materia y las modificaciones inducidas por los pulsos ultracortos. Además, se dará contexto a aplicación de estos láseres para fabricar guías de onda, repasando los principales avances obtenidos hasta la fecha, así como los tipos de guías y sus particularidades.

En el **Capítulo 3** se describen los distintos procedimientos metodológicos utilizados durante el desarrollo de la tesis. Además, se detallan los montajes y las técnicas empleadas tanto para la fabricación como para la caracterización de los dispositivos procesados.

En el **Capítulo 4** se presenta un resumen de los resultados obtenidos a lo largo de la elaboración de esta tesis, así como las principales conclusiones obtenidas.

Capítulo 2

Microprocesado de dieléctricos transparentes con pulsos ultracortos

2.1. Fundamentos de la interacción láser materia con pulsos ultracortos

En el desarrollo de este trabajo se han utilizado una serie de materiales dieléctricos transparentes cuyas características los hacen extremadamente interesantes en el campo de la fotónica [55, 60]. Una de estas particularidades es que la banda de valencia (BV) y la banda de conducción (BC) se encuentran separadas por un “espacio” conocido como banda prohibida o *bandgap*, que podemos definirlo como el rango de energías de un medio donde no pueden existir estados electrónicos. Su anchura representa la diferencia de energía entre la parte inferior de la banda de conducción y la parte superior de la banda de valencia, es decir, la energía que necesitaría adquirir un electrón para promocionar desde la banda de valencia a la banda de conducción. Debido a esta “brecha energética” la mayoría de materiales dieléctricos son transparentes para la zona del espectro próxima al infrarrojo cercano, coincidiendo con las longitudes de onda más habituales en el procesado con pulsos ultracortos, como son los láseres de titanio-zafiro (Ti:Sa) que emiten en torno a 800 nm o los láseres de fibra dopado con iterbio (Yb) que lo hacen alrededor de 1,04 μm .

A pesar de que estos materiales dieléctricos transparentes no presentan absorción del haz para ciertas longitudes de onda en condiciones normales (intensidades bajas), si se enfoca un láser de pulsos ultracortos en dicho material, se pueden llegar a alcanzar intensidades pico del orden de 10^{12} - 10^{13} W/cm^2 o superiores, y bajo estas circunstancias podrían manifestarse procesos de absorción no lineal. Gracias a estos mecanismos no lineales se logra depositar una gran cantidad de energía en una zona muy localizada, ionizando un elevado número de electrones que, a su vez, transfieren energía a la red del material, pudiendo sufrir una modificación estructural y provocar desde cambios permanentes en el índice de refracción hasta zonas de vacío.

En general, el microprocesado con láser de femtosegundo se puede aplicar en una gran variedad de materiales dieléctricos transparentes: esto es debido a que la intensidad necesaria para modificar un material (intensidad umbral) muestra una dependencia muy baja con la “anchura” de su banda prohibida. Por otro lado, la intensidad que alcanza un pulso láser enfocado viene determinada principalmente por tres parámetros: la duración temporal del pulso (τ), la energía de este (E) y la apertura

numérica utilizada para enfocar el haz (NA). Para una longitud de onda (λ) dada, la intensidad sería proporcional a estos parámetros de la siguiente manera [55]:

$$I \propto \frac{E NA^2}{\tau \lambda^2 (1 - NA^2)} \quad (2.1)$$

De manera genérica, podemos indicar que si la duración temporal del pulso es del orden de unos pocos picosegundos (o mayor –ns–) los fotones transmiten la energía a los electrones del material y estos a su vez a los iones produciéndose una transmisión de calor capaz de alterar tanto la zona irradiada como zonas colindantes. Sin embargo, cuando la duración del pulso láser es inferior a un picosegundo los procesos de transferencia de energía a la red del material son más complejos (como veremos más adelante) y, al ocurrir en un periodo de tiempo extremadamente corto, apenas existe alteración en las zonas adyacentes del volumen focal, quedando únicamente afectada la zona irradiada por el haz enfocado (Figura 3) [6, 61].

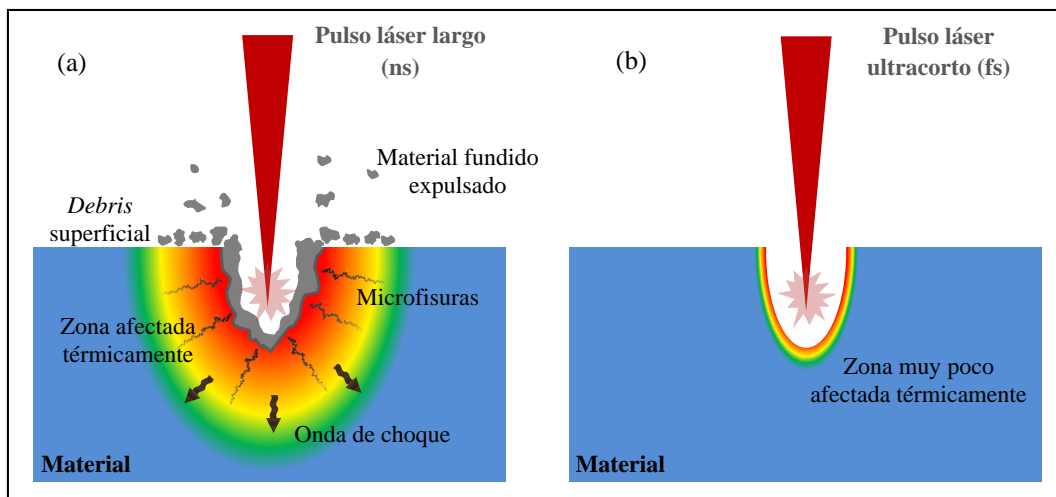


Figura 3. Comparativa entre procesos de ablación con: (a) láseres de pulsos largos (ns) y (b) láseres de pulsos ultracortos (fs). Cuando se trabaja con pulsos de ns los efectos térmicos de la ablación pueden dar lugar a una zona más grande afectada térmicamente, un mecanizado menos preciso y unos daños colaterales (microfisuras) mayores.

Por otro lado, dadas unas condiciones de focalización determinadas, existe una energía mínima (energía umbral) necesaria para que se produzcan modificaciones en el material por efectos de absorción no lineal. Como se ha comentado anteriormente, si la energía del pulso se mantiene en unos valores próximos a esta energía umbral el material sufre alteraciones en su estructura produciéndose un cambio en el índice de refracción en la zona afectada (volumen focal), pudiendo tomar valores tanto positivos como negativos respecto del índice de refracción del material sin modificar. Si el pulso es lo suficientemente energético (superando el valor de la energía umbral) puede inducir

una explosión de Coulomb entre los iones del material propiciando la formación de zonas de vacío en el interior del sustrato.

Por último, la apertura numérica (NA, *Numerical Aperture*) es un parámetro adimensional que se obtiene gracias a una medida teórica a partir de consideraciones geométricas y que determina el ángulo máximo de divergencia que puede tener un haz al incidir en un dispositivo o sistema óptico (Figura 4). Asimismo, este valor también puede estar relacionado con la salida del haz de dicho sistema óptico.

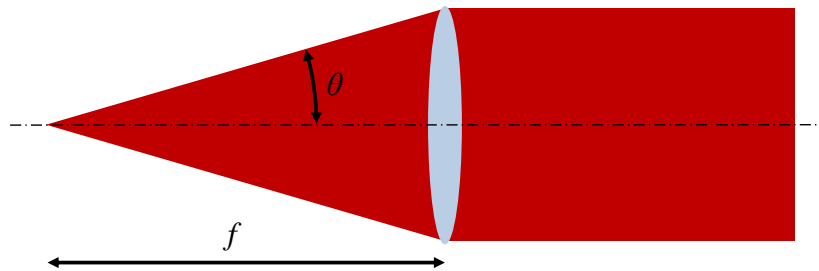


Figura 4. Lente de colimación donde se determina el ángulo máximo de divergencia que puede tener un haz incidente para ser admitido por dicho elemento.

La NA se puede expresar como el producto entre el índice de refracción del medio desde donde incide el haz y el seno del máximo ángulo (θ) posible que forma el haz respecto al eje de propagación:

$$NA = n \sin \theta_{m\acute{a}x} \quad (2.2)$$

Este parámetro adquiere una gran relevancia a la hora de determinar el tamaño del volumen focal y, consecuentemente, de definir la región de material que va a sufrir cambios en sus propiedades ópticas. Se podría calcular el radio mínimo teórico (R_0) del foco a partir de la NA del sistema de enfoque mediante la siguiente expresión [62]:

$$R_0 = \frac{\lambda M^2}{\pi NA} \quad (2.3)$$

Sin embargo, esto solamente sería válido si el diámetro del haz fuera igual al de la lente y, generalmente, el tamaño del haz es menor al del sistema de enfoque. Por lo tanto, la expresión adecuada para calcular el radio del foco (para un nivel de intensidad de $1/e^2$) es la siguiente:

$$R_0 = \frac{\lambda f M^2}{\pi w_0} \quad (2.4)$$

donde λ es la longitud de onda del láser, f es la distancia focal de la lente, w_0 es el radio del haz colimado antes del sistema de enfoque y M^2 es el factor de calidad del haz [63, 64], que para haces gaussianos es igual a la unidad.

Asimismo, la distribución de la intensidad del foco puede verse afectada y sufrir una serie de distorsiones en el volumen focal que dependen, en gran medida, del sistema óptico de enfoque y de la NA de este.

2.1.1. Distorsiones en el volumen focal

Como vemos, a la hora de realizar un microprocesado mediante escritura directa con láser podemos encontrarnos con una serie de variables capaces de provocar distorsiones en la región focal. Estos cambios pueden estudiarse tanto desde el punto de vista de la óptica geométrica, obteniendo como resultado aberraciones en el haz, como desde el punto de vista de la óptica no lineal, resultando en fenómenos como el autoenfoque y la filamentación:

2.1.1.1. Aberración esférica

Es conocido que cuando una onda electromagnética atraviesa una superficie que separa dos medios con distintos índices de refracción esta sufre un cambio en la dirección de propagación del haz de acuerdo con la Ley de Snell. Si esto sucede cuando se está enfocando un haz dentro de un material transparente, la refracción generada provoca: por un lado, un desplazamiento de la posición del foco “en aire” (posición teórica si no hubiera habido un cambio de medio) y por otro lado, se induce una aberración esférica en el foco debido a que cada parte del haz va a incidir con un ángulo diferente, lo que resulta en un ángulo de refracción distinto para cada zona espacial del haz, provocando un alargamiento del volumen focal (Figura 5).

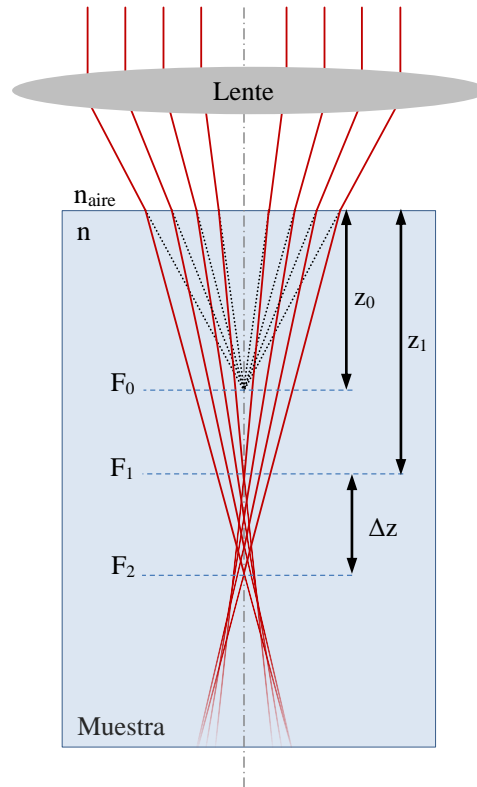


Figura 5. Representación esquemática de las aberraciones que sufre un haz al enfocarse en el interior de un material transparente. Por un lado, la posición teórica del foco, F_0 , (indicada en líneas discontinuas de color negro) se ve desplazada por efecto de la refracción producida en la intercara aire-muestra. Por otro lado, se produce una aberración esférica en el volumen focal haciendo que este sufra una elongación (Δz). F_0 , F_1 y F_2 marcan la profundidad de enfoque en aire si no existiera un cambio de medio (z_0), la profundidad de trabajo en aproximación paraxial (z_1) y el enfoque marginal teniendo en cuenta la aberración esférica, respectivamente. El mejor foco se encuentra en un punto intermedio entre F_1 y F_2 .

Este alargamiento del volumen focal (Δz) generado por la aberración esférica viene definido, en aproximación paraxial, por:

$$\Delta z = \frac{z_1}{n} \left(\sqrt{\frac{n^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n \right) \quad (2.5)$$

donde z_1 es la profundidad a la que se enfoca el haz dentro de la muestra, con un índice de refracción n [65]. Como vemos, la elongación producida por la aberración esférica presenta una dependencia directamente proporcional con el valor de la profundidad, por lo tanto cuanto mayor sea el valor de z , mayor será la deformación del volumen focal. Por otro lado, el valor de Δz también depende de la NA, siendo la elongación del foco cada vez mayor a medida que aumenta el valor de la NA.

2.1.1.2. Autoenfoque y filamentación

Cuando un haz gaussiano se propaga a través de un material transparente cabe la posibilidad de que se desencadene un proceso no lineal conocido como autoenfoque. Este mecanismo puede ser debido al efecto Kerr [66] o al efecto de lente térmica [67]. Sin embargo, cuando se utilizan pulsos cuya duración temporal es inferior a pocos picosegundos se pueden ignorar los efectos térmicos, excepto para tasas de repetición altas (del orden de MHz).

El efecto Kerr es el principal responsable de que un haz intenso vea modificada su propagación a través del interior de un material sufriendo autoenfoque. Esto nace como una respuesta no lineal y es debido a la dependencia que muestra el índice de refracción con respecto a la intensidad del propio haz, la cual se puede describir mediante la siguiente expresión:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.6)$$

donde n_0 es el índice de refracción del medio, I es la intensidad del campo electromagnético que se propaga por el material y n_2 es el índice de refracción no lineal. Como n_2 generalmente es positivo en materiales dieléctricos, tenemos que en las zonas del haz donde la intensidad es mayor, el índice de refracción aumenta. Es decir, si un haz presenta una distribución de intensidades gaussiana, el índice de refracción va a ser mayor en la zona central del mismo que en su periferia, lo que provoca que las partes del haz con un índice de refracción menor se vean “atraídas” hacia zonas con un índice mayor, causando un enfoque del haz dentro del propio material incluso aunque sea inicialmente colimado (Figura 6 (a)). Esto provoca que el radio del haz disminuya, haciendo que la intensidad aumente y se favorezca aún más el efecto de autoenfoque. Gracias a este mecanismo se pueden obtener potencias muy altas motivando la generación de una serie de procesos no lineales capaces de ionizar los electrones del material y producir plasma. Este plasma conlleva una reducción de la parte real del índice de refracción (aumenta la parte imaginaria) de la zona [68], lo que causa un efecto de lente divergente, provocando que el haz se desenfoque y diverja (Figura 6 (b)). La concatenación de eventos de autoenfoque y desenfoque puede generar un equilibrio en el avance del haz dando lugar a un fenómeno conocido como filamentación [69], donde el láser se puede propagar con un diámetro casi constante (Figura 6 (c)).

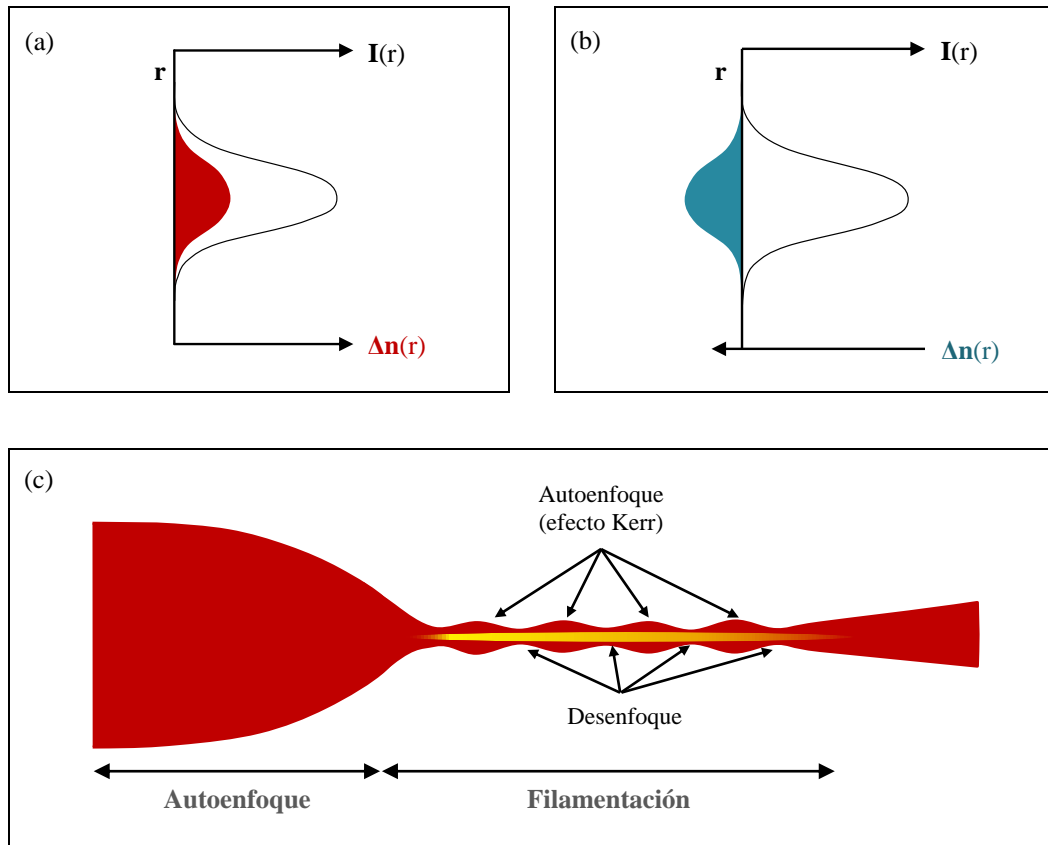


Figura 6. Representación gráfica de: (a) autoenfoque, inducido por efecto Kerr, y (b) desenfoque, provocado por el plasma. (c) Representación esquemática del autoenfoque y posterior filamentación de un haz gaussiano.

Para que comience a producirse el fenómeno de autoenfoque es necesario superar una determinada potencia, denominada potencia crítica (P_{cr}), que viene dada por:

$$P_{cr} = \alpha \left(\frac{\lambda^2}{4\pi n_0 n_2} \right) \quad (2.7)$$

donde λ es la longitud de onda del haz y α es una constante independiente de los parámetros del material [70].

Esta expresión solamente es válida para láseres continuos o de pulsos largos (con un perfil de intensidades gaussiano). Cuando se trabaja con láseres pulsados ultracortos hay que tener en cuenta, además, que la propagación a través del medio puede introducir una dispersión, aumentando la duración del pulso y disminuyendo la potencia pico. Si se produce el fenómeno de autoenfoque, el pulso ultracorto sufriría un ensanchamiento espectral debido a la automodulación de fase (*Self-Phase Modulation* o SPM), es decir, se generan nuevas frecuencias aumentando el espectro del pulso debido al efecto Kerr (dependencia del índice de refracción con la intensidad). Por otro lado,

estas nuevas frecuencias sufren un reordenamiento temporal debido a la dispersión de la velocidad de grupo (*Group Velocity Dispersion* o GVD), ya que cada frecuencia viaja a una velocidad diferente dentro del mismo medio. Esto provoca una disminución de la potencia pico durante el autoenfoque, necesitando una mayor potencia de entrada que la estimada mediante la Ecuación (2.8), es decir, el valor de P_{cr} es mayor para pulsos ultracortos que para pulsos largo o láseres de emisión continua [71].

Por otro lado, cabe destacar que para intensidades ópticas extremadamente altas (por encima de decenas de TW/cm^2), es posible que no se produzca un aumento del índice de refracción en proporción a dicha intensidad, sino una saturación e incluso una disminución sustancial del índice de refracción [72, 73].

2.1.2. Mecanismos de ionización

Como se ha mencionado anteriormente, cuando se focaliza un láser de pulsos ultracortos en el interior de un material dieléctrico transparente y se alcanzan intensidades pico en torno a $10^{12} \text{ W}/\text{cm}^2$ (o superiores), es posible que se originen una serie de procesos de absorción no lineal. Con estos mecanismos se logra depositar una gran cantidad de energía que es capaz de ionizar ciertos electrones del material modificando propiedades del material como el índice de refracción. Este proceso se puede dividir en tres fases: generación de plasma de electrones libres, relajación de la energía y modificación del material.

2.1.2.1. Generación de plasma de electrones libres.

A la hora de estudiar la generación de portadores libres, es decir, de electrones que son promocionados desde la banda de valencia hasta la banda de conducción, entran en juego diferentes procesos como son la ionización multifotónica, la ionización por efecto túnel y la ionización por avalancha. El protagonismo de cada uno va a depender, entre otras cosas, de la frecuencia y de la intensidad del láser utilizado [74, 75].

A. Ionización multifotónica

Este mecanismo ocurre debido a la absorción simultánea de múltiples fotones por parte de un electrón, de forma que este adquiere energía suficiente para pasar de la banda de valencia a la banda de conducción (Figura 7 (a)). Para que esto suceda se tiene

que cumplir que la suma de energía de los fotones sea mayor que la energía de la banda prohibida, quedando de manifiesto mediante la siguiente expresión:

$$m h \nu \geq E_g \quad (2.8)$$

donde m es el número de fotones, h es la constante de Planck, ν es la frecuencia de la luz y E_g es la energía de *bandgap*.

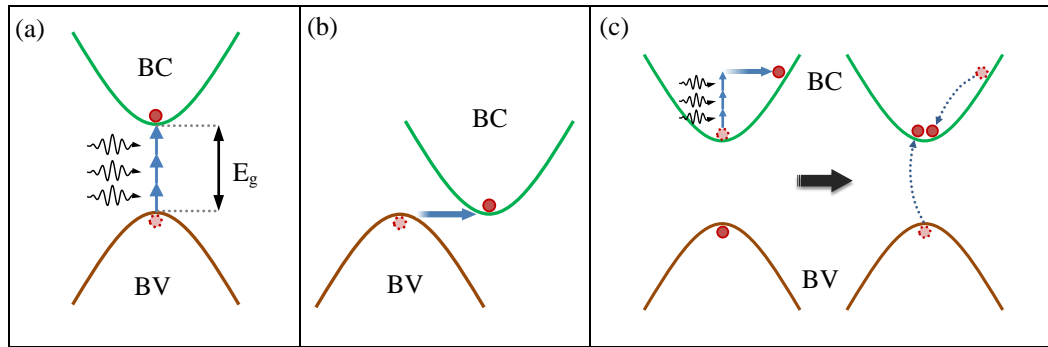


Figura 7. Representación esquemática de los procesos de (a) ionización multifotónica, (b) ionización por efecto túnel e (c) ionización por avalancha.

La ionización multifotónica es el mecanismo dominante para bajas intensidades y frecuencias altas (siempre que sea menor de lo que se necesita para producir absorción lineal).

B. Ionización por efecto túnel.

Cuando el láser presenta frecuencias bajas e intensidades altas el proceso predominante para la absorción no lineal es la ionización por efecto túnel. En un contexto donde el campo eléctrico alcanza valores del orden de 10^{10} V/m, la estructura de bandas del material dieléctrico puede llegar a distorsionarse, de forma que la “brecha energética” (*bandgap*) se reduzca hasta tal punto que un electrón de la banda de valencia pueda realizar una transición directa hacia la banda de conducción, ionizándose por efecto túnel (Figura 7 (b)).

Existen varios formalismos teóricos para estudiar los diferentes procesos de ionización de campo fuerte. Uno de los modelos propuestos es el desarrollado por L. V. Keldysh [76], y predice el dominio de un proceso u otro en función del resultado de la siguiente expresión:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \epsilon_0 E_g}{I}} \quad (2.9)$$

donde γ es el parámetro de Keldysh, ω es la frecuencia del láser y viene dado por $\omega=2\pi\nu$, e y m_e son la carga y la masa del electrón respectivamente, c representa la velocidad de la luz en el vacío, n es el índice de refracción del material, ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, I es la intensidad del haz en el foco y E_g es la energía de la banda prohibida. De acuerdo con este modelo, si $\gamma \gg 1$ el mecanismo dominante es la ionización multifotónica, mientras que si $\gamma \ll 1$ el proceso dominante es la ionización por efecto túnel. Por otro lado, si $\gamma \sim 1$, la ionización es una combinación de ambos mecanismos.

C. Ionización por avalancha.

Los electrones que se encuentran en la banda de conducción pueden interactuar con el pulso láser incidente absorbiendo varios fotones a través de un proceso de *inverse Bremsstrahlung* (Bremsstrahlung inverso) lo que podría provocar que algunos electrones adquirieran una cantidad de energía mayor a la energía del *gap* (E_g). Este hecho hace posible que uno de esos electrones ionice por impacto a otro que se encuentre ligado a la banda de valencia, obteniendo como resultado dos electrones en la banda de conducción (Figura 7 (c)). Para que se produzca ionización por avalancha es necesario que este proceso se repita de manera consecutiva y para ello se tienen que cumplir una serie de condiciones: que haya suficientes electrones en la banda de conducción (bien sea por impurezas del material o por ionización no lineal — multifotónica o por efecto túnel—), que el campo electromagnético del haz esté presente y que este sea lo suficientemente energético.

Este mecanismo provoca que la banda de conducción cada vez se encuentre más poblada de portadores libres, lo que se traduce en un aumento de la frecuencia del plasma de electrones (ω_p), que viene dado por:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.10)$$

donde n_e es la densidad de electrones. Cuando esta frecuencia es similar a la del láser el plasma se vuelve muy absorbente, desencadenando una ruptura óptica o una modificación en el índice de refracción del material, como veremos más adelante.

En resumen, los tres mecanismos básicos que se han considerado como los responsables de la generación de portadores libres son: la ionización multifotónica, la

ionización por efecto túnel y la ionización por avalancha. Sin embargo, a pesar de que lo anteriormente expuesto es lo más aceptado por la comunidad científica, la complejidad de los procesos y sus interacciones, especialmente en sólidos, hace que aún hoy, después de muchos años de estudios, exista cierta controversia a la hora de establecer la importancia de cada mecanismo de ionización.

2.1.2.2. Relajación de la energía.

Como se ha visto en la sección anterior, durante la irradiación del pulso láser se transfiere energía mediante procesos no lineales a los electrones formando un plasma de portadores libres. En este momento, el único mecanismo de relajación es el correspondiente a las colisiones entre los propios electrones, gracias al cual se consigue equilibrar la energía del plasma en un tiempo del orden de decenas de femtosegundos (una vez finalizado el pulso láser). Este proceso se conoce como “esparcimiento” portador-portador (*carrier-carrier scattering*).

Posteriormente, parte de la energía absorbida por los electrones se transfiere a la estructura del material mediante colisiones entre los portadores libres y los fonones de la red (*carrier-photon scattering*). Este proceso se lleva a cabo en una escala de tiempo de picosegundos, es decir, el pulso de un láser de femtosegundo termina antes de que los electrones exciten térmicamente a cualquier ion. Cuando han transcurrido pocos nanosegundos, tiene lugar una onda de choque que parte del interior del volumen focal. Finalmente, pasado un periodo de tiempo (del orden de microsegundos) la energía térmica es difundida fuera de este [55].

2.1.2.3. Modificaciones inducidas por pulsos ultracortos.

Cuando se trabaja con intensidades altas y el sustrato absorbe una cantidad de energía suficiente, mediante los procesos descritos con anterioridad, es posible que se modifiquen algunas de las propiedades del material de manera local, como por ejemplo el índice de refracción. Además, como estos procesos tienen una naturaleza no lineal, el daño producido en el material puede ser incluso menor al teórico marcado por el límite de difracción del sistema de enfoque [77], pudiendo obtener tamaños submicrométricos. Sin embargo, los mecanismos físicos que tienen lugar después de que el plasma de

electrones haya transferido su energía a la red aún no se comprenden completamente [16].

2.2. Aplicación a la fabricación de guías de onda

De acuerdo con lo visto previamente, al focalizar un láser de pulsos ultracortos en el interior de un material se pueden llegar a producir una serie de modificaciones en este, siendo capaces de inducir alteraciones locales en las propiedades del sustrato, resultando de especial interés el cambio en el valor del índice de refracción. El control de estas modificaciones ha supuesto un punto de inflexión a la hora de desarrollar y potenciar la técnica de fabricación de guías de onda mediante escritura directa con láseres de femtosegundo.

Las características de las alteraciones producidas en el sustrato muestran una dependencia tanto del material utilizado (conductividad térmica, *bandgap*, dispersión, etc.), como de los parámetros de irradiación: energía del pulso, tasa de repetición [78, 79], velocidad de desplazamiento de la muestra, condiciones de enfoque del haz [80, 78] duración temporal del pulso, polarización del haz [81, 82], longitud de onda [83], inclinación frontal del pulso [84], etc.

2.2.1. Energía del pulso

Ya se ha visto anteriormente la importancia que tiene el control de ciertos parámetros, como la duración temporal, el sistema de enfoque y la energía por pulso, a la hora de alcanzar la intensidad necesaria para modificar un material. Sin embargo, dependiendo de la cantidad de energía por pulso empleada, se van a producir diferentes cambios morfológicos, pudiendo clasificarse en dos grupos [85, 86]:

A. Tipo I: modificación “suave” del índice de refracción.

Esta alteración se consigue utilizando energías bajas, justo por encima del umbral de modificación, produciendo un daño débil en el volumen focal que induce una modificación suave en el índice de refracción. Esta variación en el índice suele ser positiva y, generalmente, se produce con más frecuencia en vidrios que en cristales. Sin embargo, cuando un vidrio presenta un coeficiente de expansión térmico alto (como BK7), habitualmente se obtiene una variación negativa en el índice de refracción.

Una de las principales causas de la modificación del índice de refracción se encuentra en el cambio de densidad provocado por el rápido enfriamiento de la zona afectada después de que el material llegue a fundirse puntualmente en el volumen focal [87], esta reordenación se produce más fácilmente en materiales amorfos que en estructuras cristalinas ordenadas. Por ejemplo, en *fused silica* la densidad aumenta cuando la temperatura desciende drásticamente desde un valor alto [88].

Además, existen otros elementos con cierta relevancia en la modificación del índice de refracción como son los “centros de color”. Estos se pueden definir como defectos (inducidos por el láser) en las estructuras de los materiales cristalinos que introducen características diferentes en el comportamiento de la luz respecto al material sin alterar. Este parámetro presenta cierta controversia a la hora de establecer la importancia del mismo en el proceso de modificación del índice de refracción [89, 90, 91, 92], ya que sus contribuciones varían dependiendo del tipo de material y de las condiciones de irradiación.

La escritura de guías de onda con una modificación suave del índice de refracción presenta el principal inconveniente de que puede deteriorarse e incluso eliminarse completamente la alteración del material si se aumenta suficientemente la temperatura de la muestra una vez procesada [28].

B. Tipo II: modificación severa del índice de refracción.

Cuando se aumenta la energía por pulso y se supera el umbral de daño, se pueden llegar a efectuar alteraciones que producen unos cambios morfológicos severos en el material, modificando sustancialmente el índice de refracción y haciendo que, en la mayoría de los casos, disminuya respecto al sustrato inalterado [93].

Este tipo de modificación se puede efectuar tanto en vidrios como en cristales. En el caso de los primeros, la energía del plasma se transfiere a los iones dando lugar a microexplosiones [94]. A la hora de trabajar con materiales cristalinos, la modificación en el índice viene dada por una distorsión del sustrato en la región del volumen focal [95]. En ambos casos, se pueden llegar a formar microvacíos [96, 97], que son producidos por las grandes presiones que se originan en la zona de enfoque, creando una onda de choque, lo que provoca que se generen áreas menos densas o huecas. Además, esta onda de choque induce una serie de tensiones mecánicas en la franja de

material que rodea a la zona afectada, provocando un aumento en el índice de refracción en esa región [98].

En resumen, y de acuerdo a lo que se ha mencionado al comienzo de esta sección, el resultado de la modificación obtenida es muy dependiente tanto del material (*bandgap*, conductividad térmica, dispersión, etc.) como de los parámetros de irradiación (condiciones de enfoque, energía por pulso, duración temporal del pulso, etc.). Pese a esto, se pueden establecer una serie de características que, generalmente, se cumplen ante este tipo de alteraciones: producción de daño irreversible de la red en la parte central (núcleo) de la zona afectada, obtención de material comprimido en las proximidades del núcleo con gran cantidad de defectos e imperfecciones que se pueden eliminar térmicamente y, por último, material comprimido alrededor de la zona afectada que es estable térmicamente [99].

Por último, indicar que los tipos de modificación descritos solamente hacen referencia a la alteración producida en el material mediante un único pulso ultracorto. Sin embargo, si el elemento es irradiado por varios pulsos y estos inciden en la misma zona, el resultado obtenido podría ser distinto debido a los posibles cambios inducidos en el material causado por un efecto acumulativo de pulsos (efectos de incubación) [100].

2.2.2. Tasa de repetición

Una vez que el pulso interacciona con el material, la nube de electrones cede parte de su energía a la red en forma de transferencia de calor. En este sentido, cuando llegue el siguiente pulso es importante tener en cuenta el estado de la zona irradiada del material (fundido, en proceso de resolidificación, a una temperatura superior a la inicial, etc.), ya que las condiciones de contorno para ese segundo pulso van a ser diferentes que para el primero y así sucesivamente. Esto va a depender, principalmente, de dos factores: la tasa de repetición del láser y el tiempo de difusión del calor en el material. Considerando, por simplicidad, que la muestra no se desplaza respecto al haz, se podría diferenciar entre dos regímenes de procesado:

A. Régimen no térmico.

Este caso se da para sistemas láser con una baja tasa de repetición (del orden de decenas de kHz o menos), donde la separación temporal entre pulsos es lo suficientemente grande como para que el calor en la región irradiada se disipe y no exista una acumulación de temperatura en la zona (Figura 8 (a)). En este régimen la modificación del material es realizada directamente por cada pulso de forma individual.

B. Régimen térmico.

En este supuesto, el calor producido por la acción de un pulso no es capaz de disiparse antes de que llegue el siguiente, por lo tanto, se va a producir un gran aumento de temperatura debido a la acumulación de energía calorífica a causa de la sucesión de pulsos consecutivos en corto periodo de tiempo (Figura 8 (b)). Esto puede provocar la fundición del material en el volumen focal, llegando a inducir un daño térmico en la zona circundante si la energía es lo suficientemente alta [101]. Para conseguir trabajar bajo este régimen es necesario contar con un sistema láser capaz de emitir pulsos a una alta tasa de repetición (típicamente del orden de decenas de MHz, aunque depende del material y de la focalización utilizada).

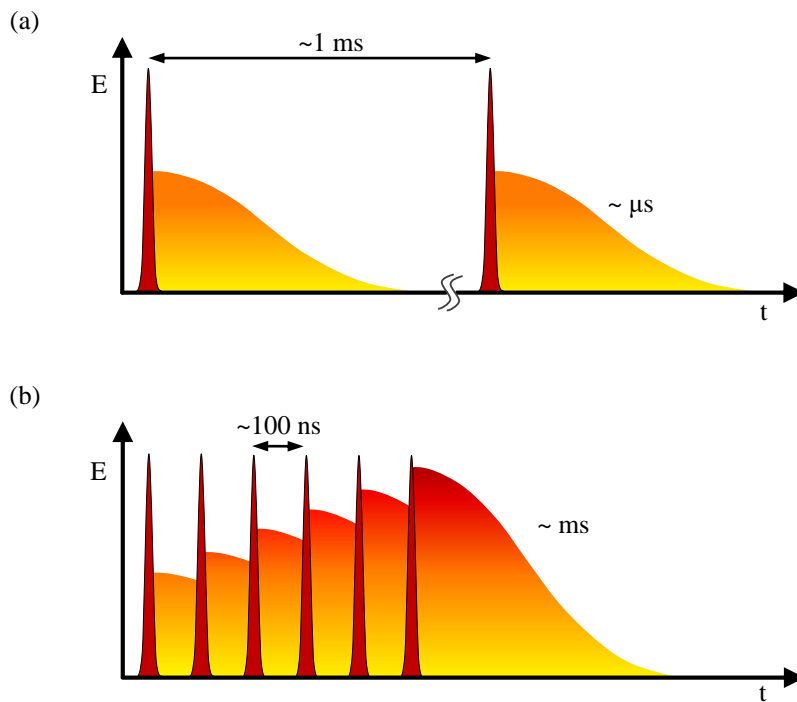


Figura 8. Diagrama esquemático de los procesos de acumulación de calor en función de la tasa de repetición del láser. (a) Régimen no térmico, el tiempo que transcurre entre dos pulsos consecutivos es significativamente mayor que el periodo necesario para la difusión térmica. (b) Régimen térmico, el tiempo entre pulsos consecutivos es insuficiente para que el calor se difunda, provocando una acumulación térmica.

El cambio entre un régimen y otro se da a partir de una determinada tasa de repetición, conocida como frecuencia crítica (f_{cr}), que se puede estimar mediante la expresión:

$$f_{cr} = \frac{\alpha_t}{d^2} \quad (2.11)$$

donde α_t representa la difusividad térmica y d el diámetro del foco.

2.2.3. Velocidad de desplazamiento

Si, a la hora de realizar el microprocesado, el material no permanece estático, sino que se desplaza respecto al haz, habría que tener en cuenta una nueva variable: la velocidad con la que se mueve la muestra.

Este parámetro está estrechamente relacionado con la tasa de repetición del equipo, de tal forma que se puede calcular la separación entre impactos de dos pulsos consecutivos (L_{pulsos}) mediante la siguiente expresión:

$$L_{pulsos} = \frac{v_{muestra}}{f_{laser}} \quad (2.12)$$

donde $v_{muestra}$ es la velocidad a la que se mueve la muestra y f_{laser} es la tasa de repetición del sistema láser.

Además, también se puede determinar, de forma aproximada, el número de pulsos (N_{pulsos}) que se superponen en un mismo punto de la muestra:

$$N_{pulsos} = \frac{d_{foco} f_{laser}}{v_{muestra}} \quad (2.13)$$

donde d_{foco} es el diámetro del punto focal. Como, generalmente, tanto la tasa de repetición como el tamaño del foco vienen “fijados” por el sistema, la manera más rápida de ajustar el solapamiento de pulsos en la muestra es modificando la velocidad de desplazamiento, teniendo esta una relación inversamente proporcional con el número de pulsos sobre un mismo punto.

Generalmente, una mayor cantidad de pulsos sobre un mismo punto se traduce en un aumento en las tensiones que rodean las zonas de material dañadas. Por otra parte, favorece una modificación más suave y homogénea de las propiedades ópticas resultantes. Así pues, se presenta un compromiso entre una mejor calidad en las guías

de onda fabricadas y un tiempo de escritura eficiente, es decir, la velocidad de translación debe de ser lo suficientemente baja para asegurar un buen solapamiento entre los volúmenes focales y, a la vez, ser lo suficientemente alta para maximizar el rendimiento del procesado. Unos valores aproximados de las velocidades de desplazamiento típicamente utilizadas podrían ser: decenas de $\mu\text{m/s}$ para láseres que trabajan a baja tasa de repetición y decenas de mm/s para láseres capaces de funcionar a alta tasa de repetición [102].

2.2.4. Desplazamiento de la muestra y dirección de procesado

Cuando se realizan guías de onda mediante inscripción directa con láser de femtosegundo, la muestra se coloca en un sistema motorizado, generalmente, capaz de realizar movimientos en tres ejes mientras que el haz permanece estático, este tipo de montajes se denominan “*sample scanning*”. También existe el llamado “*laser scanning*”, donde la muestra se encuentra parada y es el haz el que se mueve mediante el uso de espejos galvanométricos (bastante común cuando se utilizan láseres de alta tasa de repetición). Como se explicará en el siguiente capítulo, para la realización de este trabajo se utilizó la primera técnica (*sample scanning*). Dependiendo de cómo sea el desplazamiento relativo entre la muestra y el láser se van a obtener modificaciones estructurales con diferentes características.

A. Escritura transversal.

Si la muestra se traslada de forma perpendicular al haz, se considera que la escritura se produce de manera transversal (Figura 9 (a)). Esta es la forma más común de proceder, principalmente, porque la longitud máxima de la guía no está limitada por el sistema de enfoque, lo que permite que se puedan realizar escrituras de guías a varios milímetros de profundidad, aportando una gran flexibilidad a la hora de realizar circuitos ópticos tridimensionales. El principal inconveniente de este método es que la sección transversal del punto focal (y por lo tanto, de los daños que este produce) tiene una forma elíptica y alargada en la dirección de propagación del láser, si bien existen técnicas que lo permiten corregir o, al menos, minimizar.

B. Escritura longitudinal.

Si la muestra se desplaza en la misma dirección del haz, estaríamos hablando de escritura longitudinal (Figura 9 (b)). Con esta configuración se obtienen unas huellas de daño o guías de onda con una sección transversal circular, siempre que el perfil de intensidades del haz tenga una distribución gaussiana; sin embargo, es posible que la guía presente cierta inhomogeneidades debido, principalmente, a variaciones en la geometría del foco (aberraciones) y en la intensidad pico (estiramiento del pulso y efectos no lineales), que van a cambiar en función de la profundidad de procesado. Además, una de las grandes desventajas de este sistema es que la longitud máxima de escritura está limitada por el dispositivo de enfoque, por ejemplo, para un objetivo de microscopio con una NA de 0.2 la longitud máxima es de 5 mm aproximadamente.

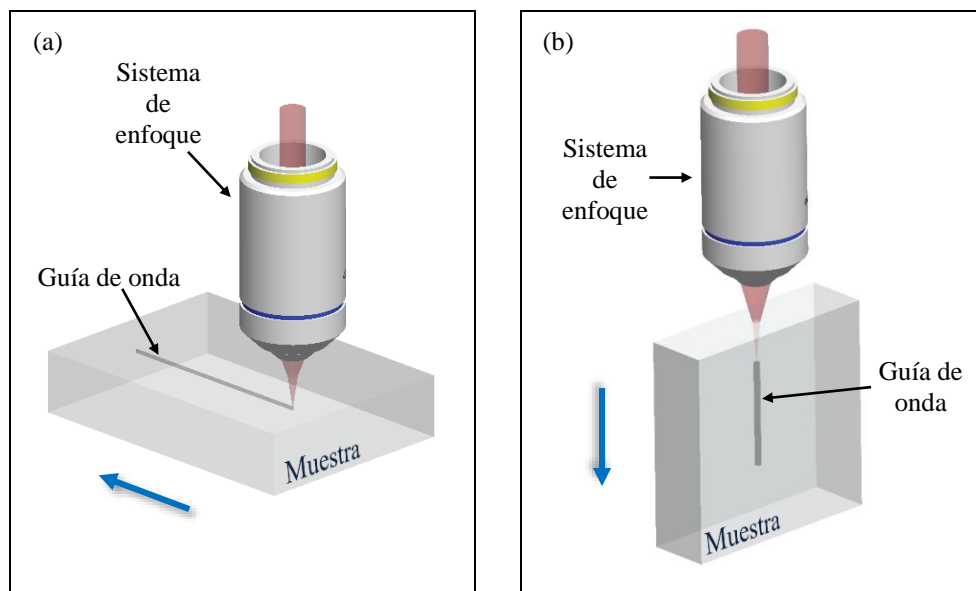


Figura 9. Representación esquemática de las direcciones de escritura directa con láser: (a) transversal, donde la guía de onda se efectúa de manera perpendicular a la dirección del haz y (b) longitudinal, la guía de onda se realiza en la misma dirección que el haz. Las flechas azules indican la dirección y el sentido del movimiento de la muestra.

Este trabajo se ha realizado utilizando únicamente la configuración transversal, como veremos más adelante en el Capítulo 3.

2.2.5. Tipos de guías de onda

En el apartado 2.2.1 se ha establecido una agrupación de los tipos de modificación aplicada atendiendo a los cambios inducidos en los materiales, que dependen, principalmente, de la energía aplicada. Si tenemos en cuenta esta clasificación y, además, consideramos cómo se posicionan estos daños entre sí, se

pueden establecer diferentes configuraciones de guías de onda en el interior del material (Figura 10).

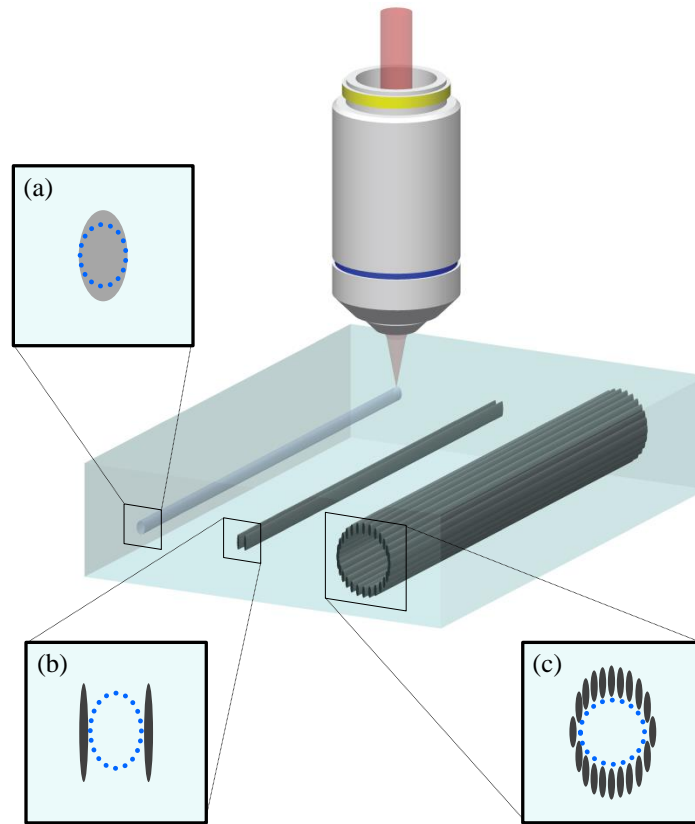


Figura 10. Diferentes tipos de configuraciones de guías de onda: (a) por escritura directa mediante modificación Tipo I, (b) inducidas por tensión (mediante modificación Tipo II) y (c) tipo *depressed-cladding* (con modificación Tipo II). En gris (tono claro representa una modificación Tipo I y tono oscuro representa una modificación Tipo II) se indican las zonas afectadas por los pulsos del láser y en línea azul discontinua se marca la ubicación aproximada del núcleo de la guía.

A. Guías de onda por escritura directa mediante modificación Tipo I.

Como hemos visto anteriormente, la modificación Tipo I se consigue utilizando energías bajas y efectuando un daño débil en el material, de esta manera se obtiene como resultado una variación positiva en el índice de refracción. Esto hace que la luz se pueda confinar directamente en los “canales” generados por los pulsos del láser (Figura 10 (a)). Por lo tanto, si se describe una trayectoria con el haz enfocado en el interior de la muestra, se puede crear una pista (o *track*) con un índice de refracción mayor al del material. Gracias a esta particularidad, es posible realizar una escritura directa de guías de onda formando estructuras 3D en el interior de la muestra como: divisores en forma de Y, acopladores, etc. [103, 16].

Además, esta variedad de guías aporta una gran versatilidad a la hora de llevar a cabo su fabricación debido a que se pueden efectuar inscripciones directas en multitud de materiales. No obstante, los sustratos más utilizados para este tipo de guías son los materiales amorfos, como por ejemplo, la mayoría de vidrios. Por otro lado, los mecanismos que producen un cambio en el índice de refracción son mucho más complejos en materiales cristalinos, ya que, debido a su estructura reticular, la acción del láser enfocado provoca fuertes modificaciones del material en el volumen focal, degradando significativamente las propiedades ópticas del núcleo de la guía. Esto redundaría en una menor variedad de materiales cristalinos aptos para tal fin, entre los que destacan: LiNbO_3 [98], Nd:YCOB [104] y ZnSe [105].

