RIDAA
Repositorio Institucional
Digital de Acceso Abierto de la
Universidad Nacional de Quilmes

Universidad
Nacional
de Quilmes

Presti, Damián A.

Desarrollo de dispositivos ópticos integrados por escritura láser para tecnologías fotónicas

Esta obra está bajo una Licencia Creative Commons Argentina.
Atribución - No Comercial - Sin Obra Derivada 2.5
https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.5/ar/

Documento descargado de RIDAA-UNQ Repositorio Institucional Digital de Acceso Abierto de la Universidad Nacional de Quilmes de la Universidad Nacional de Quilmes

Cita recomendada:
Presti, D. A. (2020). Desarrollo de dispositivos ópticos integrados por escritura láser para tecnologías fotónicas. (Tesis de doctorado). Universidad Nacional de Quilmes, Bernal, Argentina. Disponible en RIDAA-UNQ Repositorio Institucional Digital de Acceso Abierto de la Universidad Nacional de Quilmes http://ridaa.unq.edu.ar/handle/20.500.11807/2140

Puede encontrar éste y otros documentos en: https://ridaa.unq.edu.ar

Universidad
Nacional
de Quilmes

Roque Sáenz Peña 352 // Bernal
Buenos Aires // Argentina
t.: (+41 11) 4365 7100
f.: (+54 11) 4365 7101
info@unq.edu.ar

Damián A. Presti, Repositorio Institucional Digital de Acceso Abierto,
Marzo del 2020, pp. 170,
http://ridaa.unq.edu.ar,
Universidad Nacional de Quilmes, Secretaría de Posgrado,
Doctorado en Ciencia y Tecnología

Desarrollo de dispositivos ópticos integrados por escritura láser para tecnologías fotónicas

TESIS DOCTORAL

Damián A. Presti

prestidamian@gmail.com

Resumen

Esta tesis doctoral propone el estudio, simulación, diseño y caracterización de múltiples dispositivos ópticos integrados mediante la técnica de microfabricación de escritura directa con láser de femtosegundos en Niobato de Litio (LiNbO3).

Dentro de estos dispositivos podemos mencionar: guías de onda rectas Tipo II, desviadores, acopladores, moduladores Mach Zehnder y anillos resonantes. En todos los casos se logró detallar su procedimiento de fabricación y caracterizar su comportamiento.

Desarrollo de dispositivos ópticos integrados por escritura láser para tecnologías fotónicas

Damián A. Presti

Departamento de Ciencia y Tecnología

Universidad Nacional de Quilmes

Tesis para la obtención del grado de

Doctor en Ciencia y Tecnología

2020

Este trabajo no podría haberse llevado a cabo
sin el apoyo, los mates, las discusiones y las charlas de:
mi compañera de camino,
mi familia,
mis amigos,
mi grupo de laburo,
y todos los que prestan una oreja cuando nos sobra que contar.

Resumen

La óptica integrada se ha convertido en una de las áreas de gran relevancia en el campo de la fotónica y de la investigación de dispositivos semiconductores. El empleo de la tecnología de fibra óptica, el creciente potencial de los sistemas de comunicaciones ópticas coherentes y las nuevas aplicaciones de sensores en múltiples áreas han enfatizado la necesidad de componentes ópticos integrados, como acopladores, moduladores, interruptores, filtros, detectores, sensores, etc., que sean confiables y precisos. Dada la capacidad tecnológica de fabricar múltiples formas guías de ondas con diferencias relativas en el índice de refracción y el uso de materiales ópticos semiconductores, se ha introducido una variedad de componentes altamente compactos que son adecuados para la integración óptica.

El desarrollo de componentes ópticos integrados requiere fundamentalmente de una comprensión detallada de las diversas características de propagación electromagnética de las estructuras, como también un amplio conocimiento en las técnicas de diseño y fabricación, entre otros factores que afectan las características y definen a los dispositivos. El método de análisis y desarrollo que pueda proporcionar una solución completa a las características de un componente mejorará la optimización del rendimiento del sistema, permitiendo lograr diseños optimizados y dando lugar a explorar nuevos conceptos.

En los últimos años se ha desarrollado una técnica de fabricación de circuitos ópticos en materiales ópticos con gran potencialidad que aún no ha sido implementada como una tecnología estándar de fabricación. Este método se basa en la interacción de pulsos ultra-cortos de luz láser y materiales ópticos. Este procedimiento posibilita la escritura láser directa de estructuras en un material y que en consecuencia constituyan la base de los circuitos ópticos integrados.

Esta tesis doctoral propone el estudio, simulación, diseño y caracterización de múltiples dispositivos ópticos integrados mediante la técnica de micro-fabricación de escritura directa con láser de femtosegundos en Niobato de Litio ($LiNbO_3$). Dentro de estos dispositivos podemos mencionar: guías de onda rectas Tipo II, desviadores, acopladores, moduladores Mach Zehnder y anillos resonantes. En todos los casos se logró detallar su procedimiento de fabricación y caracterizar su

comportamiento. Estos desarrollos y trabajos de simulación se encuentran publicados y los mismos se detallan a continuación:

D. Presti, V. Guarepi, F. Videla, G. A. Torchia. "Design and implementation of an integrated optical coupler by femtosecond written-waveguides in $LiNbO_3$". [1]

D. Presti, F. Videla, V. Guarepi, G. A. Torchia. "Modeling of the refractive index profile of a femtosecond written waveguide in $LiNbO_3$". [2]

P. Pagano, **D. Presti**, R. Peyton, N. Abadia, F. Videla, G. A. Torchia. "Design conditions in the middle range for implementation of integrated ring resonators in $LiNbO_3$ by direct laser writing". [3]

D. Presti; V. Guarepi; F. Videla; A. Fasciszewski; G. A. Torchia. "Intensity modulator fabricated in $LiNbO_3$ by femtosecond laser writing". [4]

D. Presti; F. Videla; G. A. Torchia. "Optical fiber ring resonator as a high-resolution spectrometer. Characterization and applications with single line diode lasers". [5]

G. A. Torchia; M. Tejerina; D. Biasetti; V. Guarepi; **D. Presti**; R. Peyton; F. Videla; E. Neyra. "Advances in ultrafast laser inscription in optical materials: from fundamentals to technological applications". [6]

G. A. Torchia; **D. Presti**; A. Fasciszewski; V. Guarepi. "Design, develop and operation of an amplitude modulator fabricated by laser writing in Lithium Niobate". [7]

D. Presti; V. Guarepi; A. Fasciszewski; G. A. Torchia. "Diseño, desarrollo y caracterización de un modulador de amplitud integrado en $LiNbO_3$". [8]

D. Presti; F. Videla; G.A. Torchia. "Design, development and characterization of a DFB (distributed feedback) laser diode control system". [9]

Referencias

[1] D.A. Presti y col. «Design and implementation of an integrated optical coupler by femtosecond laser written-waveguides in LiNbO3». En: *Optics and Lasers in Engineering* 126 (mar. de 2020), pág. 105860. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.optlaseng.2019.105860.

[2] D. Presti y col. «Modeling of the refractive index profile of a femtosecond written waveguide in LiNbO3». En: *Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications XIII*. Ed. por Shizhuo Yin y Ruyan Guo. SPIE, sep. de 2019. URL: https://doi.org/10.1117%2F12.2528545.

[3] G. Torchia y col. «Design conditions in the middle range for implementation of integrated ring resonators in LiNbO3 by direct laser writing». En: *IET Optoelectronics* (dic. de 2019). URL: https://doi.org/10.1049%2Fiet-opt.2019.0068.

[4] D.A. Presti y col. «Intensity modulator fabricated in LiNbO3 by femtosecond laser writing». En: *Optics and Lasers in Engineering* 111 (dic. de 2018), págs. 222-226. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.optlaseng.2018.08.015.

[5] D. Presti, F. Videla y G. A. Torchia. «Optical fiber ring resonator as a high-resolution spectrometer. Characterization and applications with single line diode lasers». En: *Optical Engineering* 57.05 (mayo de 2018), pág. 1. URL: https://doi.org/10.1117%2F1.oe.57.5.057108.

[6] G. A. Torchia y col. «Design, develop and operation of an amplitude modulator fabricated by laser writing in Lithium Niobate». En: *Frontiers in Optics 2016*. OSA, 2016. URL: https://doi.org/10.1364%2Ffio.2016.jw4a.161.

[7] G. A. Torchia; M. Tejerina; D. Biasetti; V. Guarepi; D. Presti; R. Peyton; F. Videla; E. Neyra. «Advances in ultrafast laser inscription in optical materials: from fundamentals to technological applications». En: *Europhysics Conference Abstracts Volume 42C*. European Physical Society, 2018.

[8] D. Presti y col. «Diseño, desarrollo y caracterización de un modulador de amplitud integrado en LiNbO3». En: *2016 IEEE Biennial Congress of Argentina (Argencon)*. IEEE, jun. de 2016. URL: https://doi.org/10.1109%2Fargencon.2016.7585315.

[9] D. Presti, F. Videla y G. A. Torchia. «Design, development and characterization of a DFB (distributed feedback) laser diode control system». En: *2015 (XVI) Workshop on Information Processing and Control (RPIC)*. IEEE, oct. de 2015. URL: https://doi.org/10.1109%2Frpic.2015.7497095.

Índice general

Índice de figuras xiii

I Conceptos fundamentales 1

1. Motivación y objetivos 3

1.1. Introducción . . . 3

1.2. Objetivos . . . 4

1.3. Organización de esta tesis . . . 6

2. Introducción a la fotónica integrada 9

2.1. Fotónica integrada . . . 9

2.2. Breve historia de la Fotónica Integrada . . . 11

2.3. Características de la Fotónica Integrada . . . 13

3. Conceptos generales y fundamentos teóricos 17

3.1. Guía de onda . . . 17

3.1.1. Geometrías básicas . . . 18

3.1.2. Modos guiados . . . 21

3.2. Propiedades de los materiales ópticos . . . 30

3.2.1. El Niobato de Litio . . . 31

4. Fundamentos del procesado de materiales mediante pulsos ultra-cortos 39

4.1. Introducción a la generación de pulsos ultra-cortos . . . 40

4.2. Interacción luz-materia . . . 43

4.2.1. Generación de plasma de electrones libres . . . 44

4.2.2. Relajación y modificación . . . 45

4.3. Escritura directa láser . . . 46

4.3.1. Orientación de escritura 47
4.3.2. Energía de escritura 47
4.3.3. Influencia de la tasa de repetición del láser 49

5. Técnicas experimentales **53**
5.1. Guías de onda en niobato de litio 53
5.1.1. Escritura láser directa con pulsos de fs 54
5.1.2. Clasificación de guías de onda 58
5.2. Sistema de escritura láser 60
5.3. Preparación de muestras 61
5.4. Caracterización de las guías de onda 62
5.5. Diseño y simulación computacional 63

II Resultados **69**

6. Modelización y simulación **71**
6.1. Parámetros de escritura y diseño 73
6.2. Perfil de índice de refracción 73
6.2.1. Etapa 1: Aproximación al modelo 73
6.2.2. Etapa 2: Ajuste del modelo por modos acoplados 75
6.3. Caracterización 77
6.3.1. Etapa 1: Aproximación al modelo 77
6.3.2. Etapa 2: Ajuste del modelo por modos acoplados 78
6.4. Conclusiones preliminares 80

7. Acoplador por onda evanescente **85**
7.1. Diseño del Acoplador Bidireccional 86
7.2. Parámetros de fabricación 90
7.3. Caracterización 91
7.4. Dispositivo final 93
7.5. Conclusiones sobre el dispositivo 95

8. Mach Zehnder **99**
8.1. El Interferómetro Mach-Zehnder 100
8.2. Uniones y curvaturas 102

8.3. El IMZ como modulador electro-óptico . . . 103
8.3.1. Efecto electro-óptico en el niobato de litio . . . 104
8.4. Electrodos . . . 105
8.4.1. Diseño de electrodos . . . 106
8.4.2. Configuración de electrodos . . . 107
8.5. Parámetros de diseño . . . 108
8.6. Parámetros de fabricación . . . 110
8.6.1. Parámetros de diseño de electrodos . . . 110
8.7. Caracterización . . . 111
8.8. Dispositivo final . . . 116
8.9. Conclusiones sobre el dispositivo . . . 117

9. Anillo resonador como espectrómetro de alta resolución 121
9.1. Conceptos fundamentales . . . 122
9.1.1. El anillo resonador . . . 122
9.1.2. Función de transferencia de un ARO: Efectos por temperatura 124
9.1.3. Sistema láser de diodo DFB: Efectos por temperatura . . . 125
9.2. Procedimiento experimental . . . 126
9.3. Resultados experimentales . . . 128
9.3.1. 1er experimento . . . 128
9.3.2. 2do experimento . . . 130
9.4. Conclusiones del dispositivo . . . 134
9.4.1. Alternativa de fabricación de un ARO en óptica integrada . 134

10. Conclusiones 139

Apéndice

A. Deposición de electrodos 145
A.1. Condiciones de limpieza . . . 146
A.2. Foto-litografía . . . 146
A.2.1. Máscara . . . 147
A.2.2. Resina . . . 147
A.2.3. Alineación y exposición UV . . . 148
A.2.4. Revelado de foto-resina . . . 148

A.3. Sputtering 149
A.3.1. Revelado de metal 149
A.4. Detalle del proceso de lift off realizado 149

B. Encapsulado de dispositivos **151**
B.1. Conectorización 151
B.2. Ensamble 153

Índice de figuras

3.1. Ejemplos de guías de onda 19
3.2. Clasificación de guías de onda planas 20
3.3. Clasificación de guías de onda acanaladas 21
3.4. Propagación en una guía de onda plana 23
3.5. Distribución del campo eléctrico para un modo TE de radiación . . 30
3.6. Distribución del campo eléctrico para un modo TE 30
3.7. Estructura simplificada del niobato de litio 33
3.8. Tipos de cortes de muestras de niobato de litio 33

4.1. Modos de una cavidad láser 41
4.2. Amplificación de pulso de femtosegundos por CPA 43
4.3. Proceso de fotoionización no lineal 44
4.4. Orientación de escritura directa 47

5.1. Guías de onda por escritura directa 56
5.2. Tracks en $LiNbO_3$ según energía de pulso 57
5.3. Clasificación de guías de onda 59
5.4. Esquema del montaje para la escritura láser 60
5.5. Esquema del montaje y acople 62

6.1. Distribución lineal del delta de índice de refracción 74
6.2. Esquema de distribución espacial del índice de refracción 75
6.3. Representación esquemática de un par de guías de onda 76
6.4. Modo acoplado para guía de onda simple track 78
6.5. Intensidad relativa de salida en una guía de onda en función del Gap 80
6.6. Modelo de perfil de índice de refracción para una guía de onda Tipo II 81

7.1. Modos de acoplamiento entre las dos guías de onda 87
7.2. Perfil de índice de refracción ordinario para dos guías de onda cercanas 89

7.3. Acoplamiento de luz en función del Gap para múltiples guías 90
7.4. Simulación del acople de luz para un divisor 40/60 92
7.5. Modos de salida del acoplador 40/60 e intensidades 93
7.6. Detalle esquemático del acoplador final 94

8.1. Funcionamiento esquemático de un IMZ 100
8.2. Unión en Y de guías de onda 102
8.3. Modulación de un IMZ 103
8.4. Simulación del campo eléctrico en electrodos 105
8.5. Distribución de electrodos 106
8.6. Configuración de electrodos 107
8.7. Geometría esquemática y dimensiones de diseño del IMZ 108
8.8. Simulación de la propagación de la luz en el IMZ 109
8.9. Disposición de los electrodos para un IMZ 111
8.10. Configuración de mediciones del IMZ final 112
8.11. Mediciones experimentales del IMZ 113
8.12. Mediciones experimentales de modulación del IMZ 114
8.13. Mediciones experimentales de modos de salida del IMZ 115
8.14. Detalle esquemático del IMZ final 117
8.15. Fotografía del IMZ final 117

9.1. Esquema de un anillo resonador óptico 123
9.2. Función de transferencia simulada de un ARO 126
9.3. Función de transferencia simulada de un ARO considerando fluctuaciones 127
9.4. Sistema completo de censado 127
9.5. Función de transferencia del ARO medida 129
9.6. Datos experimentales normalizados del ARO excitados por un láser DFB 130
9.7. Datos experimentales medidos del ARO con cambios externos de temperatura 132
9.8. Variación de la longitud de onda láser vs temperatura 133

A.1. Proceso litográfico para deposición de electrodos 146
A.2. Ejemplo de máscara en campo claro y oscuro 147
A.3. Electrodos depositados sobre una oblea de $LiNbO_3$ 150

B.1. Sistema de integración con fibra óptica 152
B.2. Diseño de carcasa 153

Parte I

Conceptos fundamentales

Los movimientos de los cuerpos celestes son ahora más fácil de calcular, pero los pueblos todavía no pueden calcular los movimientos de sus señores. La lucha por medir el cielo ha sido ganada, pero las madres del mundo siguen siendo derrotadas día a día en la lucha por conseguir el pan de sus hijos. Y la ciencia debe ocuparse de esas dos luchas por igual.

— Bertolt Brecht *de Galileo Galilei*

1 Motivación y objetivos

Contenido

1.1. Introducción **3**
1.2. Objetivos **4**
1.3. Organización de esta tesis **6**

1.1. Introducción

El importante crecimiento de las redes de fibra óptica en los países en vías de desarrollo ha incrementado fuertemente la fabricación e innovación de productos tecnológicos en el área de los sistemas de sensado, interrogación y comunicaciones, principalmente impulsado por las áreas de Ciencia y Tecnología de cada estado. Esto genera un constante aumento de los requerimientos exigidos en estos sistemas. Este avance tecnológico constituye un elemento sensible y clave para el crecimiento tecnológico de la Ciencia y Tecnología a nivel nacional. Dentro de este contexto y aportando a la producción tecnológica del área, esta tesis doctoral propone el desarrollo íntegro (estudio, simulación, diseño y caracterización) de múltiples dispositivos ópticos integrados.

En los últimos años se ha desarrollado una técnica de fabricación de circuitos ópticos en materiales ópticos con gran potencialidad que aún no ha sido implementada como una tecnología estándar de fabricación. Este método se basa en la interacción de pulsos ultra-cortos de luz láser y materiales ópticos. Cuando un pulso láser en el régimen de femtosegundos se enfoca dentro de un medio trasparente pueden producirse, en virtud de un mecanismo de absorción no-lineal, cambios estructurales y/o modificaciones de su índice de refracción que afectan al volumen focal y sus alrededores. Este procedimiento posibilita la escritura directa láser de estructuras en un material. Por otro lado es una técnica que puede implementarse en un solo paso y permite construir estructuras tridimensionales de guías de onda. Esto da lugar a una mayor integración de las estructuras de guiado de luz en comparación con los métodos convencionales, ya que utilizan estructuras completamente planas. La técnica de escritura directa láser constituye la base fundamental para el desarrollo de los circuitos ópticos a abordar en esta tesis.

En particular la técnica de fabricación de escritura directa con láser de femtosegundos permite fabricar circuitos ópticos integrados mediante guías de ondas. Este proceso se lleva a cabo con un láser de Titanio-Zafiro amplificado mediante Chirped Pulse Amplification (CPA), que emite pulsos de 120 femtosegundos a una longitud de onda centrada en 800 nm con 1kHz de tasa de repetición y hasta 1 mJ de energía por pulso. Los principales parámetros de escritura (energía, fluencia y polarización del haz) son controlados mediante distintos elementos ópticos. Como ventajas de esta técnica podemos mencionar que puede ser aplicada a una amplia gama de materiales ópticos pasivos y aquellos dopados con materiales ópticamente activos. Utilizamos en este trabajo Niobato de Litio ($LiNbO_3$) corte X.

1.2. Objetivos

Como ya hemos introducido, el objetivo central de este trabajo es el desarrollo de dispositivos ópticos integrados. En particular el proceso de desarrollo puede dividirse en cuatro grandes aspectos:

– *Diseño:* El diseño comprende el estudio y los aspectos constructivos en la primer etapa de desarrollo del dispositivo. Los más relevantes son: el análisis teórico de las guías de onda, las simulaciones electro-magnéticas y de alguna propiedad adicional a explorar (por ejemplo el efecto electro-óptico), la optimización del circuito integrado en cuanto a pérdidas, los parámetros constructivos óptimos de guiado de modos, la obtención de modelos de perfil de refracción para guías de onda no homogéneas fabricadas por la técnica de escritura directa láser y el diseño CAD (Computer-Aided Design) del circuito a estudiar.