B. Guías de onda inducidas por tensión.

Para la fabricación de estas guías es necesario utilizar una energía mayor que la empleada en las de escritura directa, de tal forma que se produzca una modificación de Tipo II en el material, es decir, que se consiga efectuar un daño severo en las zonas irradiadas por el volumen focal.

Las regiones afectadas, normalmente, experimentan una variación negativa en el índice de refracción, es decir, este disminuye con respecto al del material sin alterar, haciendo que sea imposible confinar luz en la zona irradiada. Sin embargo, alrededor del área dañada existe un aumento en el índice debido a las tensiones producidas por la irradiación del láser. Con el fin de optimizar el área con capacidad de confinar y de guiar luz es frecuente realizar dos *tracks* paralelos con una cierta separación (entre 15 y 25 μm , aproximadamente), de modo que la guía de onda se encuentra entre las dos pistas de daño (Figura 10 (b)) [28, 98, 106].

Una de las principales ventajas de este tipo de guías es que la zona donde se confina la luz no ha sido irradiada por el láser y, por lo tanto, el material apenas ha sufrido alteraciones; esto es particularmente interesante en elementos cristalinos. Además, estas guías son muy estables a altas temperaturas, lo que las hace adecuadas para aplicaciones donde se vaya a trabajar con potencias elevadas [107].

C. Guías de onda tipo *depressed-cladding*.

Podemos considerar este tipo de guías como una “evolución” de las explicadas en el apartado anterior, ya que para su fabricación es necesario conseguir una

modificación de Tipo II en el material. Estas guías conocidas como *depressed-cladding* (que se puede traducir como “revestimiento deprimido”) constan de un núcleo rodeado de una serie de *tracks* paralelos, con un índice de refracción menor al del material (debido a la modificación Tipo II). El núcleo está formado por material sin irradiar que conserva sus propiedades prácticamente inalteradas (lo que supone una característica interesante para la implementación de dispositivos activos). Los *tracks* se ordenan rodeando al núcleo, de tal forma que se genera un revestimiento alrededor de este, haciendo posible que la luz pueda ser confinada (Figura 10 (c)). En este sentido, las guías tipo *depressed-cladding* muestran cierta similitud con las fibras ópticas, que también están formadas (esencialmente) por un núcleo central, donde se confina la luz para su guiado, rodeado de un revestimiento con un índice de refracción ligeramente menor. En concreto, estas guías se pueden equiparar a las fibras ópticas de tipo “*leaky*”, cuya característica principal es que siempre presentan pérdidas a medida que se propaga la luz a su través, incluso en estructuras idealmente perfectas. Para conseguir que estas pérdidas sean lo más bajas posible, y que así la guía proporcione un buen rendimiento óptico, la separación entre *tracks* debe de ser relativamente pequeña (del orden de 3 μm o menor) de forma que el *cladding* forme una barrera de índice de refracción reducido prácticamente continua. Además, es deseable que, a la hora de realizar el daño en el material, no se generen grandes tensiones alrededor de las pistas. Respecto a la disposición de los *tracks*, estos pueden ordenarse formando diferentes figuras geométricas; sin embargo, generalmente, lo más ventajoso es organizarlos de forma circular, así su adaptación con las fibras ópticas es más sencilla y se favorece su acoplamiento (o con el haz de un láser enfocado). Esta cualidad presenta un valor añadido para estos tipos de guías, puesto que, aprovechando su capacidad de formar estructuras 3D, permiten la implementación de dispositivos fotónicos complejos que pueden combinarse con fibras ópticas mediante diferentes sistemas de conexión.

Por otro lado, las guías pueden presentar diferentes comportamientos en el guiado de la luz, normalmente se consideran dos tipos: monomodo y multimodo. Esta cualidad está altamente relacionada con el tamaño del núcleo de la guía (que a su vez depende de la longitud de onda que se vaya a utilizar) y con la diferencia de índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento. En general, se obtienen guías monomodales para núcleos de pequeño tamaño, mientras que guías con núcleos de mayor tamaño suelen presentar un comportamiento multimodal. Con este tipo de guías

(*depressed-cladding*) es posible fabricar dispositivos con diámetros que van desde unas pocas micras (monomodo) hasta 100 μm , o más (altamente multimodales).

La luz que entra en la guía con ángulos menores que el de aceptación (definido por la NA) se propaga mediante el fenómeno de reflexión interna total que se produce en la frontera entre el núcleo y el revestimiento (generado con las irradiaciones del láser), cuyos índices de refracción difieren ligeramente (típicamente existe una variación entre índices que va desde 0.001 a 0.01 [17], aunque depende mucho tanto del material como de las condiciones de irradiación). En el caso de guías de onda homogéneas con salto de índice de tipo escalón (forma típica de fibras ópticas), se puede calcular la NA de la guía mediante la siguiente expresión:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.14)$$

donde n_1 es el índice de refracción del núcleo (material sin alterar) y n_2 es el índice de refracción del revestimiento (material modificado).

Generalmente, se ha utilizado la óptica geométrica para analizar la propagación de luz en guías y fibras ópticas; basándonos en este criterio, se obtendría una transmisión sin pérdidas para haces acoplados con un ángulo menor o igual al de aceptación. Sin embargo, es conocido que este tipo de guías presentan pérdidas incluso para revestimientos ideales (sin defectos), como se ha comentado previamente. Para explicar esto es necesario apoyarse en el concepto conocido como *leaky modes* (que podría traducirse como “modos con fugas”). De manera simplificada, cuando un haz se acopla a una guía, el perfil transversal del haz se puede descomponer en un número finito de modos guiados y en un continuo de modos de radiación; en el supuesto de que estos modos se propagaran en un medio material sin pérdidas asociadas, cualquier atenuación respecto al punto de partida sería debida a la propagación de los modos de radiación. Asimismo, para la configuración de índices de refracción de las guías de onda tipo *depressed-cladding* (donde el núcleo está rodeado de material con un índice menor, pero alrededor de este revestimiento existe de nuevo material con un índice de refracción igual al núcleo) solamente existen modos de radiación continua. En consecuencia, en este tipo de guías se inducen unas pérdidas de manera intrínseca durante la propagación a lo largo de la guía [108]; sin embargo, cuando la anchura del

revestimiento de la guía (zona con índice de refracción más bajo) es grande, se admiten modos de propagación muy similares a los modos guiados [109].

Por último, se han fabricado guías de onda tipo *depressed-cladding* en multitud de materiales cristalinos, obteniendo pérdidas de propagación relativamente bajas [17]; aunque existe una gran dependencia de la longitud de onda con la que se trabaje [110]. Además, son resistentes a temperaturas elevadas y, por lo tanto, se pueden utilizar para aplicaciones donde se trabaje con potencias altas.

2.3. Estado del arte

Con los primeros desarrollos de láseres de pulsos ultracortos [111, 112] se empezó a gestar el concepto de microprocesado de materiales con láser, más concretamente de materiales transparentes (con unas propiedades interesantes desde el punto de vista de la óptica). Además, estos sistemas han supuesto una revolución a la hora de inscribir estructuras tridimensionales con tamaños cada vez más reducidos, obteniendo como resultado un importante avance en el desarrollo de los dispositivos fotónicos complejos.

En este sentido, las guías de onda son el elemento básico y tienen una serie de funciones esenciales: desde el propio confinamiento de la luz, hasta la conexión de otros elementos (activos o pasivos) de los dispositivos integrados. El procedimiento más sencillo para la fabricación de circuitos fotónicos 3D es el que utiliza guías de onda basadas en modificaciones Tipo I, generando la propia guía en el volumen focal sin alterar las zonas de material adyacente. Con esta técnica se pueden implementar elementos que son fundamentales en el diseño de dispositivos complejos como: divisores (o uniones) de guías con bajas pérdidas [113] y acopladores a través de campo evanescente [114].

La mayoría de estos dispositivos han sido fabricados en vidrio debido a la simplicidad que presenta a la hora de realizar inscripciones con láser. Sin embargo, existe un gran interés en la posibilidad de poder efectuar dichas estructuras en el interior de cristales dieléctricos, debido, principalmente, a unas propiedades ópticas altamente valiosas, como por ejemplo: una alta transparencia para un rango amplio de longitudes de onda. No obstante, aplicar modificaciones Tipo I en estos materiales puede acarrear

una serie de problemas: por un lado, la anisotropía de estos sustratos hace que el procesado de guías sea muy sensible a las condiciones de irradiación; por otro lado, la modificación Tipo I produce una disminución en el índice de refracción (en vez de un aumento) en la mayoría de cristales. Las principales excepciones se pueden encontrar en: Nd:YCOB ($\text{Nd}^{3+}:\text{YCa}_4\text{O}(\text{BO}_3)_3$), BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) o LiNbO_3 [115, 116, 117].

Por el contrario, en otros cristales es necesario emplear una modificación de Tipo II para fabricar dispositivos fotónicos 3D. En este caso, el principal obstáculo a superar es la dificultad existente a la hora de diseñar e implementar estructuras complejas capaces de confinar y guiar la luz. Sin embargo, el uso de este método hace que sea factible la integración de dispositivos fotónicos tridimensionales en, prácticamente, cualquier material dieléctrico transparente, incluyendo cristales [118, 119, 120, 121].

Esta capacidad de poder realizar estructuras complejas 3D, unida a la posibilidad de implantarlas en multitud de materiales, convierte a la escritura directa mediante láser de femtosegundos en una técnica singular y muy versátil, cuya popularidad ha ido aumentando durante las últimas dos décadas, generando una gran comunidad científica y elevando el número de líneas de investigación en varios campos de estudio (telecomunicaciones, astronomía, biología, química, medicina, etc.). Este hecho ha favorecido el desarrollo de importantes avances en dispositivos fotónicos como:

A. Micro-láseres y amplificadores.

Los láseres de guías de onda son un elemento clave en los sistemas fotónicos integrados, debido a que la luz que emiten presenta cierta ganancia de energía respecto a la luz que reciben. Estos dispositivos poseen una geometría compacta, sin embargo, exhiben una eficiencia comparable a los láseres de estado sólido convencionales. Además, se han desarrollado tanto láseres de emisión continua como láseres pulsados (mediante *Q-switching*, principalmente); para ello se han utilizado diversos absorbentes saturables: SESAMs (*semiconductor saturable absorber mirror*) [122, 123], grafeno [124], nanotubos de carbono [125, 126], etc. [127].

Por otro lado, se ha demostrado que pueden ser inscritos en distintos tipos de materiales: cristales [128, 129, 130, 131, 132, 133, 134], vidrios dopados [135, 136, 137, 138] y cerámicas [139, 140]. Dependiendo del sustrato en el que se inscriben las

guías es posible obtener emisión láser en diferentes longitudes de ondas. Utilizando cristales de praseodimio (Pr) dopado se consiguió irradiar dentro de la región del espectro visible que va desde 604 hasta 720 nm [141, 131]. Para longitudes de ondas ubicadas en la zona del espectro infrarrojo se han obtenido resultados con multitud de cristales dopados, por ejemplo: Ti:Sa (800 nm) [132], Yb:YAG (1 μm) [142], Tm:YAG (2 μm) [140], Tm:KLuW (2 μm) [143], Cr:ZnSe (2.5 μm) y Fe:ZnSe (2.5 μm) [144]. Además, estos sistemas cuentan con la ventaja de que la salida del haz puede ajustarse a los requerimientos concretos de las aplicaciones, es decir, pueden existir diferentes configuraciones de salida para la emisión láser: varias salidas simultáneas (1x2, 1x3 y 1x4) [120], estructuras matriciales [145, 146], etc.

Por último, los amplificadores juegan un papel fundamental en el campo de las telecomunicaciones, ya que permiten amplificar la banda C, dentro de la distribución de canales DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*), que está centrada en 1.55 μm . Para estas aplicaciones es común utilizar diferentes vidrios (bismuto, fosfatos, silicatos, etc.) dopados con erbio (Er) y/o iterbio (Yb) [147, 84].

B. Conversores de frecuencia.

Otro elemento de cierta relevancia para los dispositivos fotónicos integrados son las guías de onda capaces de generar nuevas frecuencias gracias a la escritura en cristales no lineales. Los conversores más comunes son aquellos que realizan la generación de segundo armónico (SHG, *second harmonic generation*) en un rango de longitudes de onda que van, aproximadamente, desde los 400 hasta los 790 nm [148, 149, 150]. Los principales métodos de conversión utilizados son *phase matching* o *quasi-phase matching*.

La eficiencia en el doblado de frecuencias de estos dispositivos presenta ciertas mejoras con respecto a los de estado sólido, aunque depende fuertemente del material de fabricación y de las estructuras de guiado [121], pudiendo ser tanto de Tipo I como de Tipo II. Respecto a los materiales sobre los que se inscriben se pueden destacar: LiNbO₃ [28], KTP [151, 152], PPLN [153, 154] y PPKTP [155].

C. Moduladores ópticos.

Estos dispositivos son capaces de modificar algunos parámetros de la luz (fase, intensidad, polarización, etc.) permitiendo realizar ciertas interacciones con ella.

Gracias a las guías de onda estos elementos se pueden integrar en circuitos fotónicos, añadiendo nuevas posibilidades en diversas aplicaciones. Uno de los sistemas ópticos más recurrentes es el interferómetro Mach-Zehnder (MZI), ya que permite trabajar con diferentes configuraciones a la hora de dividir y recombinar los haces mediante el uso de elementos adicionales a la estructura de guías propiamente dicha, como por ejemplo: redes de Bragg (*Bragg gratings*) o electrodos [27, 156, 157, 158].

D. Circuitos cuánticos.

Estos elementos ofrecen un contexto adecuado para el tratamiento de la información cuántica, que aprovecha los fenómenos intrínsecos de la mecánica cuántica para codificar, procesar y transmitir información. Además, a diferencia de los circuitos fabricados mediante métodos litográficos, gracias a la inscripción directa con láser de pulsos ultracortos se pueden conseguir estructuras tridimensionales complejas, lo que permite que los dispositivos realicen funciones como el “recorrido aleatorio” (*random walk*) o la computación cuántica [159]. Por otro lado, la fotónica cuántica necesita unos niveles de estabilidad altos; en este sentido, la óptica integrada supone una mejora con respecto a los métodos tradicionales [29, 160], permitiendo, además, un buen acoplamiento de los dispositivos con otras guías de onda o fibras ópticas.

Dentro del campo de la fotónica cuántica existen numerosas y diversas aplicaciones que van desde la comunicación hasta la computación cuántica. En este sentido, existen una serie de elementos fundamentales que, generalmente, son comunes en la mayoría de dispositivos integrados (variando la cantidad y el rendimiento de estos en función de la tarea específica a la que van destinados): fuentes de bombeo, filtros, guías de onda, acopladores direccionales, memorias cuánticas, acopladores de fibra, detectores, etc. [161, 162, 163]. La necesidad de tener múltiples elementos básicos con requisitos diferentes (dependiendo de la función que vaya a desempeñar el dispositivo integrado), ha hecho que se lleven a cabo gran cantidad desarrollos en numerosos materiales con el objetivo de responder al mayor número de supuestos posibles [164]. Algunos de los materiales más utilizados para la fabricación de estos dispositivos son: silicio [165, 166, 167], LiNbO_3 [168], diamante [169, 170], etc.

E. *Lab-on-chip*.

Estos sistemas se han convertido en una herramienta fundamental en multitud de aplicaciones [171, 172, 173], principalmente, en las ramas de química [174], medicina [175] y biología [176, 177]. Dichos dispositivos permiten la integración tanto de elementos ópticos (guías de onda) como de componentes fluídicos (microcanales) en un mismo sustrato, dando lugar a un campo relativamente nuevo que se conoce con el término de “optofluídica” [178, 179]. Generalmente, la función principal de las guías de onda es transportar a los fotones que van a ser utilizados como sistema de pruebas, por ejemplo: en algunos estudios se requiere que la luz tenga ciertas interacciones con los fluidos, por lo tanto se puede utilizar un interferómetro Mach-Zehnder y comparar la diferencia entre ambos brazos (uno de referencia y otro con el fluido a estudiar) [180].

Como se ha mencionado anteriormente, la principal ventaja que presenta este método (procesado mediante pulsos láser ultracortos) es la posibilidad de fabricar dispositivos con diseños tridimensionales y, además, haciendo que estos sean muy compactos. Gracias a esta flexibilidad se pueden crear prototipos o diseños específicos para cada aplicación [181, 182]. Por otro lado, la mayor parte de estos dispositivos microfluídicos han sido fabricados en sustratos de vidrio [183, 184], debido a que algunos de estos materiales ofrecen la posibilidad de producir un grabado químico en las zonas afectadas por el volumen focal del láser [185].

En resumen, la inscripción directa mediante láser de femtosegundos presenta una metodología que ofrece una gran versatilidad, pudiendo fabricar dispositivos integrados complejos en infinidad de materiales. Además, un cambio de sustrato no implica una modificación sustancial en el proceso fundamental de ejecución, sino que, normalmente, bastaría con ajustar algunos parámetros de procesamiento vistos anteriormente (velocidad de desplazamiento, condiciones de enfoque, energía por pulso, etc.). Esta polivalencia, unida a la capacidad de crear dispositivos de manera rápida y personalizada, ha hecho que este método sea cada vez más atractivo en varios campos de estudio y más popular entre los diferentes grupos de investigación.

A pesar de que en las últimas décadas, este método ha experimentado un gran avance, todavía existen multitud de desafíos por resolver o mejorar, como por ejemplo: la compensación de aberración esférica durante el enfoque en el interior del sustrato, el rendimiento en dispositivos tridimensionales complejos en ciertos materiales, el control

de efectos no lineales en la propagación del pulso en el material, la integración de elementos activos en materiales novedosos, etc.

Capítulo 3

Materiales y métodos utilizados

En este capítulo se van a mostrar los materiales y sistemas utilizados a lo largo de la realización de este trabajo, tanto para llevar a cabo el diseño de los dispositivos como para ejecutar su fabricación y posterior caracterización.

3.1. Diseño y código de procesado

Los dispositivos realizados en este trabajo están basados en guías de onda de tipo *depressed-cladding*, es decir, guías formadas por una serie de *tracks* paralelos con una modificación del sustrato de Tipo II que rodean a un núcleo de material sin alterar. Este tipo de guías aporta una gran flexibilidad a la hora de realizar circuitos fotónicos, ya que la geometría puede ser totalmente arbitraria. Sin embargo, el principal inconveniente es que se necesita un número considerable de *tracks* para generar un revestimiento alrededor del núcleo que sea capaz de confinar la luz y que no existan muchas pérdidas en su propagación; esto provoca que el proceso de fabricación sea relativamente lento y que el diseño de estructuras tridimensionales sea complejo.

En este sentido, el paso previo a la fabricación de los dispositivos en el sustrato fue la realización de modelos virtuales, tanto en 2D como en 3D. Esta no es una parte imprescindible en el proceso de fabricación, pero ha servido para disponer de una previsualización de los elementos diseñados, permitiendo detectar posibles fallos o poner énfasis en puntos conflictivos antes de llevar a cabo la etapa de microprocesado del dispositivo, evitando así una posible pérdida de material y de tiempo. Para la realización de estos diseños se han utilizado herramientas CAD (*Computer-Aided Design*) como: AutoCAD[®], perteneciente a Autodesk, y SolidWorks[®], desarrollado en la actualidad por SolidWorks Corp., una filial de Dassault Systèmes, S.A.

Una vez se ha decidido el diseño a realizar, el siguiente paso es conseguir que el sistema lo ejecute sobre un medio material. Para ello se han realizado una serie de programas capaces de generar las indicaciones en un lenguaje interpretable por el sistema. El objetivo de estos programas es calcular las coordenadas donde debe posicionarse el haz enfocado para conseguir la modificación de material deseada. Para ello se ha utilizado el *software* Mathematica[®], perteneciente a la compañía Wolfram.

Para definir estas coordenadas primero hay que establecer el valor de dos variables fundamentales para el diseño de guías tipo *cladding*: el radio de la guía y la

separación entre *tracks*. El tamaño del radio define el comportamiento que va a tener la luz al propagarse a través de la guías, pudiendo presentar comportamientos monomodales o multimodales (dependientes, a su vez, de la longitud de onda de la luz acoplada). Por su parte, la separación entre *tracks* tiene que ser lo suficientemente pequeña para minimizar todo lo posible las pérdidas de propagación pero lo bastante grande para que no se genere un solapamiento excesivo que provoque una tensión elevada en el material, pudiendo resultar en una fractura del sustrato. Una vez establecidos estos valores, el programa va a calcular el número de lados (o vértices) del polígono que mejor se aproxime a una circunferencia, ubicando los diferentes *tracks* de la guía en cada uno de los vértices de dicho polígono (Figura 11).

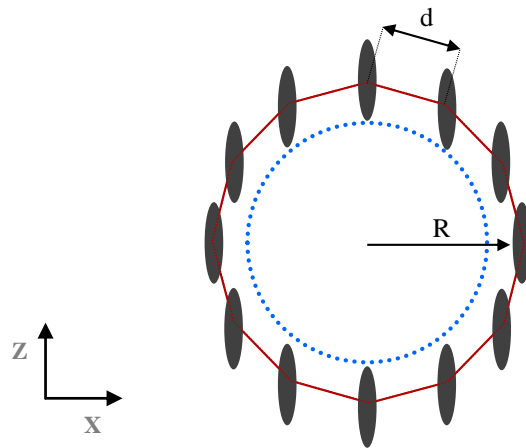


Figura 11. Representación esquemática de la distribución de *tracks* en guías tipo *cladding*. Las coordenadas de los impactos coinciden con los vértices del polígono inscrito en una circunferencia de radio R. La separación entre *tracks* queda definida por la distancia d, que es la longitud de los lados del polígono.

Mediante cálculos trigonométricos es relativamente sencillo obtener las coordenadas (X y Z) de los vértices del polígono, estableciendo el centro de la circunferencia que circunscribe a dicho polígono como origen del sistema de coordenadas.

Por otro lado, hay que tener en cuenta el efecto de aberración esférica que, como se ha mencionado en el apartado 2.1.1.1, induce un desplazamiento y un alargamiento del foco en el interior del material. Para corregir, en la medida de lo posible, este problema, se ha incluido un factor, proporcional al índice de refracción del sustrato, que afecta solamente a la coordenada Z (dirección del avance del haz en el material) de la siguiente manera:

$$Z_{código} = \frac{Z_0}{n_{ref}} \quad (3.1)$$

donde $Z_{código}$ es la coordenada obtenida en el programa, Z_0 es la coordenada teórica y n_{ref} es el índice de refracción del material.

Otro aspecto de gran relevancia en este tipo de guías es el orden de inscripción de las pistas paralelas que forman la misma. Es necesario establecer una estrategia de procesamiento para que en ningún momento el haz, que va focalizándose dentro del material, interactúe con algún *track* realizado anteriormente. A medida que aumenta la complejidad del dispositivo aumenta también la dificultad del plan de escritura con láser; por ejemplo: para guías de onda rectas simples la metodología utilizada consta de tres pasos (Figura 12 (a)); sin embargo, para realizar una división con este tipo de guías es necesario estructurar el proceso en seis pasos (Figura 12 (b)).

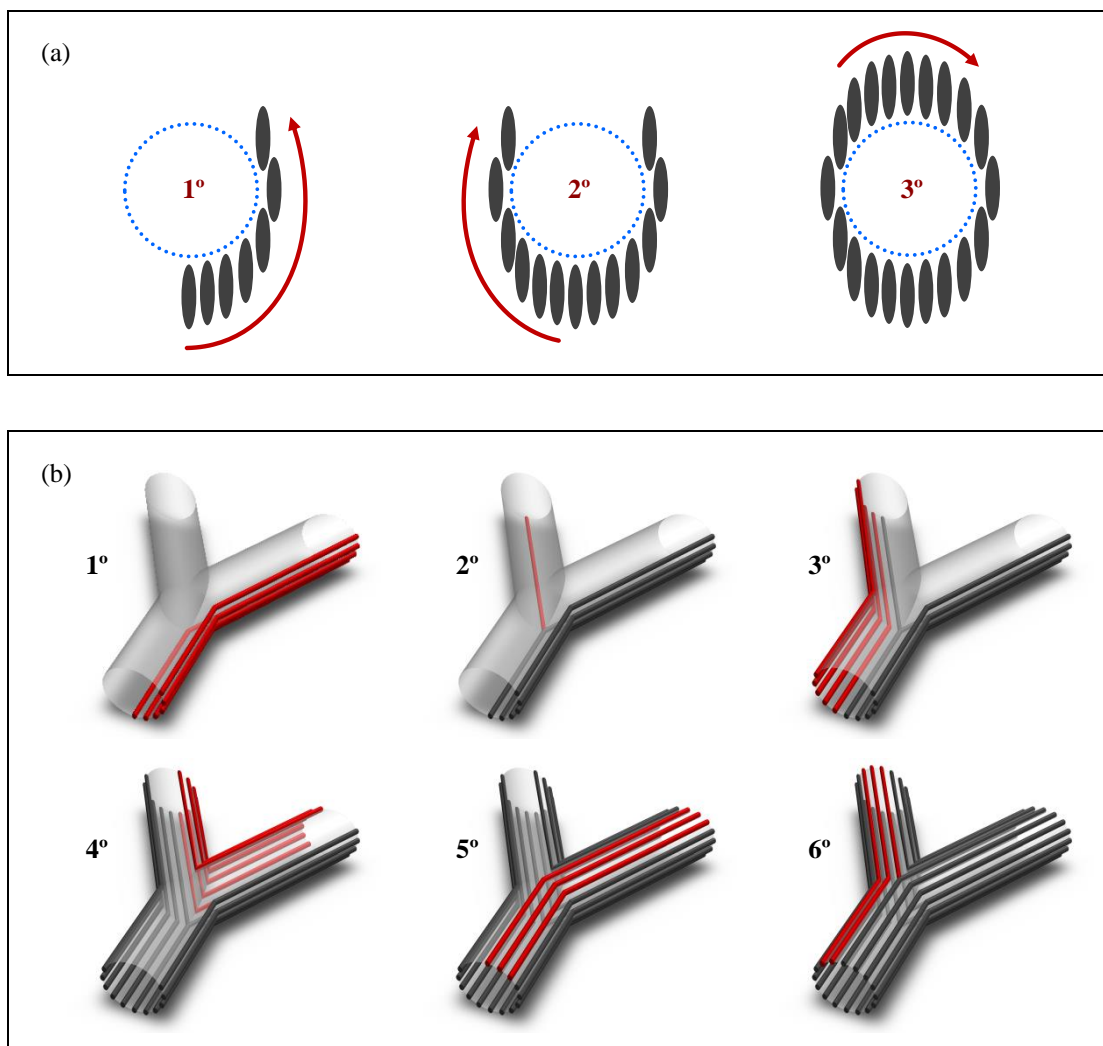


Figura 12. Orden de procesamiento para: (a) guías rectas y (b) divisiones de guías (las zonas de color rojo representan los *tracks* inscritos en cada paso, los trazos negros son las pistas existentes en el momento de empezar a inscribir nuevos *tracks*).

Se observa claramente que el hecho de incluir una bifurcación de guías en los dispositivos aumenta la complejidad de fabricación. De acuerdo con la Figura 12 (b), inicialmente se realiza la zona inferior (parte situada a la derecha) prolongando estos *tracks* hasta la longitud requerida y aplicando un cierto ángulo con respecto al tramo recto (este ángulo es una variable incluida en el programa). Posteriormente, se ejecuta el *track* inferior central de la que va a ser la guía ubicada a la izquierda. El siguiente paso sería realizar el segundo grupo de pistas y, como antes, prolongar dichos *tracks* hasta la longitud requerida y con el ángulo deseado. El proceso continúa con los *tracks* correspondientes a los lados interiores de la bifurcación. Por último, la parte superior se realiza en dos pasos: primeramente, la mitad derecha del tramo y finalmente, la parte de la izquierda.

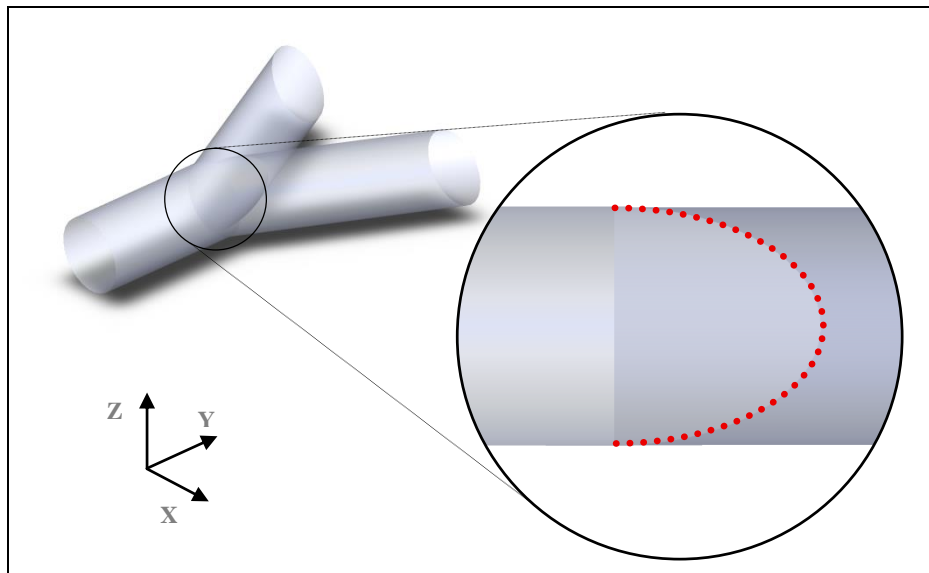


Figura 13. Detalle de la zona de bifurcación visto de perfil (en trazo discontinuo rojo se encuentran los puntos de los que se necesita obtener las coordenadas para realizar el procesado).

La zona más conflictiva a la hora de establecer las coordenadas concretas es la parte donde empiezan a formarse físicamente las dos guías (Figura 13), en especial la coordenada Y. Para calcular estas posiciones se parte del Teorema de Tales y la semejanza de triángulos, de tal forma que, si se consideran los triángulos de acuerdo a como se muestran en la Figura 14 tenemos:

$$\frac{b}{b'} = \frac{c}{c'} \quad (3.2)$$

donde c' es la incógnita a calcular, puesto que el resto de parámetros es conocido una vez fijamos la longitud del tramo recto, el ángulo de división y la longitud total del dispositivo (L —tramo recto y bifurcaciones—).

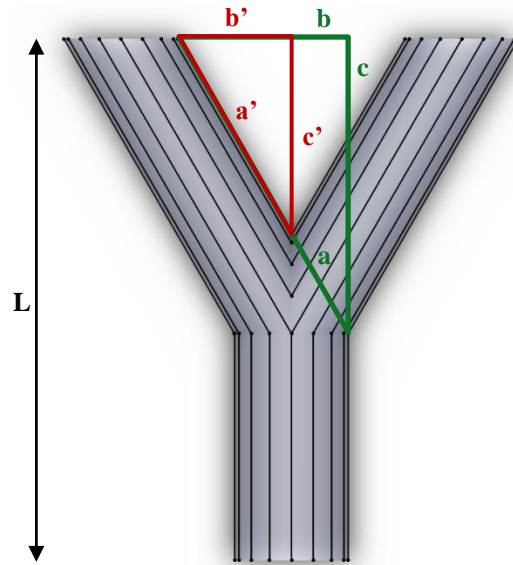


Figura 14. Representación esquemática de las distancias utilizadas para calcular las coordenadas de la zona de bifurcación de dos guías. Nótese que la forma en “Y” tiene un ángulo entre guías mucho mayor al utilizado realmente para una mejor comprensión.

Para calcular la coordenada Y del punto exacto donde se empiezan a dividir los *tracks* (y por lo tanto las guías) se puede usar la siguiente expresión:

$$\text{Coordenada División} = L - [(c) * (b')/b] \quad (3.3)$$

Si, en lugar de realizar una división de guías, se pretende efectuar una unión o cambio de altura, se podría proceder de una manera similar simplemente ajustando las longitudes y valores requeridos.

Para ejecutar esto de una manera más eficiente y automatizada se han añadido estas ecuaciones en el código del programa y mediante el uso de bucles “FOR” se consigue exportar una serie de instrucciones capaces de ser leídas por los controladores que dirigen los diferentes elementos del banco de procesado (*shutter*, motores XYZ, etc.), como veremos en el siguiente apartado.

3.2. Dispositivo experimental

La realización de los dispositivos se ha llevado a cabo en el Laboratorio Láser de la Universidad de Salamanca, ubicado en el Edificio Trilingüe de la Facultad de Ciencias. Este laboratorio cuenta, entre otros dispositivos experimentales, con dos sistemas láser de pulsos ultracortos amplificados y dos bancos de procesado de materiales.

3.2.1. Sistemas láser

El primer equipo instalado en el laboratorio fue un láser de pulsos ultracortos (Spitfire[®], de Spectra Physics) con tecnología CPA basado en cristales de zafiro dopado con titanio (Ti:Sa). El sistema está compuesto por un oscilador y dos etapas de amplificación (regenerativo y multipaso). Los amplificadores pueden utilizarse de manera independiente obteniendo a la salida del primero una energía máxima por pulso de 1 mJ y una tasa de repetición de 1 kHz, y a la salida del segundo una energía máxima de 50 mJ por pulso trabajando a una tasa de repetición de 10 Hz. En ambos casos la duración temporal del pulso es de 120 fs y presenta una longitud de onda centrada en 795 nm (Figura 15).

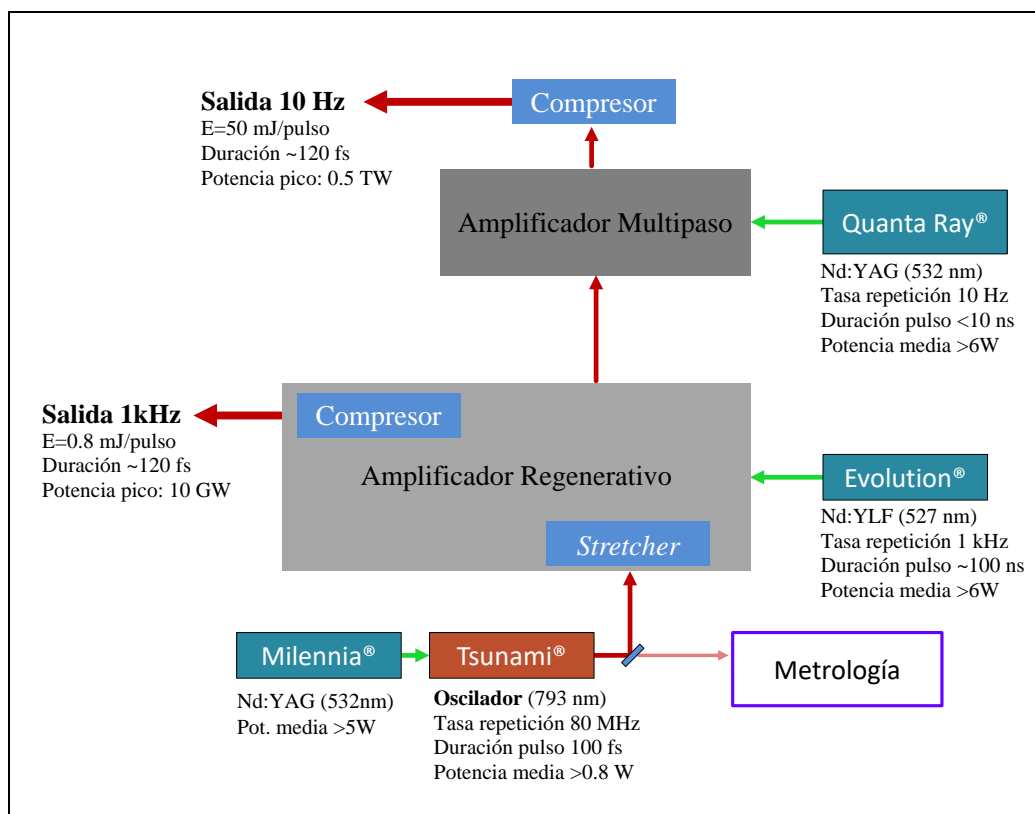


Figura 15. Representación esquemática de los componentes y etapas que forman el sistema láser utilizado para la fabricación de los dispositivos fotónicos.

Desde el último trimestre del año 2019 el laboratorio dispone de un nuevo sistema láser sintonizable (Spitfire SOLACE[®], de Spectra Physics) que trabaja a una tasa de repetición de 5 kHz y que emite pulsos centrados en 800 nm. La energía por pulso es de 1.6 mJ y estos tienen una duración temporal de 60 fs. Además, lleva acoplado a un amplificador paramétrico (TOPAS[®]) de alta velocidad de repetición (5

kHz), que permite sintonizar la longitud de onda de los pulsos de salida entre 240 y 2600 nm.

Sin embargo, para la fabricación de los dispositivos de este trabajo, principalmente, se ha utilizado el sistema representado en la Figura 15, y más concretamente, la línea que proviene del amplificador regenerativo (1 kHz) donde, una vez que el haz sale del compresor, se transporta en aire hasta el área de microprocesado, después de atravesar un *beam-splitter* 50/50 que se utiliza para alimentar otros experimentos simultáneos. En esta zona, lo primero que se encuentra el láser es un *shutter* gobernado por el mismo *software* que controla los motores. De este modo, a través del código de escritura, el programa interpreta cuándo hay que mover la muestra y si es necesario abrir el *shutter* —es decir, dejar pasar el haz— o no. Inmediatamente después, existe un sistema para controlar la energía con la que se va a trabajar; este está compuesto por una lámina $\lambda/2$ motorizada y un polarizador (Figura 16). Por último, se cuenta con un set de filtros neutros que permiten reducir el orden de magnitud de la potencia de irradiación.

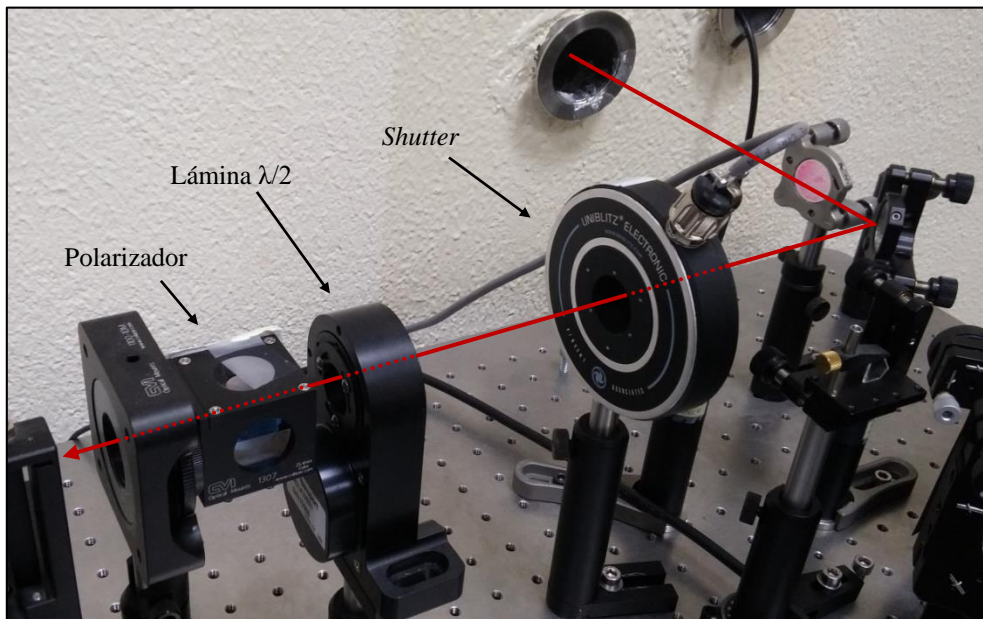


Figura 16. Conjunto de elementos previos al banco de procesado: sistema de ajuste de energía (lámina $\lambda/2$ y polarizador) y *shutter*.

Para calcular la energía de trabajo se utiliza un detector térmico de termopila (Spectra Physics 407A) que se coloca entre el cubo polarizador y los filtros, con el que se obtiene la potencia promedio ($P_{promedio}$) del tren de pulsos. Conociendo la tasa de repetición del láser se puede calcular la energía por pulso (E_{pulso}) mediante la siguiente expresión:

$$E_{pulso} = \frac{P_{promedio}}{tasa\ de\ repetición} \quad (3.4)$$

Por ejemplo, para una potencia promedio de 1 mW y una tasa de repetición de 1kHz, tendríamos una energía por pulso de 1 μ J. Una vez determinada la energía por pulso en este punto, hay que tener en cuenta los filtros neutros, las pérdidas que se producen a lo largo de toda la cadena óptica que conduce el haz hasta la muestra (3 espejos) y la transmitancia de la óptica de focalización. Entonces, para estimar la energía incidente en la muestra, la energía por pulso medida después del atenuador ha de corregirse por los factores correspondientes:

$$E_{muestra} = E_{pulso} * T_{filtros} * T_{espejos} * T_{objetivo} \quad (3.5)$$

Típicamente, la energía recibida por la muestra puede verse reducida hasta valores del 2% respecto a la energía inicial.

3.2.2. Banco de procesado

El laboratorio dispone de dos bancos de procesado, y ambos están formados por una serie de elementos similares: estructura de perfilería modular, que permite modificar la configuración del sistema con elementos ópticos (lentes, espejos...) o de metrología (cámaras); sistema motorizado de tres ejes (XYZ) para controlar el posicionamiento de la muestra; etc. El uso de una u otra depende, principalmente, de los requerimientos de fabricación y de la disponibilidad de la línea. A fin de evitar explicaciones redundantes, se va a profundizar más en las características y la forma de trabajo de una de las estaciones, puesto que la mayoría de dispositivos fueron procesados en ella (Figura 17).

Una vez que el haz atraviesa los filtros neutros, mencionados anteriormente, llega al banco de procesado propiamente dicho, donde una serie de espejos transportan el tren de pulsos hasta el objetivo de microscopio (que puede variar dependiendo de las especificaciones de procesado) focalizando el láser en el interior de la muestra.

Sin embargo, antes de comenzar a procesar la muestra es necesario ubicarla correctamente, para ello se instala temporalmente un *beam splitter* que divide el haz, enviando la reflexión a una cámara CMOS (IDS uEye SE) provista de un objetivo de $f=75$ mm. Esta cámara hace imagen del plano focal del sistema de enfoque, lo que nos permite visualizar la superficie de la muestra a procesar y posicionar el haz sobre ella,

ajustando con bastante precisión la profundidad elegida para efectuar la escritura en el sustrato.

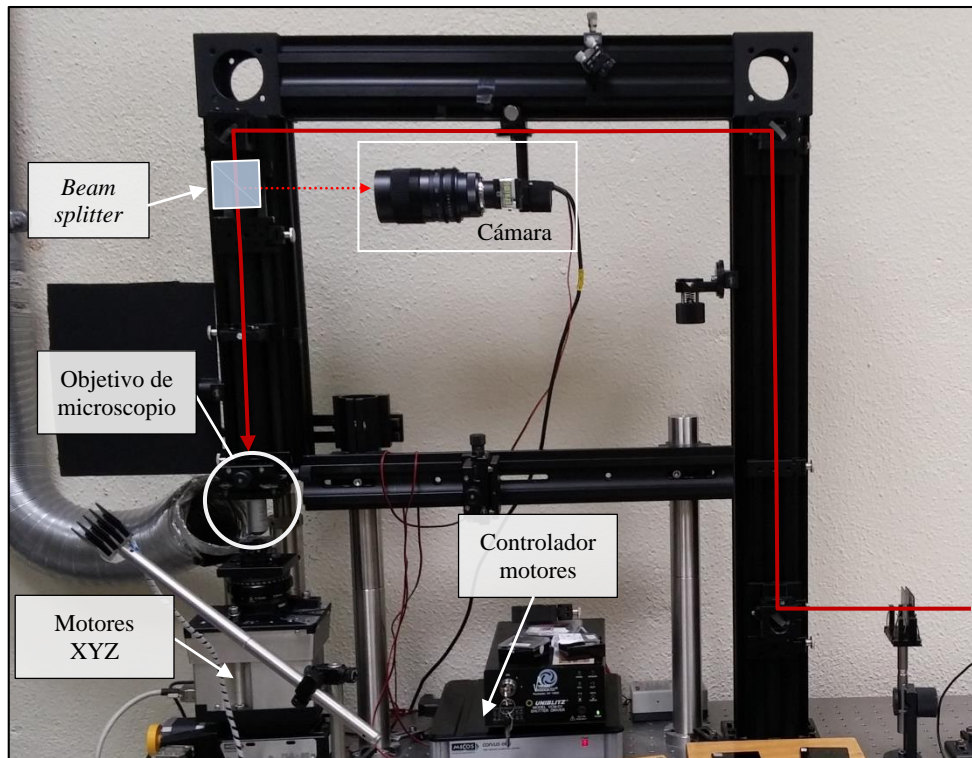


Figura 17. Banco de procesado.

3.2.3. Sistema de movimiento de la muestra

Para poder fabricar dispositivos fotónicos con estructuras tridimensionales es necesario disponer, al menos, de tres grados de libertad motorizados a la hora de ejecutar movimientos. En nuestro sistema de procesado utilizamos la aproximación de “*sample scanning*” en la cual la muestra se coloca en un posicionador motorizado de tres ejes (XYZ) que se encarga de moverla mientras el haz láser se mantiene fijo. Además, para el correcto alineamiento de la muestra se dispone de tres grados de libertad adicionales que permiten el giro de esta manualmente sobre cada uno de los ejes motorizados (*tip-tilt-rotación*).

Como se muestra en la Figura 18, el conjunto de motores está formado por dos *stages* lineales (PLS-85, de la marca PI miCos) instalados perpendicularmente y que cubren los desplazamientos sobre el plano horizontal. El recorrido de estos dispositivos es de 35 mm y tienen una repetitividad unidireccional por debajo de 0.05 μm . El elemento responsable de los movimientos verticales de la muestra es otro motor de PI

miCos (modelo ES-100), cuyo recorrido es de 26 mm y ofrece una repetitividad unidireccional por debajo de 0.1 μm . Los movimientos de giro vienen dados por actuadores manuales: plataforma rotatoria para el giro alrededor del eje Z y dos goniómetros para ajustar la inclinación de la muestra respecto al plano horizontal (giro sobre los ejes X e Y).

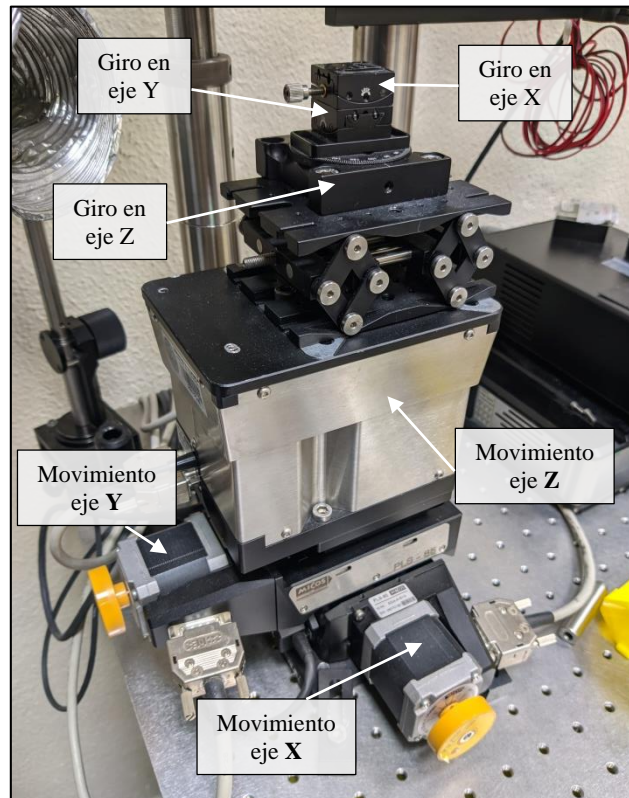


Figura 18. Sistema de posicionado de la muestra: motores lineales para movimientos X e Y, motor lineal vertical para movimiento en Z, plataforma de rotación manual con giro sobre el eje Z y dos goniómetros manuales para ajuste de inclinación con rotación en ejes X e Y.