– *Fabricación:* En la fabricación se encuentran todos los procesos y técnicas utilizadas para materializar el diseño previo. Comprendiendo: los procesos de preparado de muestras (corte, pulido, limpieza, etc.), la calibración de los parámetros de escritura del láser, la fabricación de guías de onda en el material, la deposición de electrodos mediante litografía a los circuitos ópticos, entre otras.

– *Caracterización:* La caracterización de los circuitos ópticos integrados es la instancia de testeo de los mismos. Esta etapa es donde se analiza su desempeño mediante montajes ópticos de laboratorio. Para cada dispositivo diseñado las técnicas de caracterización variarán según sus características. En general, los montajes de laboratorio utilizados fueron realizados para la caracterización de las guías de ondas en función de: las pérdidas ópticas, los modos de salida, la modulación electro-óptica, el acoplamiento por onda evanescente, entro otros, dependiendo del dispositivo.

– *Encapsulado:* El encapsulado de los circuitos ópticos comprende la etapa final del proceso de desarrollo. A los dispositivos ya testeados se les acoplan fibras ópticas de entrada y salida, terminales eléctricos y un encapsulado para la manipulación, uso en laboratorio y compatibilidad en la integración de los mismos en distintos sistemas ópticos.

Todas estas etapas fueron resueltas y se profundizarán en los siguientes capítulos para cada uno de los dispositivos fabricados: guías de onda rectas, desviadores, acopladores, moduladores Mach Zehnder y anillos resonantes. En todos los casos se logró detallar su procedimiento de fabricación y caracterizar su comportamiento.

1.3. Organización de esta tesis

Este manuscrito refleja los resultados del trabajo de ingeniería (en su más amplia definición) de 5 años en el área de la fotónica integrada. Esto implica abarcar conceptos básicos de la teoría hasta llegar a sus aplicaciones. Para esto los siguientes capítulos irán progresando paulatinamente en cuanto a su contenido, comenzando con conceptos de física electromagnética, diseño y simulación, hasta la evaluación de los dispositivos finales construidos. El Capítulo 1 por lo tanto presenta una visión general de los objetivos y motivaciones que impulsan este trabajo. El Capítulo 2 introduce los conceptos básicos de la fotónica integrada y describe sus principales componentes y la estrecha relación que comparten las tecnologías ópticas y eléctricas. Esta introducción da paso al Capítulo 3 donde se comienza con un estudio detallado, y en base a fundamentos teóricos, de los elementos que componen un circuito óptico integrado.

Como ya se ha mencionado en este capítulo haremos puntualmente énfasis en el método alternativo de fabricación, la escritura directa. Los fundamentos físicos de este tipo de proceso de interacción luz-materia y sus características se detallan en el Capítulo 4. Siguiente a esto, en el Capítulo 5, continúa con el detalle de fabricación y testeo, pero esta vez centrando nuestro enfoque en la preparación de las muestras.

Simultáneo a todo el proceso de fabricación, es indispensable no sólo conocer los conceptos físicos de propagación de la luz y fabricación de dispositivos, como también saber simular y modelar nuestros diseños previamente. Esta característica es indispensable en cualquier proceso de fabricación y se estudia en el Capítulo 6.

Por último, conociendo todos los recursos ya mencionados, nos encontramos en condiciones de fabricar dispositivos con propósitos definidos. En particular en el Capítulo 7 se realiza el estudio completo del diseño de un acoplador bidireccional por onda evanescente. En el Capítulo 8 se realiza el estudio íntegro del diseño de un Interferómetro Mach Zehnder. Esto incluye las técnicas de diseño y fabricación adquiridas en este trabajo, el análisis y técnica de fabricación de electrodos eléctricos y sus ensayos característicos. En el Capítulo 9 se detalla el desarrollo de un anillo de

Repositorio Institucional Digital de Acceso Abierto, Universidad Nacional de Quilmes

fibra óptica como sensor y su potencial aplicación en óptica integrada. Finalmente el Capítulo 10 es el encargado de las conclusiones finales.

Mais, bien sûr, nous qui comprenons la vie, nous nous moquons bien des numéros! J'aurais aimé commencer cette histoire à la façon des contes de fées.

Claro que nosotros, como sabemos comprender la vida, nos burlamos tranquilamente de los números. A mí me habría gustado empezar esta historia a la manera de los cuentos de hadas.

— Antoine de Saint-Exupéry – *Le Petit Prince (El Principito)*

2

Introducción a la fotónica integrada

Contenido

2.1. Fotónica integrada 9
2.2. Breve historia de la Fotónica Integrada 11
2.3. Características de la Fotónica Integrada 13

2.1. Fotónica integrada

La Fotónica es la ciencia y la tecnología dedicada a la generación, control y detección de fotones, y en particular se le llama Integrada a la rama emergente de la fotónica en la que los conductores y dispositivos se fabrican como una estructura integrada sobre la superficie de un sustrato plano o superficie plana. En las últimas décadas la fotónica integrada se ha convertido en una de las áreas de gran relevancia en el campo de la fotónica y de la investigación de dispositivos semiconductores. El empleo de la tecnología de fibra óptica, el creciente potencial de los sistemas de comunicaciones ópticas coherentes y las nuevas aplicaciones de sensores e instrumentación en múltiples áreas han enfatizado la necesidad de componentes ópticos integrados, como: acopladores, moduladores, interruptores, filtros, detectores, sensores, etc.; que sean confiables y precisos. Este crecimiento

potencia año a año los nuevos campos de aplicación, dando como resultado un gran abanico de áreas para el desarrollo de la tecnología de fotónica integrada, como por ejemplo: tecnología aeroespacial, biotecnología, comunicaciones, micro y nano tecnología, información cuántica, tratamiento de materiales, entre múltiples más. A su vez, las constantes mejoras en las resoluciones de fabricación de dispositivos ópticos aumentan notablemente el interés global por estas tecnologías. La capacidad de fabricar múltiples formas de guías de ondas con diferencias relativas en el índice de refracción y el uso de materiales ópticos semiconductores, ha introducido una variedad de componentes altamente compactos que son adecuados para la integración óptica. Hoy en día, las tecnologías fotónicas se encuentran posicionadas como temas estratégicos para el desarrollo tecnológico y productivo a nivel global.

Los dispositivos fotónicos se fundamentan en la óptica electromagnética: la luz se confina en un medio dieléctrico con mayor índice de refracción del que le rodea. Las estructuras ópticas típicas de confinamiento en los circuitos ópticos integrados son las guías de onda. Una guía de onda óptica en su dirección transversal generalmente puede abarcar entre unas pocas longitudes de onda hasta estar por debajo de esta y el perfil transversal se puede clasificar de acuerdo con la distribución del índice en la región de guía. Estos parámetros están fuertemente ligados a la tecnología de fabricación y el material. Para una guía de ondas en escalón, la región de guía tiene una distribución de índice de refracción uniforme, mientras que el índice de refracción para una guía de ondas gradual típicamente disminuye desde el centro hacia la región externa de guía. Estas diferencias estarán directamente asociadas al proceso de fabricación. Algunos ejemplos de guías de ondas ópticas son: fibras de vidrio circulares, películas delgadas, guías de ondas en escalón y de índice gradual obtenidas mediante técnicas de difusión, intercambio protónico o implantación iónica, guías de ondas fabricadas mediante el proceso de escritura directa láser, entre otras. Con respecto al material, actualmente se desarrollan guías de ondas en una gama muy amplia, que abarca vidrios, cristales inorgánicos, semiconductores, polímeros, entre otros. En particular, cabe destacar que la escritura láser puede procesar casi todos los materiales, a diferencia del resto de las técnicas las cuales se ven más

restringidas en este aspecto. Estos materiales a su vez pueden ser anisotrópicos y sus propiedades podrían alterarse mediante distintos efectos (electro-óptico, acusto-óptico, piezo-óptico, entre otros). La elección del proceso de fabricación y el material, dependerá de la función específica del componente a desarrollar y su compatibilidad con otros dispositivos que compongan el sistema.

El desarrollo de componentes ópticos integrados requiere fundamentalmente de una comprensión detallada de las diversas características de propagación electromagnética de las estructuras, como también un amplio conocimiento en las técnicas de diseño y fabricación, entre otros factores que afectan las características y definen a los dispositivos. En este punto los software de diseño y simulación juegan un papel fundamental. El método de análisis y desarrollo que pueda proporcionar una solución completa a las características de un componente mejorará la optimización del rendimiento del sistema, permitiendo lograr un diseño optimizado y dando lugar a explorar nuevos conceptos.

2.2. Breve historia de la Fotónica Integrada

La Fotónica Integrada es la base de un alto número de tecnologías que actualmente son de uso común en nuestra vida cotidiana, desde la telefonía inteligente hasta el acceso a Internet o la instrumentación biomédica, como ejemplo de tecnologías fundamentales. El Siglo XXI es y seguirá siendo un siglo dependiente de la fotónica como lo fue el Siglo XX de la electrónica [10].

Históricamente, no hay acuerdo entre los distintos aportes que se han publicado respecto al origen del término "fotónica" y cuál y cuándo fue su primera propuesta. El término se empezó a utilizar a finales de la década de 1960. Algunos científicos pioneros en su utilización son Stewart E. Miller en su trabajo: *Integrated Optics: An Introduction* [11] o el científico francés Pierre Aigrain quien en 1967 definió a la Fotónica como: la ciencia del aprovechamiento de la luz (*"Photonics is the science of the harnessing of light"*) [12] y en 1973 escribía: *"I believe that tomorrow, that is to say in 1990, photonics will play an important part in the transmission of*

information... Photonics is a technology of tomorrow" (Creo que mañana, es decir, 1990, la Fotónica jugará un papel importante en la transmisión de la información... La Fotónica es una tecnología del mañana). Y lo fue claramente. Lo que sí podemos afirmar: es que el nacimiento de la Fotónica, tal y como la conocemos en nuestros días, fue posterior y en consecuencia a descubrimientos fundamentales en física como el láser en 1960 [13] y la fibra óptica en 1965.