El equipo encargado de coordinar el conjunto de motores es un controlador de la serie SMC de Pi miCos (SMC corvus eco), que es capaz de controlar 2 o 3 ejes de manera simultánea. Para establecer comunicación con este dispositivo se utiliza un *software* no comercial de implementación propia elaborado bajo el entorno de desarrollo LabVIEW (programa desarrollado por National Instruments).

Para poder empezar con el proceso de escritura en la muestra es necesario cargar el archivo que se ha generado previamente, donde se establece la secuencia de movimientos a realizar por cada uno de los motores. Además, hay que mandar una señal de “conexión” a los diferentes elementos involucrados (motores y *shutter*). Por último, se ejecuta el código cargado anteriormente. A partir de aquí, el *software* va a ir leyendo

el archivo y enviando las órdenes correspondientes a los controladores del *shutter* y de los motores hasta terminar de inscribir el dispositivo fotónico diseñado.

3.2.4. Banco de acoplamiento de dispositivos

Una vez que se han fabricado las estructuras de guías de onda es necesario realizar un estudio acerca del comportamiento y la propagación de la luz a su través [186]. Para ello se va a utilizar un montaje (Figura 19) formado, de manera resumida, por: dos objetivos de microscopio, una plataforma donde alojar y posicionar la muestra y una cámara CMOS. Los objetivos de microscopio disponen de movimientos lineales en tres ejes con ajuste micrométrico y actuadores de inclinación en dos ejes para alineamiento. Por otro lado, la plataforma para la muestra cuenta también con movimientos lineales en tres ejes con ajuste micrométrico y, además, dispone de tres actuadores para giro en torno a los tres ejes, facilitando el alineamiento y acoplamiento de las diferentes fuentes de luz al dispositivo fotónico.

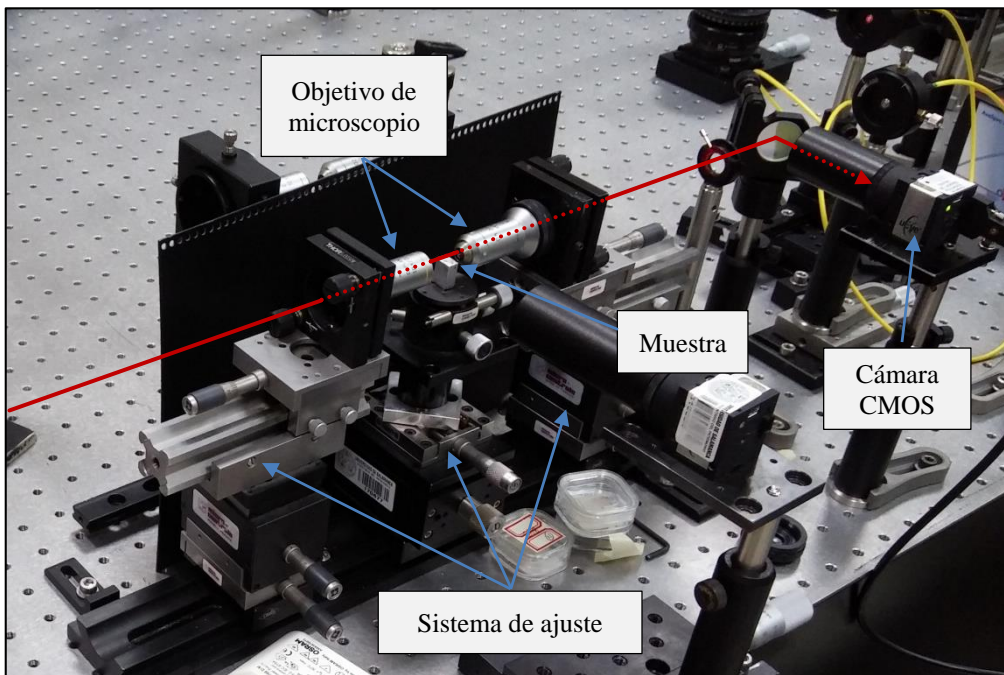


Figura 19. Montaje del laboratorio donde se van a analizar las distintas guías fabricadas. El haz se focaliza con el primer objetivo de microscopio y se acopla a la guía inscrita en el material, posteriormente con un segundo objetivo se forma imagen de salida del dispositivo en la cámara.

Para utilizar este sistema se enfoca el haz en la cara del sustrato, con un objetivo de microscopio de 10x (0.25 NA), y se acopla en la entrada de la guía. Un iris colocado antes del montaje permite modificar el tamaño del *spot* proyectado en la guía de forma

que puede acomodarse al diámetro de entrada para mejorar el acoplamiento modal y reducir pérdidas de inserción. Por otro lado, se registran los perfiles modales del haz a la salida del dispositivo: esto se realiza mediante un objetivo de microscopio de 20x (0.40 NA) y la cámara CMOS (IDS uEye SE). Las fuentes de luz que se utilizan normalmente son: un láser de He-Ne, que emite a una longitud de onda de 633 nm, y un láser de diodo, cuya longitud de onda es de 850 nm. Alternativamente, también se utiliza una fuente de luz “blanca” que emite una lámpara LED para facilitar el alineamiento del sistema y visualizar mejor las guías, pudiendo identificar las zonas de guiado.

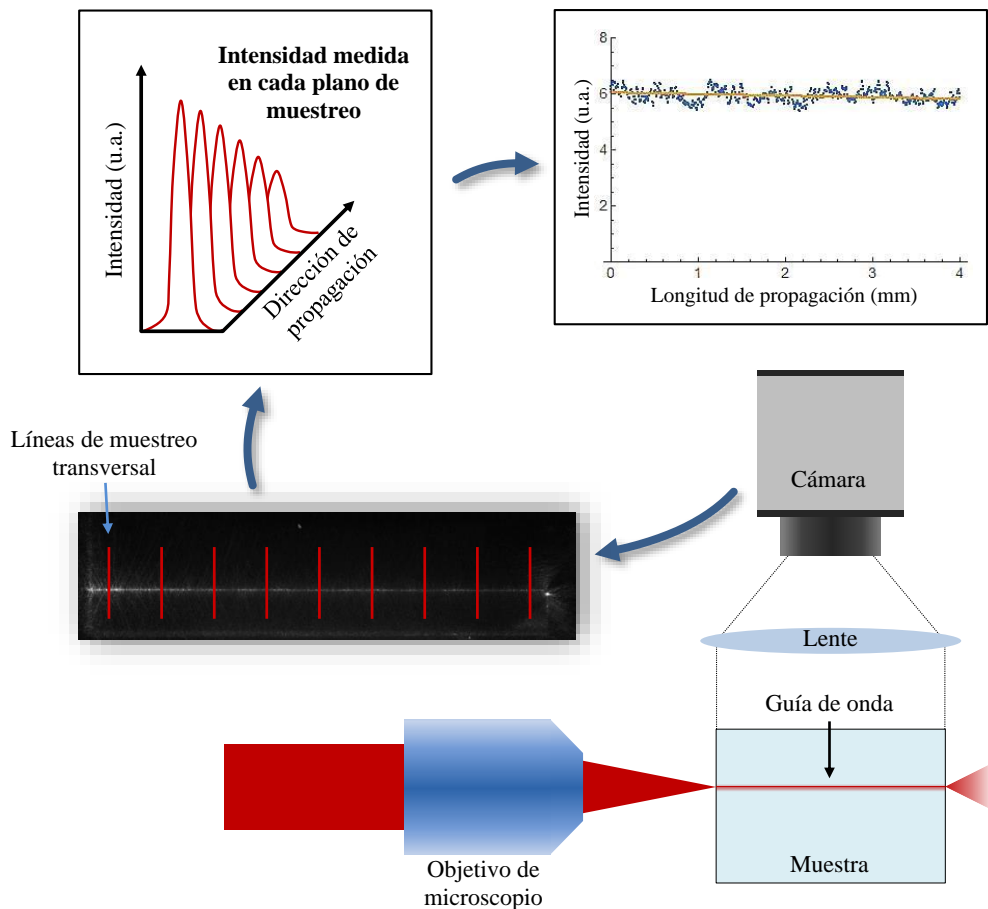


Figura 20. Proceso para la medición de pérdidas de propagación de las guías de onda: se parte del dispositivo experimental con el haz acoplado a la guía y la cámara (colocada lateralmente) que hace imagen con una lente; con esto se obtiene una imagen donde se analiza la distribución de intensidad en cada línea de muestreo; posteriormente, se realiza un análisis bidimensional de la evolución de la intensidad para toda la longitud de la guía de onda.

Durante la caracterización de las diferentes guías de onda también se utilizan polarizadores a la entrada y/o a la salida de estas para analizar y conocer el grado de isotropía de las mismas, como veremos en el siguiente capítulo. Por otro lado, este banco consta de otra cámara CMOS (colocada lateralmente) que, haciendo imagen con una lente con focal de 2 cm, es capaz de registrar una visual del perfil longitudinal de la

guía acoplada, a partir de aquí se traza una línea de muestreo transversal a la guía y se analiza la distribución de intensidad en esa sección, realizando un cálculo promedio de la misma. Esto se repite de manera equiespaciada a lo largo de la guía, de tal forma que se obtiene un muestreo bidimensional de la evolución de la intensidad para toda la longitud de la guía de onda (Figura 20), pudiendo así obtener las pérdidas de propagación comparando el valor obtenido a la entrada y a la salida de la guía [187].

También es posible realizar una estimación de variación producida en el índice de refracción del sustrato. Para ello se utiliza el montaje que se muestra en la Figura 19 para acoplar la guía, posteriormente se retira el segundo objetivo de microscopio para poder visualizar en una cámara (o en un panel) el patrón de la guía en campo lejano. Es necesario medir la distancia (D) que existe entre la salida de la guía y el sensor. El diámetro del perfil del haz ($2A$) se mide en la imagen tomada ajustando a $1/e^2$ (Figura 21). Con todo esto se calcula la apertura numérica de la guía (NA) a partir de la relación trigonométrica dada por la siguiente expresión [188]:

$$NA = \sin \theta = \frac{A}{\sqrt{A^2 + D^2}} \quad (3.15)$$

donde θ es el ángulo de incidencia máximo (ángulo de aceptación de la guía). Posteriormente, la variación en el índice de refracción (Δn) se puede estimar mediante la expresión [189]:

$$\Delta n \approx \frac{\sin^2 \theta}{2n} \quad (3.16)$$

donde n es el índice de refracción del material sin alterar.

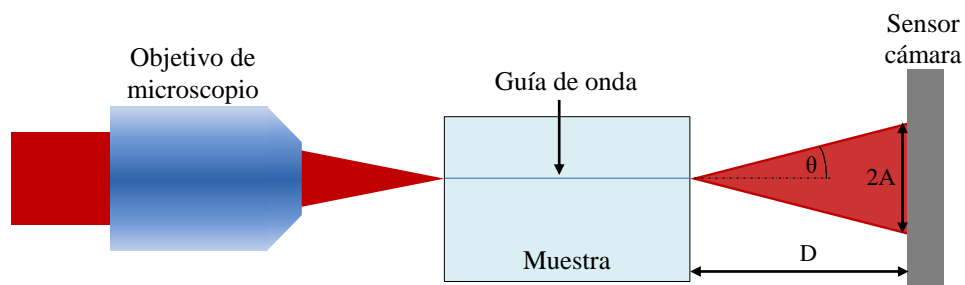


Figura 21. Esquema del dispositivo experimental para la medición de la apertura numérica de las guías de onda.

Para finalizar, merece la pena indicar que, además de lo comentado hasta ahora, también se ha utilizado un microscopio óptico (Carl Zeiss Axio Imager M1m) para

visualizar y examinar tanto los dispositivos fotónicos fabricados como las modificaciones de material llevadas a cabo para caracterizar del sustrato, como veremos en el siguiente apartado. Las imágenes se toman con la técnica de campo claro en luz transmitida utilizando como iluminación una fuente halógena de luz blanca.

3.3. Caracterización de materiales

La fabricación de dispositivos fotónicos mediante inscripción directa con láser de femtosegundo es un método muy versátil, debido, principalmente, a la gran cantidad de materiales compatibles con este sistema de escritura (cristales, vidrios amorfos, polímeros, etc.). Como se ha descrito anteriormente, esto es posible gracias a que el proceso de absorción de energía tiene una naturaleza no lineal y es altamente independiente del material transparente utilizado. Sin embargo, cada material es diferente y va a presentar una respuesta distinta ante un láser de pulsos ultracortos enfocado. Por lo tanto, es necesario conocer el comportamiento del material para establecer unos parámetros adecuados en el equipo de escritura (energía por pulso, solapamiento de pulsos, etc.), de tal manera que se efectúe una modificación de material lo suficientemente severa como para ser capaz de confinar la luz, sin llegar a fracturar el sustrato.

Los dispositivos fabricados en este trabajo se han llevado a cabo en dos sustratos muy extendidos en el campo de la fotónica debido a sus interesantes propiedades ópticas: Nd:YAG y LiNbO₃.

3.3.1. Nd:YAG

Los cristales de Nd:YAG (*neodymium-doped yttrium aluminium garnet*, Nd:Y₃Al₅O₁₂) son uno de los materiales más utilizados como medios de ganancia para láseres de estado sólido, debido, principalmente, a sus excelentes propiedades térmicas, mecánicas y ópticas (presenta unas pérdidas muy bajas tanto por absorción como por dispersión) [190, 106, 189]. El Nd:YAG ordena sus átomos formando un sistema cristalino cúbico, lo que le confiere un comportamiento isótropo, es decir, tiene las mismas propiedades físicas en todas sus direcciones, haciendo más sencilla la inscripción de estructuras mediante láser de femtosegundo en su interior; gracias a esto, se han podido realizar multitud de configuraciones de guías de onda en este material,

entre ellas las de tipo *depressed-cladding*, fabricadas por primera en Nd:YAG a comienzos de este siglo [191]. Generalmente, se utiliza en forma monocristalina (fabricado mediante el proceso de crecimiento de Czochralski); sin embargo, también es posible encontrar este material en forma policristalina (cerámica), ofreciendo una alta calidad y con tamaños de sustrato mayores. Para este trabajo se ha utilizado una muestra monocristalina de YAG dopado con un 1% de Nd.

Antes de realizar la escritura de los diferentes dispositivos fotónicos es necesario llevar a cabo un estudio acerca de la respuesta del material frente a la exposición del haz enfocado. Para ello se efectúa una batería de pruebas que consisten en la inscripción de una serie de *tracks* paralelos en el interior del material donde se varían las condiciones de irradiación (energía por pulso y velocidad de desplazamiento de la muestra) para cada uno de ellos. El sistema de focalización utilizado es un objetivo de microscopio con una magnificación de 40x y una apertura numérica de 0.65. La profundidad de escritura establecida fue de unas 200 μm , aproximadamente. Además, el láser de procesado presentaba una polarización lineal con dirección perpendicular al sentido de la escritura.

La energía por pulso suministrada a la muestra se ajusta mediante el atenuador formado por una lámina $\lambda/2$ motorizada y un polarizador, como se ha descrito en el apartado 3.2.1. Los valores utilizados (energía en la muestra) han sido: 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 y 0.4 μJ ; para una velocidad constante de 500 $\mu\text{m/s}$ (Figura 22 (a)).

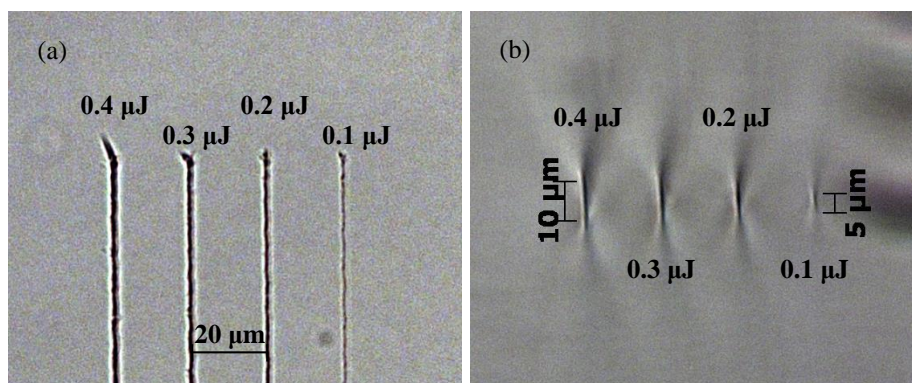


Figura 22. Daño sufrido por el material al irradiar con diferentes energías (a velocidad constante de 500 $\mu\text{m/s}$): 0.05 (no se aprecia ningún daño en el cristal), 0.1, 0.2, 0.3 y 0.4 μJ . (a) Vista cenital a través de la cara de irradiación. (b) Vista desde una perspectiva perpendicular a la dirección de procesado. Imágenes obtenidas con el microscopio óptico.

Si se analizan los *tracks* desde una sección transversal (Figura 22 (b)), se observa que a medida que aumenta la energía por pulso, las modificaciones del material

crecen en longitud y grosor, pasando de 5 μm (para una energía de 0.1 μJ) a 10 μm (cuando se aplica una energía de 0.4 μJ). Además, mientras que las regiones de material situado a los laterales de las marcas apenas han sufrido daños, las zonas superior e inferior sí que muestran áreas afectadas por la irradiación del láser, siendo esta alteración mayor a medida que se aumenta la energía.

Teniendo en cuenta los resultados obtenidos, se observa claramente que, para esta velocidad de procesado, el valor mínimo de trabajo es de 0.1 μJ , es decir, con este nivel de energía nos encontramos justo por encima del umbral de modificación del material (*optical breakdown*).

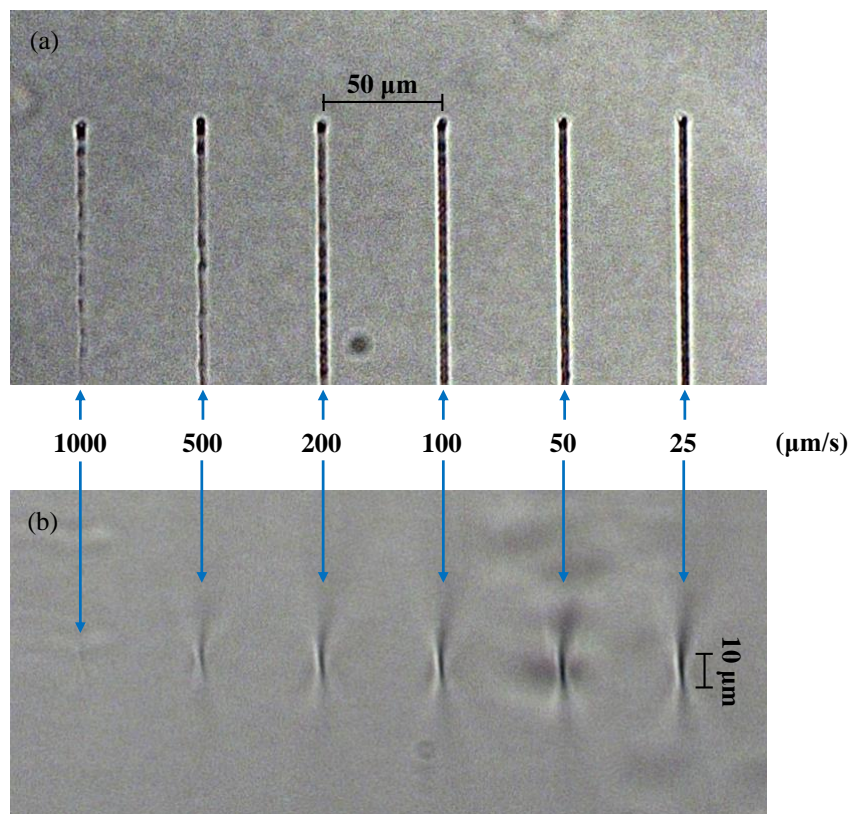


Figura 23. Daño sufrido por el material al irradiar con diferentes velocidades (a energía constante de 0.1 μJ): 1000, 500, 200, 100, 50 y 25 $\mu\text{m/s}$. (a) Vista cenital a través de la cara de irradiación. (b) Vista desde una perspectiva perpendicular a la dirección de procesado. Imágenes obtenidas con el microscopio óptico.

En un segundo ensayo realizado, se estudia cómo afecta la velocidad de desplazamiento de la muestra a la modificación del material, para ello se mantiene una energía constante de 0.1 μJ y se inscriben *tracks* paralelos, ejecutando cada uno de ellos a una velocidad diferente (Figura 23): 25, 50, 100, 200, 500 y 1000 $\mu\text{m/s}$. De acuerdo a los resultados obtenidos, la velocidad de desplazamiento máxima debería ser 500 $\mu\text{m/s}$. Cuando se utilizan velocidades mayores (1000 $\mu\text{m/s}$) la zona de material modificada

presenta un efecto de zigzag causado por oscilaciones inducidas por el motor y, además, la superposición espacial de pulsos consecutivos es muy baja.

De igual modo, si capturamos una imagen del estado de las pistas desde un punto de vista transversal a estas, se aprecia claramente que cuanto más baja es la velocidad de desplazamiento mayor es el daño inducido en el material (Figura 23 (b)), esto es debido al efecto acumulativo de pulsos en una misma zona.

Por último, como se ha explicado en el capítulo anterior, cuando se trabaja con energías bajas, se produce un daño muy débil y, en muchos casos, reversible a altas temperaturas (reordenación de la estructura cristalina), es decir, se induce una modificación de Tipo I. Sin embargo, si se aumenta la energía es posible infligir un daño más severo en el sustrato, provocando un reordenamiento en su estructura y un cambio de densidad, lo que da lugar a daños irreversibles (modificación Tipo II). En este sentido, la situación ideal sería causar el menor daño posible al material (disminuyendo así la probabilidad de que se produzca una fractura en el sustrato debido al solapamiento de *tracks*), pero el suficiente para que la guía sea capaz de confinar el haz de manera efectiva.

Con estas premisas, para la escritura de dispositivos en Nd:YAG se decidió trabajar con una energía ligeramente superior a $0.1 \mu\text{J}$, suficiente para provocar daño en el material, y una velocidad de desplazamiento de $500 \mu\text{m/s}$, que es la máxima posible para que el *track* quede continuo y el motor no provoque oscilaciones en el microprocesado láser. Considerando esta velocidad de desplazamiento y teniendo en cuenta que la tasa de repetición del láser es de 1 kHz y que el diámetro del foco es de $1.2 \mu\text{m}$ aproximadamente, el número de pulsos que se superponen en un mismo punto (N_{pulsos}) es de 2.4 (de acuerdo con la ecuación 2.13).

3.3.2. LiNbO_3

El niobato de litio (LiNbO_3) es un cristal ferroeléctrico que posee una combinación de propiedades muy interesantes para aplicaciones ópticas y fotónicas. Es un material anisótropo debido a su estructura cristalina trigonal, es decir, sus propiedades varían dependiendo de la dirección o de la orientación del sustrato. Concretamente, se caracteriza por tener unas buenas cualidades piroeléctricas, piezoeléctricas y electro-ópticas [192]. Además, como todos los materiales

ferroeléctricos, el LiNbO_3 muestra una polarización espontánea que puede revertirse aplicando un campo eléctrico suficientemente grande, lo que ocasiona que los átomos sufran un pequeño desplazamiento relativo, ocasionando una inversión de la polarización a lo largo de eje cristalográfico “c”. Gracias a este tipo de efectos, el niobato de litio se utiliza ampliamente en multitud de aplicaciones y dispositivos como: moduladores de fase óptica (Pockels), generadores de segundo armónico, deflectores de haz, guías de onda dieléctricas, filtros acústicos, sistema de *Q-switching*, etc. Estas propiedades también resultan muy interesantes para la fabricación de dispositivos fotónicos integrados como guías de onda, incluidas las *depressed-cladding*. En este sentido, a mediados del año 2013 se publicó el primer trabajo sobre la fabricación de este tipo de guías por primera vez en LiNbO_3 [193].

Como se ha comentado en el punto anterior, es necesario llevar a cabo una serie de pruebas a fin de estudiar la respuesta del material ante una interacción con un láser pulsado. De igual modo, se van a ejecutar una serie de *tracks* paralelos en el interior del sustrato variando tanto la energía por pulso como la velocidad de desplazamiento de la muestra. Sin embargo, es necesario aclarar que, debido a problemas técnicos no se dispone de las imágenes tomadas de las pruebas realizadas en el material, no obstante, se siguió un procedimiento similar que el empleado para el Nd:YAG, escogiéndose finalmente los parámetros de: $1.9 \mu\text{J}$ y $350 \mu\text{m/s}$. Por otro lado, como se indica en el apartado 3.2.1, el sistema láser utilizado para la fabricación de los dispositivos fotónicos de este trabajo ha sido reemplazado recientemente por otro con especificaciones diferentes, por lo tanto, se ha decidido efectuar los ensayos con el nuevo equipo láser e incluir dicha caracterización para ilustrar el comportamiento del material y comparar las variables de procesado para los dos sistemas de escritura sobre un mismo material.

Para llevar a cabo estas pruebas se utilizó un objetivo de microscopio 40x (NA = 0.65) como sistema de focalización. La profundidad de escritura establecida fue de $100 \mu\text{m}$, aproximadamente. Además, el láser de procesado presentaba una polarización lineal con dirección paralela al sentido de la escritura.

En primer lugar, se realizó el estudio aplicando diferentes energías por pulso para una velocidad de desplazamiento constante ($2500 \mu\text{m/s}$): 0.012, 0.023, 0.035, 0.046, 0.058, 0.070, 0.081 y $0.093 \mu\text{J}$ (Figura 24). Llama la atención que para la mínima energía utilizada no se aprecia ningún tipo de daño. Además, de acuerdo con los

estudios realizados, la energía por pulso más baja con la que se ha conseguido superar el umbral de daño (*optical breakdown*) del material y conseguir una modificación del mismo es de $0.023 \mu\text{J}$ (para esta velocidad de trabajo).

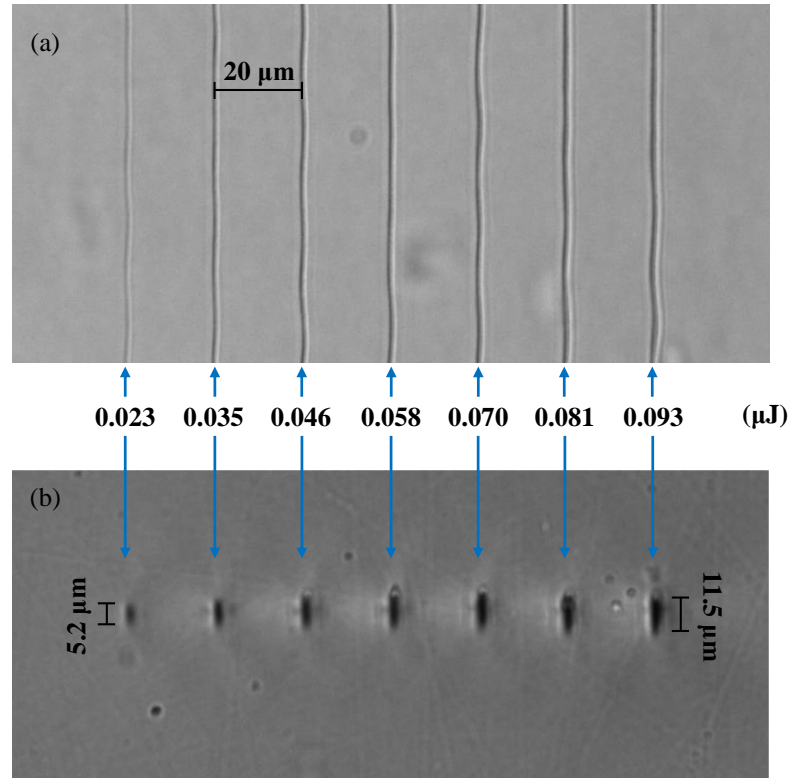


Figura 24. Daño sufrido por el material al irradiar con diferentes valores de energía (a una velocidad de desplazamiento constante de $2500 \mu\text{m/s}$): 0.012 (no se aprecia ningún daño en el cristal), 0.023 , 0.035 , 0.046 , 0.058 , 0.070 , 0.081 y $0.093 \mu\text{J}$. (a) Vista cenital a través de la cara de irradiación. (b) Vista desde una perspectiva perpendicular a la dirección de procesado. Imágenes obtenidas con el microscopio óptico.

Si se analizan estos mismos *tracks* desde una perspectiva transversal (Figura 24 (b)) se puede observar que, a medida que se aumenta la energía por pulso, las modificaciones del material se vuelven más severas y las inscripciones con el láser aumentan en longitud y grosor, pasando de $5.2 \mu\text{m}$ (para una energía de $0.023 \mu\text{J}$) a $11.5 \mu\text{m}$ (cuando se aplica una energía de $0.093 \mu\text{J}$).

A continuación, se realizó un segundo ensayo para estudiar la modificación del sustrato ante una variación de la velocidad de desplazamiento de la muestra a una energía por pulso constante; en este caso, el estudio se realizó para dos energías diferentes: 0.023 y $0.070 \mu\text{J}$. Por otro lado, como este equipo láser tiene una tasa de repetición de 5 kHz (frente a 1 kHz que tenía el sistema antiguo), se ha decidido aplicar unas velocidades 5 veces superiores respecto a las utilizadas con el sistema anterior para

que el solapamiento entre pulsos sea similar, por lo tanto, las velocidades aplicadas fueron: 125, 250, 500, 1000, 2500 y 5000 $\mu\text{m/s}$ (Figura 25).

Según se observa en las imágenes, se ha conseguido realizar una modificación del material incluso para la mínima velocidad de desplazamiento empleada, superando el umbral de daño del sustrato. Además, se aprecia claramente que cuanto más baja es la velocidad de desplazamiento mayor es el daño inducido en el material, esto es debido al efecto acumulativo de pulsos en una misma zona. Por otra parte, llama la atención que las oscilaciones inducidas por los motores se muestran más suaves a medida que se aumenta la velocidad; sin embargo, para velocidades bajas estas oscilaciones apenas se aprecian debido a una mayor estabilidad de los motores y a un mayor solapamiento de pulsos.

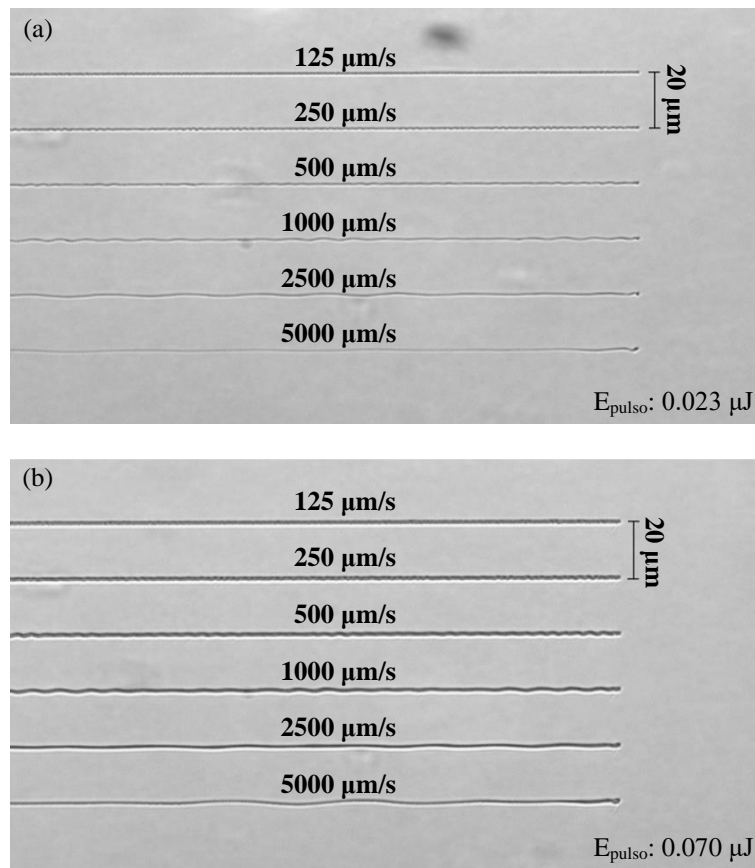


Figura 25. Modificación del material (LiNbO_3) como resultado de la aplicación de diferentes velocidades de desplazamiento de la muestra: 125, 250, 500, 1000, 2500 y 5000 $\mu\text{m/s}$. La energía por pulso utilizada fue: (a) 0.023 μJ y (b) 0.070 μJ . Imagen obtenida mediante microscopio óptico.

Como en el caso anterior, si se analizan estos mismos *tracks* desde una perspectiva transversal se puede comprobar que, en este caso, un cambio en la velocidad de desplazamiento de la muestra no afecta tanto a la elongación de las inscripciones

como una variación de la energía. Como vemos en la Figura 26 (a), aplicando una energía por pulso de $0.023 \mu\text{J}$, la longitud transversal del track pasa de $3 \mu\text{m}$ (para una velocidad de $5000 \mu\text{m/s}$) a $4.5 \mu\text{m}$ (para una velocidad de $125 \mu\text{m/s}$). Si aumentamos la energía por pulso a $0.070 \mu\text{J}$ (Figura 26 (b)), la longitud transversal del track aumenta sustancialmente llegando a $8 \mu\text{m}$ (para una velocidad de $5000 \mu\text{m/s}$) y a $9.2 \mu\text{m}$ (cuando se desplaza a $125 \mu\text{m/s}$).

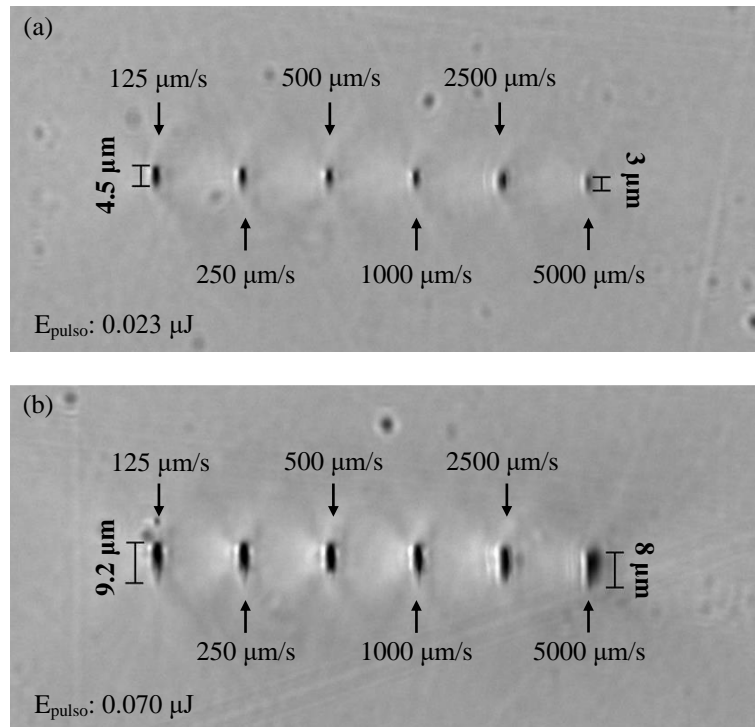


Figura 26. Modificación del LiNbO_3 para diferentes valores de velocidad de la muestra: 125, 250, 500, 1000, 2500 y $5000 \mu\text{m/s}$. (a) Energía por pulso constante de $0.023 \mu\text{J}$. (b) Energía por pulso constante de $0.070 \mu\text{J}$. Imagen obtenida mediante microscopio óptico desde un punto de vista transversal a los tracks.

Una vez caracterizado el sustrato, habría que seleccionar los valores adecuados para que la fabricación de guías de onda se lleve a cabo bajo unas condiciones óptimas de escritura, es decir, que se consiga efectuar el menor daño posible al material, pero el suficiente para que la guía sea capaz de confinar el haz. Esto se lograría utilizando una energía por pulso de $0.023 \mu\text{J}$ y una velocidad de desplazamiento entre 2500 y $5000 \mu\text{m/s}$. Con estos valores, considerando una tasa de repetición del láser es de 5 kHz y un diámetro del foco aproximado de $1.5 \mu\text{m}$, el número de pulsos que se superponen en un mismo punto (N_{pulsos}) es de 3 (para $2500 \mu\text{m/s}$) y de 1.5 (para $5000 \mu\text{m/s}$) (de acuerdo con la ecuación 2.13).

Sin embargo, como se ha comentado anteriormente, estas pruebas realizadas sobre el niobato de litio se han efectuado con un sistema láser distinto al utilizado para realizar los dispositivos fotónicos del segundo artículo publicado (ver Anexo). Algunas de las principales diferencias entre ambos sistemas son: la duración temporal de los pulsos (que en el equipo instalado recientemente es de 60 fs, mientras que en el sistema anterior era de 120 fs), la calidad espacial del haz (siendo factor M^2 más próximo a 1 en el caso del nuevo sistema) y la tasa de repetición (siendo de 5 kHz en el equipo nuevo frente a 1 kHz del antiguo). Por lo tanto, teniendo en cuenta las diferencias entre los equipos utilizados resulta lógico pensar que las condiciones de escritura con el primer sistema son diferentes a las establecidas con el segundo. Y así queda constatado si comparamos los valores obtenidos en estos ensayos (0.023 μJ y entre 2500 y 5000 $\mu\text{m/s}$) frente a los aplicados en la fabricación de los dispositivos del artículo publicado: energía por pulso de 1.9 μJ y velocidad de desplazamiento de 350 $\mu\text{m/s}$. Como vemos, la energía por pulso utilizada con el equipo nuevo es sustancialmente más baja, a lo que influye la menor duración por pulso, la mejor calidad del haz, así como la elevada tasa de repetición, con la que probablemente comiencen a apreciarse algunos efectos térmicos.

Con estos resultados se observa claramente la importancia de la duración temporal de los pulsos a la hora de efectuar un microprocesado mediante escritura directa con láser de femtosegundos, ya que aplicando un solapamiento de pulsos similar es necesaria mucha menos energía por pulso para efectuar un daño equivalente.

Capítulo 4

Resultados obtenidos y conclusiones

En este capítulo se van a desarrollar los principales resultados obtenidos en este trabajo. Primeramente, se expondrá un resumen de cada uno de los artículos publicados y, por último, se mostrarán algunos resultados que aún no han podido ser divulgados en revistas científicas.

4.1. Resumen de los artículos publicados

4.1.1. *Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals*

En este artículo [194] se han diseñado y fabricado estructuras fotónicas complejas como: uniones o divisores en forma de Y (elemento básico para la formación de dispositivos fotónicos integrados) e interferómetros Mach-Zehnder. Todo esto se ha llevado a cabo con guías de onda tipo *depressed-cladding* que, como se ha comentado en el punto 2.2.5, están basadas en la inscripción de una serie de *tracks* paralelos que presentan una disminución en el valor del índice de refracción respecto al material sin alterar (debido a una modificación de Tipo II) y están dispuestos de tal manera que forman un revestimiento alrededor de un núcleo de material sin irradiar. En el momento de la publicación del artículo ya existían estudios acerca de elementos complejos basados en este tipo de guías de onda, sin embargo, el principal factor diferencial de este trabajo es el hecho de fabricar esos elementos fotónicos pero con guías *depressed-cladding* de sección circular, lo que resulta sustancialmente más complejo de implementar. Esto aporta un valor añadido a los dispositivos, puesto que permite un acoplamiento con elementos externos (fibras ópticas) de un modo más congruente y, además, tiende a preservar mejor los perfiles modales en el guiado de luz.

Para fabricar las estructuras diseñadas se ha utilizado un sistema láser con amplificador regenerativo (Spitfire[®], Spectra Physics) basado en la tecnología CPA mediante cristales de zafiro dopado con titanio (Ti:Sa). El equipo emite pulsos con una longitud de onda centrada en 795 nm, una duración temporal aproximada de 120 fs, y una tasa de repetición de 1 kHz. Como sistema de focalización se ha utilizado un objetivo de microscopio con una magnificación de 40x y una apertura numérica de 0.65.

Por otro lado, la muestra utilizada ha sido un cristal pulido de Nd:YAG (dopado con un 1% de Nd) cuyas dimensiones son: $10 \times 10 \times 3 \text{ mm}^3$. La escritura de las guías de onda se ha realizado enfocando el haz en el interior del sustrato, aproximadamente unas $200 \text{ }\mu\text{m}$ por debajo de la superficie de una de las caras de $10 \times 10 \text{ mm}^2$. La energía por pulso utilizada ha sido de $0.15 \text{ }\mu\text{J}$ y la velocidad de desplazamiento de la muestra se ha establecido en $500 \text{ }\mu\text{m/s}$, de acuerdo a los ensayos de caracterización mostrados en el apartado 3.3.1. Además, el láser presentaba una polarización perpendicular a la dirección de escritura. Con estas premisas se han fabricado las estructuras que se muestran en la Figura 27.

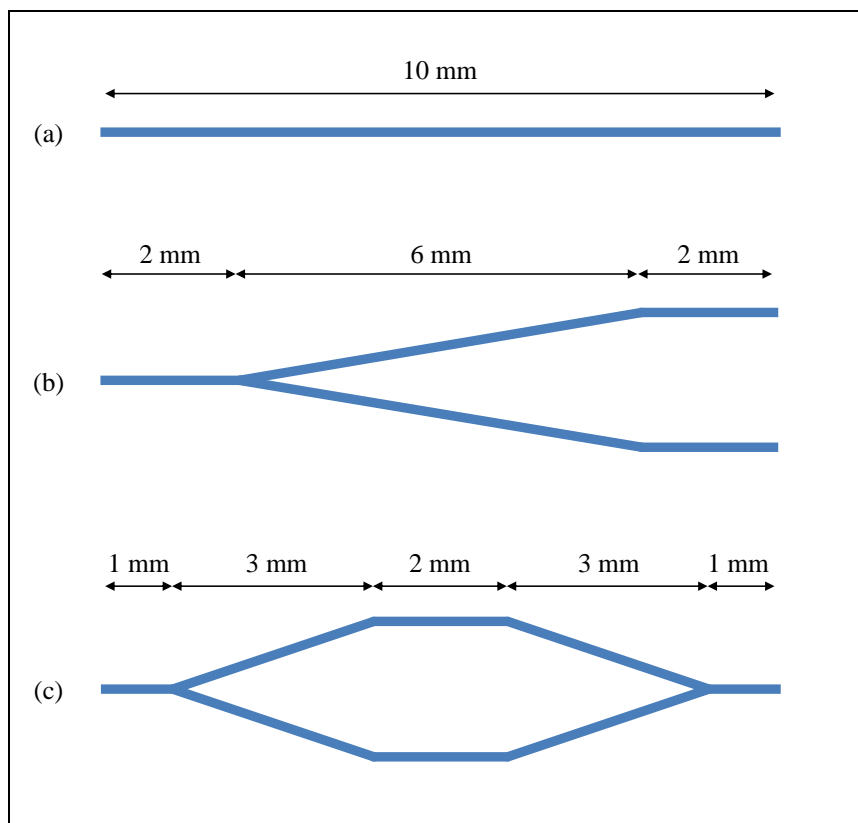


Figura 27. Representación esquemática de los dispositivos fabricados: (a) guía recta, (b) guía con bifurcación e (c) interferómetro Mach-Zehnder.

Para analizar los perfiles modales de las estructuras fabricadas se ha utilizado un láser continuo de He-Ne (que emite a 633 nm) focalizado con un objetivo de microscopio $10\times$ en la cara de la muestra, donde se encuentran las entradas de las guías. Además, antes de focalizar el haz, se cuenta con una lambda medios con el fin de controlar la polarización del láser incidente. Finalmente, con un objetivo de microscopio $20\times$ se hace imagen de la salida de las guías en una cámara CMOS (IDS uEye SE), como se muestra en el apartado 3.2.4.

Los primeros dispositivos inscritos han sido guías de onda rectas con distintos radios: 9, 10, 15 y 20 μm . La separación entre *tracks* ha sido constante para todos los dispositivos, estableciéndose en 2 μm . En la Figura 28 se muestran tres de las guías fabricadas; las imágenes han sido tomadas con el mismo nivel de aumentos, por lo que se puede efectuar una comparativa de tamaños de forma directa. Además, se aprecia claramente que en las zonas laterales de las guías se produce un solapamiento de *tracks*, induciendo un mayor daño al sustrato, pero sin llegar a fracturarlo.

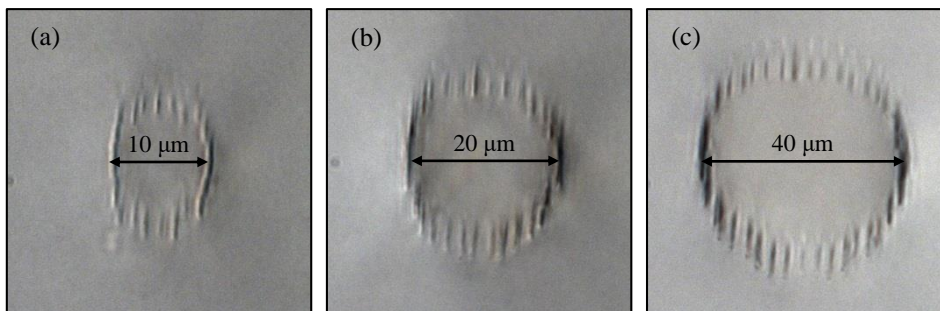


Figura 28. Comparativa entre guías tipo con diferente diámetro: (a) 20 μm , (b) 30 μm y (c) 40 μm . La distancia entre *tracks* es igual para todas: 2 μm .

Acoplado un láser de He-Ne en estas guías, se aprecia claramente que a medida que aumenta el radio de la guía, esta adquiere un comportamiento multimodo, sin embargo, para radios del orden de 10 μm la guía de onda muestra una salida monomodo para 633 nm (Figura 29).

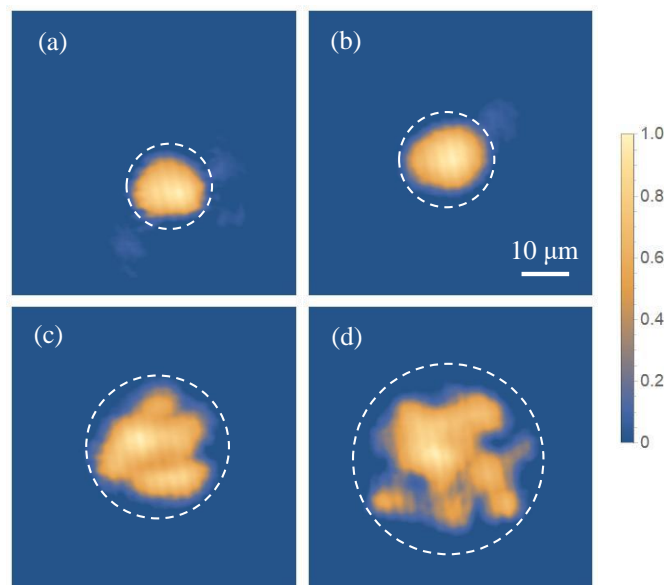


Figura 29. Visualización de modos para fuente de luz de 633 nm a la salida de la guía recta para distintos tamaños de radio: (a) 9 μm , (b) 10 μm , (c) 15 μm y (d) 20 μm . Imágenes tomadas mediante cámara CMOS.