A principios de la década de 1980, los dispositivos fotónicos empezaron a complementarse con los electrónicos e incluso a reemplazarlos, y los fotones fueron tomando el lugar de los electrones como portadores de información. Hoy en día, los dispositivos fotónicos y optoelectrónicos basados en circuitos fotónicos integrados han crecido de tal manera que no solo dominan claramente las comunicaciones a larga distancia a través de fibras ópticas, sino que también han abierto nuevos campos de aplicación, como instrumentos, dispositivos para comunicaciones y distintas funcionalidades, sensores, etc. y estos también comienzan a penetrar en el campo de la tecnología de procesamiento de información.

Sobre el proceso evolutivo de la fotónica integrada podemos mencionar algunos datos históricos relevantes. La primer guía de onda se fabrico a fines de la década de 1960, estos eran dispositivos bidimensionales en sustratos planos. Rápidamente fue evolucionando y ya para mediados de la década de 1970 se habían desarrollaron guías de onda tridimensionales en una amplia variedad de materiales, desde vidrios hasta cristales y semiconductores. Para esos años el Niobato de Litio ($LiNbO_3$) se posicionó como uno de los materiales más prometedores como sustrato de las guías de onda por sus propiedades ópticas. A mediados de la década de 1980 fue en los laboratorios de AT&T Bell donde se lograron los primeros desarrollos significativos en el área de las telecomunicaciones con dispositivos en $LiNbO_3$ por el método de fabricación de difusión de titanio. Estos dispositivos eran moduladores de intensidad integrados hasta 40GHz y posterior a sus pruebas de laboratorio comenzaron las de embalaje y por último su proceso de comercialización. Rápidamente y ante la demanda de mayor capacidad en las redes de fibra óptica, los dispositivos fotónicos integrados hallaron su primer nicho tecnológico. Paralelamente se fueron desarrollando y utilizando

nuevos materiales, tanto dieléctricos como polímeros, vidrios y semiconductores. Y así nuevos dispositivos integrados empezaban a emerger en el mercado [14].

Durante las últimas dos décadas del Siglo XX, la tecnología de fotónica integrada ha crecido tecnológica y comercialmente de forma exponencial. Este crecimiento fue impulsado principalmente por el mercado de la tecnología de las comunicaciones ópticas, pero abriéndose camino en aplicaciones multidisciplinares o formas de desarrollo alternativas. En la actualidad la fotónica ya es considerada la tecnología del Siglo XXI, y la fotónica integrada uno de sus pilares más fuertes a nivel desarrollo y aplicación.

2.3. Características de la Fotónica Integrada

El principal propósito de la utilización de fotones como medio de transmisión de la información es su alta tasa de velocidad. La luz alcanza una frecuencia de 200 THz, lo cual permite un gran ancho de banda para transportar y administrar una gran cantidad de información. La sustitución de la electrónica por medios fotónicos se ve forzada por razones físicas fundamentales que limitan la velocidad de transmisión de información utilizando medios puramente electrónicos: a medida que aumenta la frecuencia de una señal eléctrica que se propaga a través de un conductor, la impedancia del conductor también aumenta, por lo que las características de propagación del cable eléctrico se vuelven menos favorables [15]. Si bien esta es la principal ventaja sobre los sistemas integrados eléctricos, no es la única. La Tabla 2.1 muestra un resumen de las mayores ventajas de la Fotónica Integrada sobre la eléctrica.

Los materiales ópticos utilizados para el confinamiento de la luz son generalmente dieléctricos con un comportamiento de gran transparencia dentro de las longitudes de onda visible y en infrarrojo cercano del espectro electromagnético ($0.5 - 2\ \mu m$). Estas longitudes de ondas relativamente cortas son las que permiten la fabricación de dispositivos con canales de guías de onda del orden de los micrones. Sobre la

Tabla 2.1: Evaluación de ventajas y desventajas de la fotónica integrada

Ventajas
Mayor ancho de banda
Multiplexación por división de frecuencia (longitud de onda) expandida
Acopladores de baja pérdida
Expansión de nodos en redes de comunicación (mayor velocidad)
Menor tamaño, peso y consumo de energía
Fiabilidad mejorada
Alineación óptica con inmunidad a las vibraciones
Desventajas
Mayor costo en el desarrollo de nuevas tecnologías de fabricación

fabricación de estos dispositivos un amplio abanico se abre en cuanto a fuentes de luz, materiales, tecnologías y funcionalidad.

El concepto básico de transmisión de información en los circuitos integrados ópticos es el mismo que el de las fibras ópticas: el confinamiento de la luz. Un medio que posee un cierto índice de refracción, rodeado de medios con índices de refracción más bajos, puede actuar como una trampa de luz, donde los rayos no pueden escapar de la estructura debido a el fenómeno de reflexión total interna en las interfaces. Este efecto confina la luz dentro de los medios de alto índice de refracción, y puede usarse para fabricar guías de ondas ópticas que transportan la luz de un punto a otro, ya sean largas distancias (fibras ópticas) o en circuitos ópticos (chips fotónicos integrados).[15]

Referencias

[10] *International Year of Light 2015 Final Report*. United Nations Educational, Scientific y Cultural Organization (UNESCO), 2015.

[11] Stewart E. Miller. «Integrated Optics: An Introduction». En: *Bell System Technical Journal* 48.7 (sep. de 1969), págs. 2059-2069. URL: https://doi.org/10.1002%2Fj.1538-7305.1969.tb01165.x.

[12] Philippe Nozières y Pierre Baruch. «Pierre Aigrain». En: *Physics Today* 56.9 (sep. de 2003), págs. 76-77. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.1620842.

[13] T. H. MAIMAN. «Stimulated Optical Radiation in Ruby». En: *Nature* 187.4736 (ago. de 1960), págs. 493-494. URL: https://doi.org/10.1038%2F187493a0.

[14] M. A. Powell y A. O. Donnell. «WHAT INTEGRATED OPTICS IS REALLY USED FOR». En: *Optics and Photonics News* 8.9 (sep. de 1997), pág. 23. URL: https://doi.org/10.1364%2Fopn.8.9.000023.

[15] Ginés Lifante. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, ene. de 2003. URL: https://doi.org/10.1002%2F0470861401.

Para ver una cosa hay que comprenderla. El sillón presupone el cuerpo humano, sus articulaciones y partes; las tijeras, el acto de cortar. ¿Qué decir de una lámpara o de un vehículo? El salvaje no puede percibir la biblia del misionero; el pasajero no ve el mismo cordaje que los hombres de a bordo. Si viéramos realmente el universo, tal vez lo entenderíamos.

— Jorge Luis Borges *de El Libro de Arena*

3

Conceptos generales y fundamentos teóricos

Contenido

3.1. Guía de onda 17
3.1.1. Geometrías básicas 18
3.1.2. Modos guiados 21
3.2. Propiedades de los materiales ópticos 30
3.2.1. El Niobato de Litio 31

En este capítulo, se presenta el concepto de modos ópticos en una estructura de guía de onda y las propiedades de los materiales ópticos. Las discusiones son mayormente cualitativas y sobre los resultados se presentan los claves de la teoría para brindar al lector una comprensión general de la naturaleza de la propagación de la luz.

3.1. Guía de onda

La guía de onda óptica es el elemento fundamental que interconecta los diversos componentes de un circuito integrado óptico y pueden ser definidas como estructuras ópticas que permiten el confinamiento y propagación de la luz. En este sentido

cumplen una función tal como lo hace una pista metálica en un circuito eléctrico integrado. Sin embargo, a diferencia de la corriente eléctrica, que fluye a través en una pista de metal de acuerdo con la ley de Ohm, las ondas ópticas viajan en la guía de onda en distintos modos ópticos. Un modo, por lo tanto, es una distribución espacial de energía óptica en una o más dimensiones que permanece constante en el tiempo. Estos dependerán fundamentalmente del material y geometría de la guía de onda que los contengan.

Esta sección pretende hacer una introducción a las guías de onda, sus geometrías, propiedades ópticas y análisis desde el punto de vista del modelo de rayos y de la teoría electromagnética. Todos estos temas ya han sido abordados por un gran número de autores, entre los cuales se encuentran: [15-24].

3.1.1. Geometrías básicas

Una guía de onda se puede definir como una estructura óptica que permite el confinamiento de la luz dentro de sus límites. Todo material tiene asociado un índice de refracción (n) el cual se puede interpretar como la propiedad que asocia su capacidad de transmisión de una onda electromagnética. Por lo tanto si no es deseado tener perdidas en nuestro medio de transmisión, la condición óptima de una guía de onda es que pueda trasmitir toda la luz entregada sin reflejarla. La propagación de la luz en una guía de onda puede inicialmente ser analizada desde el punto de vista de la óptica geométrica y la ley que asocia estos conceptos es la Ley de Snell (Ec. 3.1), donde para dos materiales con índices de refracción n_1 y n_2 existe una relación entre el ángulo de un rayo de luz incidente (θ_1) y el refractado en el otro material (θ_2).

$$n_1 sen(\theta_1) = n_2 sen(\theta_2) \tag{3.1}$$

Suponiendo que una onda incide desde un medio menos denso (1) a un medio más denso (2), o que el índice de refracción del medio (1) es menor que el índice de refracción del medio (2). Según la ley de Snell, si $n1 < n2$ es fácil demostrar que, independientemente del ángulo incidente (θ_i), el ángulo refractado siempre existirá,

o en otras palabras, el ángulo refractado (θ_t), siempre será un número real. Por el contrario, si la onda incide desde un medio más denso a uno menos denso ($n1 > n2$), se produce un fenómeno excepcional, donde existe un ángulo incidente (θ_i) para el cual el ángulo refractado (θ_t) toma el valor de $\pi/2$ radianes. Este ángulo se llama ángulo crítico (θ_c) y es la condición para obtener *reflexión total interna* dentro de un material. Su valor, calculado directamente a partir de la ley de Snell es:

$$\theta_c = sen^{-1}(n_2/n_1) \tag{3.2}$$

Por lo tanto en una guía de onda para que se de la condición de una reflexión total interna es necesario rodear el medio de alto índice de refracción, donde se concentra la mayor parte de la energía de radiación, por uno de bajo índice de refracción. Un ejemplo muy simple de confinamiento de luz ocurre en los concentradores solares con una película (plana) [25] de vidrio situada en el aire (Figura 3.1). Si el índice de refracción del vidrio es n, los rayos dentro de la película que se propagan con un ángulo interno θ mayor que el ángulo crítico $\theta_c = sen^{-1}(1/n)$ sufrirán una reflexión total en las interfaces y permanecerán atrapados dentro la película: en estas circunstancias, decimos que la película situada en el aire actúa como una guía de onda óptica plana [15].

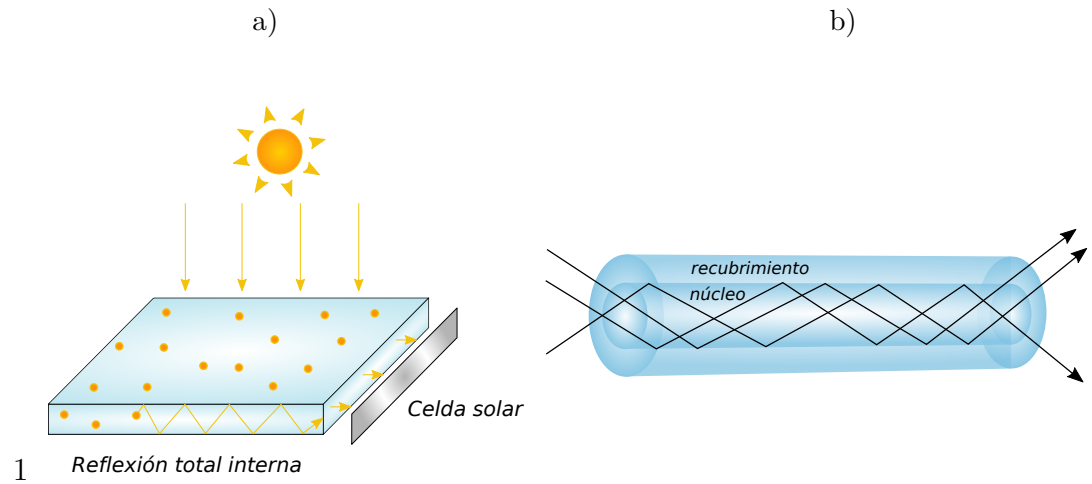


Figura 3.1: Ejemplos de guías de onda: a) concentrador solar actuando como una guía de onda plana, b) fibra óptica actuando como una guía de onda cilíndrica.

Una primera clasificación sobre las guías de onda que podemos hacer es en función de las dimensiones en que confinan la luz:

Guía de onda plana

Son estructuras ópticas que confinan la radiación en una dimensión. Pueden subclasificarse según su distribución del índice de refracción, en guías de onda con perfil en escalón o guías de onda con perfil de índice gradual.

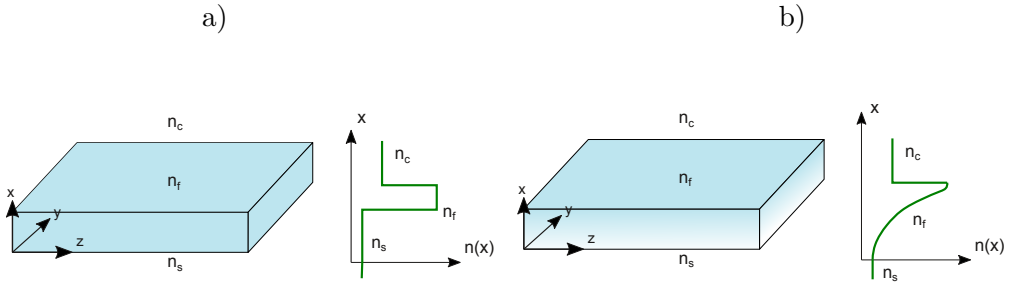


Figura 3.2: Clasificación de guías de onda planas: a) con perfil en escalón, b) con perfil de índice gradual. Donde n_f, n_s y n_c son los índices de refracción del núcleo, sustrato y recubrimiento, respectivamente.

Las guías de onda planas de tipo escalón son las más simples de su tipo. Están conformadas por un material dieléctrico uniforme y plano de índice de refracción constante ($n_f = constante$). Usualmente se encuentra rodeada de dos materiales dieléctricos. En la base el sustrato, el cual es el material base que soporta la guía de onda, y en la capa superior el recubrimiento, el cual protege la guía de onda aunque puede no estar. Ambos materiales son de menor índice de refracción que el de la guía de onda. En general el índice de refracción del sustrato (n_s) es menor o igual al del recubrimiento (n_c), por lo tanto podemos decir que $n_s \leq n_c < n_f$. Por otro lado, las guías de onda planas con perfil de índice gradual se caracterizan usualmente por tener un máximo de índice de refracción en la superficie y una disminución progresiva con la profundidad hasta alcanzar el mismo valor que el índice de refracción del substrato.

Guía de onda acanaladas

Son estructuras ópticas que confinan la radiación en dos dimensiones. Al igual que las guías de onda planas es condición que el material que las rodea (soporte o clading) tenga un índice de refracción menor que el de la guía (núcleo). Pueden subclasificarse en función de su disposición geométrica y su gradualidad en cuanto al índice de refracción.

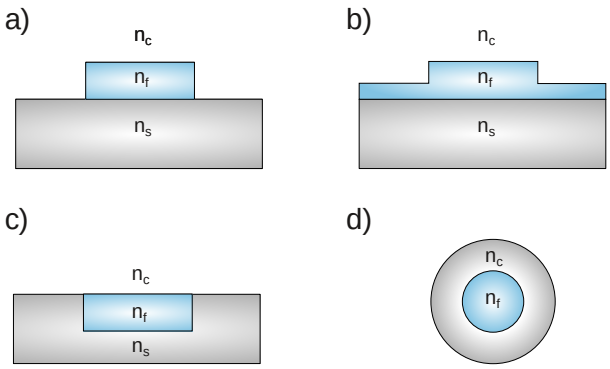


Figura 3.3: Clasificación de guías de onda acanaladas: a) guía de onda stripe, b) guía de onda rib, c) guía de onda embutida, d) fibra óptica.

Las fibras ópticas son un tipo especial de guías de onda acanaladas, en particular por su geometría y métodos de fabricación. Las fibras ópticas tienen geometría cilíndrica y están constituidas por un núcleo cilíndrico de radio a e índice de refracción n_1, rodeado por un revestimiento de índice de refracción ligeramente inferior n_2.

Por último cabe mencionar que existe también un caso particular (cristales fotónicos) donde la luz se confina en 3 dimensiones, pero este es un tema que no abarcaremos en este trabajo.

3.1.2. Modos guiados

Si partimos de una guía de onda plana y reducimos progresivamente el grosor de la guía, cuando se alcanzan tamaños del orden de la longitud de onda de la radiación, se produce un nuevo fenómeno: descubrimos que debido a la interferencia producida por la onda reflejada que se aproxima desde la reflexión total interna en

el límite superior y la onda reflejada desde la interfaz inferior, ahora la propagación de la luz solo está permitida para un conjunto discreto de ángulos. Para cada ángulo de propagación permitido, la estructura transversal del campo electromagnético asociado con la radiación se mantiene a medida que el haz de luz se propaga a lo largo de la película. Estas características forman un modo de propagación. Por lo tanto, un modo de propagación es el resultado de combinar la reflexión total interna y la interferencia constructiva.

Modos guiados en una guía de onda plana: Modelo de rayos

El comportamiento de la luz en una guía de onda óptica puede analizarse inicialmente examinando el caso de una guía de onda plana desde el punto de vista de la óptica geométrica (óptica de rayos). Si consideramos una guía de onda plana, donde el índice de refracción del núcleo (n_f) es mayor que el índice de refracción correspondiente al sustrato (n_s) y el recubrimiento superior (n_c). Además, asumimos la situación habitual en la que se cumple la relación $n_s < n_c$. De esta manera y según la Ecuación 3.2, los ángulos críticos que definen la reflexión total interna para la interfaz recubrimiento-núcleo (θ_c) y núcleo-sustrato (θ_s) están determinados por:

$$\theta_c = sen^{-1}(n_c/n_f) \tag{3.3}$$

$$\theta_s = sen^{-1}(n_s/n_f) \tag{3.4}$$

Cuando el ángulo de incidencia (θ) al recubrimiento o al substrato sean mayores que sus respectivos ángulos críticos se producirá reflexión total interna. En el caso de que $\theta_s < \theta < \pi/2$ se producen reflexiones totales internas en las dos fronteras, y por lo tanto la radiación queda totalmente confinada y se propaga por el núcleo.

En las sucesivas reflexiones, el rayo sufre un cambio de fase transversal que depende del grosor del núcleo, y también cambios de fase adicionales debido a la reflexión total interna en los dos límites. La condición para un modo guiado se establezca sobre la base de la interferencia constructiva, implica que el cambio de fase transversal total en una reflexión de ida y vuelta completa debe ser un

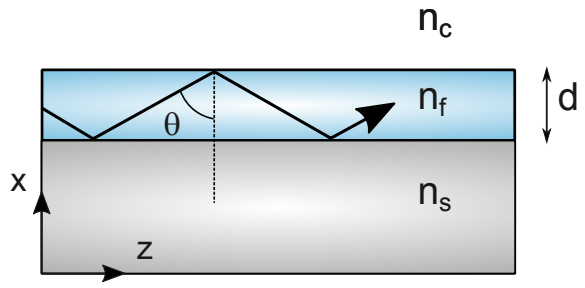


Figura 3.4: Propagación en una guía de onda plana.

múltiplo entero de 2π. Solo un número discreto de ángulos cumple esa condición, y estos corresponderán a los ángulos de propagación de los modos guiados. El cambio de fase transversal que experimenta un rayo que se propaga en una reflexión de ida y vuelta está determinado por:

$$\phi = 2k_x n_f d = 2kn_f d\, cos(\theta) \tag{3.5}$$

donde k es el vector de onda, k_x su componente en la dirección x , y d el espesor del núcleo. Adicionalmente se producirán cambios de fase producidos por la reflexión total interna en las interfases recubrimiento-núcleo (ϕ_c) y núcleo-sustrato (ϕ_s). Como la interferencia constructiva implica que el cambio de fase transversal total sea un múltiplo entero de 2π, la ecuación queda expresada como:

$$2kn_f d\, cos(\theta) - \phi_c - \phi_s = 2\pi m \tag{3.6}$$

Esta ecuación es conocida como la condición de resonancia transversal para modos guiados en guías de onda planas. A una dada longitud de onda λ existirán soluciones finitas donde m es el número de orden modal. Cuando la ecuación tiene única solución para $m = 0$ se denomina que la guía de onda es monomodo. Al contrario cuando existen varias soluciones a una longitud de onda, a la guía de onda se la denomina multimodo.