Por otro lado, se ha estudiado la dependencia de la polarización en los perfiles modales para una longitud de onda de 633 nm en una guía recta de 9 μm de radio. De acuerdo a lo que se muestra en la Figura 30 (a), la guía exhibe un comportamiento cercano al monomodo en esta longitud de onda tanto para una polarización TE (paralelo al eje horizontal) como para una polarización TM (perpendicular al eje horizontal). En la Figura 30 (b) se muestra la potencia de salida normalizada para todas las direcciones de polarización lineal del láser al acoplarse en la guía. Esta presenta un comportamiento altamente isótropo, evidenciando unas variaciones en la potencia transmitida inferiores al 11%. A la vista de estos resultados, se decidió realizar el resto de estructuras con un radio de 9 μm .

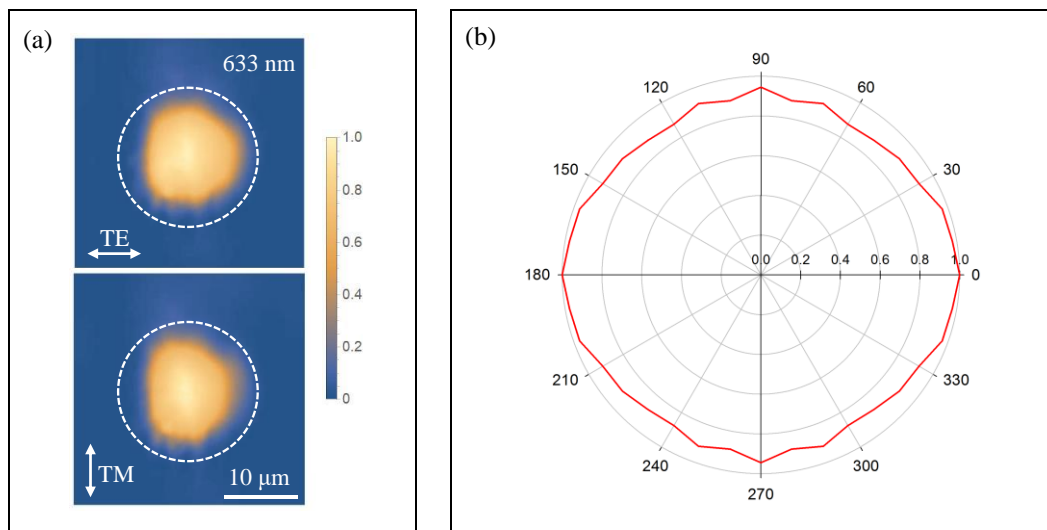


Figura 30. (a) Perfiles modales de la guía de onda recta con radio de 9 μm para una longitud de onda de 633 nm. En la imagen superior el láser tenía una polarización de entrada paralela al eje horizontal (TE) y en la imagen inferior la polarización de entrada es perpendicular al eje horizontal (TM). La línea blanca discontinua representa el “revestimiento” producido por los *tracks*. (b) Dependencia de la potencia de salida respecto del ángulo de polarización de entrada del haz. 0° corresponde a la polarización TE. La resolución angular de la medida es de 10°.

Además, se han calculado las pérdidas de propagación siguiendo el método explicado en el apartado 3.2.4. Para ello, se ha acoplado un láser de He-Ne a la guía y la luz que se dispersa se capta mediante una cámara CMOS (IDS uEye SE) haciendo imagen con una lente cuya focal es de 2 cm. El haz se ha acoplado en varias ocasiones y se tomaron mediciones independientes en cada ocasión. Con ello, el valor promedio obtenido fue de 3.3 ± 0.6 dB/cm, tanto para la polarización TE como para la TM.

El siguiente elemento inscrito es el divisor de guías en Y. Para fabricar este dispositivo se ha establecido un radio constante de 9 μm , puesto que es el tamaño para el cual se han obtenido los mejores resultados en las guías rectas. En este caso, se

pretende estudiar cómo afecta la variación del ángulo de separación entre guías al comportamiento de la luz, para ello se van a emplear los siguientes valores: 1° , 2° y 4° . En la Figura 31 se muestran los perfiles modales obtenidos para una longitud de onda de 633 nm y con una polarización TE a la entrada del dispositivo.

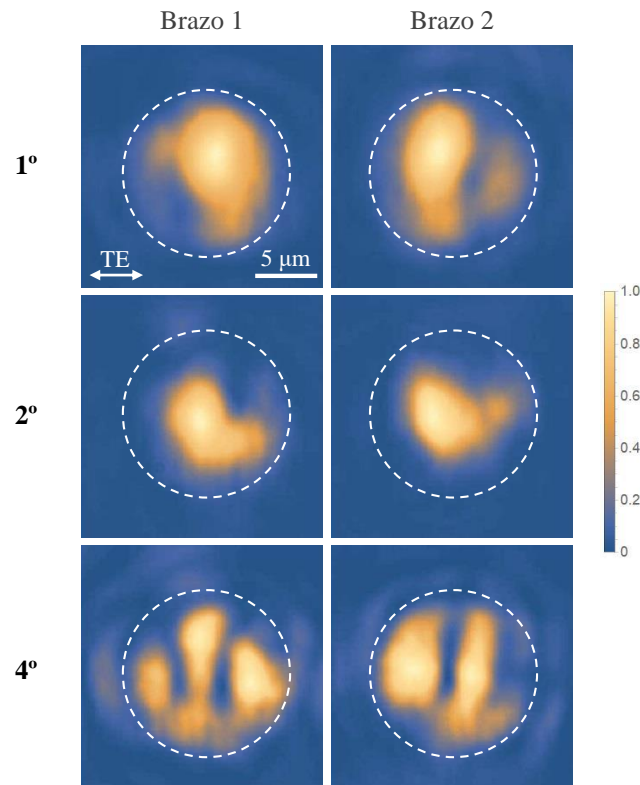


Figura 31. Perfiles modales de las estructuras de bifurcación con ángulos de separación de 1° , 2° y 4° . La longitud de onda del haz es de 633 nm y presenta una polarización de entrada horizontal (TE). La línea blanca discontinua representa el revestimiento circular de la guía. Imágenes obtenidas con una cámara CMOS.

De forma similar a lo mostrado para la guía recta, también se ha calculado la potencia de salida normalizada para todas las direcciones de polarización del láser a la entrada de la guía (Figura 32).

Como vemos, las estructuras con ángulos de 1° y 2° presentan un comportamiento cercano al monomodo y muestran cierta dependencia con la polarización. Sin embargo, la guía con un ángulo de 4° revela un comportamiento claramente peor, adquiriendo más protagonismo los modos de órdenes altos. Además, muestra una clara dependencia de la polarización de la luz de entrada.

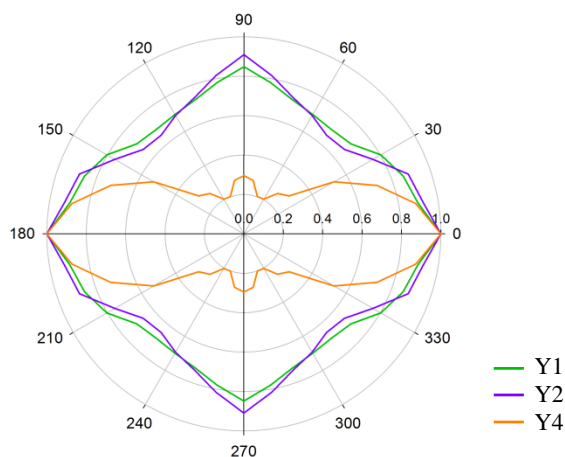


Figura 32. Dependencia de la potencia de salida respecto del ángulo de polarización de entrada del haz, para cada estructura de guiado (verde para guía con 1° de separación; morado para guía con 2° de separación y naranja para guía con 4° de separación entre guías). 0° corresponde a la polarización TE. La resolución angular de la medida es de 10°.

Por otro lado, en este tipo de guías divisoras no solo es interesante ver cómo se comporta el haz, sino también estudiar qué porcentaje de energía promedia cada salida. Para realizar este cálculo se utilizan las imágenes obtenidas con la cámara CMOS; estas imágenes son analizadas por un programa realizado en Matlab que extrae la intensidad representada en cada pixel y la convierte en un valor numérico, posteriormente se efectúa un sumatorio y así se puede comparar de forma aproximada cuál es la intensidad relativa en cada salida de la guía. Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 1, no obstante, pueden cambiar ligeramente variando las condiciones de acoplamiento a la entrada de la guía.

Tabla 1. Relación entre la potencia de salida de ambos brazos para las guías en Y, para una longitud de onda de 633 nm.

Guía-Y 1°	Guía-Y 2°	Guía-Y 4°
53/47	52/48	54/46

El último dispositivo fabricado ha sido un interferómetro Mach-Zehnder. Pese a que los cristales de Nd:YAG no tienen propiedades electro-ópticas y, por lo tanto, la utilización de este elemento en sistemas de detección sea limitada, el hecho de dividir un haz y recombinarlo nuevamente podría ser potencialmente interesante para reducir efectos de saturación en amplificadores de micro-láseres pulsados [195]. En este sentido, los resultados obtenidos para una estructura de radio 9 μm a la que se le acopla un láser de He-Ne (633 nm) se muestran en la Figura 33. Claramente se observa que

existe una dependencia importante de la polarización con la que entra el haz en el dispositivo, como era de esperar al ser dependientes de la polarización las divisiones mostradas previamente.

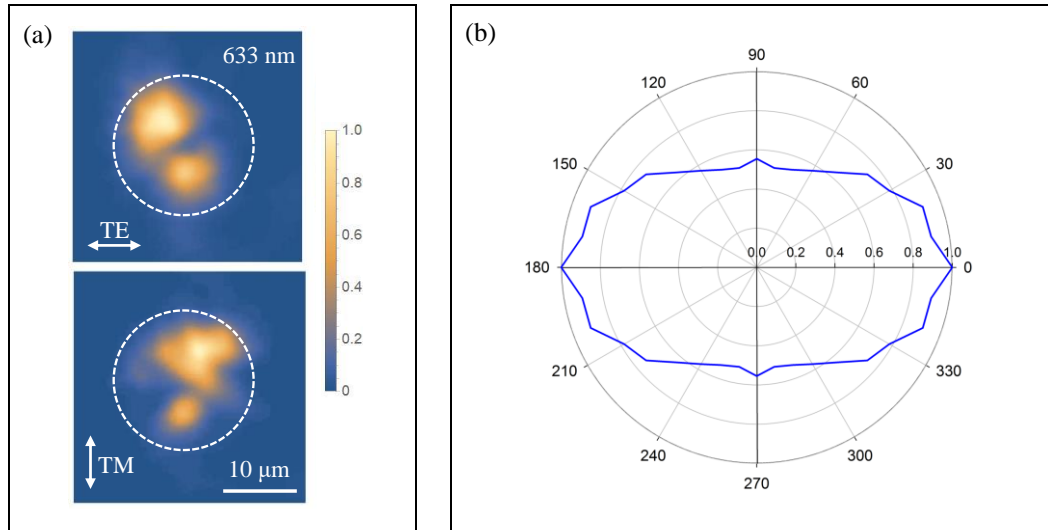


Figura 33. (a) Perfiles modales del interferómetro Mach-Zehnder con radio de $9 \mu\text{m}$ para una longitud de onda de 633 nm . En la imagen superior el láser tenía una polarización de entrada paralela al eje horizontal (TE) y en la imagen inferior la polarización de entrada es perpendicular al eje horizontal (TM). La línea blanca discontinua representa el “revestimiento” producido por los *tracks*. (b) Dependencia de la potencia de salida respecto del ángulo de polarización de entrada del haz. 0° corresponde a la polarización TE. La resolución angular de la medida es de 10° .

Por último, para evaluar las pérdidas que presentan las estructuras, tanto las guías divisoras como el interferómetro Mach-Zehnder, se ha medido la potencia de salida total (teniendo en cuenta los dos brazos en el caso de las guías en Y) y se han comparado los resultados obtenidos con los calculados anteriormente para la guía recta, de esta forma se realiza una estimación de las pérdidas adicionales de cada elemento respecto a la guía recta, de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\eta = -10 \log_{10} \left(\frac{P_{estructura}}{P_{recta}} \right) \quad (4.17)$$

donde $P_{estructura}$ es la potencia total calculada a la salida de la guía divisora o el interferómetro y P_{recta} es la potencia de salida de la guía recta. Los valores obtenidos se muestran en la Tabla 2.

Tabla 2. Pérdidas adicionales de cada estructura respecto a la guía recta, para una longitud de onda 633 nm (dB).

	Guía-Y 1°	Guía-Y 2°	Guía-Y 4°	Mach-Zehnder
TE	0.2	1.0	10.2	2.8
TM	1.0	1.4	15.4	5.3

Las guías en Y con ángulos de 1° y 2° muestran unas pérdidas adicionales relativamente bajas para la polarización TE de 0.2 y 1.0 dB, respectivamente. Con la polarización TM las pérdidas adicionales ascienden hasta 1.0 y 1.4 dB, respectivamente. Para la guía divisora de 4° las pérdidas aumentan considerablemente hasta obtener 10.2 dB (polarización TE) y 15.4 dB (polarización TM), lo que está claramente relacionado con el comportamiento multimodal visto anteriormente. Respecto al interferómetro Mach-Zehnder, las pérdidas adicionales se mantienen a un nivel razonablemente bajo teniendo en cuenta que la luz sufre una división y, posteriormente, una combinación.

En resumen, en este trabajo se ha desarrollado una técnica para la fabricación de elementos fotónicos complejos con guías de onda tipo *depressed-cladding* con sección circular, todo ello efectuado en un sustrato de Nd:YAG mediante escritura directa con láser de femtosegundos. Se han inscrito guías de división con diferentes ángulos de separación entre brazos (1°, 2° y 4°), comprobando que para ángulos pequeños (1°) el comportamiento es bastante monomodal, la dependencia de la polarización es relativamente baja y las pérdidas son 0.2 dB más que para una guía recta del mismo radio. Sin embargo, para ángulos mayores (4°), las pérdidas adicionales aumentan a 10.2 dB, así como la dependencia con la polarización. También se ha fabricado un interferómetro Mach-Zehnder, demostrando que las guías en Y también pueden actuar como uniones con cierta eficiencia. Para concluir, merece la pena destacar que este trabajo puede servir como base o punto de partida para la fabricación de circuitos fotónicos complejos en 3D basados en guías tipo *cladding* con forma circular.

4.1.2. Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laserwritten near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides

En este artículo [196] se presentan los resultados obtenidos después del análisis de las guías de onda con diseños 3D que han sido fabricadas en el interior de una muestra de niobato de litio (LiNbO₃). Este estudio podría considerarse como una continuación del trabajo presentado en el artículo publicado previamente y, por lo tanto, se han empleado técnicas similares para la fabricación y la caracterización de las guías de onda, que también son de tipo *depressed-cladding*. Por otro lado, como se ha comentado en capítulos anteriores, a la hora de desarrollar estas guías se producen una serie de procesos complejos que dan lugar a cambios en el índice de refracción del material (procesos no lineales, generación de defectos, cambios del índice inducidos por tensión del material, etc. [16]) y que dependen de multitud de parámetros como: las características del pulso láser (duración, energía, polarización...), la velocidad de escritura, la sensibilidad del material, etc. Puesto que es extremadamente difícil predecir las modificaciones que va a sufrir el material y conocer los cambios en el índice de refracción de la muestra, se pretende desarrollar un método que permita calcular los valores de cambio del índice de refracción local en las estructuras fabricadas y así poder simular de forma fiable el comportamiento de las guías tipo *cladding* antes de fabricarlas.

Para inscribir las estructuras analizadas se ha utilizado un sistema láser con amplificador regenerativo (Spitfire[®], Spectra Physics) basado en la tecnología CPA mediante cristales de zafiro dopado con titanio (Ti:Sa). El equipo emite pulsos con una longitud de onda centrada en 795 nm, una duración temporal aproximada de 120 fs, y una tasa de repetición de 1 kHz. Como sistema de focalización se ha utilizado un objetivo de microscopio con una magnificación de 50x y una apertura numérica de 0.5.

La muestra utilizada ha sido un cristal pulido de LiNbO₃, cortada de forma perpendicular a su eje Z, con unas dimensiones de: 11(x) x 12(y) x 2(z) mm³. La escritura de las guías de onda se ha realizado enfocando el haz en el interior del sustrato, a una profundidad de entre 100 y 170 μm, a lo largo del eje Z. La energía por pulso utilizada ha sido de 1.9 μJ y la velocidad de desplazamiento de la muestra se ha

establecido en 350 $\mu\text{m/s}$. Además, el láser presentaba una polarización perpendicular a la dirección de escritura.

Para analizar los perfiles modales de salida y las pérdidas de propagación de las estructuras fabricadas se han utilizado: un láser de He-Ne (que emite a 633 nm) y un láser de diodo (que emite a 850 nm). Estos se focalizan con un objetivo de microscopio 10x (0.25 NA) en la cara de la muestra, donde se encuentran las entradas de las guías. Por otro lado, con un objetivo de microscopio 20x (0.40 NA) se hace imagen de la salida de las guías en una cámara CMOS (IDS uEye SE). Además, antes de focalizar el haz, se utiliza una $\lambda/2$ con el fin de controlar la polarización del láser incidente; también se usa un polarizador después del segundo objetivo del microscopio para analizar las pérdidas de propagación para polarizaciones lineales horizontales (TE) o verticales (TM). Para medir las pérdidas de propagación de las guías de onda rectas se ha utilizado otra cámara CMOS aplicando el método mencionado en el apartado 3.2.4.

Para elaborar este trabajo se fabricaron diferentes estructuras de guiado, todas ellas basadas en guías tipo *depressed-cladding* de sección circular, con una separación entre *tracks* de 2 μm . Por un lado, se han fabricado unos dispositivos similares a los elaborados en el artículo anterior (Figura 27): guía recta (con radios de 9, 15 y 20 μm); divisiones de guías en Y sobre un mismo plano horizontal, donde se varió el ángulo de separación entre guías (0.5°, 1° y 2°) y un interferómetro Mach-Zehnder (con un ángulo de separación y unión de guías de 1°). Por otro lado, se han inscrito guías de onda divisoras con cambio de altura, es decir, la entrada y las salidas del haz se encuentran a diferente profundidad dentro del sustrato, siendo este trabajo el primero que demuestra esta posibilidad con guías de tipo *depressed-cladding*.

Los primeros elementos inscritos han sido una serie de guías rectas donde se ha ido variando el tamaño del núcleo central estableciendo distintos valores en el radio de las guías: 9, 15 y 20 μm (Figura 34).

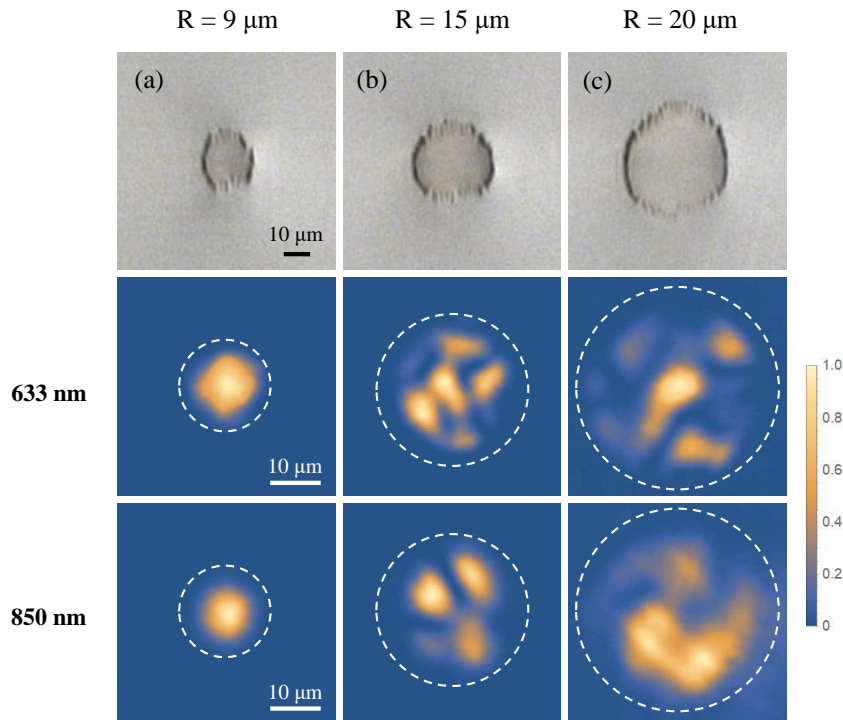


Figura 34. En la primera fila se muestran las modificaciones aplicadas en el sustrato formando guías *cladding* de diferentes tamaños de radio (cada columna un tamaño): (a) 9 μm , (b) 15 μm y (c) 20 μm . La segunda y la tercera fila muestran los perfiles modales de cada guía para 633 y 850 nm, respectivamente (polarización horizontal (TE)). La escala de las imágenes de la primera fila (tomadas con microscopio óptico) es distinta a la de las imágenes de las dos filas de inferiores (tomadas con una cámara CMOS en el dispositivo de acoplamiento).

El perfil modal varía claramente con el radio para las dos longitudes de onda analizadas. Las guías de menor tamaño presentan un comportamiento monomodo tanto para 633 nm como para 850 nm, mientras que las guías de mayor tamaño muestran una combinación de varios modos de órdenes superiores. Por otro lado, se ha estudiado la dependencia de la polarización en los perfiles modales para ambas longitudes de onda en una guía recta de 9 μm de radio. De acuerdo a lo que se muestra en la Figura 35, existe una fuerte dependencia en la potencia transmitida con la polarización del láser de entrada (en ambas longitudes de onda), presentando una mejor transmisión cuando se utiliza la polarización horizontal, es decir, perpendicular a los *tracks* inscritos por el láser (TE). Este comportamiento se ha observado previamente en otras guías de tipo *depressed-cladding* y está asociado a la anisotropía del material [197].

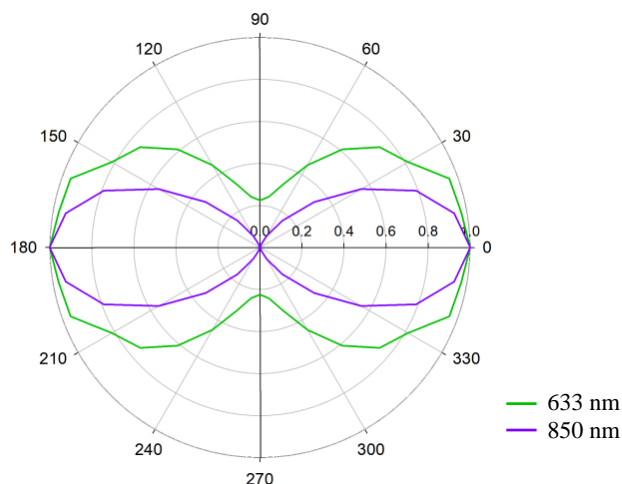


Figura 35. Dependencia de la potencia de salida respecto del ángulo de polarización de entrada del haz para longitudes de onda de 633 nm (en verde) y 850 nm (en morado). 0° corresponde a la polarización TE. La resolución angular de la medida es de 10°.

Para finalizar con estas guías, se han analizado las pérdidas de propagación para ambas longitudes de onda (633 y 850 nm). En el primer caso, se han logrado obtener resultados tanto para la polarización horizontal (TE) como la vertical (TM); sin embargo, utilizando infrarrojo cercano solamente se ha conseguido un acoplamiento efectivo para la polarización TE (Tabla 3).

Tabla 3. Pérdidas de propagación para guías rectas (dB/cm \pm 0.3 dB/cm).

Radio de guías	633 nm		850 nm	
	TE	TM	TE	TM
9 μ m	2.3	3.8	2.0	-
15 μ m	2.2	4.1	4.2	-
20 μ m	3.6	4.8	5.7	-

Como vemos, la guía recta de radio 9 μ m es la que presenta unos niveles de pérdidas de propagación más bajos y muestra un comportamiento cercano a una guía de onda monomodo. Por esta razón, el resto de estructuras se han realizado con guías de este tamaño.

Las siguientes estructuras fabricadas han sido los divisores planos (sin cambio de altura), en las que se han utilizado diferentes ángulos de separación entre ramales: 0.5°, 1.0° y 2.0°. En la Figura 36 se muestran las imágenes de las tres salidas para las diferentes longitudes de onda y aplicando una polarización TE en todas ellas.

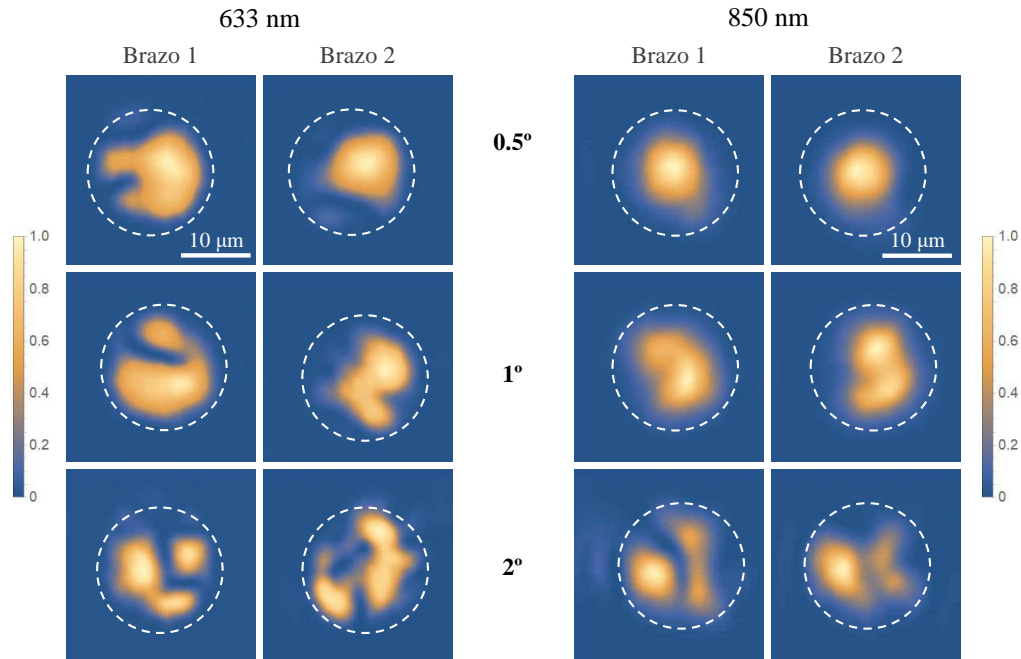


Figura 36. Perfiles modales de las estructuras de bifurcación planas (sin cambio de altura) para diferentes longitudes de onda (633 y 850 nm). La ángulos de separación entre brazos que tienen las guías son: 0.5°, 1° y 2°. Imágenes tomadas con una cámara CMOS en el dispositivo de acoplamiento. Polarización horizontal (TE). La línea blanca discontinua representa el revestimiento circular de la guía.

Las salidas de las estructuras con un ángulo de 0.5° presentan un comportamiento cercano al monomodo, especialmente para una longitud de onda de 850 nm. A medida que aumenta el ángulo de separación, los modos de órdenes más altos van adquiriendo mayor protagonismo dando como resultado comportamientos cada vez más multimodales. Además, aunque aparentemente las guías confinan la luz relativamente bien, parece evidente que cuando los grados de separación aumentan, mayor es la luz emitida fuera del revestimiento, lo que se traduce en un incremento de las pérdidas de propagación, como refleja la Tabla 4:

Tabla 4. Pérdidas de propagación adicionales para cada ángulo de separación respecto a la guía recta de 9 μm (dB).

	0.5°	1.0°	2.0°
633 nm	4.0	4.7	6.3
850 nm	0.3	0.9	3.5

Los resultados obtenidos para el infrarrojo cercano son razonablemente buenos hasta ángulos de 1°. Sin embargo, las pérdidas adicionales obtenidas para 633 nm son sustancialmente más altas incluso para ángulos pequeños.

Para calcular estas pérdidas se ha medido la salida total de los dispositivos (teniendo en cuenta los dos brazos) y se han comparado los resultados con los obtenidos para la guía recta con una radio de $9\ \mu\text{m}$ mediante la expresión 4.17 que figura en la página 76.

Hasta ahora, los dispositivos analizados han sido elementos fabricados en un mismo plano, sin embargo, la técnica de escritura directa mediante láser de pulsos ultracortos destaca por la capacidad de poder generar dispositivos fotónicos con estructuras complejas en 3D. Por lo tanto, el siguiente paso ha sido llevar a cabo el diseño y la realización de guías de onda divisoras formando estructuras tridimensionales, donde la entrada y las salidas se encuentran a diferentes profundidades dentro de la muestra; para ello se plantearon dos configuraciones diferentes (Figura 37): en el primer caso (Figura 37 (a)), la división de la guía se produce a la misma profundidad que la entrada del haz, posteriormente, desde cada ramal se realiza un cambio de altura, que finaliza con un tramo horizontal dando lugar a las respectivas salidas; en el segundo diseño (Figura 37 (b)), primeramente se efectúa el cambio de profundidad e inmediatamente después de alcanzar cierta altura se lleva a cabo la bifurcación de guías (sobre un plano horizontal), por último, se proyecta una guía recta desde cada ramal hasta la salida. En ambos casos, el radio de las guías es de $9\ \mu\text{m}$ y la diferencia de profundidad entre la entrada y las salidas es de $40\ \mu\text{m}$; además, el ángulo de división de guías es 0.5° , mientras que el de elevación es de, aproximadamente, 1° , respecto al plano horizontal.

Aunque ambos diseños son similares, presentan transiciones diferentes para la luz guiada. En el primer caso (3D-Y1), la división viene precedida de una guía recta contenida en el mismo plano horizontal que los ramales de bifurcación, sin embargo, el cambio de altura de cada rama realiza una transición tanto en el plano horizontal como en el vertical en un único punto. Por otro lado, en el segundo modelo (3D-Y2), la división se realiza inmediatamente después de un cambio de profundidad, por lo que en un mismo punto confluyen tres guías con diferentes direcciones, contenidas en un espacio tridimensional propiamente dicho; a su vez, las guías después de los ramales solamente realizan un cambio de dirección y sobre el mismo plano horizontal.

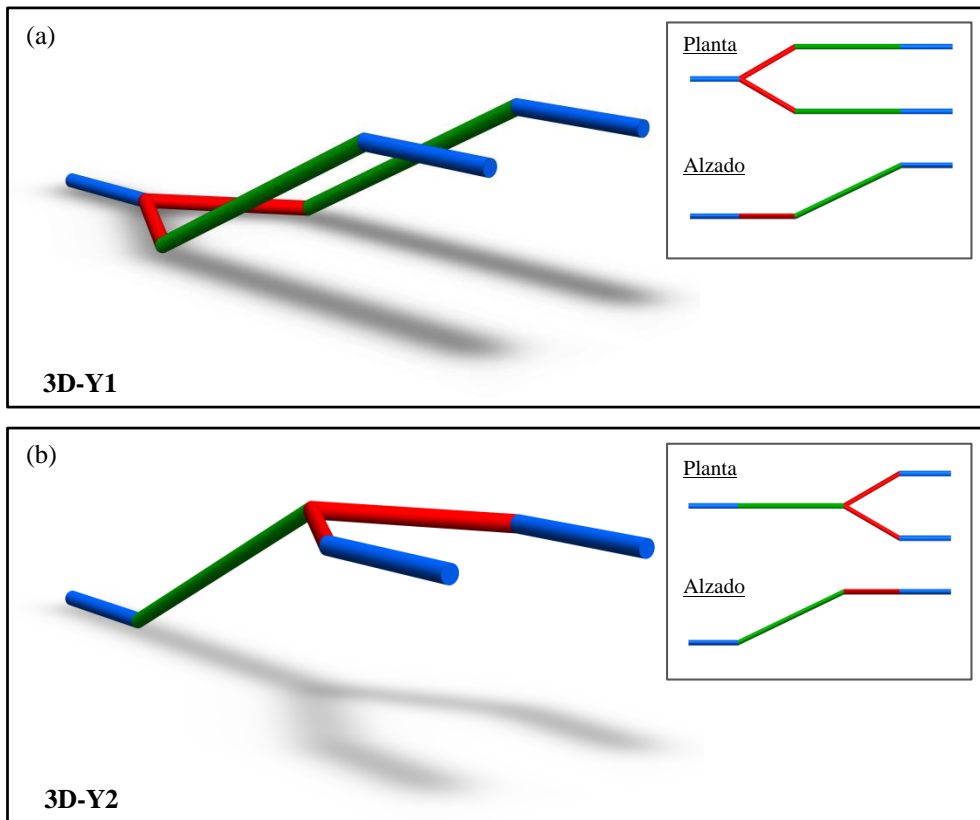


Figura 37. Representación esquemática de las estructuras tridimensionales fabricadas: (a) 3D-Y1 (bifurcación-elevación) y (b) 3D-Y2 (elevación-bifurcación). En el recuadro interior se muestra una representación de las estructuras con las vistas en planta y alzado. En color azul se representan las guías rectas paralelas a la dirección de avance del haz, en color verde se muestran las guías que experimentan un cambio de altura y en color rojo las guías que generan una bifurcación de la estructura.

Para analizar estas estructuras se han acoplado dos haces con diferentes longitudes de onda (633 y 850 nm), obteniendo los modos que se muestran en la Figura 38. Claramente, se aprecian diferencias entre los dos diseños utilizados, siendo más monomodal el comportamiento de las guías 3D-Y1, es decir, donde se realiza primero la división de guías y, posteriormente, el cambio de profundidad de las mismas. Sin embargo, en el segundo diseño (3D-Y2), existe un cierto desequilibrio y los modos de alto orden empiezan a cobrar cierta importancia, especialmente en el caso de emplear un haz de 633 nm.

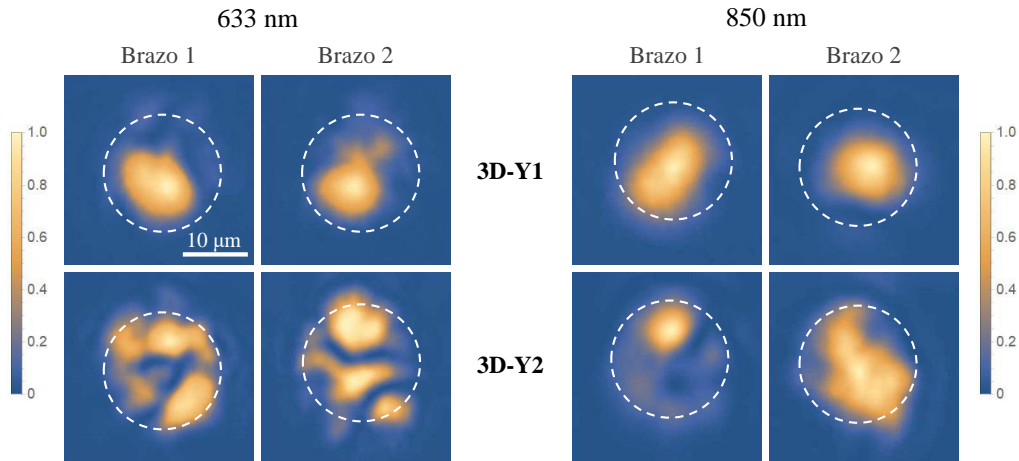


Figura 38. Perfiles modales de las guías con la entrada y la salida a distinta profundidad en la muestra para longitudes de onda de 633 (conjunto de la izquierda) y 850 nm (conjunto de la derecha). En la estructura 3D-Y1 (fila superior) primero tiene lugar la bifurcación de la guía y posteriormente el cambio de profundidad; en la estructura 3D-Y2 (fila inferior) primeramente se realiza un cambio de profundidad y por último se efectúa la bifurcación. Imágenes tomadas con una cámara CMOS en el dispositivo de acoplamiento. Polarización horizontal (TE). La línea blanca discontinua representa el revestimiento circular de la guía.

Asimismo, las pérdidas de propagación (evaluadas con el mismo procedimiento que los dispositivos anteriores) de la estructura 3D-Y1 no aumentan de forma significativa respecto a las calculadas en el divisor plano con un ángulo de separación equivalente, mostrando un aumento de 0.1 dB para 850 nm y de 0.5 dB para 633 nm (+0.4 y +4.5 dB respecto a los valores obtenidos para la guía recta de 9 μm). Sin embargo, el análisis de la estructura 3D-Y2 presenta un aumento importante en las pérdidas respecto a la guía divisora plana equivalente, especialmente para 850 nm (+4.2 dB), como se muestra en la Tabla 5.

Tabla 5. Pérdidas de propagación adicionales para las guías divisoras en 3D respecto a la guía recta de 9 μm . Polarización TE (dB).

	633 nm	850 nm
3D-Y1	4.5	0.4
3D-Y2	4.4	4.5

Por último, se ha validado un modelo numérico, basado en el método de los elementos finitos (MEF o FEM, del inglés *Finite Element Method*) mediante el *software* comercial COMSOL, que permite calcular los valores de cambio del índice de refracción local en las estructuras fabricadas y así poder simular de forma fiable el

comportamiento de este tipo de guías. Este modelo tiene en cuenta la distribución anisotrópica de las microtensiones inducidas al inscribir los *tracks* en el sustrato [198] y el índice de refracción complejo en el interior de estos *tracks*. Para ello, se calculan los cambios de volumen locales que rodean a una pista escrita por un láser mediante un modelo de expansión térmica en 2D, considerando que el material presente en el interior de las pistas muestra una expansión distorsionando elásticamente el cristal circundante no modificado, mediante la siguiente expresión, que relaciona los tensores de deformación (ε) y de tensión (σ) con la diferencia de temperatura:

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 + C_{ijkl} : (\varepsilon_{kl} - \varepsilon_0 - \alpha_{kl}\theta) \quad (4.18)$$

donde C_{ijkl} es tensor de elasticidad de 4º orden, “:” representa el producto tensorial de doble punto, σ_0 es la tensión inicial, ε_0 es la deformación inicial, θ representa el parámetro de cambio de temperatura y α_{kl} es el tensor de expansión térmica lineal de 2º orden [199]. Además, es necesario considerar la siguiente expresión para ajustar el valor del índice de refracción complejo en el interior de los *tracks*:

$$\Delta n^* = \Delta n + i\Delta\kappa \quad (4.19)$$

donde Δn es la variación en la parte real del índice de refracción y $\Delta\kappa$ es el cambio en el coeficiente de extinción. Alrededor de las pistas se considera que el material es transparente y solamente se calculan los cambios de índice debido a la tensión. Una vez que se determina el perfil completo del índice de refracción se realiza un análisis de los modos de guiado, teniendo en cuenta las fugas y las pérdidas de propagación.

Los parámetros considerados inicialmente para el cálculo han sido: $\Delta n = -2 \times 10^{-3}$ y $\Delta\kappa = 7 \times 10^{-4}$, valores realistas para modificaciones producidas mediante escritura directa con láser [199]. Además, se ha considerado una variación de temperatura de $\theta = 100$ K. Una vez que se ha obtenido un perfil del índice de refracción, se calcula el modo fundamental y se comparan las pérdidas de propagación teóricas frente al valor obtenido experimentalmente; con esto se modifica el valor de $\Delta\kappa$ en las pistas para que el resultado se ajuste mejor a la realidad. Finalmente se mide el tamaño de los diámetros (vertical y horizontal) de los modos obtenidos y se comparan con los experimentales.

A fin de ajustar los valores de la simulación, primeramente se ha medido la longitud del diámetro horizontal del modo fundamental simulado, tanto FWHM (anchura a media altura —del inglés, *Full Width at Half Maximum*—) como $1/e^2$,

variando los valores del índice (Δn_0) desde -2×10^{-3} hasta -0.5 . Los valores obtenidos del diámetro horizontal del modo fundamental se encuentran representados en la Figura 39.

Se observa claramente que a medida que disminuye el índice de refracción dentro de las pistas, el diámetro del modo se hace menor, es decir, aumenta la capacidad de confinamiento de la luz en la guía. Por otro lado, la medida del índice de refracción simulado que coincide con el real es distinto para los valores de intensidad de FWHM y $1/e^2$.

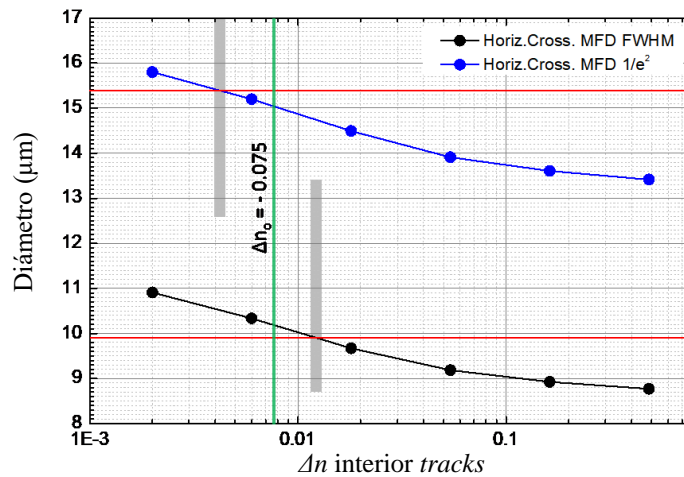


Figura 39. Longitud del diámetro horizontal del modo fundamental para diferentes valores de Δn (en el interior de los *tracks*). Las líneas rojas marcan los valores medidos experimentalmente para la guía recta de $9 \mu\text{m}$ de radio, 850 nm y polarización horizontal (TE).

Para reajustar la simulación, se ha adoptado un valor intermedio para el cambio de índice $\Delta n = -0.0075$. Con este dato se ha estudiado el papel de la tensión para controlar la distribución espacial del modo fundamental. Para ello se va a analizar el diámetro vertical, que es mucho más sensible a los cambios de tensión debido a que este tipo de guías presentan una acumulación de tensiones tanto en la zona superior como en la zona inferior de la misma. Con este fin, se ha incluido una variación del parámetro θ estableciendo valores entre 20 y 400 K . Para cada valor de θ se mantuvo constante $\Delta n = -0.0075$; sin embargo, ha sido necesario cambiar $\Delta \kappa$ para mantener unas pérdidas de propagación constantes de 2 dB/cm . Con todo ello, según vemos en la Figura 40 se ha encontrado una variación de temperatura donde ambos valores (FWHM y $1/e^2$) se ajustan bastante bien: 175 K .

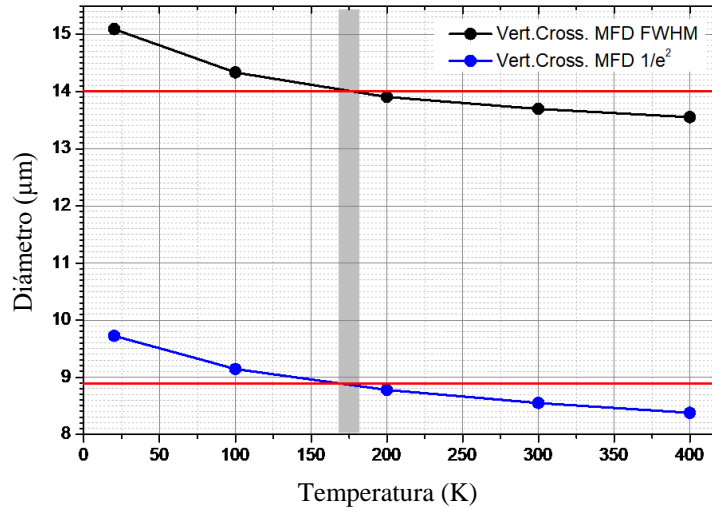


Figura 40. Longitud del diámetro vertical del modo fundamental para diferentes valores de temperatura (K) lo que provoca una variación en la tensión generada en el revestimiento de las guías. Las líneas rojas marcan los valores medidos experimentalmente para la guía recta de 9 μm de radio, 850 nm y polarización TE.

Una vez igualados los diámetros medidos horizontal y verticalmente se ha obtenido un modo fundamental con un índice de refracción efectivo de $n_{eff} = 2.249187 + i \cdot 3.103 \times 10^{-6}$ y un cambio en el índice de refracción complejo en los *tracks* de $\Delta n^* = -7.5 \times 10^{-3} + i \cdot 1.17 \times 10^{-3}$. Los resultados de la simulación numérica, realizada para una longitud de onda de 850 nm y polarización TE, se muestran en la Figura 41.

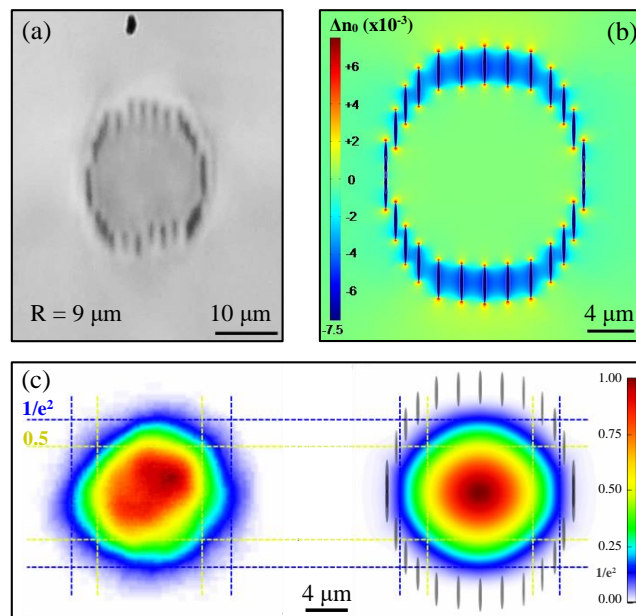


Figura 41. (a) Imagen de la guía *cladding* con radio de 9 μm obtenida mediante microscopio óptico. (b) Perfil del índice de refracción en 2D después de modelar las propiedades de la guía de onda para el modo fundamental, polarización horizontal (TE) y una longitud de onda de 850 nm. (c) Distribución de intensidad en campo cercano del modo fundamental tanto experimental (izquierda) como simulada (derecha). Los niveles de intensidad $1/e^2$ y FWHM coinciden.

En resumen, en este trabajo se ha conseguido fabricar con éxito elementos fotónicos integrados en 3D en el interior de un sustrato de LiNbO₃. Los resultados obtenidos indican el gran potencial de las guías de onda de tipo *depressed-cladding*, tanto para uso con fuentes de luz visibles como infrarroja cercana. Además, el modelo numérico desarrollado en esta publicación permite reconstruir el perfil del índice de refracción producido en el material mediante la irradiación del láser de femtosegundo, lo que puede resultar útil para la optimización de estructuras y elementos fotónicos.

4.1.3. Fabrication of tapered circular depressed-cladding waveguides in Nd:YAG crystal by femtosecond-laser direct inscription

En este artículo [200] se presenta una técnica para diseñar y fabricar guías de onda de tipo *depressed-cladding* de sección circular “estrechada” (*tapered*), es decir, una guía en la que el tamaño del núcleo se va reduciendo a lo largo de la dirección de propagación de la luz; para ello se han utilizado múltiples pistas con una separación decreciente entre ellas ajustándose al radio de entrada o salida deseado. Este elemento permite aumentar la funcionalidad de los dispositivos y, además, puede resultar extremadamente útil en aplicaciones como: acoplamiento de dos guías con diferentes tamaños de núcleo, control del comportamiento modal, aumento de irradiación láser, etc.

De manera análoga a lo que ocurre en las fibras ópticas con estrechamiento, el procedimiento para controlar el comportamiento modal consiste en reducir las dimensiones del núcleo en función de la longitud de propagación, en este sentido, la longitud del cono determina el grado de adiabaticidad de la transformación modal, es decir, dependiendo de lo “suave” que sea la transición entre tamaños se producirán más o menos pérdidas en la propagación [201]. En este caso, la geometría de la guía (Figura 42) queda establecida de acuerdo a los radios de entrada (R_{in}) y salida (R_{out}) de esta. Además, la longitud (L) define el ángulo (Ω) de conicidad según se establece en la expresión:

$$\Omega = \arctan\left(\frac{R_{in} - R_{out}}{L}\right) \quad (4.20)$$

Para poder efectuar una forma cónica, la separación entre *tracks* va a ir disminuyendo gradualmente a lo largo de la longitud de avance del haz, produciéndose una reducción lineal del radio de la guía de onda (desde R_{in} hasta R_{out}).