La propagación de la radiación dentro de la guía de onda genera una onda viajera que se propaga en la dirección paralela a la superficie de la guía de onda y

una onda estacionaria a lo largo del espesor de la guía de onda. De esta manera es posible definir una constante de propagación de un modo (β_m) asociada a la onda viajera, la cual puede expresarse de la forma:

$$\beta_m = kn_f sen(\theta_m) = kn_{ef} \tag{3.7}$$

donde n_{ef} es el índice de refracción efectivo y queda expresado como:

$$n_{ef} = n_f sen(\theta_m) \tag{3.8}$$

Esto constituye un vínculo entre los rayos de los modos guiados por su ángulo de propagación θ_m, y el tratamiento de ondas electromagnéticas por su constante de propagación modal β_m.

La descripción que se ha realizado para ilustrar el concepto de modos de propagación se basó en considerar la luz como ondas planas, o en otras palabras, que la dirección de la propagación de la luz dentro de la guía de ondas se puede describir mediante el uso de rayos. Aunque el tratamiento de la óptica de rayos puede dar algunos resultados interesantes, para una comprensión y descripción completa de la propagación de la luz dentro de las estructuras de guías de onda, es necesario considerar la luz como ondas electromagnéticas.

Modos guiados en una guía de onda plana: Teoría electromagnética

Cada uno de los métodos de análisis óptico es apropiado dentro de un cierto dominio. Cuando se trata de un análisis cualitativo los modos de una guía de onda, utilizamos óptica física con el modelo de rayos. Por el contrario, cuando se trata de conocer más en detalle la propagación del campo debemos utilizar la teoría electromagnética mediante las ecuaciones de Maxwell.

Las ecuaciones de Maxwell son, posiblemente, el desarrollo científico más significativo del siglo XIX. Las cuatro ecuaciones generales se pueden presentar se presentan a continuación:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{3.9}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J} + \varepsilon \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{3.10}$$

$$\nabla . \boldsymbol{D} = \rho \tag{3.11}$$

$$\nabla . \boldsymbol{B} = 0 \tag{3.12}$$

donde ε es la permitividad eléctrica del medio, ρ la densidad de carga eléctrica, $\boldsymbol{E}(r,t)$ el campo eléctrico, $\boldsymbol{H}(r,t)$ el campo magnético, $\boldsymbol{D}(r,t)$ el vector de densidad de flujo eléctrico, $\boldsymbol{B}(r,t)$ el vector de densidad de flujo magnético y $\boldsymbol{J}(r,t)$ el vector de densidad de corriente eléctrica. Las densidades de flujo, $\boldsymbol{D}$ y $\boldsymbol{B}$, están relacionadas con las amplitudes de campo $\boldsymbol{E}$ y $\boldsymbol{H}$ por las relaciones constitutivas. La naturaleza del medio define la forma funcional de la relación. Para los medios lineales e isotrópicos, las relaciones están dadas por:

$$\boldsymbol{B} = \mu . \boldsymbol{H} \tag{3.13}$$

$$\boldsymbol{J} = \sigma . \boldsymbol{E} \tag{3.14}$$

donde μ es la permeabilidad magnética del medio, y σ la conductividad del medio. En el caso de una guía de onda no existen cargas eléctricas libres, por lo que ρ es igual a 0. Si suponemos que la luz se propaga a través de un dieléctrico (conductividad $\sigma = 0$), no magnético (permeabilidad magnética $\mu = \mu_0$), medio isotrópico y lineal ($\boldsymbol{D} = \varepsilon . \boldsymbol{E}$), las ecuaciones de Maxwell se reducen a:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \tag{3.15}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \tag{3.16}$$

donde $\boldsymbol{E}$ y $\boldsymbol{H}$ son el campo eléctrico y magnético respectivamente, μ_0 es la permeabilidad del espacio libre, ε_0 es la permitividad del espacio libre y n es el índice de refracción del medio donde se propaga la luz.

Si el medio es ópticamente no homogéneo, sus propiedades dependen de la posición, en particular el índice de refracción, $n = n(r)$. De las ecuaciones de Maxwell 3.15 y 3.16 derivan las siguientes ecuaciones de onda para $\boldsymbol{E}$ y $\boldsymbol{H}$:

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \nabla \left(\frac{1}{n^2} \nabla n^2 \boldsymbol{E} \right) - \varepsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{3.17}$$

$$\nabla^2 \boldsymbol{H} = \frac{1}{n^2} \nabla n^2 \times (\nabla \times \boldsymbol{H}) - \varepsilon_0 \mu_0 n^2 \frac{\partial^2 \boldsymbol{H}}{\partial t^2} = 0 \tag{3.18}$$

Estas dos ecuaciones vectoriales indican que, para un medio no homogéneo, las componentes cartesianas del vector de campo eléctrico $\boldsymbol{E}_x$, $\boldsymbol{E}_y$ y $\boldsymbol{E}_z$ y magnético $\boldsymbol{H}_x$, $\boldsymbol{H}_y$ y $\boldsymbol{H}_z$ están acopladas y, por lo tanto, no podemos establecer una ecuación escalar para cada componente.

Si el índice de refracción del medio no homogéneo depende solo de dos coordenadas cartesianas, por ejemplo x e y de modo que $n = n(x, y)$, y elegimos la tercera coordenada (z) como la dirección de propagación de la radiación, las soluciones para las ecuaciones de onda no homogéneas 3.17 y 3.18 para ondas monocromáticas se pueden escribir como:

$$\boldsymbol{E}(r, t) = \boldsymbol{E}(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \tag{3.19}$$

$$\boldsymbol{H}(r, t) = \boldsymbol{H}(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \tag{3.20}$$

siendo ω la frecuencia angular y β la constante de propagación de la onda.

En el caso de una guía de onda plana, el índice de refracción depende únicamente de una coordenada, por ejemplo la x ($n = n(x)$). Si seguimos considerando la propagación en la dirección z, las soluciones de los campos eléctricos y magnéticos son:

$$\boldsymbol{E}(r, t) = \boldsymbol{E}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \tag{3.21}$$

$$\boldsymbol{H}(r, t) = \boldsymbol{H}(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \tag{3.22}$$

Por lo tanto, con una distribución de índice de refracción $n(x)$ que define una guía plana, las soluciones de los modos de propagación de una guía de onda y de

sus modos de radiación quedan determinados por las amplitudes $\boldsymbol{E}(x)$ y $\boldsymbol{H}(x)$, y por la constante de propagación β.

Para encontrar los modos de propagación en una guía de onda plana, estudiaremos dos situaciones independientes: en el primer caso, el campo eléctrico asociado con el modo que tiene solo componente transversal, por lo que sus soluciones son los modos TE (transversal eléctrico); el segundo caso involucra la situación en la que el campo eléctrico tiene solo un componente paralelo, y las soluciones se son los modos TM (transversal magnético).

Modos TE

Calcularemos la solución general para las amplitudes complejas $\boldsymbol{E}_x$ y $\boldsymbol{H}_x$ cuando en el vector de campo eléctrico sólo posee una componente perpendicular. Esto quiere decir que la componente del campo eléctrico corresponde a $\boldsymbol{E}_x$ y $\boldsymbol{E}_y = \boldsymbol{E}_z = 0$, mientras que $\boldsymbol{H}_y = 0$. Sustituyendo 3.21 y 3.22 en las ecuaciones de Maxwell 3.15 y 3.16 se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$\boldsymbol{H}_x = -\left(\frac{\beta}{\varepsilon\mu_0}\right)\boldsymbol{E}(y) \tag{3.23}$$

$$\boldsymbol{H}_z = -\left(\frac{i}{\varepsilon\mu_0}\right)\frac{\partial \boldsymbol{E}_y}{\partial x} \tag{3.24}$$

$$i\beta\boldsymbol{H}_x + \frac{\partial \boldsymbol{H}_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0 n^2(x)\boldsymbol{E}_y \tag{3.25}$$

Si ahora sustituimos las componentes $\boldsymbol{H}_x$ y $\boldsymbol{H}_z$ de las ecuaciones 3.23 y 3.24 respectivamente en la ecuación 3.25, y teniendo en cuenta que las derivadas parciales son en este caso derivadas totales porque la componente del campo eléctrico depende solo de coordenada x, obtenemos una ecuación que involucra solo la componente $\boldsymbol{E}_y$ del campo eléctrico:

$$\frac{d^2\boldsymbol{E}_y(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2]\boldsymbol{E}_y(x) = 0 \tag{3.26}$$

Esta ecuación diferencial, es la ecuación de onda que debe satisfacer la amplitud del campo eléctrico $\boldsymbol{E}_y(x)$ para la propagación de TE en estructuras planas, donde

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ y λ_0 es la longitud de onda de la luz en el espacio libre, relacionada con la frecuencia angular por $\omega = 2\pi c/\lambda_0$.