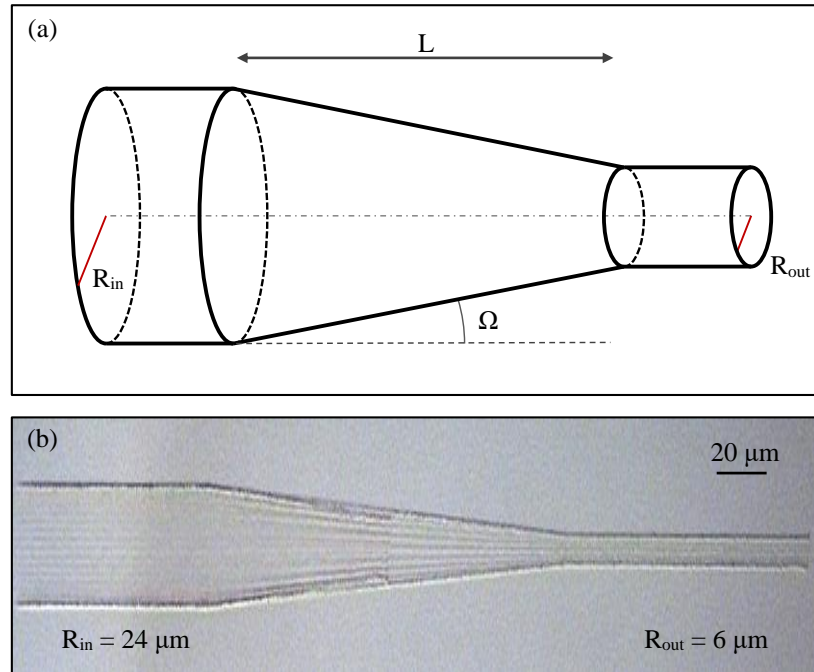


Figura 42. (a) Esquema de la guía con estrechamiento donde se indica: el radio de la guía de entrada (R_{in}) y de salida (R_{out}); la longitud de la zona que va reduciendo su tamaño (L) y el ángulo de conicidad (Ω). (b) Imagen tomada con el microscopio óptico donde se muestra un ejemplo concreto de una guía con estrechamiento con relación de reducción 4:1, con un radio de entrada de $24 \mu\text{m}$ y uno de salida de $6 \mu\text{m}$ (la longitud L de la zona cónica ha sido acortada para visualizar mejor el elemento completo).

Este método presenta dos limitaciones importantes en cuanto a la relación de reducción máxima que se puede alcanzar. Por un lado, la separación entre *tracks* debe de ser capaz de confinar la luz de forma adecuada, por tanto, existe una distancia entre pistas que no puede ser superada (d_{max}). Por otro lado, esta distancia entre *tracks* tiene que presentar una longitud de separación mínima (d_{min}), en caso contrario se puede generar una acumulación de tensión excesiva aumentando las posibilidades de ocasionar una rotura en el sustrato. Consecuentemente, el factor de reducción máximo que se puede aplicar está limitado a $d_{max}:d_{min}$. A fin de conseguir aumentar este factor de reducción, se ha diseñado otra estrategia alternativa que consiste en dejar de inscribir la mitad de los *tracks* cuando la separación entre ellos es d_{min} ; así la distancia entre pistas vuelve a aumentar y nos permite alcanzar factores de reducción de $d_{max}:d_{min}/2$ (Figura 43).

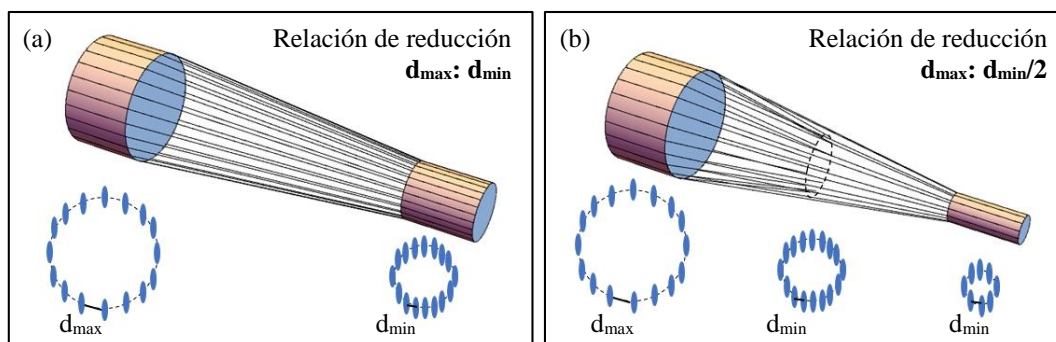


Figura 43. (a) Modelo para la implementación de una guía *tapered* con un factor de reducción de $d_{\max}:d_{\min}$ al disminuir la separación entre *tracks*. (b) Modelo para la implementación de una guía con estrechamiento con un factor de reducción de $d_{\max}:d_{\min}/2$ al disminuir la separación entre *tracks* y reducir el número de estos a la mitad.

Antes de determinar los valores d_{\max} y d_{\min} hay que realizar un estudio del material sobre el que se van a inscribir las guías de onda para conocer los parámetros óptimos de irradiación. En primer lugar, se ha calculado el umbral de daño, que para una profundidad de 100 μm fue de 35 nJ. Con el fin de obtener unos *tracks* más alargados en la dirección de escritura, se ha aumentado la energía hasta los 55 nJ, obteniendo una longitud de 2 μm aproximadamente. A continuación, se han fabricado varias guías de onda rectas con un radio de 15 μm y con diferentes valores de separación entre *tracks*; después de examinar las diferentes configuraciones se determinó un $d_{\max} = 4 \mu\text{m}$ y un $d_{\min} = 2 \mu\text{m}$. Por lo tanto, el factor máximo que se podría conseguir con la primera estrategia es de 2:1; sin embargo, utilizando la estrategia alternativa se podrían lograr relaciones de 4:1.

El siguiente paso ha sido establecer el radio de entrada y salida de las estructuras para poder transformar una guía multimodal en una monomodal. Después de varias pruebas se ha constatado que la guía con radio de 6 μm presentaba un comportamiento monomodal tanto para 633 nm como para 850 nm. Para respetar la relación de forma 2:1 y 4:1 se han fabricado guías con radios de 12 y 24 μm , y se ha estudiado el comportamiento de la luz al propagarse sobre ellas, observado a la salida perfiles complejos, donde no ha sido posible excitar solamente el modo fundamental (Figura 44).

Tanto para realizar estos cálculos como para fabricar las estructuras fotónicas se ha utilizado el sistema láser mencionado en el apartado 3.2.1. En este caso, se ha utilizado un objetivo de microscopio con una magnificación de 40x y una apertura numérica de 0.65 como sistema de focalización. La muestra utilizada ha sido un cristal

pulido de Nd:YAG con unas dimensiones de: $10 \times 10 \times 3 \text{ mm}^3$. La escritura de las guías de onda se ha realizado enfocando el haz en el interior del sustrato, a una profundidad de $100 \text{ }\mu\text{m}$. La velocidad de desplazamiento utilizada ha sido de $500 \text{ }\mu\text{m/s}$. Además, el láser presentaba una polarización perpendicular a la dirección de escritura.

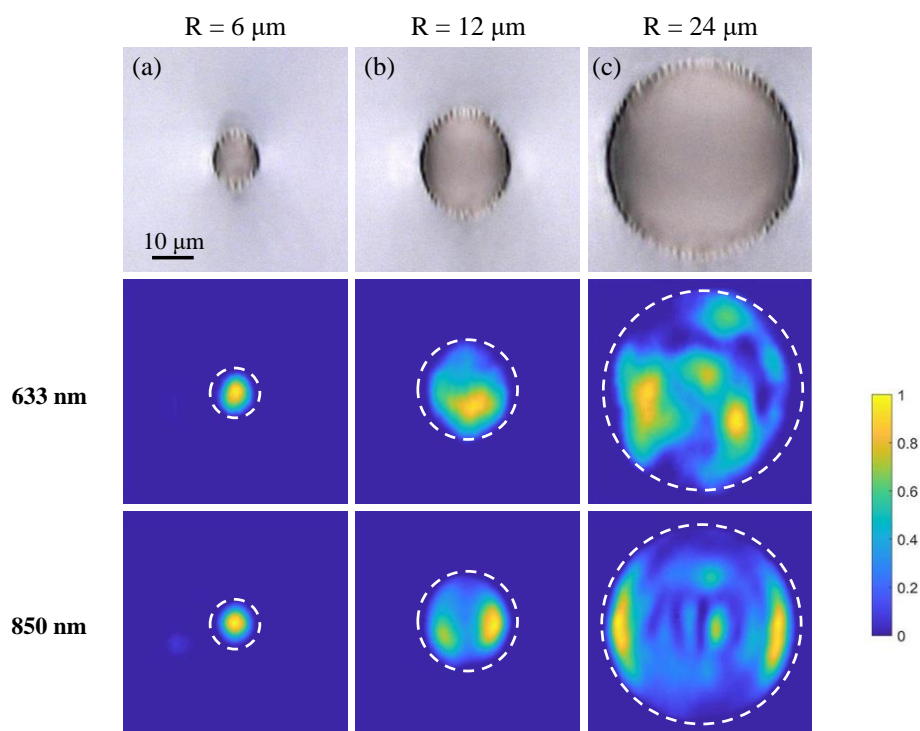


Figura 44. En la primera fila se muestran unas imágenes tomadas mediante microscopio óptico donde se observan las modificaciones aplicadas en el sustrato formando guías *cladding* de diferentes tamaños de radio (cada columna un tamaño): (a) $6 \text{ }\mu\text{m}$, (b) $12 \text{ }\mu\text{m}$ y (c) $24 \text{ }\mu\text{m}$. La segunda y la tercera fila muestran los perfiles modales de cada guía para 633 nm y 850 nm , respectivamente (imágenes tomadas con una cámara CMOS). Polarización horizontal (TE).

Para caracterizar las guías fabricadas se ha empleado la metodología y los dispositivos descritos en el punto 3.2.4. Una de las pruebas que se han llevado a cabo ha sido el análisis de las pérdidas de propagación para la guía recta de radio $6 \text{ }\mu\text{m}$, obteniendo un valor de 1.7 dB/cm para una longitud de onda de 633 nm y de 5.1 dB/cm para 850 nm . Este valor tan alto es debido al tamaño del radio de la estructura, ya que se ha probado con una guía de radio $9 \text{ }\mu\text{m}$, obteniendo unas pérdidas de propagación por debajo de 3 dB/cm . A pesar de esto, se ha decidido mantener el tamaño de guía para garantizar el comportamiento monomodal tanto en el visible como en el infrarrojo cercano. Sin embargo, esta técnica no ha podido aplicarse para guías de onda con radios de $12 \text{ }\mu\text{m}$ y $24 \text{ }\mu\text{m}$, ya que no ha sido posible excitar únicamente el modo fundamental y realizar estas medidas bajo esas circunstancias puede inducir a errores en la medición.

Con todo esto, se han conseguido fabricar estructuras funcionales con una relación de reducción de 2:1 y de 4:1. Además, se han probado diferentes longitudes para la parte con forma cónica (desde 4 hasta 6 mm), obteniendo los mejores resultados en las guías con una zona de transición de estrechamiento más larga (para simplificar la exposición de resultados únicamente se van a mostrar los correspondientes a la estructura con longitud de estrechamiento de 6 mm).

En la Figura 45, se muestran los perfiles modales de las guías de onda con estrechamiento con relación 2:1 y 4:1, tanto para las longitudes de onda de 633 y 850 nm. En estos casos los ángulos que forman los *tracks* de las guías respecto a la horizontal son de 1 mrad y 3 mrad, para las guías con relación de tamaño de 2:1 y 4:1, respectivamente.

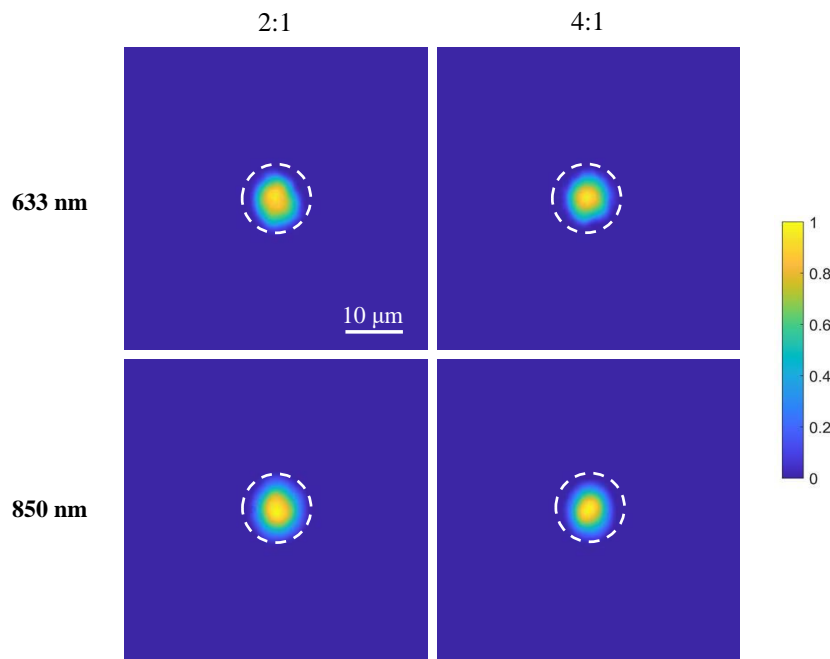


Figura 45. Perfiles modales de las salidas de las guías con estrechamiento con una relación de reducción de 2:1 (columna de la izquierda) y de 4:1 (columna de la derecha), para una longitud de onda de 633 (fila de arriba) y 850 nm (fila de abajo). Imágenes tomadas con una cámara CMOS.

En las imágenes se aprecia claramente que el comportamiento de estos dispositivos es monomodal y presentan una apariencia similar al de la guía recta de 6 μm , que se han mostrado en la Figura 44.

Por otro lado, se ha evaluado la eficiencia de la transformación modal de la luz en las guías de onda con estrechamiento. Para ello se ha realizado un estudio comparativo de la potencia de salida tanto para guías rectas (24, 12 y 6 μm de radio)

como para guías reductoras (relación de tamaño 2:1 y 4:1). Las medidas obtenidas se han normalizado a la correspondiente potencia máxima de salida, como se muestra en la Tabla 6.

Tabla 6. Intensidad de salida normalizada para las diferentes guías de onda y fuentes de emisión. Las medidas han sido normalizadas para la correspondiente potencia máxima de salida de cada fuente. TE y TM representan la polarización horizontal y vertical, respectivamente.

Longitud de onda	R = 24 μm	R = 12 μm	R = 6 μm	<i>Tapered</i> 2:1	<i>Tapered</i> 4:1
633 nm (TM)	1	0.75	0.11	0.26	0.12
633 nm (TE)	1	0.80	0.12	0.32	0.13
850 nm (TM)	1	0.31	0.06	0.06	0.04
850 nm (TE)	1	0.76	0.23	0.14	0.04

Lo primero que llama la atención es que la máxima potencia transmitida se obtiene siempre para guías rectas de radio 24 μm , seguida de la guía recta de 12 μm . Por otro lado, las guías de onda *tapered* con relación 2:1 tienen mayor potencia de salida que las guías rectas de radio 6 μm , lo que puede interpretarse como una transición modal eficiente desde la entrada de radio 12 μm hasta la salida del dispositivo con radio de 6 μm . Además, aunque la guía *tapered* con relación 4:1 muestra un comportamiento correcto a la hora de transformar un haz multimodo en monomodo, no muestra un aumento significativo de la potencia de salida respecto a la guía recta de 6 μm . Por último, la potencia de salida en guías con estrechamiento cuando se utiliza luz infrarroja es bastante baja, lo que probablemente se deba a que el tamaño de salida no está optimizado para esta longitud de onda, como se ha demostrado al estudiar las pérdidas de propagación.

También se ha investigado el comportamiento de las guías de onda con estrechamiento con luz blanca procedente de un LED. Para ello se acopló esta fuente de luz, bajo las mismas condiciones, tanto a la guía recta de 6 μm de radio como a la guía con estrechamiento con relación 4:1. Como se ve en la Figura 46, la intensidad de la luz acoplada en la guía recta ha sido un 75% superior al fondo; sin embargo, en la *tapered*, la intensidad de la luz acoplada ha sido 5 veces mayor que el nivel de fondo, lo que demuestra un efecto de concentración eficiente de la luz [202].

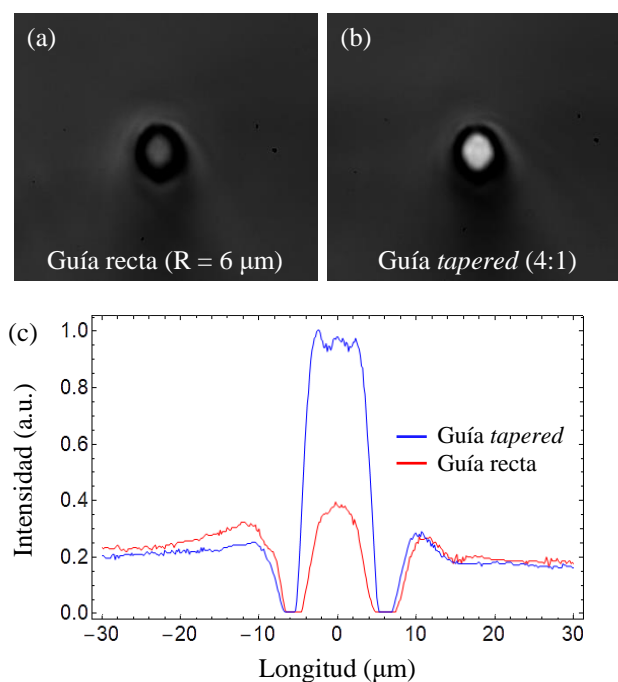


Figura 46. Las imágenes (a) y (b) muestran las salidas de una guía recta (de radio $6 \mu\text{m}$) y de una guía *tapered* (con relación de reducción 4:1) al confinar luz blanca, respectivamente. En la gráfica (c) se muestra la intensidad normalizada de ambas salidas.

En conclusión, la técnica utilizada para la fabricación de guías de onda de tipo *depressed-cladding* con estrechamiento ha demostrado ser versátil y eficaz, permitiendo factores de reducción de hasta 4:1. En este sentido, se han fabricado dispositivos integrados que transforman guías de onda altamente multimodales en guías monomodales, tanto en el visible como en el infrarrojo cercano. En el caso de guías *tapered* con relación 2:1, la potencia de salida puede duplicar o triplicar el valor de una guía de onda recta con el mismo radio de salida, lo que sugiere una transformación cuasi-adiabática. También se probó el acoplamiento de luz blanca (LED) demostrando que las guías con estrechamiento presentan un efecto de concentración de luz frente a las guías rectas. En resumen, en este trabajo se ha mostrado una técnica que puede aplicarse a diferentes dispositivos que requieran una transformación modal o una concentración de luz.

4.2. Otros dispositivos en desarrollo

Además de los dispositivos presentados en el apartado anterior, durante el desarrollo de la tesis también se han diseñado y fabricado otros elementos potencialmente interesantes para la elaboración de circuitos fotónicos integrados y,

aunque actualmente se encuentran en fase de implementación y optimización, se va a realizar una pequeña explicación cualitativa de cada uno de ellos:

Divisor de guías 1x4. Los divisores de guías son piezas fundamentales para la elaboración de dispositivos fotónicos integrados, sin embargo, cuando se trabaja con guías de onda de tipo *depressed-cladding* con sección circular la complejidad de implementar estos divisores aumenta. Como se ha mostrado en el apartado anterior, se han diseñado y fabricado tanto divisores sobre el mismo plano como divisores con cambio de altura; en ambos casos las estructuras contaban con una guía de entrada y dos de salida. En este sentido, se ha buscado ir un paso más allá y se ha desarrollado una estrategia de fabricación para obtener un divisor de guías de tipo *depressed-cladding* con sección circular con una entrada y cuatro salidas. Sin embargo, aún no se ha podido implementar.

Acoplamiento entre guías de onda. Los acopladores son uno de los elementos básicos para la composición de circuitos fotónicos integrados, aumentando la capacidad de los dispositivos y permitiendo que estos sean capaces de desarrollar diferentes funcionalidades. Algunos de los usos más comunes son: *switches* ópticos [203, 204], filtros [205], monitores de potencia [206, 207], amplificadores [208], etc.

En este trabajo se han desarrollado diferentes modelos de acopladores de guías de onda, dependiendo del tipo de acoplamiento generado los podemos dividir en:

- Acoplamiento “físico”: en este caso, se han utilizado dos guías de onda de tipo *depressed-cladding* con las entradas y las salidas separadas una cierta distancia, mientras que en la zona central existe una zona de acoplamiento donde las guías se eliminan una serie de *tracks* y las guías se unen hasta solapar parte de la sección de cada guía (Figura 47).

Para la zona de acoplamiento se han diseñado diferentes estrategias con el objetivo de estudiar y controlar la cantidad de luz pasa de una guía a otra. En primer lugar, se ha considerado no inscribir ningún *track*; en el siguiente caso, se ha decidido realizar la escritura de *tracks* de manera alterna (para que, de esta manera exista una distancia mayor entre pistas, facilitando la fuga de luz); por último, se han realizado todos los *tracks* pero de forma discontinua, variando la longitud de estos tramos.

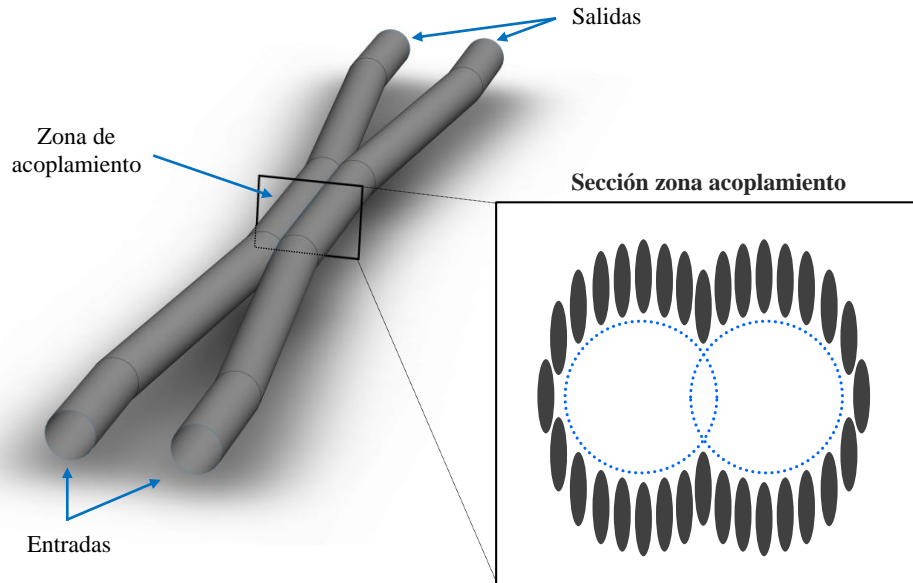


Figura 47. Representación esquemática en 3D de la estructura de guías de onda con zona de acoplamiento "físico". En el cuadro de detalle se muestra una sección de cómo quedaría la disposición de *tracks* en la zona de acoplamiento.

- Acoplamiento evanescente: en este tipo de acoplamiento no sería necesario que las guías estuvieran físicamente solapadas, ya que, la teoría nos dice que si dos guías están lo suficientemente cerca como para que las zonas exteriores de sus modos se superpongan, la luz se transferirá periódicamente de una guía a otra [209].

En este sentido, se han diseñado diferentes estructuras a fin de estudiar el acoplamiento evanescente en guías de onda de tipo *depressed-cladding*. En primer lugar, se ha utilizado un diseño similar al mostrado en la Figura 47, donde contamos con dos guías cuyas entradas y salidas se encuentran suficientemente alejadas; y una zona central (zona de acoplamiento) con las guías separadas unas micras. Esta separación se ha ido variando desde 6 hasta 0 μm , que es un caso particular de estudio donde ambas guías compartían un mismo *track*.

Finalmente, se han realizado otro tipo de estructuras formadas por varias guías de onda rectas de tipo *depressed-cladding* consecutivas con una disposición matricial (una fila por varias columnas) donde una de las guías tiene una longitud mayor que la del resto. Este modelo contiene dos variantes, la primera estructura muestra una forma asimétrica, donde la guía de mayor longitud se sitúa en un extremo y a uno de los lados se

disponen cuatro guías consecutivas. En la segunda estructura, la guía de mayor longitud se sitúa en el centro y cuenta con cuatro guías a cada lado (Figura 48).

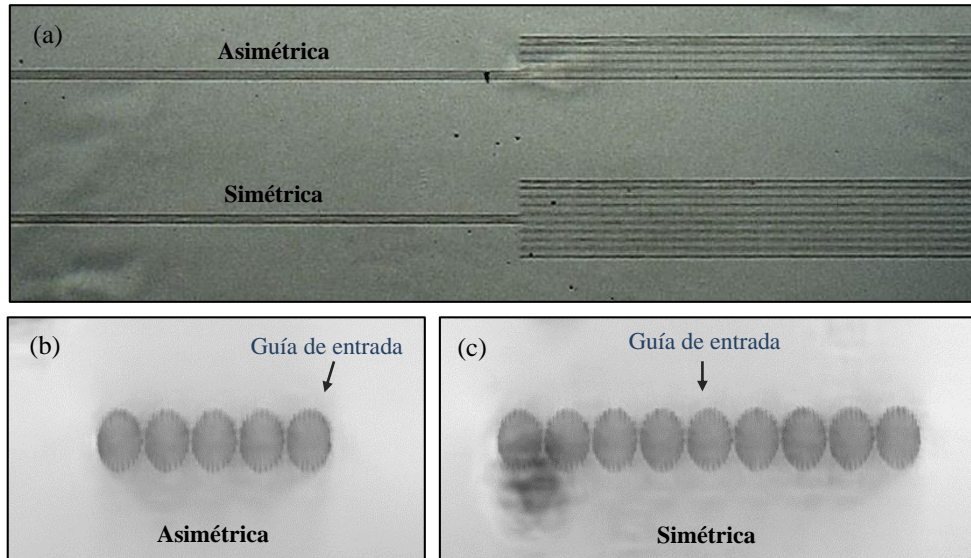


Figura 48. Estructuras de guías de onda con disposición matricial. La entrada del haz se encuentra en el extremo de la guía principal (la de mayor longitud). (a) Vista general superior. (b) Sección transversal de la estructura asimétrica. (c) Sección transversal de la estructura simétrica.

En todos estos casos de acoplamiento evanescente se han utilizado diferentes estrategias a la hora de definir la disposición de los *tracks* más cercanos al resto de guías para facilitar el acoplamiento entre ellas, pudiendo eliminar alguna pista o aumentar la separación entre estas (Figura 49).

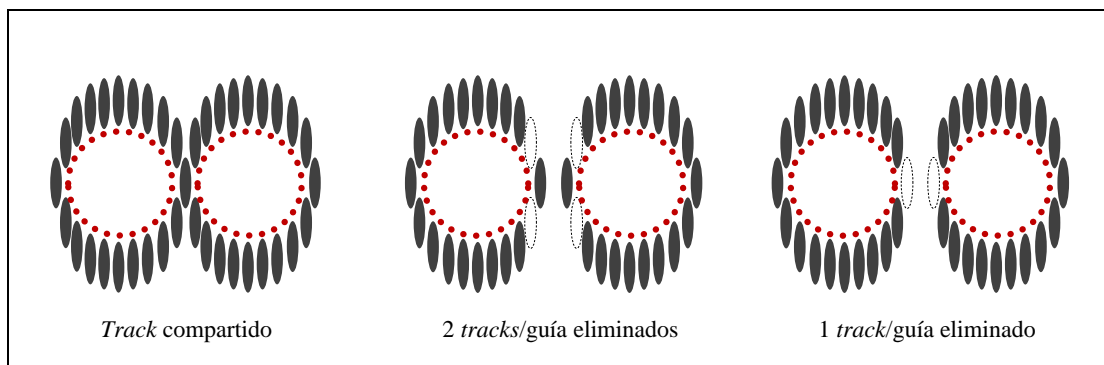


Figura 49. Sección transversal de las guías donde se muestra la disposición de los *tracks* para el estudio de acoplamiento evanescente. La eliminación de las pistas se produce siempre que existe una guía a ese lado. En el caso de las estructuras matriciales, en las guías centrales se eliminarían *tracks* tanto de la izquierda como de la derecha de la guía; en las guías de los extremos solamente se eliminarían *tracks* del lado donde haya una guía adyacente.

Guía en superficie con sección semicircular. Otro de los elementos fotónicos en fase de estudio es el formado por una semiguía de onda de tipo *depressed-cladding* en superficie. El prototipo de esta estructura cuenta con la entrada y la salida a cierta profundidad dentro del sustrato y mediante un cambio de altura llega hasta la superficie del mismo (Figura 50). En este sentido, también se han realizado divisores de guías en superficie con sección semicircular. Este tipo de estructuras son de gran interés para aplicaciones que requieran la interacción de la luz (modo acoplado) con el medio exterior, como son sensores ópticos y los dispositivos *Lab-on-Chip*. Asimismo la interacción con la superficie exterior es de gran utilidad a la hora de inducir una modulación óptica con absorbentes saturables y obtener microláseres pulsados [119].

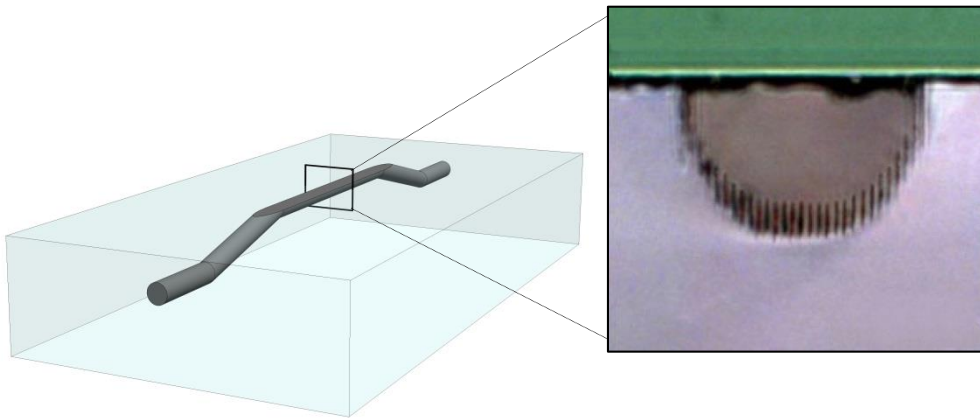


Figura 50. Representación esquemática de una guía de tipo *depressed-cladding* con cambio de altura y sección semicircular en superficie. En el recuadro se muestra una imagen como ejemplo obtenida de [99].

Guías de entramado hexagonal. Por último, se ha diseñado y fabricado guías de ondas con un revestimiento diferente al anterior, en este caso el entramado de *tracks* muestra una forma hexagonal y la luz es confinada en el centro de la estructura, donde no se ha inscrito ninguna pista (Figura 51). Aunque no se ha podido estudiar de forma detallada, se ha conseguido elaborar tanto guías rectas como un elemento divisor de guías.

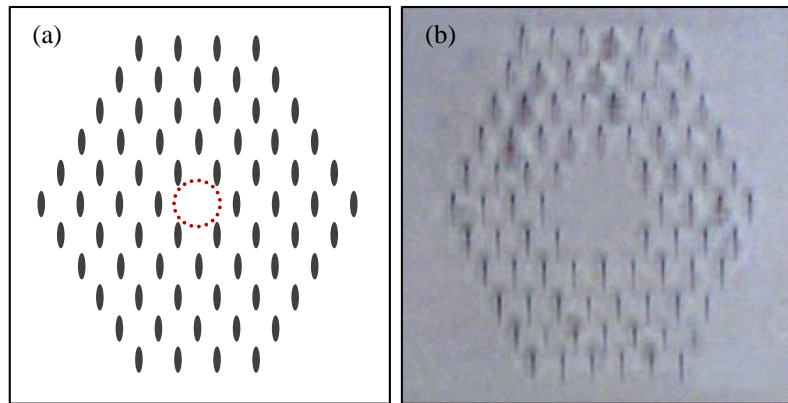


Figura 51. (a) Esquema de la disposición de los *tracks* en la guía de entramado hexagonal diseñada. En rojo y con trazo discontinuo se indica el núcleo de la guía. (b) En el recuadro se muestra una imagen real de una guía de este tipo. Obtenida de [99].

Como se mencionaba al comienzo de este apartado, estos dispositivos se han conseguido fabricar satisfactoriamente pero aún se encuentran en fase de análisis y optimización, y no disponemos de una caracterización rigurosa de todos ellos. Sin embargo, es una línea de estudio muy prometedora que sigue abierta para futuras investigaciones.

4.3. Conclusiones

El principal objetivo de este trabajo ha sido el desarrollo de una metodología versátil y universal para la fabricación de dispositivos fotónicos complejos en materiales dieléctricos transparentes cristalinos mediante escritura directa con láser de pulsos ultracortos. Este método presenta un gran potencial posibilitando la fabricación de elementos fotónicos tridimensionales en el interior del sustrato. Para facilitar la etapa previa al procesado propiamente dicho, se han utilizado herramientas de diseño 3D con las que se han modelado las estructuras, sirviendo de apoyo para la elaboración de los programas encargados de generar las coordenadas que permitan materializar las guías de onda objeto de estudio.

Con todo esto, se han diseñado e implementado tanto guías de onda rectas como una serie de dispositivos fotónicos: divisores, combinadores, interferómetros, acopladores, etc. Estos elementos se han fabricado en distintos cristales paradigmáticos por sus propiedades espectroscópicas y no lineales (Nd:YAG y LiNbO₃ principalmente), y tras su caracterización se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- Cuando trabajamos con guías de onda rectas, se ha observado que a medida que se aumenta el diámetro de la guía, el comportamiento del haz va tornando en multimodo, permaneciendo con un comportamiento monomodo para guías *cladding* cuyo radio está en torno a 10 μm . Pese a que las guías de este radio soportan modos de orden superior, es posible excitar únicamente el modo fundamental que se mantiene en su propagación a lo largo de la guía.
- La respuesta de las guías rectas a la diferente polarización del haz de entrada depende fuertemente del material en el que son inscritas. Las guías fabricadas en Nd:YAG presentan un comportamiento altamente isótropo (para 633 nm), mostrando variaciones en la potencia transmitida inferiores al 11% para las diferentes polarizaciones lineales del haz a la entrada en la guías. Sin embargo, las guías rectas fabricadas en LiNbO_3 muestran una fuerte dependencia de la potencia transmitida respecto a la polarización del haz de entrada (tanto para 633 como para 850 nm), presentando una mejor transmisión para la polarización horizontal (TE). Esto es debido a la gran anisotropía que presentan las modificaciones inducidas por el láser.
- Para dispositivos divisores de guías de onda sin cambio de altura se ha estudiado la respuesta del haz ante variaciones en el ángulo de separación entre ramales (manteniendo constante el diámetro de la guía). Se ha demostrado que a medida que aumenta dicho parámetro el comportamiento de la guía se vuelve más multimodal debido a que la zona de transición es más abrupta. Para ángulos pequeños, los perfiles modales obtenidos a las salidas presentan una apariencia cercana al modo fundamental. Esto ocurre tanto para Nd:YAG como para LiNbO_3 .
- Las guías divisoras fabricadas en Nd:YAG muestran unas pérdidas de propagación relativamente bajas cuando se emplean ángulos pequeños (1° y 2°) y una polarización horizontal (TE) del haz (633 nm). Estas pérdidas aumentan cuando se emplean ángulos de separación mayores. Además, cuando se utiliza una polarización vertical (TM) las pérdidas de

propagación son mayores en todos los casos si los comparamos con los resultados obtenidos para polarización TE.

- Las guías en Y fabricadas en LiNbO₃, presentan un comportamiento similar, obteniendo unas pérdidas de propagación mayores cuando se emplean ángulos más grandes. Los mejores resultados se han obtenido con ángulos de separación pequeños (0.5° y 1°) para una longitud de onda de 850 nm (cuando se emplea un haz de 633 nm las pérdidas son sustancialmente mayores) y una polarización horizontal (TE).
- Se han realizado dos modelos de guías 3D que incluyen bifurcación y cambio de altura (en LiNbO₃). El caso 3D-Y1 (donde se efectúa primeramente la división de guías y posteriormente se lleva a cabo el cambio de altura) presenta un comportamiento más monomodal, esto ocurre tanto con 633 como con 850 nm. Además, esta estructura proporciona unas pérdidas de propagación similares, aunque ligeramente superiores, al divisor plano equivalente (0.5°).
- Se ha validado un modelo numérico, basado en el método de los elementos finitos, que permite calcular los valores de cambio de índice de refracción de las estructuras fabricadas en el material mediante la irradiación del láser de femtosegundo, de esta manera se simular el comportamiento de este tipo de guías y optimizar su diseño.
- Se ha presentado un método eficaz para diseñar y fabricar guías de onda de tipo *depressed-cladding* con sección circular donde el núcleo se va reduciendo a lo largo de la dirección de propagación del haz (guías de onda estrechadas o *tapered*). Gracias a esta técnica se han conseguido realizar dispositivos funcionales con una relación de reducción de hasta 4:1.
- Las guías de onda *tapered* (fabricadas en Nd:YAG) con relación 2:1 tienen mayor potencia de salida que las guías rectas de radio 6 μm (para una longitud de onda de 633 nm), posiblemente debido a una transición modal eficiente desde la entrada de radio 12 μm hasta la salida del dispositivo con radio de 6 μm.

- Las estructuras estrechadas con relación 4:1 efectúan una transformación modal (de multimodo a monomodo) correcta, sin embargo, no existe un aumento significativo de la potencia de salida con respecto a la guía recta de radio 6 μm . Esto es debido a unas elevadas pérdidas inducidas en la zona de estrechamiento.
- Utilizando una fuente de luz blanca difusa (no colimada), se ha demostrado que las guías con estrechamiento presentan un efecto de concentración eficiente de luz a la salida.

A lo largo del desarrollo de esta tesis se ha trabajado siguiendo el proceso de fabricación de dispositivos fotónicos complejos de manera completa: desde el diseño del elemento hasta caracterización del mismo, pasando por la implementación de códigos de escritura y el procesado por láser propiamente dicho. Todo esto ha llevado a la consecución de los objetivos marcados al comienzo del trabajo. Primeramente, se han estudiado los fundamentos de la escritura de guías de onda mediante irradiación directa con láseres de femtosegundo. Se han diseñado y fabricado dispositivos fotónicos complejos tridimensionales en diferentes materiales ópticos y se han analizado en un banco de caracterización, demostrado así su funcionalidad y potencial utilidad. Además, se han propuesto nuevos diseños para mejorar el control sobre el haz guiado. Por último, se ha utilizado un modelo numérico que permite reconstruir el perfil del índice de refracción producido en el material mediante la irradiación del láser de femtosegundo, lo que puede resultar útil para la optimización de estructuras y elementos fotónicos.

Para finalizar, es importante destacar la relevancia que, en nuestra opinión, tienen los resultados obtenidos, ya que es la primera vez que se fabrican dispositivos complejos tridimensionales basados en guías de onda tipo *cladding*. Los dispositivos que hemos diseñado con esta técnica son las piezas básicas para la implementación de cualquier circuito óptico 3D arbitrario, y por tanto se abre la puerta a la utilización de los dieléctricos transparentes cristalinos y a la explotación de sus propiedades ópticas como materiales sustrato en fotónica integrada.

Bibliografía

- [1] T. Maiman, «Stimulated optical radiation in ruby,» *Nature*, vol. 187, nº 4736, pp. 493-494, 1960.
- [2] F. J. McClung y R. W. Hellwarth, «Giant optical pulsations from ruby.,» *Journal of Applied Physics*, vol. 33, nº 3, pp. 828-829, 1962.
- [3] L. E. Hargrove, R. L. Fork y M. A. Pollack, «Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation,» *Applied Physics Letters*, vol. 5, nº 1, pp. 4-5, 1964.
- [4] D. Strickland y G. Mourou, «Compression of amplified chirped optical pulses,» *Optics communications*, vol. 56, nº 3, pp. 219-221, 1985.
- [5] C. Corbari, A. Champion, M. Gecevičius, M. Beresna, Y. Bellouard y P. G. Kazansky, «Femtosecond versus picosecond laser machining of nano-gratings and micro-channels in silica glass,» *Optics Express*, vol. 21, nº 4, pp. 3946-3958, 2013.
- [6] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Von Alvensleben y A. Tünnermann, «Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids,» *Applied physics*, vol. 63, nº 2, pp. 109-115, 1996.
- [7] E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T. H. Her, J. P. Callan y E. Mazur, «Three-dimensional optical storage inside transparent materials,» *Optics letters*, vol. 21, nº 24, pp. 2023-2025, 1996.
- [8] R. Srinivasan, E. Sutcliffe y B. Braren, «Ablation and etching of polymethylmethacrylate by very short (160 fs) ultraviolet (308 nm) laser pulses,» *Applied physics letters*, vol. 51, nº 16, pp. 1285-1287, 1987.
- [9] S. Küper y M. Stuke, «Femtosecond UV excimer laser ablation,» *Applied Physics B*, vol. 44, nº 4, pp. 199-204, 1987.

-
- [10] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier y G. Mourou, «Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs,» *Applied physics letters*, vol. 64, n° 23, pp. 3071-3073, 1994.
- [11] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto y K. Hirao, «Writing waveguides in glass with a femtosecond laser,» *Optics letters*, vol. 21, n° 21, pp. 1729-1731, 1996.
- [12] G. Lifante, *Integrated photonics: fundamentals*, John Wiley & Sons, 2003.
- [13] S. E. Miller, «Integrated optics: An introduction,» *The Bell System Technical Journal*, vol. 48, n° 7, pp. 2059-2069, 1969.
- [14] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, M. Dubov, V. K. Mezentsev, I. Bennion y M. J. Withford, «Investigation of Ultrafast Laser--Photonic Material Interactions: Challenges for Directly Written Glass Photonics,» *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 14, n° 5, pp. 1370-1381, 2008.
- [15] K. Sugioka, Y. Hanada y K. Midorikawa, «Three-dimensional femtosecond laser micromachining of photosensitive glass for biomicrochips,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 4, n° 3, pp. 386-400, 2010.
- [16] R. Osellame, G. Cerullo y R. Ramponi, Edits., *Femtosecond laser micromachining: photonic and microfluidic devices in transparent materials*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2012.
- [17] F. Chen y J. R. Vázquez de Aldana, «Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, n° 2, pp. 251-275, 2014.
- [18] R. J. Essiambre, G. Kramer, P. J. Winzer, G. J. Foschini y B. Goebel, «Capacity limits of optical fiber networks,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, n° 4, pp. 662-701, 2010.
- [19] D. J. Richardson, «Filling the light pipe,» *Science*, vol. 330, n° 6002, pp. 327-328, 2010.

-
- [20] D. J. Richardson, J. M. Fini y L. E. Nelson, «Space-division multiplexing in optical fibres,» *Nature photonics*, vol. 7, n° 5, pp. 354-362, 2013.
- [21] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, J. Bland-Hawthorn y M. Englund, «Multimode fiber devices with single-mode performance,» *Optics letters*, vol. 30, n° 19, pp. 2545-2547, 2005.
- [22] T. A. Birks, I. Gris-Sánchez, S. Yerolatsitis, S. G. Leon-Saval y R. R. Thomson, «The photonic lantern,» *Advances in Optics and Photonics*, vol. 7, n° 2, pp. 107-167, 2015.
- [23] R. Osellame, H. J. Hoekstra, G. Cerullo y M. Pollnau, «Femtosecond laser microstructuring: an enabling tool for optofluidic lab-on-chips,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 5, n° 3, pp. 442-463, 2011.
- [24] Y. Hanada, K. Sugioka, H. Kawano, I. S. Ishikawa, A. Miyawaki y K. Midorikawa, «Nano-aquarium for dynamic observation of living cells fabricated by femtosecond laser direct writing of photostructurable glass,» *Biomedical Microdevices*, vol. 10, n° 3, pp. 403-410, 2008.
- [25] P. Yager, T. Edwards, E. Fu, K. Helton, K. Nelson, M. R. Tam y B. H. Weigl, «Microfluidic diagnostic technologies for global public health,» *Nature*, vol. 442, n° 7101, pp. 412-418, 2006.
- [26] A. J. Demello, «Control and detection of chemical reactions in microfluidic systems,» *Nature*, vol. 442, n° 7101, pp. 394-402, 2006.
- [27] Y. Liao, J. Xu, Y. Cheng, Z. Zhou, F. He, H. Sun, J. Song, X. Wang, Z. Xu, K. Sugioka y K. Midorikawa, «Electro-optic integration of embedded electrodes and waveguides in LiNbO₃ using a femtosecond laser,» *Optics letters*, vol. 33, n° 19, pp. 2281-2283, 2008.
- [28] J. Burghoff, C. Grebing, S. Nolte y A. Tünnermann, «Efficient frequency doubling in femtosecond laser-written waveguides in lithium niobate,» *Applied physics letters*, vol. 89, n° 8, p. 081108, 2006.

-
- [29] A. Politi, J. C. Matthews, M. G. Thompson y J. L. O'Brien, «Integrated quantum photonics,» *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, n° 6, pp. 1673-1684, 2009.
- [30] G. D. Marshall, P. Dekker, M. Ams, J. A. Piper y M. J. Withford, «Directly written monolithic waveguide laser incorporating a distributed feedback waveguide-Bragg grating,» *Optics Letters*, vol. 33, n° 9, pp. 956-958, 2008.
- [31] J. Zhang, M. Gecevičius, M. Beresna y P. G. Kazansky, «Seemingly unlimited lifetime data storage in nanostructured glass,» *Physical Review Letters*, vol. 112, n° 3, p. 033901, 2014.
- [32] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L. H. Frandsen y P. I. Borel, «Photonic-crystal waveguide biosensor,» *Optics Express*, vol. 15, n° 6, pp. 3169-3176, 2007.
- [33] D. Kip, «Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties, and applications,» *Applied Physics B: Lasers & Optics*, vol. 67, n° 2, pp. 131-150, 1998.
- [34] Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, T. M. Morozova, F. Caccavale, F. Gonella y F. Segato, «Reverse proton exchange for buried waveguides in LiNbO₃,» *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, n° 7, pp. 1838-1842, 1998.
- [35] R. J. Holmes y D. M. Smyth, «Titanium diffusion into LiNbO₃ as a function of stoichiometry,» *Journal of applied physics*, vol. 55, n° 10, pp. 3531-3535, 1984.
- [36] M. De Sario, M. N. Armenise, C. Canali, A. Carnera, P. Mazzoldi y G. Celotti, «TiO₂, LiNb₃O₈, and (Ti_xNb_{1-x})O₂ compound kinetics during Ti: LiNbO₃ waveguide fabrication in the presence of water vapors,» *Journal of applied physics*, vol. 57, n° 5, pp. 1482-1488, 1985.
- [37] S. Fries, P. Hertel y H. P. Menzler, «Extraordinary versus ordinary refractive index change in planar LiNbO₃: Ti waveguides,» *physica status solidi (a)*, vol. 108, n° 1, pp. 449-455, 1988.

- [38] I. Suarez y G. Lifante, «Detailed study of the two steps for fabricating LiNbO₃: Zn optical waveguides,» *Applied physics express*, vol. 2, n° 2, p. 022202, 2009.
- [39] F. Chen, «Micro-and submicrometric waveguiding structures in optical crystals produced by ion beams for photonic applications,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, n° 5, pp. 622-640, 2012.
- [40] F. Chen, X. L. Wang y K. M. Wang, «Development of ion-implanted optical waveguides in optical materials: A review,» *Optical materials*, vol. 29, n° 11, pp. 1523-1542, 2007.
- [41] P. D. Townsend, P. J. Chandler y L. Zhang, *Optical effects of ion implantation*, Cambridge : Cambridge University Press, 1994 (Reprinted 2006).
- [42] C. Buchal, «Ion implantation for optical applications,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 96, n° 1-2, pp. 370-373, 1995.
- [43] K. Seshan, Ed., *Handbook of thin film deposition processes and techniques*, Segunda ed., Norwich, NY: Noyes Publications / William Andrew Publishing, 2001.
- [44] M. Oehme, J. Werner, M. Kaschel, O. Kirfel y E. Kasper, «Germanium waveguide photodetectors integrated on silicon with MBE,» *Thin Solid Films*, vol. 517, n° 1, pp. 137-139, 2008.
- [45] R. A. McKee, F. J. Walker, J. R. Conner, E. D. Specht y D. E. Zelmon, «Molecular beam epitaxy growth of epitaxial barium silicide, barium oxide, and barium titanate on silicon,» *Applied physics letters*, vol. 59, n° 7, pp. 782-784, 1991.
- [46] C. C. Huang, D. W. Hewak y J. V. Badding, «Deposition and characterization of germanium sulphide glass planar waveguides,» *Optics Express*, vol. 12, n° 11, pp. 2501-2506, 2004.
- [47] M. Aoki, M. Suzuki, H. Sano, T. Kawano, T. Ido, T. Taniwatari, K. Uomi y A. Takai, «InGaAs/InGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated with a

DFB laser fabricated by band-gap energy control selective area MOCVD,» *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 29, n° 6, pp. 2088-2096, 1993.

- [48] K. Dolgaleva, W. C. Ng, L. Qian y J. S. Aitchison, «Compact highly-nonlinear AlGaAs waveguides for efficient wavelength conversion,» *Optics express*, vol. 19, n° 13, pp. 12440-12455, 2011.
- [49] W. Bolanos, F. Starecki, A. Benayad, G. Brasse, V. Ménard, J. L. Doualan, A. Braud, R. Moncorgé y P. Camy, «Tm: LiYF₄ planar waveguide laser at 1.9 μm,» *Optics letters*, vol. 37, n° 19, pp. 4032-4034, 2012.
- [50] B. Ferrand, B. Chambaz y M. Couchaud, «Liquid phase epitaxy: A versatile technique for the development of miniature optical components in single crystal dielectric media,» *Optical Materials*, vol. 11, n° 2-3, pp. 101-114, 1999.
- [51] J. A. Frantz, L. B. Shaw, J. S. Sanghera y I. D. Aggarwal, «Waveguide amplifiers in sputtered films of Er³⁺-doped gallium lanthanum sulfide glass,» *Optics express*, vol. 14, n° 5, pp. 1797-1803, 2006.
- [52] J. E. Goell y R. D. Standley, «BSTJ briefs: Sputtered glass waveguide for integrated optical circuits,» *The Bell System Technical Journal*, vol. 48, n° 10, pp. 3445-3448, 1969.
- [53] H. Uetsuhara, S. Goto, Y. Nakata, N. Vasa, T. Okada y M. Maeda, «Fabrication of a Ti: sapphire planar waveguide by pulsed laser deposition,» *Applied Physics A*, vol. 69, n° 1, pp. S719-S722, 1999.
- [54] R. Thomson, C. Leburn y D. Reid, Edits., «Ultrafast Laser Inscription of Photonic Devices in Bulk Dielectrics,» de *Ultrafast nonlinear optics*, Heidelberg, Springer, 2013, pp. 323-350.
- [55] R. R. Gattass y E. Mazur, «Femtosecond laser micromachining in transparent materials,» *Nature photonics*, vol. 2, n° 4, pp. 219-225, 2008.
- [56] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, J. A. Piper y M. J. Withford, «Ultrafast laser written active devices,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 3, n° 6, pp. 535-544,

- 2009.
- [57] D. M. Krol, «Femtosecond laser modification of glass,» *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 354, n° 2-9, pp. 416-424, 2008.
- [58] A. Zoubir, C. Lopez, M. Richardson y K. Richardson, «Femtosecond laser fabrication of tubular waveguides in poly (methyl methacrylate),» *Optics letters*, vol. 29, n° 16, pp. 1840-1842, 2004.
- [59] A. H. Nejadmalayeri, P. R. Herman, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte y A. Tünnermann, «Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses,» *Optics Letters*, vol. 30, n° 9, pp. 964-966, 2005.
- [60] J. R. Vázquez de Aldana, P. Moreno y L. Roso, «Ultrafast lasers: A new frontier for optical materials processing,» *Optical Materials*, vol. 34, n° 3, pp. 572-578, 2012.
- [61] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek y G. Simon, «Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses.,» *Physical review B*, vol. 61, n° 17, p. 11437, 2000.
- [62] A. Ferrer Moreu, Conformación de haces láser de pulsos ultracortos para la optimización de la escritura de guías de onda en dieléctricos, 2011.
- [63] T. F. Johnston, «M2 concept characterizes beam quality,» *Laser Focus World*, vol. 26, n° 5, pp. 173-183, 1990.
- [64] T. F. Johnston, «Beam propagation (M2) measurement made as easy as it gets: the four-cuts method,» *Applied optics*, vol. 37, n° 21, pp. 4840-4850, 1998.
- [65] Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu, Y. Zhou, H. Yang y Q. Gong, «Effect of spherical aberration on the propagation of a tightly focused femtosecond laser pulse inside fused silica,» *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 7, n° 11, p. 655, 2005.

-
- [66] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Cuarta ed., Academic press, 2020.
- [67] J. Shen, R. D. Lowe y R. D. Snook, «A model for cw laser induced mode-mismatched dualbeam thermal lens spectrometry,» *Chemical physics*, vol. 165, n° 2-3, pp. 385-396, 1992.
- [68] M. D. Feit y J. A. Fleck Jr, «Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown,» *Applied Physics Letters*, vol. 24, n° 4, pp. 169-172, 1974.
- [69] A. Couairon y A. Mysyrowicz, «Femtosecond filamentation in transparent media,» *Physics reports*, vol. 441, n° 2-4, pp. 47-189, 2007.
- [70] G. Fibich y A. L. Gaeta, «Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides,» *Optics letters*, vol. 25, n° 5, pp. 335-337, 2000.
- [71] A. Brodeur y S. L. Chin, «Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media,» *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, n° 4, pp. 637-650, 1999.
- [72] V. Loriot, E. Hertz, O. Faucher y B. Lavorel, «Measurement of high order Kerr refractive index of major air components,» *Optics express*, vol. 17, n° 16, pp. 13429-13434, 2009.
- [73] V. Loriot, E. Hertz, O. Faucher y B. Lavorel, «Measurement of high order Kerr refractive index of major air components: erratum,» *Optics Express*, vol. 18, n° 3, pp. 3011-3012, 2010.
- [74] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore y M. D. Perry, «Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics,» *Physical review B*, vol. 53, n° 4, p. 1749, 1996.
- [75] C. B. Schaffer, A. Brodeur y E. Mazur, «Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses,» *Measurement Science and Technology*, vol. 12, n° 11, p. 1784, 2001.
- [76] L. V. Keldysh, «Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,» *Sov.*

- Phys. JETP*, vol. 20, n° 5, pp. 1307-1314, 1965.
- [77] F. A. Umran, Y. Liao, M. M. Elias, K. Sugioka, R. Stoian, G. Cheng y Y. Cheng, «Formation of nanogratings in a transparent material with tunable ionization property by femtosecond laser irradiation,» *Optics express*, vol. 21, n° 13, pp. 15259-15267, 2013.
- [78] S. M. Eaton, H. Zhang, M. L. Ng, J. Li, W. J. Chen, S. Ho y P. R. Herman, «Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides,» *Optics express*, vol. 16, n° 13, pp. 9443-9458, 2008.
- [79] R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, G. Cerullo, R. Ramponi, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner y O. Svelto, «Waveguide lasers in the C-band fabricated by laser inscription with a compact femtosecond oscillator,» *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol. 12, n° 2, pp. 277-285, 2006.
- [80] A. Ferrer, V. Diez-Blanco, A. Ruiz, J. Siegel y J. Solis, «Deep subsurface optical waveguides produced by direct writing with femtosecond laser pulses in fused silica and phosphate glass,» *Applied Surface Science*, vol. 254, n° 4, pp. 1121-1125, 2007.
- [81] D. J. Little, M. Ams, P. Dekker, G. D. Marshall, J. M. Dawes y M. J. Withford, «Femtosecond laser modification of fused silica: the effect of writing polarization on Si-O ring structure,» *Optics express*, vol. 16, n° 24, pp. 20029-20037, 2008.
- [82] W. Gawelda, D. Puerto, J. Siegel, A. Ferrer, A. Ruiz De La Cruz, H. Fernandez y J. Solis, «Ultrafast imaging of transient electronic plasmas produced in conditions of femtosecond waveguide writing in dielectrics,» *Applied Physics Letters*, vol. 93, n° 12, p. 121109, 2008.
- [83] L. Shah, A. Y. Arai, S. M. Eaton y P. R. Herman, «Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate,» *Optics express*, vol. 16, n° 6, pp. 1999-2006, 2005.
- [84] D. Choudhury, J. R. Macdonald y A. K. Kar, «Ultrafast laser inscription:

-
- perspectives on future integrated applications,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, n° 6, pp. 827-846, 2014.
- [85] J. L. Archambault, L. Reekie y P. S. J. Russell, «100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses,» *Electronics Letters*, vol. 29, n° 5, pp. 453-455, 1993.
- [86] S. Gross, M. Dubov y M. J. Withford, «On the use of the Type I and II scheme for classifying ultrafast laser direct-write photonics,» *Optics express*, vol. 23, n° 6, pp. 7767-7770, 2015.
- [87] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud y D. M. Krol, «Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses,» *Optics letters*, vol. 26, n° 21, pp. 1726-1728, 2001.
- [88] R. Brueckner, «Properties and structure of vitreous silica. I,» *Journal of non-crystalline solids*, vol. 5, n° 2, pp. 123-175, 1970.
- [89] J. W. Chan, T. R. Huser, S. H. Risbud y D. M. Krol, «Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses,» *Applied Physics A*, vol. 76, n° 3, pp. 367-372, 2003.
- [90] A. M. Streltsov y N. F. Borrelli, «Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses,» *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, n° 10, pp. 2496-2504, 2002.
- [91] A. Saliminia, R. Vallee y S. L. Chin, «Waveguide writing in silica glass with femtosecond pulses from an optical parametric amplifier at 1.5 μm ,» *Optics communications*, vol. 256, n° 4-6, pp. 422-427, 2005.
- [92] P. Dekker, M. Ams, G. D. Marshall, D. J. Little y M. J. Withford, «Annealing dynamics of waveguide Bragg gratings: evidence of femtosecond laser induced colour centres,» *Optics express*, vol. 18, n° 4, pp. 3274-3283, 2010.
- [93] V. Apostolopoulos, L. Laversenne, T. Colomb, C. Depeursinge, R. P. Salathé, M. Pollnau, R. Osellame, G. Cerullo y P. Laporta, «Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti³⁺:Sapphire,»

- Applied Physics Letters*, vol. 85, n° 7, pp. 1122-1124, 2004.
- [94] E. N. Glezer y E. Mazur, «Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials,» *Applied physics letters*, vol. 71, n° 7, pp. 882-884, 1997.
- [95] T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tünnemann y U. Glatzel, «Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz,» *Applied Physics A*, vol. 76, n° 3, pp. 309-311, 2003.
- [96] R. Stoian, K. Mishchik, G. Cheng, C. Mauchair, C. D'Amico, J. P. Colombier y M. Zamfirescu, «Investigation and control of ultrafast laser-induced isotropic and anisotropic nanoscale-modulated index patterns in bulk fused silica,» *Optical Materials Express*, vol. 3, n° 10, pp. 1755-1768, 2013.
- [97] S. Juodkazis, K. Nishimura, S. Tanaka, H. Misawa, E. G. Gamaly, B. Luther-Davies, L. Hallo, P. Nicolai y V. T. Tikhonchuk, «Laser-induced microexplosion confined in the bulk of a sapphire crystal: evidence of multimegabar pressures,» *Physical review letters*, vol. 96, n° 16, p. 166101, 2006.
- [98] J. Burghoff, S. Nolte y A. Tünnemann, «Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO₃,» *Applied Physics A*, vol. 89, n° 1, pp. 127-132, 2007.
- [99] F. Chen y J. R. Vázquez de Aldana, «Direct Femtosecond Laser Writing,» de *Laser Micro-Nano-Manufacturing and 3D Microprinting*, A. Hu, Ed., Springer, Cham, 2020, pp. 185-210.
- [100] S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek y A. Y. Arai, «Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate,» *Optics Express*, vol. 13, n° 12, pp. 4708-4716, 2005.
- [101] C. B. Schaffer, J. F. García y E. Mazur, «Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser,» *Applied Physics A*, vol. 76, n° 3, pp. 351-354, 2003.
- [102] A. H. Nejadmalayeri y P. R. Herman, «Rapid thermal annealing in high repetition rate ultrafast laser waveguide writing in lithium niobate,» *Optics express*, vol. 15,

nº 17, pp. 10842-10854, 2007.

- [103] G. D. Marshall, A. Politi, J. C. Matthews, P. Dekker, M. Ams, M. J. Withford y J. L. O'Brien, «Laser written waveguide photonic quantum circuits,» *Optics express*, vol. 17, nº 15, pp. 12546-12554, 2009.
- [104] A. Ródenas y A. K. Kar, «High-contrast step-index waveguides in borate nonlinear laser crystals by 3D laser writing,» *Optics express*, vol. 19, nº 18, pp. 17820-17833, 2011.
- [105] J. R. MacDonald, R. R. Thomson, S. J. Beecher, N. D. Psaila, H. T. Bookey y A. K. Kar, «Ultrafast laser inscription of near-infrared waveguides in polycrystalline ZnSe,» *Optics letters*, vol. 35, nº 23, pp. 4036-4038, 2010.
- [106] J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, K. Rademaker, S. Nolte y A. Tünnermann, «Femtosecond laser written stress-induced Nd:Y3Al5O12 (Nd:YAG) channel waveguide laser,» *Applied Physics B*, vol. 97, nº 2, pp. 251-255, 2009.
- [107] G. A. Torchia, A. Ródenas, A. Benayas, E. Cantelar, L. Roso y D. Jaque, «Highly efficient laser action in femtosecond-written Nd:yttrium aluminum garnet ceramic waveguides,» *Applied Physics Letters*, vol. 92, nº 11, p. 111103, 2008.
- [108] J. Hu y C. R. Menyuk, «Understanding leaky modes: slab waveguide revisited,» *Advances in Optics and Photonics*, vol. 1, nº 1, pp. 58-106, 2009.
- [109] D. G. Lancaster, S. Gross, A. Fuerbach, H. E. Heidepriem, T. M. Monro y M. J. Withford, «Versatile large-mode-area femtosecond laser-written Tm:ZBLAN glass chip lasers,» *Optics express*, vol. 20, nº 25, pp. 27503-27509, 2012.
- [110] E. Kifle, P. Loiko, J. R. Vázquez de Aldana, C. Romero, V. Llamas, J. M. Serres, M. Aguiló, F. Díaz, L. Zhang, Z. Lin, H. Lin, G. Zhang, V. Zakharov, A. Veniaminov, V. Petrov, U. Griebner, X. Mateos, L. Wang y W. Chen, «Low-loss fs-laser-written surface waveguide lasers at $>2 \mu\text{m}$ in monoclinic Tm³⁺:MgWO₄,» *Optics Letters*, vol. 45, nº 14, pp. 4060-4063, 2020.

- [111] R. L. Fork, B. I. Greene y C. V. Shank, «Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking,» *Applied Physics Letters*, vol. 38, n° 9, pp. 671-672, 1981.
- [112] R. L. Fork, O. E. Martinez y J. P. Gordon, «Negative dispersion using pairs of prisms,» *Optics letters*, vol. 9, n° 5, pp. 150-152, 1984.
- [113] R. R. Thomson, T. A. Birks, S. G. Leon-Saval, A. K. Kar y J. Bland-Hawthorn, «Ultrafast laser inscription of an integrated photonic lantern,» *Optics express*, vol. 19, n° 6, pp. 5698-5705, 2011.
- [114] T. Pertsch, U. Peschel, F. Lederer, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte y A. Tünnermann, «Discrete diffraction in two-dimensional arrays of coupled waveguides in silica,» *Optics letters*, vol. 29, n° 5, pp. 468-470, 2004.
- [115] A. Ródenas y A. K. Kar, «High-contrast step-index waveguides in borate nonlinear laser crystals by 3D laser writing,» *Optics express*, vol. 19, n° 18, pp. 17820-17833, 2011.
- [116] R. He, I. Hernández-Palmero, C. Romero, J. R. Vázquez de Aldana y F. Chen, «Three-dimensional dielectric crystalline waveguide beam splitters in mid-infrared band by direct femtosecond laser writing,» *Optics express*, vol. 22, n° 25, pp. 31293-31298, 2014.
- [117] J. Lv, Y. Cheng, W. Yuan, X. Hao y F. Chen, «Three-dimensional femtosecond laser fabrication of waveguide beam splitters in LiNbO₃ crystal,» *Optical Materials Express*, vol. 5, n° 6, pp. 1274-1280, 2015.
- [118] Y. Jia, Y. Tan, C. Cheng, J. R. Vázquez de Aldana y F. Chen, «Efficient lasing in continuous wave and graphene Q-switched regimes from Nd: YAG ridge waveguides produced by combination of swift heavy ion irradiation and femtosecond laser ablation,» *Optics express*, vol. 22, n° 11, pp. 12900-12908, 2014.
- [119] H. Liu, C. Cheng, C. Romero, J. R. Vázquez de Aldana y F. Chen, «Graphene-based Y-branch laser in femtosecond laser written Nd: YAG waveguides,» *Optics*

express, vol. 23, n° 8, pp. 9730-9735, 2015.

- [120] Y. Jia, C. Cheng, J. R. Vázquez de Aldana y F. Chen, «Three-dimensional waveguide splitters inscribed in Nd:YAG by femtosecond laser writing: realization and laser emission,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, n° 4, pp. 1328-1332, 2016.
- [121] W. Nie, Y. Jia, J. R. Vázquez de Aldana y F. Chen, «Efficient second harmonic generation in 3D nonlinear optical-lattice-like cladding waveguide splitters by femtosecond laser inscription,» *Scientific reports*, vol. 6, n° 1, pp. 1-10, 2016.
- [122] F. M. Bain, A. A. Lagatsky, S. V. Kurilchick, V. E. Kisel, S. A. Guretsky, A. M. Luginets, N. A. Kalanda, I. M. Kolesova, N. V. Kuleshov, W. Sibbett y C. T. A. Brown, «Continuous-wave and Q-switched operation of a compact, diode-pumped Yb³⁺:KY(WO₄)₂ planar waveguide laser,» *Optics express*, vol. 17, n° 3, pp. 1666-1670, 2009.
- [123] Y. Tan, Q. Luan, F. Liu, F. Chen y J. R. Vázquez de Aldana, «Q-switched pulse laser generation from double-cladding Nd:YAG ceramics waveguides,» *Optics express*, vol. 21, n° 16, pp. 18963-18968, 2013.
- [124] Y. Tan, S. Akhmadaliev, S. Zhou, S. Sun y F. Chen, «Guided continuous-wave and graphene-based Q-switched lasers in carbon ion irradiated Nd:YAG ceramic channel waveguide,» *Optics express*, vol. 22, n° 3, pp. 3572-3577, 2014.
- [125] G. Della Valle, R. Osellame, G. Galzerano, N. Chiodo, G. Cerullo, P. Laporta, O. Svelto, U. Morgner, A. G. Rozhin, V. Scardaci y A. C. Ferrari, «Passive mode locking by carbon nanotubes in a femtosecond laser written waveguide laser,» *Applied physics letters*, vol. 89, n° 23, p. 231115, 2006.
- [126] S. J. Beecher, R. R. Thomson, N. D. Psaila, Z. Sun, T. Hasan, A. G. Rozhin, A. C. Ferrari y A. K. Kar, «320 fs pulse generation from an ultrafast laser inscribed waveguide laser mode-locked by a nanotube saturable absorber,» *Applied Physics Letters*, vol. 97, n° 11, p. 111114, 2010.
- [127] C. Grivas, «Optically pumped planar waveguide lasers: Part II: Gain media, laser

- systems, and applications,» *Progress in Quantum Electronics*, Vols. %1 de %245-46, pp. 3-160, 2016.
- [128] F. M. Bain, A. A. Lagatsky, R. R. Thomson, N. D. Psaila, N. V. Kuleshov, A. K. Kar, W. Sibbett y C. T. A. Brown, «Ultrafast laser inscribed Yb:KGd(WO₄)₂ and Yb:KY(WO₄)₂ channel waveguide lasers,» *Optics express*, vol. 17, n° 25, pp. 22417-22422, 2009.
- [129] N. Dong, J. Martínez De Mendivil, E. Cantelar, G. Lifante, J. R. Vázquez de Aldana, G. A. Torchia, F. Chen y D. Jaque, «Self-frequency-doubling of ultrafast laser inscribed neodymium doped yttrium aluminum borate waveguides,» *Applied Physics Letters*, vol. 98, n° 18, p. 181103, 2011.
- [130] T. Calmano, J. Siebenmorgen, A. G. Paschke, C. Fiebig, K. Paschke, G. Erbert, K. Petermann y G. Huber, «Diode pumped high power operation of a femtosecond laser inscribed Yb: YAG waveguide laser,» *Optical Materials Express*, vol. 1, n° 3, pp. 428-433, 2011.
- [131] S. Müller, T. Calmano, P. Metz, N. O. Hansen, C. Kränkel y G. Huber, «Femtosecond-laser-written diode-pumped Pr:LiYF₄ waveguide laser,» *Optics letters*, vol. 37, n° 24, pp. 5223-5225, 2012.
- [132] C. Grivas, C. Corbari, G. Brambilla y P. G. Lagoudakis, «Tunable, continuous-wave Ti:sapphire channel waveguide lasers written by femtosecond and picosecond laser pulses,» *Optics letters*, vol. 37, n° 22, pp. 4630-4632, 2012.
- [133] Y. Tan, J. R. Vázquez de Aldana y F. Chen, «Femtosecond laser-written lithium niobate waveguide laser operating at 1085 nm,» *Optical Engineering*, vol. 53, n° 10, p. 107109, 2014.
- [134] E. Kifle, X. Mateos, J. R. Vázquez de Aldana, A. Ródenas, P. Loiko, S. Y. Choi, F. Rotermund, U. Griebner, V. Petrov, M. Aguiló y F. Díaz, «Femtosecond-laser-written Tm:KLu(WO₄)₂ waveguide lasers,» *Optics letters*, vol. 42, n° 6, pp. 1169-1172, 2017.
- [135] Y. Sikorski, A. A. Said, P. Bado, R. Maynard, C. Florea y K. A. Winick, «Optical

-
- waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses,» *Electronics letters*, vol. 36, n° 3, pp. 226-227, 2000.
- [136] R. Osellame, S. Taccheo, G. Cerullo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, P. Laporta y S. De Silvestri, «Optical gain in Er-Yb doped waveguides fabricated by femtosecond laser pulses,» *Electronics letters*, vol. 38, n° 17, pp. 964-965, 2002.
- [137] S. Taccheo, G. Della Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer y D. Kopf, «Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses,» *Optics letters*, vol. 29, n° 22, pp. 2626-2628, 2004.
- [138] D. G. Lancaster, S. Gross, H. Ebendorff-Heidepriem, K. Kuan, T. M. Monro, M. Ams, A. Fuerbach y M. J. Withford, «Fifty percent internal slope efficiency femtosecond direct-written Tm³⁺:ZBLAN waveguide laser,» *Optics Letters*, vol. 36, n° 9, pp. 1587-1589, 2011.
- [139] A. Rodenas, A. Benayas, J. R. MacDonald, J. Zhang, D. Y. Tang, D. Jaque y A. K. Kar, «Direct laser writing of near-IR step-index buried channel waveguides in rare earth doped YAG,» *Optics letters*, vol. 36, n° 17, pp. 3395-3397, 2011.
- [140] Y. Ren, G. Brown, A. Ródenas, S. Beecher, F. Chen y A. K. Kar, «Mid-infrared waveguide lasers in rare-earth-doped YAG,» *Optics letters*, vol. 37, n° 16, pp. 3339-3341, 2012.
- [141] T. Calmano, J. Siebenmorgen, F. Reichert, M. Fechner, A. G. Paschke, N. O. Hansen, K. Petermann y G. Huber, «Crystalline Pr:SrAl₁₂O₁₉ waveguide laser in the visible spectral region,» *Optics letters*, vol. 36, n° 23, pp. 4620-4622, 2011.
- [142] T. Calmano y S. Müller, «Crystalline waveguide lasers in the visible and near-infrared spectral range,» *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, n° 1, pp. 401-413, 2014.
- [143] E. Kifle, P. Loiko, C. Romero, J. R. Vázquez de Aldana, M. Aguiló, F. Díaz, P. Camy, U. Griebner, V. Petrov y X. Mateos, «Watt-level ultrafast laser inscribed thulium waveguide lasers,» *Progress in Quantum Electronics*, vol. 72, p. 100266,

2020.

- [144] S. A. McDaniel, A. Lancaster, J. W. Evans, A. K. Kar y G. Cook, «Power scaling of ultrafast laser inscribed waveguide lasers in chromium and iron doped zinc selenide,» *Optics express*, vol. 24, n° 4, pp. 3502-3512, 2016.
- [145] Y. Jia, C. Cheng, J. R. Vázquez de Aldana, G. R. Castillo, B. del Rosal Rabes, Y. Tan, D. Jaque y F. Chen, «Monolithic crystalline cladding microstructures for efficient light guiding and beam manipulation in passive and active regimes,» *Scientific reports*, vol. 4, n° 1, pp. 1-7, 2014.
- [146] W. Nie, R. He, C. Cheng, U. Rocha, J. R. Vázquez de Aldana, D. Jaque y F. Chen, «Optical lattice-like cladding waveguides by direct laser writing: fabrication, luminescence, and lasing,» *Optics letters*, vol. 41, n° 10, pp. 2169-2172, 2016.
- [147] R. R. Thomson, N. D. Psaila, S. J. Beecher y A. K. Kar, «Ultrafast laser inscription of a high-gain Er-doped bismuthate glass waveguide amplifier,» *Optics express*, vol. 18, n° 12, pp. 13212-13219, 2010.
- [148] Y. Wang, V. Petrov, Y. J. Ding, Y. Zheng, J. B. Khurgin y W. P. Risk, «Ultrafast generation of blue light by efficient second-harmonic generation in periodically-poled bulk and waveguide potassium titanyl phosphate,» *Applied physics letters*, vol. 73, n° 7, pp. 873-875, 1998.
- [149] Y. L. Lee, N. E. Yu, C. Jung, B. A. Yu, I. B. Sohn, S. C. Choi, Y. C. Noh, D. K. Ko, W. S. Yang, H. M. Lee, W. K. Kim y H. Y. Lee, «Second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate waveguides fabricated by femtosecond laser pulses,» *Applied physics letters*, vol. 89, n° 17, p. 171103, 2006.
- [150] Y. Jia, J. R. Vázquez de Aldana, C. Romero, Y. Ren, Q. Lu y F. Chen, «Femtosecond-laser-inscribed BiB3O6 nonlinear cladding waveguide for second-harmonic generation,» *Applied Physics Express*, vol. 5, n° 7, p. 072701, 2012.
- [151] N. Dong, F. Chen y J. R. Vázquez de Aldana, «Efficient second harmonic

-
- generation by birefringent phase matching in femtosecond-laser-inscribed KTP cladding waveguides,» *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters*, vol. 6, n° 7, pp. 306-308, 2012.
- [152] F. Laurell, T. Calmano, S. Müller, P. Zeil, C. Canalias y G. Huber, «Laser-written waveguides in KTP for broadband Type II second harmonic generation,» *Optics express*, vol. 20, n° 20, pp. 22308-22313, 2012.
- [153] J. Thomas, M. Heinrich, J. Burghoff, S. Nolte, A. Ancona y A. Tünnermann, «Femtosecond laser-written quasi-phase-matched waveguides in lithium niobate,» *Applied Physics Letters*, vol. 91, n° 15, p. 151108, 2007.
- [154] R. Osellame, M. Lobino, N. Chiodo, M. Marangoni, G. Cerullo, R. Ramponi, H. T. Bookey, R. R. Thomson, N. D. Psaila y A. K. Kar, «Femtosecond laser writing of waveguides in periodically poled lithium niobate preserving the nonlinear coefficient,» *Applied physics letters*, vol. 90, n° 24, p. 241107, 2007.
- [155] S. Campbell, R. R. Thomson, D. P. Hand, A. K. Kar, D. T. Reid, C. Canalias, V. Pasiskevicius y F. Laurell, «Frequency-doubling in femtosecond laser inscribed periodically-poled potassium titanyl phosphate waveguides,» *Optics express*, vol. 15, n° 25, pp. 17146-17150, 2007.
- [156] J. Thomas, M. Heinrich, P. Zeil, V. Hilbert, K. Rademaker, R. Riedel, S. Ringleb, C. Dubs, J. P. Ruske, S. Nolte y A. Tünnermann, «Laser direct writing: Enabling monolithic and hybrid integrated solutions on the lithium niobate platform,» *physica status solidi (a)*, vol. 208, n° 2, pp. 276-283, 2011.
- [157] S. Ringleb, K. Rademaker, S. Nolte y A. Tünnermann, «Monolithically integrated optical frequency converter and amplitude modulator in LiNbO₃ fabricated by femtosecond laser pulses,» *Applied Physics B*, vol. 102, n° 1, pp. 59-63, 2011.
- [158] W. Horn, S. Kroesen, J. Herrmann, J. Imbrock y C. Denz, «Electro-optical tunable waveguide Bragg gratings in lithium niobate induced by femtosecond laser writing,» *Optics express*, vol. 20, n° 24, pp. 26922-26928, 2012.
- [159] T. Meany, M. Gräfe, R. Heilmann, A. Perez-Leija, S. Gross, M. J. Steel, M. J.

- Withford y A. Szameit, «Laser written circuits for quantum photonics,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 9, n° 4, pp. 363-384, 2015.
- [160] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart y D. B. Ostrowsky, «On the genesis and evolution of integrated quantum optics,» *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, n° 1, pp. 115-143, 2012.
- [161] J. L. O'Brien, A. Furusawa y J. Vučković, «Photonic quantum technologies,» *Nature Photonics*, vol. 3, n° 12, pp. 687-695, 2009.
- [162] J. C. Matthews, A. Politi, A. Stefanov y J. L. O'Brien, «Manipulation of multiphoton entanglement in waveguide quantum circuits,» *Nature Photonics*, vol. 3, n° 6, pp. 346-350, 2009.
- [163] K. Poullos, R. Keil, D. Fry, J. D. Meinecke, J. C. Matthews, A. Politi, M. Lobino, M. Gräfe, M. Heinrich, S. Nolte, A. Szameit y J. L. O'Brien, «Quantum walks of correlated photon pairs in two-dimensional waveguide arrays,» *Physical review letters*, vol. 112, n° 14, p. 143604, 2014.
- [164] S. Bogdanov, M. Y. Shalaginov, A. Boltasseva y V. M. Shalaev, «Material platforms for integrated quantum photonics,» *Optical Materials Express*, vol. 7, n° 1, pp. 111-132, 2017.
- [165] B. J. Smith, D. Kundys, N. Thomas-Peter, P. G. R. Smith y I. A. Walmsley, «Phase-controlled integrated photonic quantum circuits,» *Optics Express*, vol. 17, n° 16, pp. 13516-13525, 2009.
- [166] L. Sansoni, F. Sciarrino, G. Vallone, P. Mataloni, A. Crespi, R. Ramponi y R. Osellame, «Polarization entangled state measurement on a chip,» *Physical review letters*, vol. 105, n° 20, p. 200503, 2010.
- [167] A. Crespi, R. Ramponi, R. Osellame, L. Sansoni, I. Bongioanni, F. Sciarrino, G. Vallone y P. Mataloni, «Integrated photonic quantum gates for polarization qubits,» *Nature communications*, vol. 2, n° 1, pp. 1-6, 2011.
- [168] G. Corrielli, A. Seri, M. Mazzera, R. Osellame y H. De Riedmatten, «Integrated optical memory based on laser-written waveguides,» *Physical Review Applied*,

vol. 5, n° 5, p. 054013, 2016.

- [169] A. Courvoisier, M. J. Booth y P. S. Salter, «Inscription of 3D waveguides in diamond using an ultrafast laser,» *Applied Physics Letters*, vol. 109, n° 3, p. 031109, 2016.
- [170] V. Bharadwaj, O. Jedrkiewicz, J. P. Hadden, B. Sotillo, M. R. Vázquez, P. Dentella, T. T. Fernandez, A. Chiappini, A. N. Giakoumaki, T. L. Phu, M. Bollani, M. Ferrari, R. Ramponi, P. E. Barclay y S. M. Eaton, «Femtosecond laser written photonic and microfluidic circuits in diamond,» *Journal of Physics: Photonics*, vol. 1, n° 2, p. 022001, 2019.
- [171] D. R. Reyes, D. Iossifidis, P. A. Auroux y A. Manz, «Micro total analysis systems. 1. Introduction, theory, and technology,» *Analytical chemistry*, vol. 74, n° 12, pp. 2623-2636, 2002.
- [172] G. M. Whitesides, «The origins and the future of microfluidics,» *Nature*, vol. 442, n° 7101, pp. 368-373, 2006.
- [173] R. M. Vazquez, R. Osellame, D. Nolli, C. Dongre, H. van den Vlekkert, R. Ramponi, M. Pollnau y G. Cerullo, «Integration of femtosecond laser written optical waveguides in a lab-on-chip,» *Lab on a Chip*, vol. 9, n° 1, pp. 91-96, 2009.
- [174] A. J. Demello, «Control and detection of chemical reactions in microfluidic systems,» *Nature*, vol. 442, pp. 394-402, 2006.
- [175] P. Yager, T. Edwards, E. Fu, K. Helton, K. Nelson, M. R. Tam y B. H. Weigl, «Microfluidic diagnostic technologies for global public health,» *Nature*, vol. 442, pp. 412-418, 2006.
- [176] D. J. Beebe, G. A. Mensing y G. M. Walker, «Physics and applications of microfluidics in biology,» *Annual review of biomedical engineering*, vol. 4, n° 1, pp. 261-286, 2002.
- [177] X. Fan y I. M. White, «Optofluidic microsystems for chemical and biological analysis,» *Nature photonics*, vol. 5, n° 10, p. 591, 2011.

- [178] D. Psaltis, S. R. Quake y C. Yang, «Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optics,» *Nature*, vol. 442, pp. 381-386, 2006.
- [179] C. Monat, P. Domachuk y B. J. Eggleton, «Integrated optofluidics: A new river of light,» *Nature photonics*, vol. 1, n° 2, pp. 106-114, 2007.
- [180] A. Crespi, Y. Gu, B. Ngamsom, H. J. Hoekstra, C. Dongre, M. Pollnau, R. Ramponi, H. H. van den Vlekert, P. Watts, G. Cerullo y R. Osellame, «Three-dimensional Mach-Zehnder interferometer in a microfluidic chip for spatially-resolved label-free detection,» *Lab on a Chip*, vol. 10, n° 9, pp. 1167-1173, 2010.
- [181] K. Sugioka y Y. Cheng, «Femtosecond laser processing for optofluidic fabrication,» *Lab on a Chip*, vol. 12, n° 19, pp. 3576-3589, 2012.
- [182] K. Sugioka y Y. Cheng, «Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing,» *Light: Science & Applications*, vol. 3, n° 4, p. e149, 2014.
- [183] R. W. Applegate Jr, J. Squier, T. Vestad, J. Oakey, D. W. Marr, P. Bado, M. A. Dugan y A. A. Said, «Microfluidic sorting system based on optical waveguide integration and diode laser bar trapping,» *Lab on a Chip*, vol. 6, n° 3, pp. 422-426, 2006.
- [184] A. Crespi, R. Osellame y F. Bragheri, «Femtosecond-laser-written optofluidics in alumino-borosilicate glass,» *Optical Materials: X*, vol. 4, p. 100042, 2019.
- [185] Y. Kondo, J. Qiu, T. Mitsuyu, K. Hirao y T. Yoko, «Three-dimensional microdrilling of glass by multiphoton process and chemical etching,» *Japanese journal of applied physics*, vol. 38, n° 10A, p. L1146, 1999.
- [186] S. M. Eaton y P. R. Herman, «Passive photonic devices in glass,» de *Femtosecond Laser Micromachining*, R. Osellame, G. Cerullo y R. Ramponi, Edits., Springer, Berlin, Heidelberg, 2012, pp. 155-195.
- [187] Y. Okamura, S. Yoshinaka y S. Yamamoto, «Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides: a simple method,» *Applied Optics*, vol. 22, n° 23, pp. 3892-3894, 1983.

-
- [188] J. M. Senior y M. Y. Jamro, *Optical fiber communications: principles and practice*, Tercera ed., Pearson Education, 2009.
- [189] T. Calmano, J. Siebenmorgen, O. Hellmig, K. Petermann y G. Huber, «Nd:YAG waveguide laser with 1.3 W output power, fabricated by direct femtosecond laser writing,» *Applied Physics B*, vol. 100, n° 1, pp. 131-135, 2010.
- [190] M. J. Weber, *Handbook of optical materials*, primera ed., CRC press, 2002.
- [191] A. G. Okhrimchuk, A. V. Shestakov, I. Khrushchev y J. Mitchell, «Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing,» *Optics letters*, vol. 30, n° 17, pp. 2248-2250, 2005.
- [192] R. S. Weis y T. K. Gaylord, «Lithium niobate: summary of physical properties and crystal structure,» *Applied Physics A*, vol. 37, n° 4, pp. 191-203, 1985.
- [193] R. He, Q. An, Y. Jia, G. R. Castillo-Vega, J. R. Vázquez de Aldana y F. Chen, «Femtosecond laser micromachining of lithium niobate depressed cladding waveguides,» *Optical Materials Express*, vol. 3, n° 9, pp. 1378-1384, 2013.
- [194] J. G. Ajates, C. Romero, G. R. Castillo, F. Chen y J. R. Vázquez de Aldana, «4.1.1. Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals,» *Optical Materials*, vol. 72, pp. 220-225, 2017.
- [195] A. Siegman, *Lasers*, Primera ed., University Science Books, 1990.
- [196] J. G. Ajates, J. R. Vázquez de Aldana, F. Chen y A. Ródenas, «Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laserwritten near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides,» *Optical Materials Express*, vol. 8, n° 7, pp. 1890-1901, 2018.
- [197] A. Ródenas, H. D. Nguyen, J. R. Vázquez de Aldana, J. Martínez, F. Chen, M. Aguiló, M. C. Pujol y F. Díaz, «Heuristic modelling of laser written mid-infrared LiNbO₃ stressed-cladding waveguides,» *Optics Express*, vol. 24, n° 7, pp. 7777-7791, 2016.

- [198] A. Ródenas, J. A. Sanz García, D. Jaque, G. A. Torchia, C. Mendez, I. Arias, L. Roso y F. Agulló-Rueda, «Optical investigation of femtosecond laser induced microstress in neodymium doped lithium niobate crystals,» *Journal of applied physics*, vol. 100, nº 3, p. 033521, 2006.
- [199] H. D. Nguyen, A. Ródenas, J. R. Vázquez de Aldana, J. Martínez, F. Chen, M. Aguiló, M. C. Pujol y F. Díaz, «Heuristic modelling of laser written mid-infrared LiNbO₃ stressed-cladding waveguides,» *Optics express*, vol. 24, nº 7, pp. 7777-7791, 2016.
- [200] C. Romero, J. G. Ajates, F. Chen y J. R. Vázquez de Aldana, «Fabrication of tapered circular depressed-cladding waveguides in Nd:YAG crystal by femtosecond-laser direct inscription,» *Micromachines*, vol. 11, nº 1, p. 10, 2020.
- [201] J. D. Love y W. M. Henry, «Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers,» *Electronics Letters*, vol. 22, nº 17, pp. 912-914, 1986.
- [202] A. W. Snyder y J. Love, *Optical waveguide theory*, Primera ed., Boston, MA, USA: Springer, 1983.
- [203] J. Van Campenhout, W. M. Green, S. Assefa y Y. A. Vlasov, «Low-power, 2×2 silicon electro-optic switch with 110-nm bandwidth for broadband reconfigurable optical networks,» *Optics Express*, vol. 17, nº 26, pp. 24020-24029, 2009.
- [204] L. Chen y Y. K. Chen, «Compact, low-loss and low-power 8×8 broadband silicon optical switch,» *Optics express*, vol. 20, nº 17, pp. 18977-18985, 2012.
- [205] X. Jiang, J. Wu, Y. Yang, T. Pan, J. Mao, B. Liu, R. Liu, Y. Zhang, C. Qiu, C. Tremblay y Y. Su, «Wavelength and bandwidth-tunable silicon comb filter based on Sagnac loop mirrors with Mach-Zehnder interferometer couplers,» *Optics express*, vol. 24, nº 3, pp. 2183-2188, 2016.
- [206] H. Yu, D. Korn, M. Pantouvaki, J. Van Campenhout, K. Komorowska, P. Verheyen, G. Lepage, P. Absil, D. Hillerkuss, L. Alloatti, J. Leuthold, R. Baets y W. Bogaerts, «Using carrier-depletion silicon modulators for optical power monitoring,» *Optics letters*, vol. 37, nº 22, pp. 4681-4683, 2012.

-
- [207] C. P. Chen, X. Zhu, Y. Liu, K. Wen, M. S. Chik, T. Baehr-Jones, M. Hochberg y K. Bergman, «Programmable dynamically-controlled silicon photonic switch fabric,» *Journal of Lightwave Technology*, vol. 34, nº 12, pp. 2952-2958, 2016.
- [208] K. Hattori, T. Kitagawa, M. Oguma, Y. Ohmori y M. Horiguchi, «Erbium-doped silica-based waveguide amplifier integrated with a 980/1530 nm WDM coupler,» *Electronics Letters*, vol. 30, nº 11, pp. 856-857, 1994.
- [209] S. M. Eaton, Contrasts in thermal diffusion and heat accumulation effects in the fabrication of waveguides in glasses using variable repetition rate femtosecond laser, Universidad de Toronto, 2008.
- [210] B. E. Saleh y M. C. Teich, Fundamentals of photonics, Segunda ed., John Wiley & sons, 2007.
- [211] H. D. Nguyen, A. Ródenas, J. R. Vázquez de Aldana, J. Martínez, F. Chen, M. Aguiló, M. C. Pujol y F. Díaz, «Heuristic modelling of laser written mid-infrared LiNbO₃ stressed-cladding waveguides,» *Optics express*, vol. 24, nº 7, pp. 7777-7791, 2016.

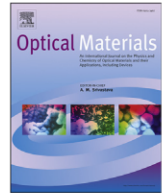
Anexo

Artículos

Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals

García Ajates, J., Romero, C., Castillo, G. R., Chen, F., y Vázquez de Aldana, J. R.

Optical Materials, 72, 220-225 (2017)



Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals



Javier G. Ajates ^{a,b}, Carolina Romero ^a, Gabriel R. Castillo ^a, Feng Chen ^c,
Javier R. Vázquez de Aldana ^{a,*}

^a *Aplicaciones del Láser y Fotónica, University of Salamanca, Pl. La Merced SN, 37008, Salamanca, Spain*

^b *Spanish Center for Pulsed Lasers, M5 Bldg. Science Park, Villamayor, Salamanca, Spain*

^c *School of Physics, Shandong University, 250100, Jinan, Shandong, China*

ARTICLE INFO

Article history:

Received 20 April 2017

Received in revised form

5 June 2017

Accepted 6 June 2017

Keywords:

Laser materials processing

Waveguides channeled

Integrated photonic devices

Crystalline materials

ABSTRACT

We have designed and fabricated photonic structures such as, Y-junctions (one of the basic building blocks for construction any integrated photonic devices) and Mach-Zehnder interferometers, based on circular depressed-cladding waveguides by direct femtosecond laser irradiation in Nd:YAG crystal. The waveguides were optically characterized at 633 nm, showing nearly mono-modal behaviour for the selected waveguide radius (9 μm). The effect of the splitting angle in the Y structures was investigated finding a good preservation of the modal profiles up to more than 2° , with 1 dB of additional losses in comparison with straight waveguides. The dependence with polarization of these splitters keeps in a reasonable low level. Our designs pave the way for the fabrication of arbitrarily complex 3D photonic circuits in crystals with cladding waveguides.

© 2017 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Optical waveguides are the basic elements to construct complex photonic circuits [1]. The technique of direct femtosecond laser inscription has allowed the integration of compact photonic elements in transparent dielectrics [2,3] (glasses, ceramics, crystals or polymers) thus exploiting the special properties of each material. Among them, crystalline materials are very attractive due to their large transparency range, the non-linear properties, the birefringence and the optimum spectroscopic features. However, the fabrication of optical waveguides in crystals [4] is relatively difficult mainly due to the impossibility to produce, in most of them, refractive index increases localized in the region directly irradiated with the femtosecond laser. In such cases, other strategies have been developed making use of severe damage tracks produced in the crystal at higher pulse energies, as depressed-cladding waveguides [5] or stress-induced waveguides [6].

Depressed-cladding waveguides based on severe damage modifications consist of many parallel tracks inscribed in the crystal

forming a modified cladding and a central unexposed core [5] where light propagates through. The refractive index typically decreases at the damaged regions [7], and thus the structure is essentially a core with the same index as the bulk, surrounded by a cladding with lower index [8]. Residual stress may appear at the waveguide core [9,10] due to the cumulative effect of large number of laser impacts, but it is minimized by the choice of proper fabrication parameters. In principle, the refractive index configuration of cladding waveguides supports only leaky modes [11] what means that only continuum radiation modes exist. However, when the width of the lower-index region (depressed cladding) is large, propagating modes that are very similar to confined modes are supported [12]. With the purpose of getting a good optical performance, the separation between damage tracks must be very small (typically 2–3 μm) and the scanning velocity large enough to minimize the stress induced in the surroundings of the tracks.

In comparison with the simple double line approach [13], the main advantages of femtosecond laser written depressed-cladding waveguides are the following. Firstly, the waveguide core can be designed and fabricated with arbitrary shape and size. This is particularly important to minimize the losses due to coupling with external sources, such as optical fibers: to this end, the circular

* Corresponding author.

E-mail address: jrv@usal.es (J.R. Vázquez de Aldana).

shape of the waveguides is the most favorable. Secondly, both TE as TM polarizations may be confined in the waveguides [14] with low polarization dependence. In addition, they share advantages such as the preservation, in the waveguide core, of the spectroscopic and non-linear properties of the bulk material [15], so that they can be fully exploited for many active devices. Another common point is the thermal stability of these waveguides up to moderate temperatures: in fact, a thermal annealing may improve the performance of the waveguides [16].

Depressed-cladding waveguides have been successfully inscribed in a large number of crystalline materials and ceramics (see Ref. [4] and references therein) and different integrated devices has been demonstrated based on these waveguides, such as compact lasers [9] or frequency converters [17]. However, the fabrication of the elements required for complex photonic circuits, such as Y beam-splitters, beam-combiners and low-loss bends, are considerably difficult to design in the basis of cladding waveguides. Recently, some advances have been done and planar Y-junctions [18–20] and Mach-Zehnder interferometers [21] have been demonstrated, all of them based on rectangular-shape cladding waveguides. However, to our knowledge, no attempt has been done in fabricating such devices with circular-shape cladding waveguides, much more difficult to implement, that are necessary in order to keep the modal profiles along a complex photonic circuit, and are more convenient in terms of coupling with external elements.