Modos TM

Ahora si calcularemos la solución general para las amplitudes complejas $\boldsymbol{E}_x$ y $\boldsymbol{H}_x$ cuando en el vector de campo eléctrico sólo posee una componente paralela al plano de incidencia. Esto quiere decir que la componente del campo magnético corresponde a $\boldsymbol{H}_y$ y $\boldsymbol{H}_x = \boldsymbol{H}_z = 0$, mientras que $\boldsymbol{E}_y = 0$. Sustituyendo nuevamente 3.21 y 3.22 en las ecuaciones de Maxwell 3.15 y 3.16 se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$\boldsymbol{E}_x = -\left(\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0 n^2(x)}\right)\boldsymbol{H}(y) \tag{3.27}$$

$$\boldsymbol{E}_z = -\left(\frac{i}{\omega\varepsilon_0 n^2(x)}\right)\frac{\partial \boldsymbol{H}_y}{\partial x} \tag{3.28}$$

$$i\beta\boldsymbol{E}_x + \frac{\partial \boldsymbol{E}_z}{\partial x} = i\omega\mu_0\boldsymbol{H}_y \tag{3.29}$$

Si ahora sustituimos las componentes $\boldsymbol{E}_x$ y $\boldsymbol{E}_z$ de las ecuaciones 3.27 y 3.28 respectivamente en la ecuación 3.29 obtendremos:

$$\frac{d^2\boldsymbol{H}_y(x)}{dx^2} - \frac{1}{n^2}\frac{dn^2}{dx}\frac{d\boldsymbol{H}_y(x)}{dx} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2]\boldsymbol{H}_y(x) = 0 \tag{3.30}$$

Esta ecuación diferencial, es la ecuación de ondas de modos de propagación TM en estructuras planas. Si despreciamos la variación del índice de refracción en la coordenada x (caso de un medio homogéneo) se simplifica la ecuación de ondas de la siguiente forma:

$$\frac{d^2\boldsymbol{H}_y(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2]\boldsymbol{H}_y(x) = 0 \tag{3.31}$$

Esta ecuación de ondas, válida para los modos de propagación TM en guías de onda planas, es idéntica a la obtenida para los modos TE con la excepción de que ahora la ecuación diferencial se ha establecido como una función del campo magnético en lugar del campo eléctrico.

Solución general de la ecuación de ondas para guías de onda planas: A partir de estas ecuaciones de onda dadas por 3.26 y 3.31 se pueden encontrar las soluciones de los campos eléctrico y magnético postulando que el campo eléctrico para los modos TE es de la forma:

$$\boldsymbol{E}_j(x) = A_j e^{i\gamma_j x} + B_j e^{-i\gamma_j x} \tag{3.32}$$

dónde A es la amplitud de la onda progresiva, B la amplitud de la onda regresiva, el subíndice j indica los distintos medios que forma la guía de onda (recubrimiento, núcleo y substrato) y γ_j viene dada por:

$$\gamma_j = \sqrt{k_0^2 n_j^2 - \beta^2} \tag{3.33}$$

De esta manera el campo electromagnético se representará con una función sinusoidal cuando γ_j sea real, y por una función exponencial cuando γ_j sea imaginario. De este modo las distintas soluciones del campo eléctrico serán:

Modos de radiación: $(0 < \beta \leq n_c k)$ Al cumplirse la condición $\Theta \leq sen^{-1}(n_c/n)$, γ_j es real en las tres regiones y los campos en los tres medios son soluciones sinusoidales (Figura 3.5 a)).

Modos de radiación al sustrato: $(n_f k \leq \beta \leq n_s k)$ Al cumplirse la condición que $sen^{-1}(n_c/n) \leq \Theta \leq sen^{-1}(n_s/n)$, la solución es sinusoidal en el núcleo y en el sustrato y es evanescente (exponencial decreciente) en el recubrimiento (Figura 3.5 b)).

Modos guiados: $(n_s k \leq \beta \leq n_f k)$ La solución es sinusoidal en el núcleo y es evanescente (exponencial decreciente) en el recubrimiento y en el sustrato (Figura 3.6). Constituyen los modos de propagación de la guía de onda y son un número discreto que depende de la longitud de onda y del espesor del núcleo de la guía.

Esta solución se ha calculado tomando en cuenta siempre un índice de refracción homogéneo y para una guía de onda plana. Para el caso de índices variables o de otras geometrías, como ser el caso de las guías de onda fabricadas por escritura láser directa, resulta analíticamente muy complicada su resolución. Es por esto,

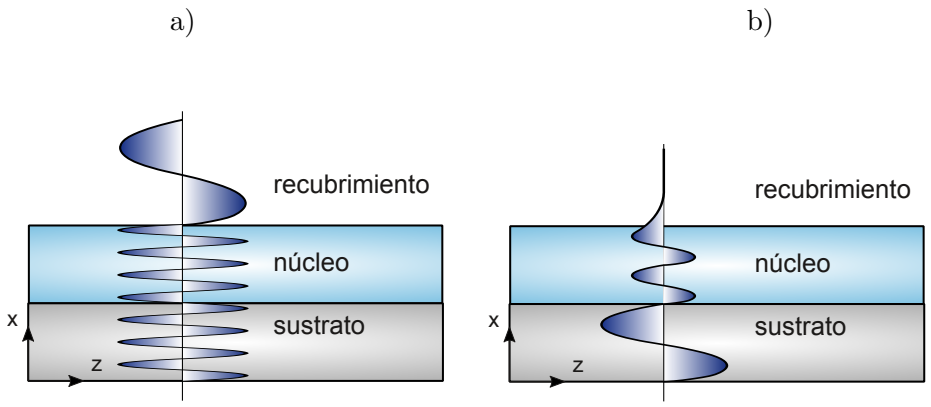


Figura 3.5: Distribución del campo eléctrico para un modo TE: a) de radiación, b) de radiación al sustrato.

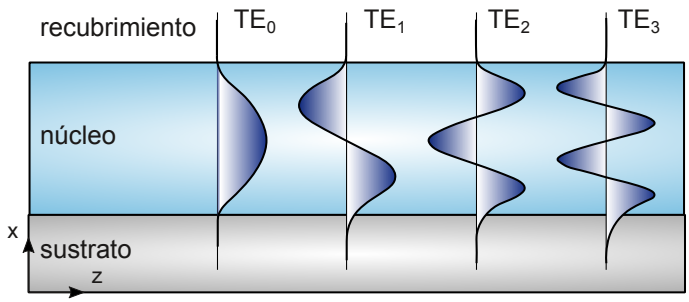


Figura 3.6: Distribución del campo eléctrico para un modo TE guiado en una guía de onda plana.

que esta resolución la utilizamos como base y fundamento teórico para las futuras interpretaciones sobre guías de onda. Las resoluciones que más adelante se realizarán, serán por medio de métodos de simulación numérica.

3.2. Propiedades de los materiales ópticos

Muchos de los avances en nuestra tecnología han resultado de una comprensión más profunda de las propiedades de los materiales, esto ha sucedido desde los comienzos de la humanidad hasta nuestros tiempos.

En el siglo XX el control sobre los materiales se extendió para incluir sus propiedades eléctricas. Los avances en la física de semiconductores nos han permitido adaptar las propiedades conductoras de ciertos materiales, iniciando así la revolución

del transistor y en consecuencia de la electrónica.

En las últimas décadas, se ha abierto una nueva frontera. El objetivo en este caso es controlar las propiedades ópticas de los materiales. Esto hace posible una enorme variedad de desarrollos tecnológicos, los cuales nacen de la idea de diseñar materiales que respondan a las ondas de luz en un rango deseado de frecuencias reflejándolas perfectamente, permitiéndoles propagarse solo en ciertas direcciones, o confinándolas dentro de un volumen específico. Para ponerlo en términos prácticos, los cables de fibra óptica, que simplemente guían la luz, ya han revolucionado la industria de las telecomunicaciones. A esto se suman: la ingeniería láser, la informática de alta velocidad y la espectroscopia como algunos de los campos que hoy en día se estudian en función de los avances en materiales ópticos.

En particular en este trabajo nos referiremos al niobato de litio, por lo que a continuación nos centraremos en una explicación mas detallada sobre este material óptico y sus propiedades.

3.2.1. El Niobato de Litio

El niobato de litio ($LiNbO_3$) es un cristal que no se encuentra en la naturaleza sino que tiene que ser obtenido por métodos de crecimiento cristalino. En 1949 fue sintetizado por primera vez por Matthias y Remeika [26], sin embargo no alcanzó relevancia hasta 1964, cuando Ballman logra su crecimiento mediante la técnica de Czrochalski [27].

Debido a sus características ópticas el niobato de litio se convirtió en un material muy utilizado en el área de la fotónica, más específicamente en la óptica integrada. Es un material birrefringente y ferroeléctrico, propiedades con un alto impacto en el mezclado y la generación de nuevas frecuencias ópticas a través de procesos ópticos no lineales. Por otro lado, sus propiedades acusto-ópticas, piezo-ópticas y electro-ópticas lo vinculan fuertemente con aplicaciones tecnológicas en múltiples áreas. Debido a las características de su proceso de crecimiento, los cristales de Niobato de Litio más comunes presentan una gran concentración de defectos intrínsecos, este hecho

permite en principio que los cristales puedan ser dopados con altas concentraciones de impurezas diferentes. El control de estos dopajes permite fabricar cristales con una amplia variedad de propiedades y un alto impacto en el campo de la óptica y fotónica.

En este apartado repasaremos sus principales propiedades ópticas y aplicaciones para una mejor contextualización de los contenidos próximos.

Estructura cristalina

El $LiNbO_3$ se clasifica dentro del sistema cristalino trigonal. En su fase ferroeléctrica (temperaturas inferiores a la de Curie) presenta un eje de rotación ternario (eje C) y simetría por reflexión a lo largo de tres planos separados 120° entre sí, cuya intersección genera dicho eje de rotación.

La estructura cristalina, cuya descripción se encuentra detallada en [28], está compuesta por los oxígenos agrupados en planos formando una estructura cercana a la hexagonal compacta, de manera que da lugar a octaedros distorsionados situándose los iones metálicos en su posición intersticial. Así, se coloca un ion de Li^+ en uno de cada tres octaedros y un ion Nb^{5+} en otro de cada tres octaedros, estando el resto vacantes. De esta manera la secuencia de cationes a lo largo del eje C (el eje de rotación ternario) es de la forma:

$$-Nb^{5+} - vacante - Li^+ - Nb^{5+} - vacante - Li^+ \tag{3.34}$$

En la Figura 3.7 a) se puede ver la celda unidad hexagonal del niobato de litio para la fase ferroeléctrica, sin incluirse por simplicidad las posiciones relativas de los iones de oxígeno ni de las vacantes. En la Figura 3.7 b) se presenta la ordenación de los iones en un plano perpendicular al eje C, indicándose la convención utilizada para los ejes X e Y. El eje Y se escoge en uno de los planos de simetría por reflexión perpendicular, al eje Z, y el eje X perpendicular al eje Y.