In this work we have developed an efficient model for the inscription, by direct femtosecond laser irradiation, of Y-junctions (one of the basic building blocks for construction any integrated photonic devices) based on circular depressed-cladding waveguides. Y-junctions are basic elements required for the fabrication of more complex photonic circuits, such as Mach-Zehnder interferometers, that have been also successfully implemented. The devices have been inscribed on Nd:YAG crystal, that is one of the most widely used gain media for solid-state lasers due to its outstanding fluorescence, thermal and mechanical properties. Previous work has demonstrated the possibility to fabricate waveguides based on type-I modification for operation in the mid-IR [22] as well as double line waveguides [23]. Y-junctions based on rectangular cladding waveguides have been fabricated previously in the surface of Nd:YAG crystal [18,20]. But to our knowledge, neither buried Y-junctions nor more complex devices such as interferometers, have been previously reported. We have firstly

optimized the design of straight waveguides for an operation wavelength of 633 nm. Then, Y-junctions with different splitting angles have been fabricated and optically characterized, measuring losses and polarization dependence. Finally, a Mach-Zehnder interferometer has been also implemented and studied. YAG crystals have no electro-optic properties and thus, to our knowledge, the application to sensing of such fabricated device is limited. However, the possibility to efficiently split a beam and combine it again in a single device integrated in laser crystal could be of potential interest for reducing saturation effects in high-power pulse amplification [24]. In summary, the developed technique opens the door to the fabrication of optimized arbitrarily complex 3D devices in crystals preserving modal profiles to a very good extent.

2. Waveguides design

Previously to the fabrication of the waveguides, it is necessary to elaborate the numerical codes allowing the inscription of the laser damage tracks that will form the waveguide claddings. In our inscription approach (sample scanning) the codes are basically sentences for the positioning of the XYZ stage that moves the sample in the laser focus.

The first step is the design of the straight circular waveguides. The two main parameters in this case are the waveguide radius (R) and the separation between tracks (d). Once both parameters are fixed, we fit the circumference of radius R by a N -sides polygon, with a side length of d . The vertices of the polygon are the coordinates at which the damage tracks will be inscribed along the sample (see Fig. 1 a).

The splitting region in the Y structure is the most critical part of our designs and it is governed by a new parameter α , the angle between arms. Firstly, at the beginning of the splitting region, half of the damage tracks will constitute one of the arms, and the other half will constitute the other. Then, each set of tracks will change their initial direction to $\pm\alpha/2$. Additionally, new tracks must be added as the two arms get separated in order to complete the cladding of both structures, until both arms are finally split (see Fig. 1 b). We have used the design software tools AutoCAD and SolidWorks in order to visualize this parts and to check the correctness of the developed codes. The length of the splitting region depends obviously on the angle between arms (α) and on the radius of the waveguide (R).

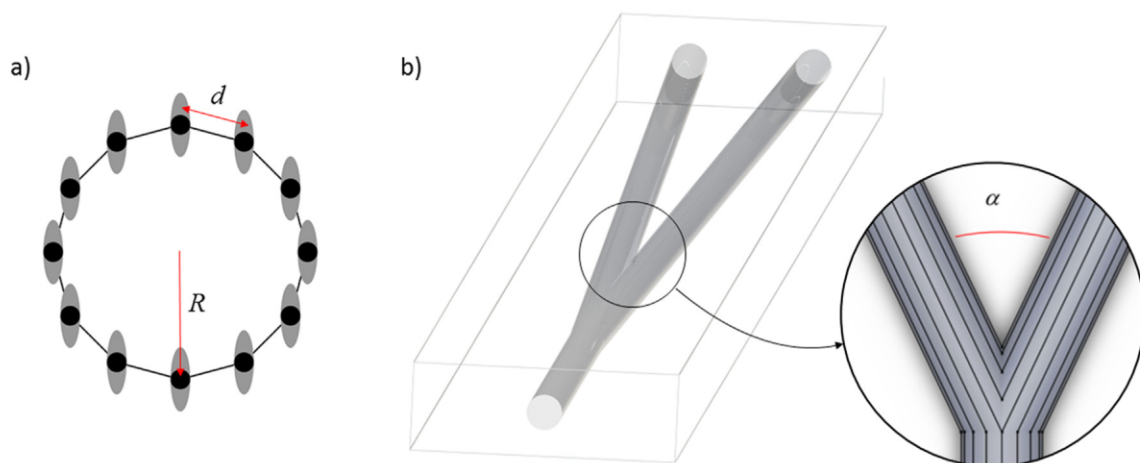


Fig. 1. a) Schematic of the approach for the circular cladding fabrication. Each dot represents the coordinate where the laser will be focused. b) Splitting region and scheme of the cladding tracks.

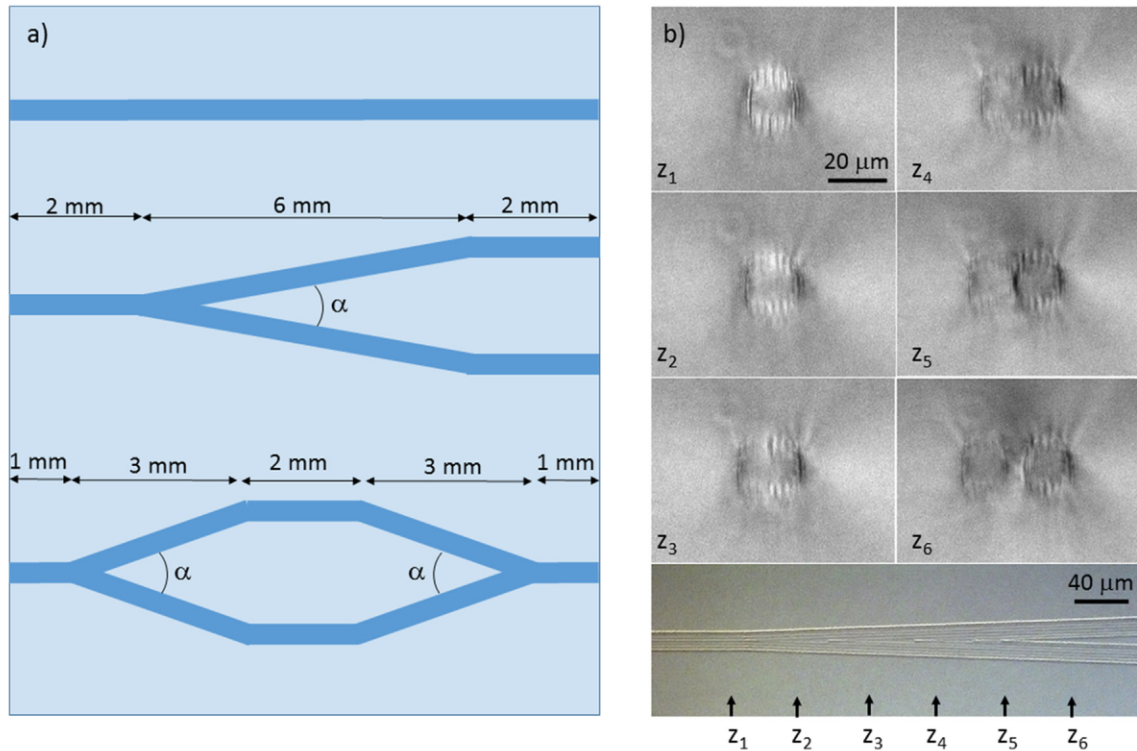


Fig. 2. a) Sketch of the fabricated structures: straight waveguide, Y-junctions and Mach-Zehnder interferometer. b) Optical microscope images (in transmission mode) of the transverse section at different planes in the splitting region. Picture at the bottom shows a longitudinal view of the splitting region indicating the approximate positions of the images above.

3. Fabrication by direct femtosecond laser writing

A Ti:Sapphire laser system with a regenerative amplifier (Spitfire, Spectra-Physics) was used for the inscription of the designed structures. The system produces linearly-polarized pulses of ~ 120 fs duration (Fourier limited), with a repetition rate of 1 kHz at a central wavelength of 795 nm. A calibrated neutral density filter, a motorized half-wave plate and a linear polarizer were used to precisely control the value of the pulse energy. The sample, an optically polished Nd:YAG (1% Nd) crystal with dimension of $10 \times 10 \times 3$ mm³, was mounted on a high-resolution three-axis motorized stage. The laser beam was focused through one of the large faces of the sample using a microscope objective (40 \times , N.A. = 0.65). Waveguides were written along one of the 10-mm long axes of the crystal at a constant scanning velocity of 500 μ m/s, at a depth of ~ 200 μ m below the sample surface, and with a pulse energy of 0.15 μ J. Laser polarization was kept perpendicular to the scanning direction.

The first set of fabricated structures consisted of straight waveguides with different radii, from 9 to 20 μ m, and a separation between adjacent tracks of $d = 2$ μ m. Once the waveguides were analysed, the radius of 9 μ m was selected for the fabrication of the complex structures due to its nearly mono-modal behaviour at 633 nm. Then, Y-junctions were fabricated with different splitting angles α between arms: 1 $^\circ$ (Y1), 2 $^\circ$ (Y2) and 4 $^\circ$ (Y4). The junctions consisted on a 2-mm long straight section followed by a splitting section (6 mm) and a final 2-mm long straight part (see Fig. 2 a). Finally, a Mach-Zehnder (MZ) interferometer was inscribed with splitting/combining angles of 2 $^\circ$, initial/final straight sections 1-mm long, splitting sections 3-mm long and a 2-mm long straight section in the middle (see Fig. 2 a).

The most critical parts of the structures are obviously the splitting regions. In Fig. 2 b) we show pictures taken in the optical

microscope (transmission mode) of the transverse section at different planes in the splitting region. In the picture at the bottom (longitudinal view of this section of the waveguides) we have indicated approximately the planes in which those images were taken. As it can be seen in the pictures, the initially circular waveguide broadens giving rise to the two arms of the junction by introducing new laser tracks, at it is described in Sect. 2.

4. Optical characterization and results

The modal profiles of the fabricated structures, straight waveguide (WG1), Y-junctions (Y1-4) and Mach-Zehnder (MZ), were analysed at 633 nm. A He-Ne laser was focused by a 10 \times microscope objective at the input face of the waveguide. A half-wave plate was used to control the polarization of the incident beam. The modal profiles at the output of the waveguides (without any polarization control element) were imaged by a 20 \times microscope objective onto a CMOS camera (IDS uEye SE).

Firstly, we analysed the behaviour of WG1 as reference. In Fig. 3 a) we show the recorded modal profiles for the TE and TM polarizations (perpendicular and parallel to the fs-laser damage tracks respectively) of the He-Ne laser. As it can be seen in the pictures, the waveguide behaves as nearly single-mode at this wavelength, independently on the input laser polarization. In Fig. 3 b) we represent the normalized output power for all the polarization directions of the input laser (0 $^\circ$ corresponds to TE polarization). The waveguide shows a very isotropic behaviour, with variations of transmitted power with polarization less than 11%.

The propagation loss of WG1 was measured by the scattered-light method [25]. To this end, the beam of the He-Ne laser was coupled into the waveguide, and the scattered light was imaged through the large sample surface onto another CMOS camera (IDS uEye SE) by a $f = 2$ cm lens. The light was coupled into the

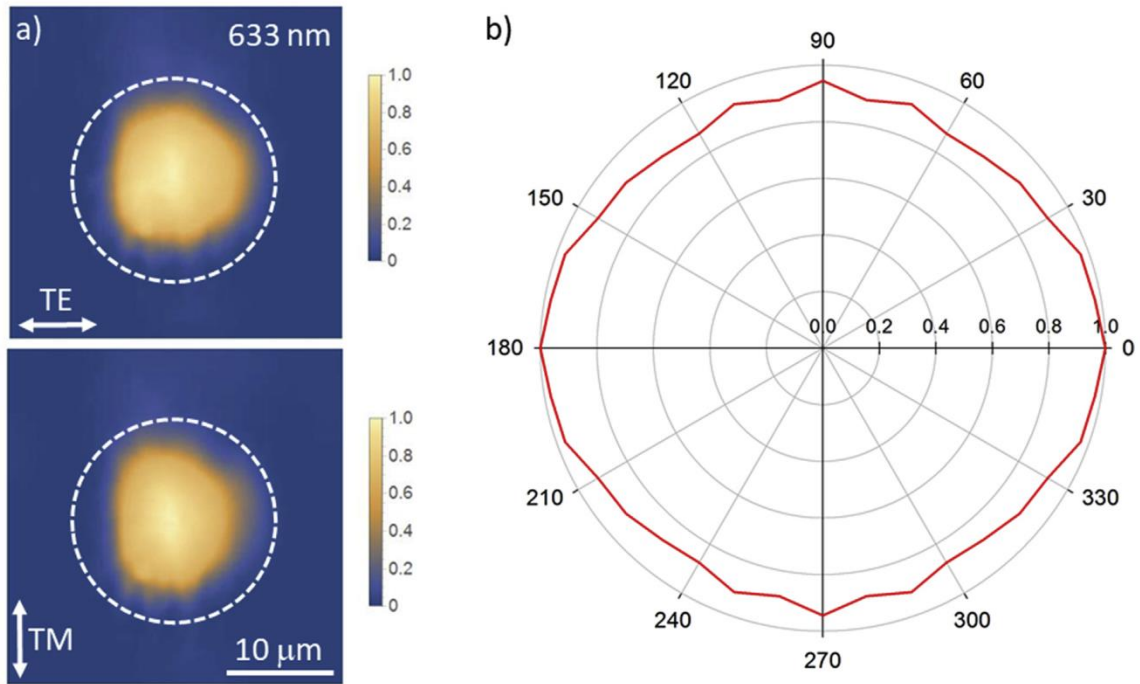


Fig. 3. a) Modal profiles of the straight cladding waveguide (WG1) with radius 9 μm at 633 nm for the input polarization TE (perpendicular to the fs-laser damage tracks) and TM (parallel to the tracks). The circular cladding is represented with the dashed white line. b) All-angle dependence of the waveguide (WG1) output power with the incident polarization. 0° corresponds to TE polarization. The angular resolution of the measurement is 10°.

waveguide several times and different independent measurements were done each time. Then, the obtained mean value of the propagation loss was 3.3 ± 0.6 dB/cm for both TE and TM polarizations. This value is larger than the propagation loss reported previously for circular cladding waveguides in Nd:YAG at 633 nm (1.7 dB/cm and 2.0 dB/cm for waveguides with 100 μm- and 30 μm- diameter respectively, see Ref. [26]) but due to the dependence of propagation loss with waveguide diameter, it is not surprising the value measured for our 18 μm waveguides.

A similar study was done for the Y-junctions. In Fig. 4 a) we show the modal profiles at 633 nm for TE polarization. As it can be seen in the pictures, for 1° and 2° the output modes of the waveguides preserve a nearly single-mode behaviour, with a slight

dependence with polarization (not shown in the figure). The splitting ratios in both cases are almost equalized (see Table 1), but they are very sensitive to the alignment of the input 633 nm beam.

Table 1
Splitting ratios and additional losses (see text for an explanation) of the fabricated Y-junctions at 633 nm.

	Y-junction 1°	Y-junction 2°	Y-junction 4°	Mach-Zehnder
Splitting ratio	53/47	52/48	54/46	—
Additional losses				
TE	0.2 dB	1.0 dB	10.2 dB	2.8 dB
TM	1.0 dB	1.4 dB	15.4 dB	5.3 dB

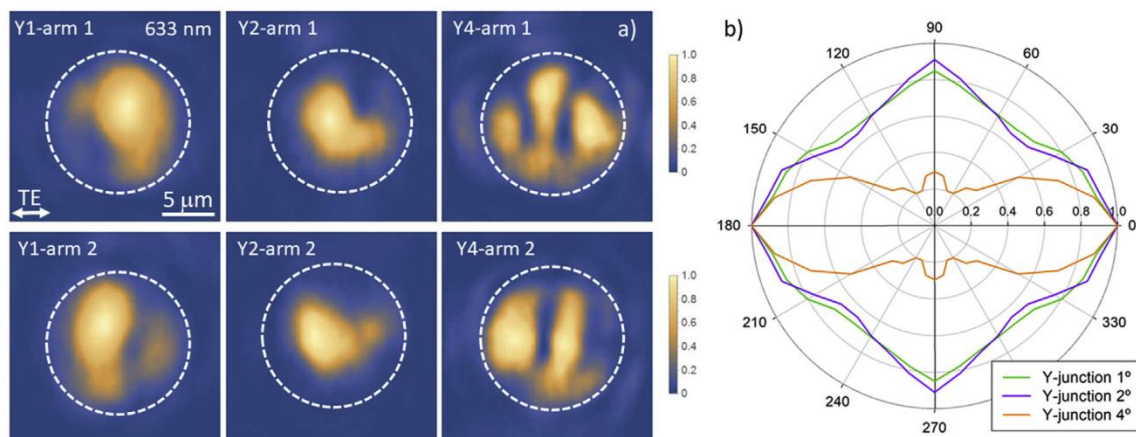


Fig. 4. Modal profiles of the Y-junction structures Y1, Y2 and Y4 at 633 nm for TE input polarization. The circular cladding is represented with the dashed white line. b) All-angle dependence of the waveguide output power, with the incident polarization, for different Y-junction structures. 0° corresponds to TE polarization. The angular resolution of the measurement is 10°.

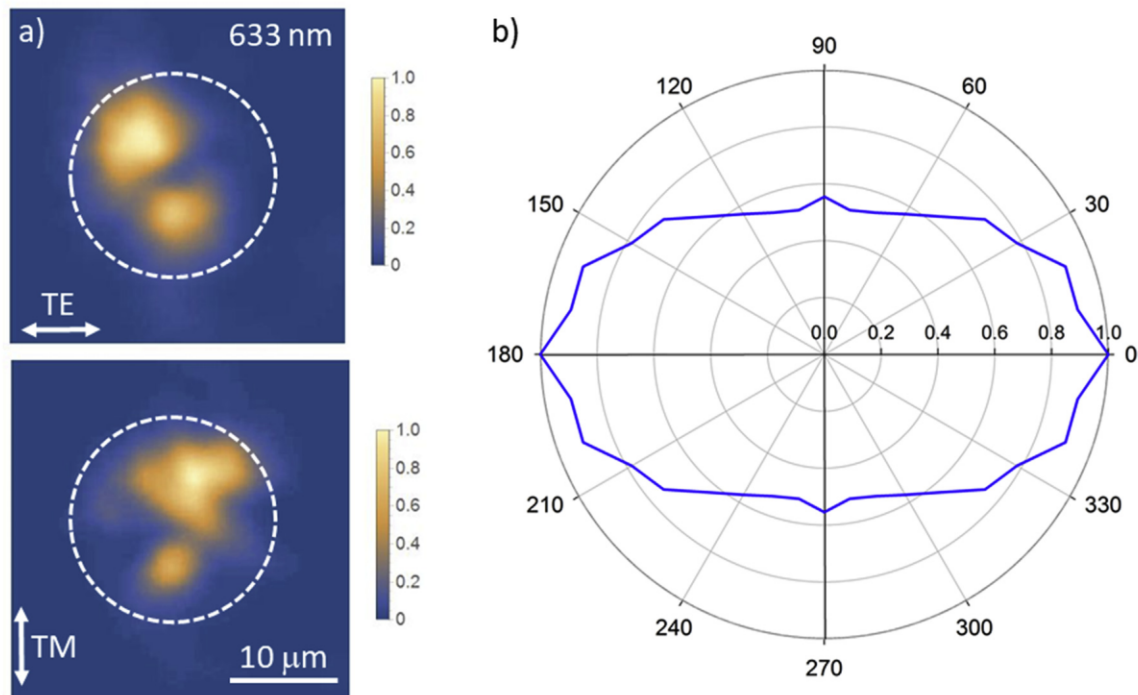


Fig. 5. a) Modal profiles of the Mach-Zehnder structure (MZ) with radius 9 μm at 633 nm for the input polarization TE (perpendicular to the fs-laser damage tracks) and TM (parallel to the tracks). The circular cladding is represented with the dashed white line. b) All-angle dependence of the waveguide (MZ) output power with the incident polarization. 0° corresponds to TE polarization. The angular resolution of the measurement is 10°.

In the case of the Y-junction with 4° between arms, the behaviour becomes clearly worse: higher-order modes are excited, thus degrading the modal profiles.

The losses of the Y-junctions were evaluated in the following way. We measured the total output powers of the two arms (P_Y) for each junction and we compared the obtained values with the output power of WG1 (P_0). Then, we did an estimation of the additional losses of each structure in comparison to those of WG1:

$$\eta = -10 \cdot \log_{10} \left(P_Y / P_0 \right)$$

The obtained values are shown in Table 1. The junctions Y1 and Y2 show very low additional losses of 0.2 and 1.0 dB respectively for TE polarization, that are larger for TM polarization (1.0 and 1.4 dB, respectively). However, for Y4 the losses increase to 10.2 dB (TE polarization) and 15.4 dB (TM polarization), what is clearly linked to the multimodal behaviour of the structure at such large angle between arms.

Concerning the Mach-Zehnder interferometer, the modal profile at output exhibits a strong dependence with polarization (see Fig. 5). The losses keep in a reasonable low level that shows a good performance not only in the splitting (that is identical to that of Y2) but also in the Y-junction between both arms.

5. Conclusions

In summary, we have developed a technique for the fabrication of complex photonic elements in circular depressed-cladding optical waveguides inscribed in transparent dielectrics by femtosecond laser irradiation. The technique has been demonstrated in Nd:YAG crystal, where we have successfully fabricated Y-junctions with splitting angles between 1° and 4°. For small angles (1°) the junctions exhibit as low as 0.2 dB of additional losses compared to a

straight waveguide, monomodal behaviour and low dependence with polarization direction. For larger angles the losses increase to 10.2 dB (4°) and the dependence with polarization increases. A Mach-Zehnder interferometer was also fabricated, demonstrating the possibility to use the developed technique to implement also efficient Y-junctions. Then, our designs pave the way for the fabrication of arbitrarily complex 3D photonic circuits with circular cladding waveguides, technique that is particularly interesting for crystals in which refractive index increases cannot be produced by femtosecond laser writing.

Acknowledgements

We acknowledge support from Junta de Castilla y León (Projects UIC016, SA046U16) and MINECO (FIS2013-44174-P, FIS2015-71933-REDT).

References

- [1] G. Lifante, *Integrated Photonics: Fundamentals*, first ed., Wiley, Chichester, 2003.
- [2] Rafael R. Gattass, Eric Mazur, Femtosecond laser micromachining in transparent materials, *Nat. Photonics* 2 (4) (2008) 219–225.
- [3] Debaditya Choudhury, John R. Macdonald, Ajoy K. Kar, Ultrafast laser inscription: perspectives on future integrated applications, *Laser Photonics Rev.* 8 (6) (2014) 827–846.
- [4] Feng Chen, J. R. Vázquez de Aldana, Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining, *Laser Photonics Rev.* 8 (2) (2014) 251–275.
- [5] A.G. Okhrimchuk, A.V. Shestakov, I. Khrushchev, J. Mitchell, Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG: Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing, *Opt. Lett.* 30 (2005) 2248–2250.
- [6] J. Burghoff, S. Nolte, A. Tünnermann, Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO₃, *Appl. Phys. A* 89 (2007) 127–132.
- [7] V. Apostolopoulos, L. Laversenne, T. Colomb, C. Depeursinge, R. Salathé, M. Pollnau, R. Osellame, G. Cerullo, P. Laporta, Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti³⁺: Sapphire, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 1122–1124.
- [8] R. He, Q. An, Y. Jia, G.R. Castillo-Vega, J.R. Vázquez de Aldana, F. Chen,

- Femtosecond laser micromachining of lithium niobate depressed cladding waveguides, *Opt. Mater. Exp.* 3 (2013) 1378–1384.
- [9] A.G. Okhrimchuk, V. Mezentsev, A. Shestakov, I. Bennion, Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG: Nd single crystal by femtosecond laser pulses, *Opt. Exp.* 20 (2012) 3832–3843.
- [10] H.D. Nguyen, A. Ródenas, J.R. Vázquez de Aldana, J. Martínez, F. Chen, M. Aguiló, M.C. Pujol, F. Díaz, Heuristic modelling of laser written mid-infrared LiNbO₃ stressed-cladding waveguides, *Opt. Exp.* 24 (2016) 7777–7791.
- [11] J. Hu, C. Menyuk, Understanding leaky modes: slab waveguide revisited, *Adv. Opt. Phot. Rev.* 1 (2009) 58–106.
- [12] D.G. Lancaster, S. Gross, A. Fuerbach, H.E. Heidepriem, T.M. Monro, M.J. Withford, Versatile large-mode-area femtosecond laser-written Tm: ZBLAN glass chip lasers, *Opt. express* 20 (25) (2012) 27503–27509.
- [13] G.A. Torchia, A. Rodenas, A. Benayas, E. Cantelar, L. Roso, D. Jaque, Highly efficient laser action in femtosecond-written Nd:yttrium aluminum garnet ceramic waveguides, *Appl. Phys. Lett.* 92 (11) (2008) 111103.
- [14] H. Liu, Y. Jia, J.R. Vázquez de Aldana, D. Jaque, F. Chen, Femtosecond laser inscribed cladding waveguides in Nd:YAG ceramics: fabrication, fluorescence imaging and laser performance, *Opt. Exp.* 20 (2012) 18620–18629.
- [15] Yuechen Jia, J.R. Vázquez de Aldana, Qingming Lu, Daniel Jaque, Feng Chen, Enhanced second harmonic generation in femtosecond laser inscribed double-cladding waveguide of Nd:GdCOB crystal, *J. Light. Technol.* 31 (23) (2013) 3873–3878.
- [16] Jinman Lv, Yazhou Cheng, Qingming Lu, Javier R. Vázquez de Aldana, Xiaotao Hao, Feng Chen, Femtosecond laser written optical waveguides in z-cut MgO: LiNbO₃ crystal: fabrication and optical damage investigation, *Opt. Mater.* 57 (2016) 169–173.
- [17] Y. Jia, J.R. Vázquez de Aldana, C. Romero, Y. Ren, Q. Lu, F. Chen, Femtosecond-laser-inscribed BiB₃O₆ nonlinear cladding waveguide for second-harmonic generation, *Appl. Phys. Exp.* 5 (2012) 072701.
- [18] H. Liu, Ch. Cheng, C. Romero, J.R. Vázquez de Aldana, F. Chen, Graphene-based Y-branch laser in femtosecond laser written Nd:YAG waveguides, *Opt. Exp.* 23 (2015) 9730–9735.
- [19] Ch. Cheng, C. Romero, J.R. Vázquez de Aldana, F. Chen, Superficial waveguide splitters fabricated by femtosecond laser writing of LiTaO₃ crystal, *Opt. Eng.* 54 (2015) 067113.
- [20] Hongliang Liu, Javier R. Vázquez de Aldana, Minghui Hong, Feng Chen, Femtosecond laser inscribed Y-Branch waveguide in Nd:YAG crystal: fabrication and continuous-wave lasing, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 22 (2) (2016) 227–230.
- [21] M. Butt, H.D. Nguyen, A. Ródenas, C. Romero, P. Moreno, J.R. Vázquez de Aldana, M. Aguiló, R. Solé, M.C. Pujol, F. Díaz, Low repetition rate femtosecond laser writing of optical waveguides in KTP crystals: analysis of anisotropic refractive index changes, *Opt. Exp.* 23 (2015) 15343–15355.
- [22] A. Rodenas, A. Benayas, J.R. Macdonald, J. Zhang, D.Y. Tang, D. Jaque, A.K. Kar, Direct laser writing of near-IR step-index buried channel waveguides in rare earth doped YAG, *Opt. Lett.* 36 (17) (2011) 3395–3397.
- [23] J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, K. Rademaker, S. Nolte, A. Tünnermann, Femtosecond laser written stress-induced Nd:Y₃Al₅O₁₂ (Nd:YAG) channel waveguide laser, *Appl. Phys. B* 97 (2009) 251–255.
- [24] A. Siegman, *Lasers*, first ed., University Science Books, Sausalito, 1990.
- [25] Y. Okamura, Sh. Yoshinaka, S. Yamamoto, Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides: a simple method, *Appl. Opt.* 22 (1983) 3892–3894.
- [26] H. Liu, F. Chen, J.R. Vázquez de Aldana, D. Jaque, Femtosecond-laser inscribed double-cladding waveguides in Nd:YAG crystal: a promising prototype for integrated lasers, *Opt. Lett.* 38 (2013) 3294–3297.

Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laser-written near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides

García Ajates, J.; Vázquez de Aldana, J. R.; Chen, F.; Ródenas, A.

Optical Materials Express, 8(7), 1890-1901 (2018)



Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laser-written near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides

JAVIER G. AJATES,^{1,2} JAVIER R. VÁZQUEZ DE ALDANA,^{1,*} FENG CHEN,³
AND AIRÁN RÓDENAS⁴

¹Grupo de Investigación en Aplicaciones del Láser y Fotónica, University of Salamanca, Pl. La Merced SN, E-37008 Salamanca, Spain

²Spanish Center for Pulsed Lasers, M5 Bldg., Science Park, Villamayor, Salamanca, Spain

³School of Physics, Shandong University, 250100 Jinan, Shandong, China

⁴Istituto di Fotonica e Nanotecnologie (IFN) - Consiglio Nazionale delle Ricerche (CNR), Piazza Leonardo da Vinci 32, 20133 Milano, Italy

*jrval@usal.es

Abstract: We report novel results on the fabrication of near-infrared waveguides inside lithium niobate (LiNbO₃) crystals with different three-dimensional beam-splitting architectures, comparing the effects that each type of architecture has on the propagation losses and mode evolutions. Optimized waveguides are then studied in detail to obtain the refractive index profiles within the femtosecond-laser-written claddings with sub-micron resolution. This knowledge is currently impossible to obtain with experimental techniques and allows for the proper understanding of the laser-writing process, as well as to design novel waveguides and photonic circuits with optimized properties.

© 2018 Optical Society of America under the terms of the OSA Open Access Publishing Agreement

OCIS codes: (130.3120) Integrated optics devices; (130.3730) Lithium niobate; (140.3390) Laser materials processing; (230.7380) Waveguides, channeled; (000.4430) Numerical approximation and analysis.

References and links

1. A. Okhrimchuk, V. Mezentsev, A. Shestakov, and I. Bennion, "Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG:Nd single crystal by femtosecond laser pulses," *Opt. Express* **20**(4), 3832–3843 (2012).
2. F. Chen and J. R. Vázquez de Aldana, "Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining," *Laser Photonics Rev.* **8**(2), 251–275 (2014).
3. Y. Ren, G. Brown, R. Mary, G. Demetriou, D. Popa, F. Torrisi, A. C. Ferrari, F. Chen, and A. K. Kar, "7.8-GHz Graphene-Based 2- μ m Monolithic Waveguide Laser," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21**(1), 1602106 (2015).
4. H. D. Nguyen, A. Ródenas, J. R. Vázquez de Aldana, J. Martínez, F. Chen, M. Aguiló, M. C. Pujol, and F. Díaz, "Heuristic modelling of laser written mid-infrared LiNbO₃ stressed-cladding waveguides," *Opt. Express* **24**(7), 7777–7791 (2016).
5. A. Ródenas, G. A. Torchia, G. Lifante, E. Cantelar, J. Lamela, F. Jaque, L. Roso, and D. Jaque, "Refractive index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic Nd:YAG waveguides: micro-spectroscopy experiments and beam propagation calculations," *Appl. Phys. B* **95**(1), 85–96 (2009).
6. J. Ajates, C. Romero, G. Castillo, F. Chen, and J. R. Vázquez de Aldana, "Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals," *Opt. Mater.* **72**, 220–225 (2017).
7. E. Kifle, X. Mateos, J. R. de Aldana, A. Ródenas, P. Loiko, S. Y. Choi, F. Rotermund, U. Griebner, V. Petrov, M. Aguiló, and F. Díaz, "Femtosecond-laser-written Tm:KLu(WO₄)₂ waveguide lasers," *Opt. Lett.* **42**(6), 1169–1172 (2017).
8. Y. Jia, J. R. Vázquez de Aldana, C. Romero, Y. Ren, Q. Lu, and F. Chen, "Femtosecond-Laser-Inscribed BiB₃O₆ Nonlinear Cladding Waveguide for Second-Harmonic Generation," *Appl. Phys. Express* **5**(7), 072701 (2012).
9. R. Osellame, G. Cerullo, and R. Ramponi, *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials* (Springer Science & Business Media, 2012).
10. D. Choudhury, J. Macdonald, and A. K. Kar, "Ultrafast laser inscription: perspectives on future integrated applications," *Laser Photonics Rev.* **8**(6), 827–846 (2014).

11. Y. Liao, J. Xu, Y. Cheng, Z. Zhou, F. He, H. Sun, J. Song, X. Wang, Z. Xu, K. Sugioka, and K. Midorikawa, "Electro-optic integration of embedded electrodes and waveguides in LiNbO₃ using a femtosecond laser," *Opt. Lett.* **33**(19), 2281–2283 (2008).
12. A. Ródenas, G. Martín, B. Arezki, N. Psaila, G. Jose, A. Jha, L. Labadie, P. Kern, A. Kar, and R. Thomson, "Three-dimensional mid-infrared photonic circuits in chalcogenide glass," *Opt. Lett.* **37**(3), 392–394 (2012).
13. Y. Okamura, S. Yoshinaka, and S. Yamamoto, "Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides: a simple method," *Appl. Opt.* **22**(23), 3892–3894 (1983).
14. A. Ródenas, J. A. Sanz García, D. Jaque, G. A. Torchia, C. Mendez, I. Arias, L. Roso, and F. Agullo-Rueda, "Optical investigations of femtosecond laser induced microstress in neodymium doped lithium niobate crystals," *J. Appl. Phys.* **100**(3), 033521 (2006).
15. A. Ródenas, L. M. Maestro, M. Ramirez, G. A. Torchia, L. Roso, F. Chen, and D. Jaque, "Anisotropic lattice changes in femtosecond laser inscribed Nd³⁺:MgO:LiNbO₃ optical waveguides," *J. Appl. Phys.* **106**(1), 013110 (2009).
16. H.-D. Nguyen, A. Ródenas, J. R. Vázquez de Aldana, G. Martín, J. Martínez, M. Aguiló, M. C. Pujol, and F. Díaz, "Low-loss 3D-laser-written mid-infrared depressed-index cladding waveguides for both TE and TM polarizations," *Opt. Express* **25**(4), 3722–3736 (2017).
17. T. Calmano, C. Kränkel, and G. Huber, "Laser oscillation in Yb:YAG waveguide beam-splitters with variable splitting ratio," *Opt. Lett.* **40**(8), 1753–1756 (2015).
18. J. Burghoff, C. Grebing, S. Nolte, and A. Tünnermann, "Efficient frequency doubling in femtosecond laser written waveguides in lithium niobate," *Appl. Phys. Lett.* **89**(8), 081108 (2006).

1. Introduction

Three-dimensional direct laser writing (3DLW) of depressed cladding waveguides (CWs) [1] in crystalline optical materials has received tremendous attention in recent years (see [2] and references therein) due to the efficiency of the microfabrication process for generating embedded channel waveguides in materials which are known to be difficult to process at the micron and sub-micron scale, especially below surface within embedded volumes. There are at least four characteristics which make ultrashort pulse laser 3DLW CWs unique in comparison with other microfabrication techniques: (i) the CWs are easily engineered so as to guide at any given wavelength within the whole transparency window of these materials (typically from the UV up to the mid-infrared in crystals such as lithium niobate) [3], (ii) the easiness for achieving circular modes as well as single mode behaviour [1, 3, 4], (iii) the particularity that the guiding region is constituted by unmodified pristine material which maintains all the properties of the original optical crystal [3, 5], and (iv) the possibility for writing 3D waveguide architectures inside crystals. These four features undoubtedly enable a wide applications window, for example in the development of linear optical devices for light management, such as beam couplers or interferometers [6], to novel waveguide lasers with gain materials such as rare-earth doped laser crystals [1, 3–5, 7], and nonlinear applications such as parametric frequency conversion processes [8].

There is however an important bottleneck which impedes this development, which is the complete absence of a reliable method to design and fabricate this type of waveguides due to the fact that unknown index change processes take place depending on a wide range of parameters such as the crystals photo-modification sensitivity, the pulse characteristics, and the writing speeds and densities of fabricated volume structures. These characteristics involve complex nonlinear light-matter interaction processes such as nonlinear ionization processes, defect generation, micro-stress induced stress-optic index changes, and others [9]. Presently, a prediction of final material changes subsequent to all these processes is impossible, and therefore fabrication processes typically rely on trial and error multistep fabrication processes.

Furthermore, the refractive index cross-section of these microstructured waveguides is remarkably complex, and it is in fact typically completely un-known due to the lack of index profiling techniques with both the required nanometric resolution and the range of wavelengths of interest (UV to mid-IR). Our goal is to obtain a method to retrieve local refractive index change values across the fabricated structures so as to reliably simulate the behaviour of CWs at different wavelength ranges of operation.

We fabricate 3D CWs elements, such as splitters and combiners with different 3D architectures, and then having converged on a design which gives the best results, we process

the experimental data such as near-field mode profiles and waveguide propagation losses to infer the local cladding microstructures at the wavelength of testing. We thus report on the development of a method for obtaining the complex index of refraction profiles of LiNbO₃ crystalline micro-structured cladding waveguides for the near-IR range. This method allows us to know the waveguide microstructure with a spatial resolution and at a wavelength which is currently impossible to be obtained by any other means. The simulated waveguide modes match well the experimental fundamental mode profiles and their propagation losses, and predict with good agreement other possible higher order modes.

2. Experimental setup

2.1 Waveguide fabrication

A Ti:Sapphire femtosecond laser system with a regenerative amplifier (Spitfire, Spectra-Physics) was used for the 3D Direct Laser Writing (3DLW) of the cladding waveguides. The system produces linearly polarized pulses of ~120 fs duration (Fourier-transform limited), with a repetition rate of 1 kHz at a central wavelength of 795 nm. A calibrated neutral density filter, a motorized half-wave plate and a linear polarizer were used to precisely control the value of the incident-pulse energy. The sample, an optically polished z-cut LiNbO₃ sample with dimension of 11(x) × 12(y) × 2(z) mm³, was mounted on a high-resolution three-axis motorized stage. The laser beam was focused through the xy-plane of the sample (propagation along z-axis) using a microscope objective (50x, N.A. = 0.5). Waveguides were written along the 11-mm long x-axis of the crystal at a constant scanning velocity of 0.35 mm/s and with a pulse energy of 1.9 μJ. Laser polarization was kept perpendicular to the scanning direction (y-axis). For the selected parameters and, under our experimental conditions, damage tracks of around 5 μm in-depth length could be produced in the sample between 100 and 170 μm below sample surface. In this way, a wide range of depths for the fabrication of the waveguides can be exploited keeping constant laser irradiation conditions.

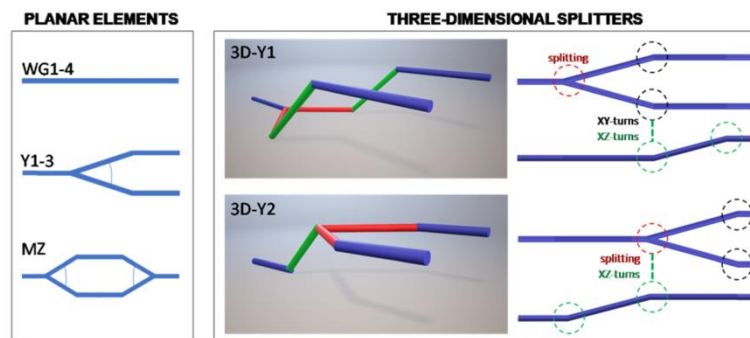


Fig. 1. Schematic diagram of the studied planar and 3D structures.

The design of the circular claddings was done following the approach described in [6] for NdYAG crystal. The procedure consists of fitting the waveguide circumference to a N-side polygon, with a side length of 2 μm. The vertices of the polygon are the coordinates at which the damage tracks will be inscribed along the sample. Firstly, we fabricated straight cladding waveguides with different core radii in order to select the most appropriate, once analyzed the modal behavior and propagation losses. Three radii were considered and analyzed: R = 9 μm (WG1), R = 15 μm (WG2) and R = 20 μm (WG3). Then, based on the R = 9 μm waveguides, some planar waveguide splitting and combining elements were inscribed: straight y-junctions with different splitting angles between arms (0.5° (Y1), 1° (Y2) and 2° (Y3)) and a Mach-Zehnder interferometer architecture with 1° between splitting arms (MZ). The technical strategies for implementing these circuit designs with depressed-index cladding waveguides by means of 3DLW, can be found in [6].

Following the study of planar elements, 3D versions in which the input and output arms lay at different depths within the sample, were studied. Performing 3D waveguide architectures inside optical crystals is a unique capability of the 3DLW microfabrication technique [10], which allows bringing LiNbO₃ waveguides close to surface electrodes for electrooptic modulation [11], and also allows to perform waveguide crossing at different depths with zero cross-talk [12]. In contrast to planar circuit designs, performing 3D circuit architectures opens up a wide range of possible design implementations where different waveguide 3D-path variations can be chosen depending on the specific device purpose and technical constraints. Here, we studied two different 3D-splitter designs to evaluate the impact of each on the splitting losses as well as on the modal output distribution (see Fig. 1). To perform a basic 3D-junction three types of waveguide transitions are required, propagation direction changes in the horizontal plane (XY), in the vertical plane (XZ), and waveguide splitting. We have studied the two possible approaches which maintain the splitting section within the horizontal plane: The first approach (3D-Y1) performs first the beam splitting in the horizontal plane (see red section in Fig. 1), then performs 3D angle changes on each y-branch across both vertical and horizontal planes (red to green section in Fig. 1), and then performs vertical direction changes to redirect the output sections to the horizontal plane. The second approach (3D-Y2) performs first the depth change at the input channel branch (green section in Fig. 1), then performs a simultaneous direction change in the vertical plane and beam splitting within the horizontal plane (a 3D-splitting), and finally corrects the vertical slope of each branch with respective direction changes within the vertical plane. In both cases, a difference of 40 μm in the depth between the input and output arms was chosen, with a splitting angle of 0.5° in the XY plane, and direction changes with angles of ~1° in the vertical XZ plane. However, both designs feature fundamentally different waveguide transitions: the 3D-Y1 design decouples the splitting from vertical turns, in the sense that the y-junction is purely planar and the waveguide division phase doesn't introduce vertical direction. On the contrary, the 3D-Y2 device performs both the beam splitting and the vertical direction changes at the same point (see Fig. 1, right), so that the transition architecture is 3D. Besides the y-junction transitions, each split branch also undergoes different types of bends on each design: in the case of 3D-Y1 each branch performs a direction change in both vertical and horizontal planes, while in the 3D-Y2 design each branch undergo only in-plane direction changes. Since single-mode 3DLW depressed cladding waveguides have been reported to be highly anisotropic [4] as it is also confirmed here, it can be anticipated that each different type of 3D-splitter could have different output properties due to the different designs of the waveguide transitions. We will evaluate the output spatial mode distributions, the splitting ratios, losses, and the field noise in the background space surrounding each output branch.

2.2 Optical waveguide characterization

Output near-field modal profiles and waveguide losses were measured with an end-fire coupling setup with injected light at 633 nm (He-Ne laser) and 850 nm (laser diode). The input beam was focused at the input face of the crystal with a 10X (0.25 NA) microscope objective and the output near-field modal profiles were recorded by imaging the waveguides with a 20X (0.40 NA) microscope objective onto a CMOS camera (IDS uEye SE), measuring the horizontal and vertical mode field diameters (MFDs). The input light polarization was controlled with a linear polarizer and a half-wave plate. To analyze propagation losses (PLs) for either linear horizontal (TE) or vertical (TM) polarizations, an analyzer (polarizer) was placed also after the second microscope objective. PLs of straight waveguides were measured by the scattered-light method [13]. The light (633/850 nm) was injected on each waveguide and the scattered light was imaged by a $f = 2$ cm lens onto another CMOS camera (IDS uEye SE). From the images, the decay of the transmitted power along the waveguide could be extracted.

2.3 Design and numerical modelling

The modelling of the fabricated cladding waveguides was performed by means of finite element computational method (FEM hereafter) using the commercial COMSOL software. Our LiNbO₃ cladding waveguide model [4] takes into account the anisotropic micro-stress distribution induced by the laser-written tracks [14] using available data for the piezo-optical coefficients of LiNbO₃, and also considers the complex index of refraction inside tracks, which is fine adjusted in the model using experimental data values of the propagation losses. To obtain the stress distribution surrounding the cross-section of the waveguides, the local volume changes surrounding a longitudinal and straight laser-written track are numerically calculated with a 2D thermal expansion model, supposing that the amorphized volume inside the tracks expands and elastically distorts the surrounding unmodified crystal. As reported in [4], the model performs a thermal expansion of the tracks to induce an elastic distortion of the longitudinal track surrounding crystalline volume as shown in the equation below, which relates the strain (ε) and stress (σ) tensors and the temperature difference for the linear thermal expansion process:

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 + C_{ijkl} : (\varepsilon_{kl} - \varepsilon_0 - \alpha_{kl}\theta). \quad (1)$$

where C_{ijkl} is the 4th order elasticity tensor, “:” stands for the double-dot tensor product, σ_0 and ε_0 are the initial stress and strain, θ is the temperature change parameter controlling the expansion, and α_{kl} is the 2nd order linear thermal expansion tensor (see [4] for further details).

Therefore, in our model we need to input the following numerical parameters to vary the waveguide mode properties: the complex index of refraction inside the tracks $\Delta n^* = \Delta n + i\Delta\kappa$, where Δn is the change in the real part of the index of refraction and $\Delta\kappa$ is the change in the extinction coefficient, and the thermal expansion θ temperature change parameter. While Δn is a value that can be intuitively understood as the change in index of refraction due to defect creation and lattice amorphization, $\Delta\kappa$ can be understood as an increase in absorption of the modified material due to the presence of defects, either absorbing color centers or scattering point defects or both simultaneously. These values are used only inside the laser-written tracks where the femtosecond laser pulses have been tightly focused. Surrounding the tracks, the lattice is assumed to be completely transparent in the un-modified high-quality crystals, and only stress-optic index changes are computed. This approach yields anisotropic index change profiles which agree well with reported experimental characterizations of the anisotropic lattice changes around laser-written tracks [15]. Once a full cladding waveguide refractive index profile is obtained, a detailed mode analysis is performed with an electromagnetic-wave frequency-domain model. All simulations here were calculated for a free space wavelength of 850 nm. The numerical mode calculation gives the near-field distributions of the guided leaky modes, and their corresponding effective indices, which are used to obtain the theoretical mode field diameters (MFDs) and propagation losses (PLs), respectively. Iterative calculations of mode profiles while varying the model input parameters (complex index of refraction inside the tracks and magnitude of the thermal expansion of tracks) are performed until the MFDs and PLs match the experimental values.

3. Results and discussion

In Fig. 2 we show optical microscope images of the fabricated circular cladding waveguides with different radii (upper row).

As it can be seen, laser damage tracks are well defined under white light, and show similar features at the different depths of the structure. Although these tracks appear to have widths of around 1 μm in the optical image, from previous studies under our fabrication conditions [16], we can approximate the real size of the tracks to be of 340 nm in the horizontal cross-section, and 3.4 μm along the vertical direction. This track cross-section is the same one used for numerical modelling of the waveguides.

The modal behavior was investigated with the end-fire coupling setup. The first observation was that there was a strong dependence in the transmitted power with the polarization of the input laser, with the better transmittance for polarization perpendicular to the laser damage tracks (i.e. TE polarization). In WG1-R9 the fundamental mode (FM) could be easily excited for both 633 nm and 850 nm wavelengths (see Fig. 2(b) and (c)), and a few higher-order modes could be observed after misalignment of the input coupling, this clearly indicating that the waveguide is not strictly single mode. The theoretical laser-written tracks cladding structure of WG1-R9 has also been superimposed over the output modes images for visualization of the relative spatial distribution of cladding and modes.

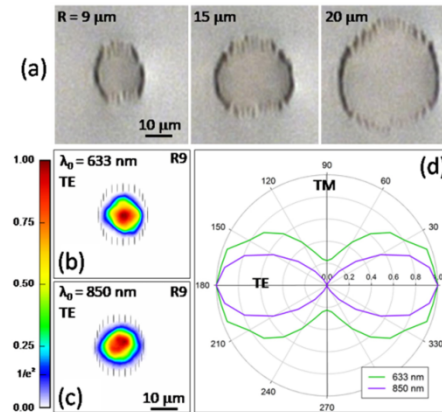


Fig. 2. (a) Optical microscope images of the fabricated waveguides WG1-WG3 (upper row) and (b, c) modal profiles of the WG1-R9 at 633 nm/850 nm. The polarization of the input light was perpendicular to the laser damage tracks (TE polarization). The polar plot (d) represents the normalized transmittance of WG1-R9 for all the polarization directions of the incident light.

The dependence of the waveguide transmittance with the input polarization is depicted in the polar plot of Fig. 2. In the visible the guidance for TM polarization strongly decreases, and in the near IR it almost vanishes to zero. This effect has been previously analysed in detail by Nguyen et al. [4] and it is understood to be a result of the combination of different types of index changes within the cladding structure which play up detrimentally for light polarized along the vertical direction (see further analysis in § IV Numerical Modelling). For larger cladding radii waveguides WG2 and WG3, it was not possible to excite only the FM, and the modal profiles were in all the cases composed by combination of several modes. This effect is probably due to the presence of defects produced during the fabrication that mix the modes in the light propagation through the waveguide.

Table 1. Propagation losses for straight waveguides (dB/cm \pm 0.3 dB/cm)

WAVEGUIDE	633 nm		850 nm	
	TE	TM	TE	TM
WG1	2.3	3.8	2.0	-
WG2	2.2	4.1	4.2	-
WG3	3.6	4.8	5.7	-

The measured PLs are summarized in Table 1. At 633 nm both TE and TM polarizations are supported, even though TM polarization show larger losses values for all the waveguides. At 850 nm, only TE polarization is supported and the PLs are found to increase with the

waveguide radius from 2.0 to 5.7 dB/cm \pm 0.3 dB/cm. Since WG1-R9 has the lowest PLs and closest behaviour to a single-mode waveguide, we have selected this for the fabrication of more complex 3D photonic elements, as well as for the in-depth numerical simulation for light at 850 nm, which will give numerical values for the effective index of the FM, as well as an estimation of the complex index of refraction at femtosecond-pulse laser written tracks under our experimental 3DLW microfabrication conditions, which would serve for further optimization of the cladding design from computer simulations without the need to perform extensive trial and error fabrications.

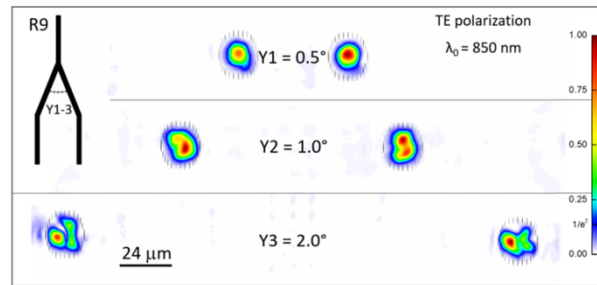


Fig. 3. Modal profiles of the output arms of Y-junctions (Y1-Y3) at 850 nm. The polarization of the input light was perpendicular to the laser damage tracks (TE polarization). The theoretical laser-written tracks cladding structure of WG1-R9 has also been superimposed over the output modes images for visualization of the relative spatial distribution of cladding and modes.

Planar y-junction waveguide splitters were fabricated for divergence angle of the branches of 0.5°, 1.0° and 2.0°. The output near field images of the three different outputs for TM 850 nm wavelength input light are shown in Fig. 3. First it can be seen that between the output modes the cladding light is almost zero, which means that the y-junction design is very effective and a negligible amount of light escapes in the input forward direction. This feature is important in order to have high performance devices. For the case of splitting angle of 0.5° the output modes are seen to maintain the spatial profile of the FM, this meaning that the disturbance of the mode at the junction was minimal and the angle of splitting is well within the numerical aperture of the waveguide. For higher angles of 1.0° however the output fields start to appear mixed with higher order modes, this meaning that the mode transition at the y-junction is not adiabatic and the FM couples to other modes and possibly also radiates light out of the cladding. The higher order modes which are excited appear also to have two intensity maxima along the vertical cross-section.

Finally, for larger divergence angles of 2.0° the output mode distribution is further complicated and higher order modes are excited. Due to the fact that the junction appears to maintain light very well confined within the cladded branches with the field intensity between outputs being almost zero, it could be preliminary concluded that a slight decrease in cladding radius so as to forbid the appearance of higher order modes while maintaining low PLs would correct this detrimental modal noise behavior.

The measured splitting ratios in all the cases were almost equalized but they were very sensitive to the alignment of the input beam [17], which therefore may point to a non-single-mode cladding structure. A similar behavior is found for 633 nm. The transition losses of the y-junctions were evaluated by comparing the total output powers of the two arms ($P_{Y_a} + P_{Y_b}$) with the output power of WG1 (P_0). Then, the additional transition losses of each structure in comparison to those of WG1 are:

$$\eta = -10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{Y_a} + P_{Y_b}}{P_0} \right) \quad (2)$$

The obtained values are summarized in Table 2 for both 633 and 850 nm and TE polarization.

Table 2. Additional losses for y-junctions and MZ (dB)

WAVEGUIDE	TE 633 nm	TE 850 nm
Y1 (0.5°)	4.0	0.3
Y2 (1.0°)	4.7	0.9
Y3 (2.0°)	6.3	3.5
MZ (1.0° x2)	6.6	2.3

Results are reasonably good for the near-IR and for splitting angles of up to 1°. In a first order approximation, supposing light cone angles of 1.0° as the maximal within the NA of the waveguide we can obtain a NA of ~0.0196 for these waveguides at 850 nm. In the visible, the junction additional losses are higher, with 4.0 dB even for the y-junction with smaller separation. The losses of the Mach-Zehnder interferometer (MZ) were evaluated in a similar way, and results are also shown in Table 2. As it can be seen, additional losses do not dramatically increase with respect to the corresponding y-junction with the same divergence angle (Y2).

So far, all the analysis has been performed for planar circuit elements, where the 3DLW competes with other waveguide fabrication techniques such as ion diffusions or implantation. To obtain a real competitive advantage of 3DLW, the technique has to be applied to 3D waveguide circuits designs. As previously described, y-splitters with 3D architectures were also designed and fabricated, featuring two distinct designs where waveguide joints can be either 2D or 3D, and the input and output are always offset by 40 μm along the vertical z-axis. The modal profiles at 850 nm wavelength for the two designs (3D-Y1 and 3D-Y2) are shown in Fig. 4.

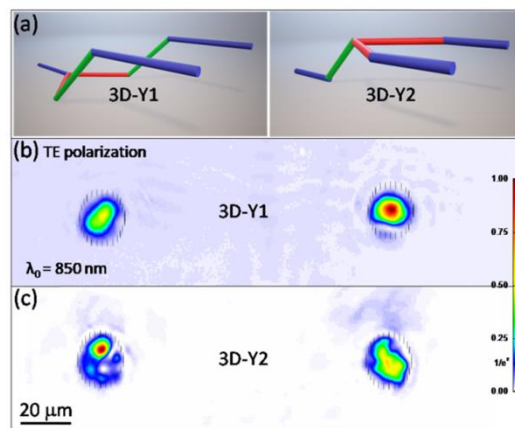


Fig. 4. Modal profiles of the output arms of 3D Y-junctions (3D-Y1, 3D-Y2) at 850 nm. The polarization of the input light was perpendicular to the laser damage tracks (TE polarization). The theoretical laser-written tracks cladding structure of WG1-R9 has also been superimposed over the output modes images for visualization of the relative spatial distribution of cladding and modes.

As previously explained, in principle the most convenient design for a good preservation of the energy within the FM could be the 3D-Y1 (Fig. 4(a)) in which the mode splitting, and

the depth changes, are done separately. As it is shown in Fig. 4(b), a slight unbalance of the split outputs is observed, but the modal profiles still appear to be within the spatial distribution of the FM.

Moreover, the losses of the splitter (evaluated with the same procedure as in previous structures) do not appreciably increase in comparison with the equivalent planar Y-junction. Featuring an increase of + 0.1 dB at 850nm due to the insertion of the vertical offset transitions (green sections in Fig. 4(a)). The other design where the splitting junction perform both splitting and z-direction changes (3D-Y2), could therefore be expected to feature increased transition losses. Indeed, as it shown in Fig. 4(c) this design exhibits an important energy loss to higher order modes, and a consequent substantial increase in the overall losses (+ 4.2 dB at 850 nm), as shown in Table 3.

Table 3. Additional losses for 3D and y-junctions (dB)

WAVEGUIDE	TE 633 nm	TE 850 nm
3D-Y1	4.5	0.4
3D-Y2	4.4	4.5

4. Numerical modelling

To understand the origin of the highly anisotropic behavior of the fabricated waveguides, and gain a deeper knowledge on the detailed index cross-section of these waveguides for future implementation of design improvements, a detailed numerical simulation of the FM at 850 nm wavelength of WG1-R9 was performed.

Initial parameters for calculating waveguide modes were set as $\Delta n^* = -2 \times 10^{-3} + i \cdot 7 \times 10^{-4}$, which are realistic starting values for 3DLW tracks in crystals following our previous studies [4], and a medium temperature change value $\theta = 100$ K so as to induce stress fields and associated stress-optic change distributions across the cladding. Once an index profile is obtained the fundamental mode is calculated, its theoretical PL is evaluated against the experimental value, the $\Delta \kappa$ at tracks is modified so as to better match it, and finally when calculated and measured PLs do match, the vertical and horizontal MFDs are measured at both intensity full width half maximum (FWHM) and at $1/e^2$ values, and are then compared with the experimental ones.

For this work we first measured the simulated horizontal FWHM and $1/e^2$ MFDs for different values of the index change Δn_o at tracks, spanning low values from -2×10^{-3} to extreme values of -0.5 . The horizontal cross-section is chosen as a fast output parameter which has a direct relationship with the index contrast at tracks, which for the case of the horizontal cross-section of the waveguide is particularly critical due to the fact that for this direction the cladding thickness is as thin as the tracks themselves, and therefore index contrast has a high influence on mode diameter. The resulting horizontal MFDs were then confronted with the experimentally measured ones, and Fig. 5 shows the resulting values. As it can be seen, a gradual mode compression is exerted as the negative index change is increased inside the tracks, increasing the light confinement capability of the depressed index microstructured cladding. The Δn_o at tracks which match the real measured MFDs are however dissimilar for diameters measured at FWHM and $1/e^2$ intensity values of the mode. This can be expected since matching the full profile of the leaky mode is certainly not feasible in a simple approach.

To refine the simulation, an intermediate value for the index change $\Delta n = -0.0075$ at tracks was adopted which best matches both FWHM and $1/e^2$ horizontal MFDs, and then the role of the stress-fields was studied as a second effect to control the FM spatial distribution and cross-section. To obtain realistic values for the level of stress within the cladding, the

vertical MFD was chosen, which is extremely sensitive to the accumulated stress in the top and bottom parts of the cladding were most tracks are close packed together, producing a characteristic stress compression in the apexes and dilation between tracks, for light polarized perpendicular to the tracks (TE). The lattice dilation between tracks reinforces the depressed cladding effect at the top and bottom of the cladding, although at the track apexes opposite index changes occur, which further complicate the cladding index profile. A set of different levels of cladding microstress was simulated, for which θ was varied from 20 to 400 K values, giving rise to very distinct FM profiles. For each value of θ the $\Delta n = -0.0075$ was maintained, but $\Delta \kappa$ had also to be varied in turn, due to the fact that different modes have different extensions into the cladding structures and therefore propagation losses vary consequently.

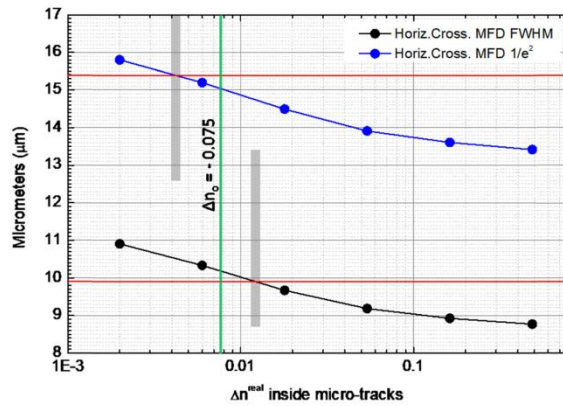


Fig. 5. Calculated horizontal MFDs at different intensity levels for different corresponding Δn_0 values inside the cladding tracks. Horizontal red lines mark the experimentally measured values of the horizontal MFD of WG1-R9 at 850 nm and TE polarization.

Figure 6 summarizes the vertical MFDs against microstress levels for constant PLs = 2 dB/cm as measured (see results before). As it is seen, a very good agreement is found for both values of the vertical MFD is found for $\theta = 150$ K.

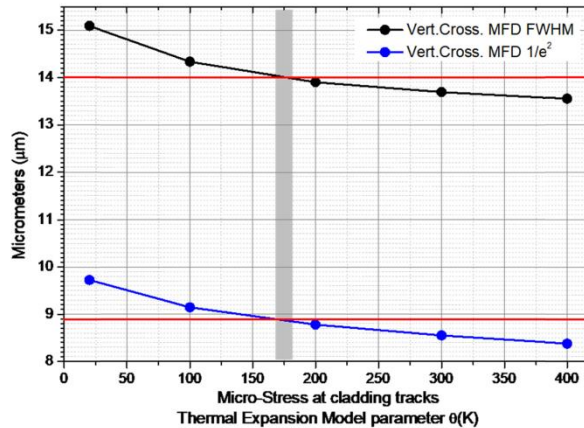


Fig. 6. Calculated vertical MFDs for different corresponding micro-stress values in the cladding waveguide WG1-R9.

Having matched both horizontal and vertical measured MFDs and measured PLs, we have obtained a final FM effective index of $n_{eff} = 2.249187 + i \cdot 3.103 \times 10^{-6}$, and a change in the complex index of refraction at tracks of $\Delta n^* = -7.5 \times 10^{-3} + i \cdot 1.17 \times 10^{-3}$. Figure 7 summarizes

the numerical simulation of the waveguide. The Δn^* at laser-written tracks corresponds to TE (n_o) light polarization at 850 nm wavelength. Since no output modes could be measured for TM polarization no information could be obtained for the index profile for that polarization. However, it has been previously reported by Burghoff et al. [18] that single laser-written tracks have a relationship between both index of refractions following $\Delta n_e \sim 0.25 \times \Delta n_o$, which was measured for visible light. From this we can therefore infer that for TM polarization the fabricated WG1-R9 has a much reduced index contrast, as well as a positive change in the index of refraction between tracks (qualitatively equal but opposite in sign to the stress-optic changes shown between tracks in Fig. 7(b)), which therefore further weakens the depressed cladding confinement. We therefore conclude that the reason for which extremely high losses were observed for TM light polarization could be these two combined effects.

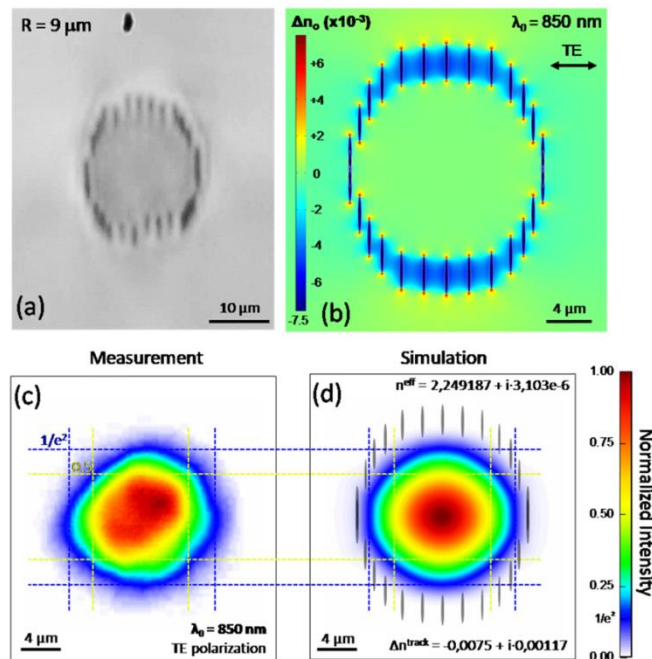


Fig. 7. (a) Optical microscope transmission picture of WG1-R9 cladding waveguide, (b) 2D-index profile obtained after modelling the waveguide properties for the FM, TE polarization at 850 nm wavelength, (c) and (d) experimental and simulated FM near-field intensity distributions, where the $1/e^2$ and FWHM intensity levels are shown to match. Differences between the circular shape between the two modes are expected to be due to micro-tracks position fluctuations which are not present in the ideal simulated case. The theoretical laser-written tracks cladding structure of WG1-R9 has also been superimposed over the output modes images for visualization of the relative spatial distribution of cladding and modes.

As shown by Nguyen et al. [4] for mid-infrared wavelengths, a way to reach low-losses for both TE and TM polarizations could be by designing a thick cladding along all directions and augmenting the number of tracks so that a highly dense depressed cladding is obtained. Further work in this line is being performed by the authors to further prove this line of research towards low loss cladding waveguides for the near-IR range.

5. Conclusion

In summary, we have been able to successfully fabricate and optimize integrated 3D photonic elements in LiNbO_3 based on circular cladding waveguides. Our results indicate the suitability and potential of cladding waveguides fabricated by femtosecond laser irradiation for the implementation of complex 3D photonic circuits for both the visible and near-infrared

with very good performance. The numerical model developed in this work allows the precise reconstruction of the refractive index profile produced with the femtosecond laser in the crystal, that is essential for the optimization of the structures and for the accurate simulation of other complex photonic elements.

Funding

Junta de Castilla y León (SA046U16); MINECO (FIS2013-44174-P, FIS2015-71933-REDT, FIS2017-87970-R); National Natural Science Foundation (grant No. 61775120); European Union's Horizon 2020 research and innovation program under the Marie Skłodowska-Curie Individual Fellowship (grant No. 747055).

Fabrication of Tapered Circular Depressed-Cladding Waveguides in Nd:YAG Crystal by Femtosecond-Laser Direct Inscription

Romero, C.; García Ajates, J.; Chen, F.; Vázquez de Aldana, J. R.

Micromachines, 11(1), 10 (2020)



Article

Fabrication of Tapered Circular Depressed-Cladding Waveguides in Nd:YAG Crystal by Femtosecond-Laser Direct Inscription

Carolina Romero ^{1,*} , Javier García Ajates ^{1,2}, Feng Chen ³ and Javier R. Vázquez de Aldana ¹

¹ Aplicaciones del Láser y Fotónica, Universidad de Salamanca, Pl. La Merced SN, 37008 Salamanca, Spain; javigarcia912@gmail.com (J.G.A.); jrval@usal.es (R.V.d.A.)

² Spanish Center for Pulsed Lasers, M5 Bldg. Science Park, Villamayor, 37185 Salamanca, Spain

³ School of Physics, Shandong University, Jinan 250100, China; drfchen@163.com

* Correspondence: cromero@usal.es

Received: 18 November 2019; Accepted: 17 December 2019; Published: 19 December 2019



Abstract: Crystalline materials are excellent substrates for the integration of compact photonic devices benefiting from the unique optical properties of these materials. The technique of direct inscription with femtosecond lasers, as an advantage over other techniques, has opened the door to the fabrication of true three-dimensional (3D) photonic devices in almost any transparent substrate. Depressed-cladding waveguides have been demonstrated to be an excellent and versatile platform for the integration of 3D photonic circuits in crystals. Here, we present the technique that we have developed to inscribe tapered depressed-cladding waveguides with a circular section for the control of the modal behavior. As a proof of concept, we have applied the technique to fabricate structures in Nd:YAG crystal that efficiently change the modal behavior from highly multimodal to monomodal, in the visible and near infrared, with reduction factors in the waveguide radius of up to 4:1. Our results are interesting for different devices such as waveguide lasers, frequency converters or connectors between external devices with different core sizes.

Keywords: femtosecond lasers; micro-processing; photonic device; crystalline dielectrics; waveguide

1. Introduction

One of the most astonishing properties of femtosecond lasers is their capability to induce controlled micro-modifications in the volume of transparent dielectrics, thus allowing the integration of photonic devices with arbitrary three-dimensional (3D) geometry in almost any transparent substrate [1,2]. Glasses are the most frequently used targets to this end, provided that the fabrication of the optical waveguides on them is quite simple and straightforward [3]. Crystalline materials, however, are very attractive substrates for photonic device integration due to their excellent physical and optical properties (transparency range, non-linear behavior, spectroscopic features, etc.) that may improve the functionality of the devices but, in many cases, the inscription of waveguides cannot be done in such a direct way provided that the modification induced by the laser consists of a refractive index decrease at the focal volume. Then, other strategies must be followed, with the simplest one being the double-line waveguide [4], in which two parallel tracks are written with certain separation (typically 15–20 μm); the material stress that is produced in the central region leads to a local increase of the refractive index, thus forming a waveguide between the two tracks. Another more complex but versatile alternative is the inscription of depressed-cladding waveguides [5], which has consolidated to become an excellent platform for the integration of photonic devices in crystalline materials [6]. They consist of a tubular structure produced by multiple laser damage tracks in which the refractive index has decreased,

which acts as a cladding of the waveguide, and light propagates in the central undamaged region. This type of waveguide shows interesting advantages: (i) the size and shape of the cladding can be engineered on demand so as to guide any wavelength within the whole transparency range of crystals, (ii) the modal behavior can be precisely controlled for the different spectral regions and (iii) the core region keeps the optical properties (spectroscopic, non-linear, etc.) of the bulk. For these reasons, they have been successfully employed for the fabrication of diverse functional devices, such as waveguide lasers in different spectral regions [5,7] or frequency converters by nonlinear parametric processes [8]. The main bottleneck of the technique is probably the difficulty of implementing more complex 3D photonic circuits due to the complexity of producing a continuous and smooth cladding along the whole structure. However, important steps have been taken in this direction, and efficient Y-junctions (planar and in 3D [9]), Mach–Zehnder [10] interferometers and bend waveguides [11] have been demonstrated, paving the way for the fabrication of any arbitrary 3D integrated circuit [12] in crystals based on this platform.

With the goal of increasing the functionality of the devices, other elements should be developed. A very useful one is the tapered waveguide, which is a waveguide in which the core size reduces along the propagation direction [13]. It can be used in different practical applications, such as optimizing the matching of two external waveguides with different core sizes, controlling the modal behavior along the waveguide or increasing the laser irradiance at certain sections of the waveguide. These capabilities are of great interest in active devices, as waveguide lasers or frequency converters, for instance. In glasses, tapered waveguides have been fabricated by direct femtosecond laser inscription modulating the pulse energy during the writing process [14], or by doing several laser scans [15]. However, as explained above, such techniques cannot be directly applied to many crystalline materials.

In this work, we present a technique to inscribe tapered depressed-cladding waveguides with a circular profile in crystalline materials. The 3D cladding structure consists of multiple damage tracks with a decreasing separation between them in order to fit the desired input/output radius. We have applied the technique to the fabrication of tapered structures with reduction factors up to 4:1 in Nd:YAG (neodymium doped yttrium aluminium garnet, $\text{Nd:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) crystal, which is an excellent host material as a laser gain medium, but it can be straightforwardly applied to any other transparent crystal. Circular depressed-cladding waveguides in Nd:YAG crystal have been reported previously in literature [5,16], and perform well as integrated waveguide lasers. The tapered structures presented in this manuscript may improve the performance of these lasers, both by improving the modal behavior of the laser output, as by increasing the intensity of the pump in the tapered section.

2. Materials and Methods

2.1. Tapered Depressed-Cladding Waveguides: The Concept and Design Parameters

The concept of a tapered depressed-cladding waveguide follows the same principles as the widespread tapered optical fibers. The direct way to control the modal behavior in tapered fiber consists of reducing the core dimensions by following a specific dependence of the fiber radius on propagation length (taper shape), which can be controlled in the fabrication procedure [17]. The length “ L ” of the taper determines the adiabaticity degree of the modal transformation, which is directly related to the losses induced in this section [18].

In our work, the tapered structure is produced by decreasing the cladding radius from a given R_{in} to a R_{out} and by following a linear function. The length L of this section (see Figure 1b) defines the taper angle as:

$$\Omega = \arctan\left(\frac{R_{\text{in}} - R_{\text{out}}}{L}\right),$$

which is sometimes used as control parameter for tapered fiber design [13].

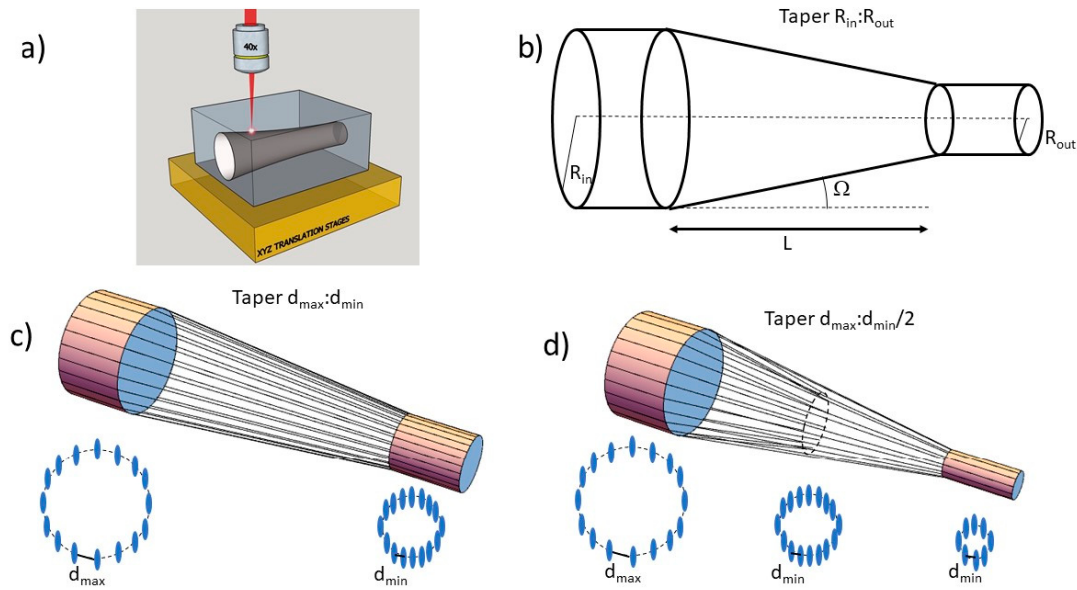


Figure 1. (a) Fabrication schematic of fs-laser inscription process. (b) Schematic of a tapered waveguide with R_{in} and R_{out} being the input and output cladding radius, L as the taper length and Ω as the taper angle. (c) Model for laser implementation of a tapered cladding with a reduction factor of $d_{max}:d_{min}$ by decreasing the track separation. (d) Model for laser implementation of a tapered cladding with a reduction factor of $d_{max}:d_{min}/2$ by decreasing the track separation and reducing the number of tracks.

The cladding structures were designed and fabricated following the method presented in [10] for the fabrication of straight waveguides; the circular cladding was fitted to a polygon with a side length of “ d ” and with the vertices corresponding to the coordinates at which the laser damage tracks would be produced. By scanning the sample with the laser focus at these positions, straight waveguides are straightforwardly fabricated (see Figure 1a).

In order to introduce the tapered section in the waveguide, we smoothly decreased the separation between the damage tracks that constitute the cladding in such a way that there is a linear reduction of the waveguide radius along the propagation direction. This technique has two main limitations concerning the maximum reduction factor that can be achieved. On the one hand, there is a maximum separation of the damage tracks (d_{max}) to obtain proper light confinement in the waveguide core. On the other hand, separations smaller than a certain value (d_{min}) lead to an excess of stress accumulation in the sample and may produce a cracking of the crystal. Then, the maximum reduction factor that can be achieved with this approach is limited to $d_{max}:d_{min}$ (see Figure 1c). To increase even further the reduction factor, we have designed a powerful strategy that consists of eliminating half of the tracks once the separation between them has been decreased to the minimum accepted value (d_{min}). In this way, the reduction factors of $d_{max}:d_{min}/2$ can be achieved (see Figure 1d), and the procedure could be applied several times to reduce further the section of the output waveguide.

Both d_{max} and d_{min} must be experimentally determined for the optimum irradiation conditions in each crystal. This study was carried out in our case and the results are presented in Section 2.4.

2.2. Laser Inscription

The laser system used for inscribing the waveguides was a Ti:Sapphire based regenerative amplifier (Spitfire, Spectra Physics, Santa Clara, CA, USA), which delivers linearly polarized pulses at a repetition rate of 1 kHz. The pulses duration is 120 fs (Fourier transform limited) with a central wavelength 795 nm and a maximum energy per pulse of 1mJ. In order to reduce the amount of energy reaching the sample, we used an attenuation system formed by a halfwave plate, a linear polarizer and a set of calibrated neutral density filters.

The laser beam was focused by a 40× microscope objective (N.A. = 0.65), and the scanning of the sample was done in a three axes (XYZ) motorized stage, controlled by a Turbo Pmac controller (Delta Tau systems, Chatsworth, CA, USA). For the waveguide fabrication, the sample, an uncoated Nd:YAG (1% Nd) single crystal with a size of $10 \times 10 \times 3 \text{ mm}^3$ and all its surfaces polished was scanned at a velocity of $500 \text{ }\mu\text{m/s}$ with the beam focused at a depth of $100 \text{ }\mu\text{m}$ from the top surface.

2.3. Optical Characterization

An optical microscope (AxioImager, Zeiss, Oberkochen, Germany) was used to inspect the inscribed structures. The near-field modal profiles at the output of the waveguides were measured with an end-fire coupling system at 633 nm (He-Ne laser) and 850 nm (laser diode). The input beam was focused at the input face of the crystal with a 10× (0.25 NA) microscope objective, and the output near-field modal profiles were recorded by imaging the waveguides with a 20× (0.40 NA) microscope objective onto a CCD camera (uEye SE, IDS, Obersulm, Germany). We also used, as a light source in this setup, a white LED in order to check incoherent and large-area un-collimated light coupling. The LED was imaged by the 10× microscope objective onto the sample surface. The propagation loss of straight waveguides was analyzed by the technique of scattered light [19], which is performed by taking an image of the waveguide from the upper part of the sample.

2.4. Parameters Determination

We started our study by determining the irradiation parameters for the waveguide fabrication. Firstly, we obtained the pulse energy threshold for damage focusing at a depth of $100 \text{ }\mu\text{m}$ below the sample surface, which was 35 nJ. In order to get longer damage tracks, we increased the energy to 55 nJ, thus obtaining tracks with $\sim 2 \text{ }\mu\text{m}$ length. Then, we fabricated straight waveguides with $R = 15 \text{ }\mu\text{m}$ and with different values of track separation d in order to obtain the values of d_{max} and d_{min} . From the analysis of the waveguides, we found that the maximum track separation for confinement at 633 nm is $d_{\text{max}} = 4 \text{ }\mu\text{m}$; larger values lead to a very poor or negligible light confinement. On the other hand, the minimum value for which the tracks appear properly inscribed and cracking is not produced was determined to be $d_{\text{min}} = 2 \text{ }\mu\text{m}$. Therefore, the maximum reduction factor that can be achieved directly by the technique presented in Figure 1c is 2:1, and 4:1 in the case of doing a reduction of the number of tracks is shown in Figure 1d.

The next step was the determination of the optimum input/output radius for the tapers. In our design, our goal would be the transformation of a multimodal waveguide onto a monomodal waveguide, and therefore, we started establishing an optimum radius for monomodal behavior, which was found to be $R = 6 \text{ }\mu\text{m}$; for this value, the waveguide exhibits single mode behavior at both 633 nm and 850 nm (see Figure 2, first column). Then, we fabricated straight waveguides with a radius $R = 12 \text{ }\mu\text{m}$ and $R = 24 \text{ }\mu\text{m}$, which will be the input sizes for the 2:1 and 4:1 tapers respectively, in order to check the modal behavior. The waveguide sections and intensity profiles at output are shown in Figure 2 (central and right columns). As it can be seen, the modal profiles are complex, clearly multimode and they are dependent on the specific injection point (slight changes in the focalization point lead to different modal structures). It was not possible to excite only the fundamental mode, probably due to defects of the cladding that induce energy transfer to high order modes.

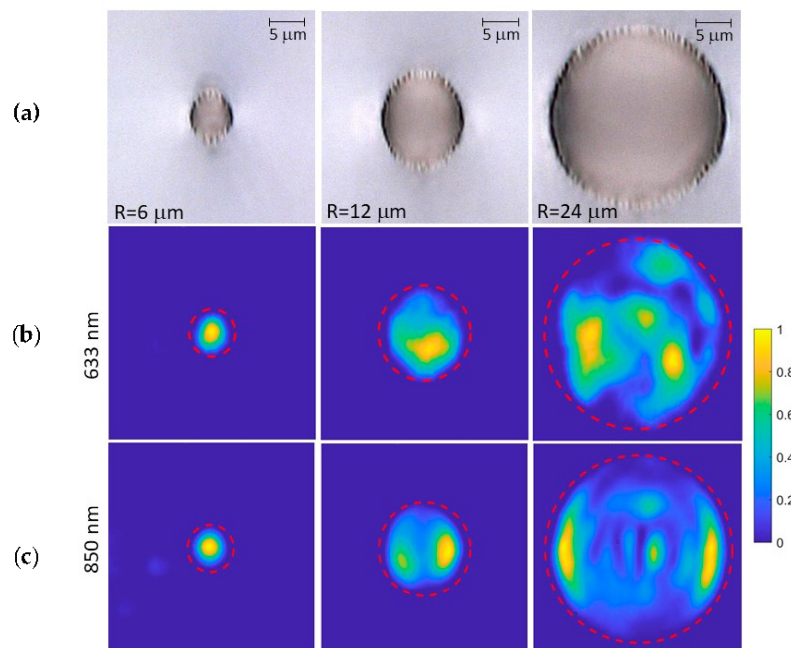


Figure 2. Microscopic picture taken in transmission mode of the straight waveguides fabricated with a radius of 6, 12 and 24 μm (a). (b,c) correspond to the modal profiles (vertical polarization) of the waveguides at 633 and 850 nm, respectively.

Propagation loss of the $R = 6 \mu\text{m}$ waveguide was determined to be 1.7 dB/cm at 633 nm and 5.1 dB/cm at 850 nm. The large loss value measured for the infrared light was due to the very small core radius of the structure; a slightly larger one, at $R = 9 \mu\text{m}$, led to propagation loss below 3 dB/cm. However, we have decided to keep the $R = 6 \mu\text{m}$ size in order to ensure the monomodal behavior in the visible as in the near infrared. On the other hand, the technique of scattered light method could not be applied to the $R = 12 \mu\text{m}$ and $R = 24 \mu\text{m}$ waveguides as it was not possible to excite only the fundamental mode, and beating between modes lead to wrong measurements.

3. Results and Discussion

The 2:1 and 4:1 tapered waveguides with the selected parameters were successfully implemented in the Nd:YAG sample. In Figure 3a, it can be seen that a fabrication test of a 4:1 structure with a reduced taper length (L) can be used for better appreciation of the details. The plane at which half of the damage tracks end to even further reduce the radius can be seen in the central part of the picture. This plane is the most critical point due to the possibility of the crystal becoming cracked.

The final structures were fabricated with different taper lengths, from $L = 4 \text{ mm}$ to $L = 6 \text{ mm}$. In all the cases, we found that the better performance of the structure in terms of transmitted power corresponded to the case of $L = 6 \text{ mm}$. We could not test even longer values of L because we decided to keep at least 2 mm of straight waveguide at the input and output sides, and the crystal length is limited to 10 mm. For simplicity, in this work, we only show the results corresponding to the case of $L = 6 \text{ mm}$.

Modal profiles of 2:1 and 4:1 tapered waveguides are shown in Figure 3b, for both 633 and 850 nm. For these cases, the taper angle was $\Omega = 1 \text{ mrad}$ (2:1) and $\Omega = 3 \text{ mrad}$ (4:1). It is clear from the pictures that the single mode behavior of the $R = 6 \mu\text{m}$ straight waveguides (Figure 2) was perfectly preserved in the tapered structures.

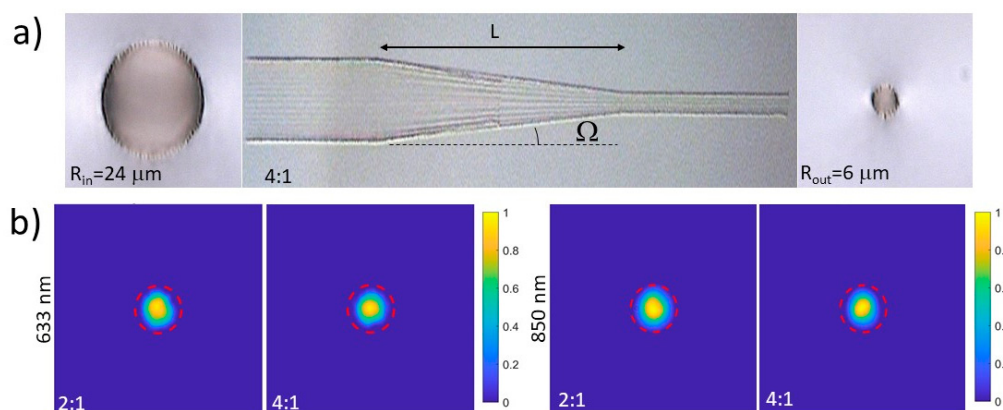


Figure 3. (a) Microscopic picture taken in transmission mode of a 4:1 tapered test structure fabricated with an input radius of 24 and an output of 6 μm (the taper length L has been shortened in order to better appreciate the details). (b) Modal profiles at the output of the 2:1 and 4:1 tapered waveguides at 633 nm (left) and 850 nm (right), respectively.

In order to evaluate the efficiency of the modal formatting in the tapered waveguides, we have done a comparative study of the output power for both straight and tapered waveguides at the different input laser conditions, which is summarized in Table 1. Measurements have been normalized to the corresponding maximum output power. Several conclusions can be extracted from the data. Firstly, in all the cases, the maximum transmitted power is obtained for the $R = 24 \mu\text{m}$ waveguide, followed by the $R = 12 \mu\text{m}$ one. This is due to the larger numerical aperture of the larger radius cores that improves the coupling with the external source. Secondly, 2:1 tapered waveguides operating in the visible increase the output power in comparison with straight $R = 6 \mu\text{m}$ waveguides. This increase can be understood as an efficient modal transition from the $R = 12 \mu\text{m}$ to the $R = 6 \mu\text{m}$. Thirdly, the 4:1 tapered waveguide, although it is very efficient in generating a single mode output, it does not produce a significant increase in the output power compared to the straight waveguide. We think that in this case, a larger taper length L would be required in order to produce a quasi-adiabatic transformation of the excited input modes into the final single mode. Finally, when infrared light was used as an input in the 2:1 and 4:1 structures, the output power was generally very low, which is probably due to the non-optimized output radius for this wavelength, as explained in Section 2.4.

Table 1. Integrated output intensity for the different waveguides and input sources. Measurements for the same source have been normalized to the maximum value. V and H stand for vertically and horizontally polarized light, respectively (Tap. stands for Tapered).

Input Light	$R = 24 \mu\text{m}$	$R = 12 \mu\text{m}$	$R = 6 \mu\text{m}$	Tap. 2:1	Tap. 4:1
633 nm (V)	1	0.75	0.11	0.26	0.12
633 nm (H)	1	0.80	0.12	0.32	0.13
850 nm (V)	1	0.31	0.06	0.06	0.04
850 nm (H)	1	0.76	0.23	0.14	0.04

The behavior of the tapered waveguides with diffuse white light from an LED source was also investigated. In Figure 4, we present the results of white light coupling in the straight $R = 6 \mu\text{m}$ waveguide and in the 4:1 structure under the same illumination conditions. In the case of the $R = 6 \mu\text{m}$ waveguide, the intensity of coupled light was only 75% above the background level. However, in the 4:1 taper, the coupled light intensity was 5 times larger than the background level, demonstrating an effect of efficient light concentration [13].

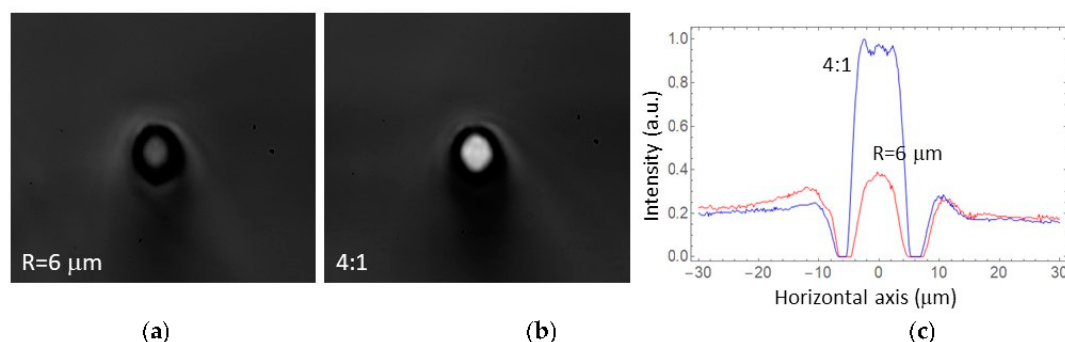


Figure 4. Modal profiles of (a) the $R = 6 \mu\text{m}$ straight waveguide and (b) 4:1 tapered waveguide, illuminated with white light from an LED as an input. The plot on the right, (c), shows the intensity profiles (cuts) along the horizontal axis.

4. Conclusions

The reported technique for the fabrication of circular depressed-cladding tapered waveguides in crystalline materials has been demonstrated to be versatile and robust, allowing reduction factors of the waveguide radius up to 4:1. We have successfully fabricated integrated devices that transform highly multimodal into single mode waveguides, both in the visible as near infrared. In the case of 2:1 tapers, the output power may double or triple the value of a straight waveguide with the same radius as the output, suggesting a situation of quasi-adiabaticity for the selected parameters. The 4:1 taper does not provide a power increase, probably due to a very large taper angle. Light coupling from a diffuse white-light source (white LED) was also tested, demonstrating an effect of light concentration. In summary, in our work, we have shown the design and the potential of the technique that can be applied to different devices requiring modal formatting or light concentration, but each particular one would require a specific design in order to optimize the performance.

Author Contributions: Conceptualization, F.C. and J.R.V.D.A.; Methodology, C.R. and J.G.A.; Software, J.G.A.; Supervision, J.R.V.D.A.; Validation, C.R. and F.C.; Writing—original draft, J.R.V.D.A.; Writing—review & editing, C.R. and F.C. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

Funding: This research was funded by Consejería de Educación, Junta de Castilla y León, grant number SA287P18, and Ministerio de Economía y Competitividad, grant number FIS2017-87970R. F.C. thanks support from National Natural Science Foundation, grant number 61775120.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest.

References

1. Osellame, R.; Cerullo, G.; Ramponi, R. *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials*; Springer: Berlin/Heidelberg, Germany, 2012; Volume 123, ISBN 9783642233654.
2. Choudhury, D.; Macdonald, J.R.; Kar, A.K. Ultrafast laser inscription: Perspectives on future integrated applications. *Laser Photonics Rev.* **2014**, *8*, 827–846. [[CrossRef](#)]
3. Davis, K.M.; Miura, K.; Sugimoto, N.; Hirao, K. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Opt. Lett.* **1996**, *21*, 1729. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
4. Burghoff, J.; Nolte, S.; Tünnermann, A. Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO₃. *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* **2007**, *89*, 127–132. [[CrossRef](#)]
5. Okhrimchuk, A.G.; Mezentssev, V.; Shestakov, A.V.; Bennion, I. Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG:Nd single crystal by femtosecond pulses. *Opt. Express* **2012**, *20*, 3832–3843. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
6. Chen, F.; de Aldana, J.R.V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining. *Laser Photonics Rev.* **2014**, *8*, 251–275. [[CrossRef](#)]

7. Kifle, E.; Loiko, P.; Vázquez de Aldana, J.R.; Romero, C.; Ródenas, A.; Choi, S.Y.; Bae, J.E.; Rotermund, F.; Zakharov, V.; Veniaminov, A.; et al. Passively Q-switched femtosecond-laser-written thulium waveguide laser based on evanescent field interaction with carbon nanotubes. *Photonics Res.* **2018**, *6*, 971. [[CrossRef](#)]
8. Jia, Y.; Vázquez De Aldana, J.R.; Romero, C.; Ren, Y.; Lu, Q.; Chen, F. Femtosecond-laser-inscribed BiB3O6 nonlinear cladding waveguide for second-harmonic generation. *Appl. Phys. Express* **2012**, *5*, 072701. [[CrossRef](#)]
9. Ajates, J.G.; Vázquez de Aldana, J.R.; Chen, F.; Ródenas, A. Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laser-written near-infrared LiNbO3 cladding waveguides. *Opt. Mater. Express* **2018**, *8*, 1890. [[CrossRef](#)]
10. Ajates, J.G.; Romero, C.; Castillo, G.R.; Chen, F.; Vázquez de Aldana, J.R. Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate complex photonic circuits in crystals. *Opt. Mater.* **2017**, *72*, 220–225. [[CrossRef](#)]
11. Li, L.; Nie, W.; Li, Z.; Romero, C.; Rodríguez-Beltrán, R.I.; Vázquez de Aldana, J.R.; Chen, F. Laser-writing of ring-shaped waveguides in BGO crystal for telecommunication band. *Opt. Express* **2017**, *25*, 24236. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
12. Lifante, G. *Integrated Photonics: Fundamentals*; John Wiley & Sons: New York, NY, USA, 2003; ISBN 978-0-470-84868-5.
13. Snyder, A.W.; Love, J.D. *Optical Waveguide Theory*; Springer: Boston, MA, USA, 1983; ISBN 978-0-412-24250-2.
14. Gross, S.; Riesen, N.; Love, J.D.; Withford, M.J. Three-dimensional ultra-broadband integrated tapered mode multiplexers. *Laser Photonics Rev.* **2014**, *8*, L81–L85. [[CrossRef](#)]
15. Heilmann, R.; Greganti, C.; Gräfe, M.; Nolte, S.; Walther, P.; Szameit, A. Tapering of femtosecond laser-written waveguides. *Appl. Opt.* **2018**, *57*, 377. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
16. Liu, H.; Chen, F.; Vázquez de Aldana, J.R.; Jaque, D. Femtosecond-laser inscribed double-cladding waveguides in Nd:YAG crystal: A promising prototype for integrated lasers. *Opt. Lett.* **2013**, *38*, 3294. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]
17. Kenny, R.P.; Birks, T.A.; Oakley, K.P. Control of optical fibre taper shape. *Electron. Lett.* **1991**, *27*, 1654–1656. [[CrossRef](#)]
18. Love, J.D.; Henry, W.M. Quantifying Loss Minimisation in Single-Mode Fibre Tapers. *Electron. Lett.* **1986**, *22*, 912–914. [[CrossRef](#)]
19. Okamura, Y.; Yoshinaka, S.; Yamamoto, S. Measuring mode propagation losses of integrated optical waveguides: A simple method. *Appl. Opt.* **1983**, *22*, 3892. [[CrossRef](#)] [[PubMed](#)]



© 2019 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).