Se dice que una muestra es corte Z cuando el eje C es perpendicular a las caras de mayor superficie de la misma. De la misma forma se dice que una muestra

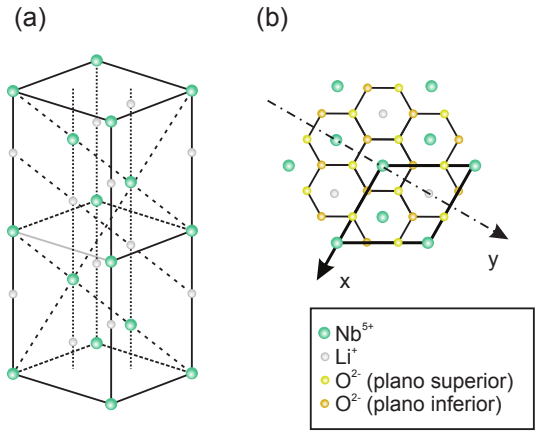


Figura 3.7: Estructura simplificada de la fase ferroeléctrica del niobato de litio: a) Celda hexagonal, b) Ubicación de los iones en un plano XY perpendicular al eje óptico.

es corte X (Y) cuando el eje X (Y) es perpendicular a sus caras y el eje C está contenido dentro de la misma.

Propiedades ópticas

El niobato de litio es un material cristalino anisotrópico, lo cual significa que sus índices de refracción dependen de la dirección de los ejes del cristal. En la Figura 3.8 podemos observar la distribución de los índices de refracción en función del corte y eje del cristal.

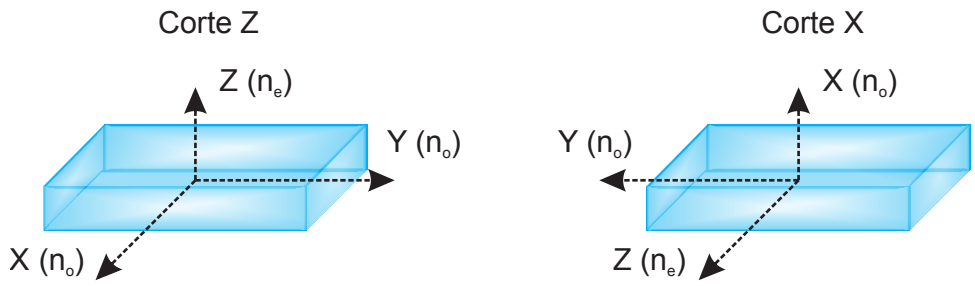


Figura 3.8: Tipos de cortes de muestras de niobato de litio donde se detallan las direcciones de cada uno de los ejes del cristal y los índices de refracción correspondientes en cada caso.

Los valores de los índices de refracción pueden diferir según la composición del cristal, encontrándose en la literatura una dispersión considerable [28]. Las

ecuaciones de Sellmeier, que son una extensión de las obtenidas en [29] para el niobato de litio se pueden escribir como:

$$n_o^2 = 4.9048 + \frac{1.173 \times 10^5 + 1.65 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.12 \times 10^2 + 2.7 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.783 \times 10^{-8} \lambda^2 \tag{3.35}$$

$$n_e^2 = 4.5555 + 2.605 \times 10^{-7} T^2 + \frac{0.970 \times 10^5 + 2.70 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.01 \times 10^2 + 5.4 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.24 \times 10^{-8} \lambda^2 \tag{3.36}$$

donde λ es la longitud de onda y T la temperatura en grados Kelvin. A partir de estas expresiones, considerando temperatura ambiente y una longitud de onda de $632,8nm$ para un láser de He-Ne, se obtiene que los índices de refracción toman valores de 2,2866 para n_o y 2,2030 para n_e. Siendo la diferencia entre n_o y n_e de aproximadamente 0.08, se dice que el $LiNbO_3$ posee una elevada birrefringencia. En la banda de comunicaciones ópticas, para una longitud de onda $de 1.55\mu m$ se obtiene: 2.2110 para n_o y 2.1384 para n_e.

Propiedades electro-ópticas

El efecto electroóptico es una propiedad de algunos cristales por la cual su índice de refracción varía al aplicarles un campo eléctrico externo. Esta variación puede ser debida a dos contribuciones, una proporcional al campo eléctrico (llamada efecto electro-óptico lineal o *efecto Pockels*) y otra proporcional al cuadrado del campo eléctrico (llamada efecto electro-óptico no lineal o *efecto Kerr*). Si el cristal es centrosimétrico la contribución debida al efecto electro-óptico lineal se anula por simetría de inversión, permaneciendo únicamente la debida al efecto electro-óptico no lineal. En caso de que el cristal no sea centrosimétrico existirán ambas contribuciones, siendo normalmente despreciable la magnitud del *efecto Kerr* respecto a la del *efecto Pockels* [23].

Para deducir las variaciones de índice de refracción de un cristal hay que partir del elipsoide de índices:

$$\left(\frac{1}{n_1^2}\right)x^2+\left(\frac{1}{n_y^2}\right)y^2+\left(\frac{1}{n_3^2}\right)z^2+2\left(\frac{1}{n_4^2}\right)yz+2\left(\frac{1}{n_5^2}\right)xz+2\left(\frac{1}{n_6^2}\right)xy=1 \quad (3.37)$$

En el caso de utilizar como sistema de coordenadas los ejes principales del cristal (X,Y,Z), que se definen como los ejes de coordenadas para los cuales el campo eléctrico (**E**) es paralelo al vector desplazamiento (**D**), esta última ecuación se reduce a:

$$\left(\frac{x^2}{n_x^2}\right)+\left(\frac{y^2}{n_y^2}\right)+\left(\frac{z^2}{n_z^2}\right)=1 \quad (3.38)$$

dónde n_x , n_y y n_z son los índices de refracción en los ejes X, Y y Z respectivamente.

Por otro lado las variaciones en el índice de refracción por efecto electro-óptico lineal al aplicar un campo eléctrico **E** ($\mathbf{E}_x$,$\mathbf{E}_y$,$\mathbf{E}_z$) vienen dadas por [23]:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i=\sum_{j=1}^{3}r_{ij}E_j \quad (3.39)$$

dónde r_{ij} son los coeficientes electro-ópticos del cristal.

En el caso del niobato de litio no existe centro de inversión en su estructura y por ello posee efecto electro-óptico lineal o *efecto Pockels*, siendo su matriz de coeficientes electro-ópticos de la forma:

$$r_{ij}=\begin{pmatrix}0 & -r_{22} & r_{13}\\ 0 & r_{22} & r_{13}\\ 0 & 0 & r_{33}\\ 0 & r_{51} & 0\\ r_{51} & 0 & 0\\ -r_{22} & 0 & 0\end{pmatrix} \quad (3.40)$$

En la Tabla 3.1 se muestran los coeficientes electro-ópticos del $LiNbO_3$ para 632.8 nm correspondiente a 20°C y 100°C [28].

Utilizando la ecuación del elipsoide de índices (Ecuación 3.38) y considerando el caso de un campo eléctrico aplicado en la dirección del eje C (0,0,$\mathbf{E}_z$), se obtiene:

$$\left(\frac{1}{n_o^2}+R_{13}E_z\right)x^2+\left(\frac{1}{n_o^2}+R_{13}E_z\right)y^2+\left(\frac{1}{n_e^2}+R_{33}E_z\right)z^2=1 \quad (3.41)$$

Tabla 3.1: Coeficientes electro-ópticos del $LiNbO_3$ (r_{ij}) para 20°C y 100°C

	r_{33}	r_{13}	r_{22}	r_{51}
20°C	30.8	8.6	3.4	28
100°C	32.2	10.0	6.8	32.6

esta expresión la podemos reescribir como:

$$\frac{x^2}{n'_o} + \frac{y^2}{n'_o} + \frac{z^2}{n'_e} = 1 \tag{3.42}$$

donde:

$$\begin{cases} \frac{1}{n'_o} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z \\ \\ \frac{1}{n'_e} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \end{cases} \tag{3.43}$$

Suponiendo que $r_{13}E_z \ll n_o^{-2}$ y que $r_{33}E_z \ll n_e^{-2}$ y además utilizando la relación diferencial $dn/d(1/n^2) = -(n^3/2)$ se obtiene que los índices de refracción correspondientes quedan:

$$n'_o \approx n_o + \frac{n_o^3 r_{13}}{2} E_z \tag{3.44}$$

$$n'_e \approx n_e + \frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_z \tag{3.45}$$

Por último, las variaciones de los índices de refracción ordinario y extraordinario inducidas por el campo eléctrico quedan de la forma:

$$\Delta n_o \approx \frac{n_o^3 r_{13}}{2} E_z \tag{3.46}$$

$$\Delta n_e \approx \frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_z \tag{3.47}$$

De acuerdo a las Ecuaciones 3.46 y 3.46 vemos que cuando se aplica un campo eléctrico en dirección Z, los índices ordinario y extraordinario se modifican proporcionalmente con los coeficientes electro-ópticos asociados a dicha dirección.

Referencias

[15] Ginés Lifante. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, ene. de 2003. URL: https://doi.org/10.1002%2F0470861401.

[16] James Clerk Maxwell. «ELECTRICITY AND MAGNETISM». En: *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Vol. 1. Cambridge Library Collection - Physical Sciences. Cambridge University Press, 1873, págs. xxxi-xxxiv.

[17] A.L. McWhorter. «Electromagnetic theory of the semi-conductor junction laser». En: *Solid-State Electronics* 6.5 (sep. de 1963), págs. 417-423. URL: https://doi.org/10.1016%2F0038-1101%2863%2990025-x.

[18] J. McKenna. «The Excitation of Planar Dielectric Waveguides at p-n Junctions, I». En: *Bell System Technical Journal* 46.7 (sep. de 1967), págs. 1491-1526. URL: https://doi.org/10.1002%2Fj.1538-7305.1967.tb02472.x.

[19] P. K. Tien. «Light Waves in Thin Films and Integrated Optics». En: *Applied Optics* 10.11 (nov. de 1971), pág. 2395. URL: https://doi.org/10.1364%2Fao.10.002395.

[20] Dietrich Marcuse. «WEAKLY GUIDING OPTICAL FIBERS». En: *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. Elsevier, 1991, págs. 60-96. URL: https://doi.org/10.1016%2Fb978-0-12-470951-5.50008-1.

[21] H.F. Taylor y A. Yariv. «Guided wave optics». En: *Proceedings of the IEEE* 62.8 (1974), págs. 1044-1060. URL: https://doi.org/10.1109%2Fproc.1974.9569.

[22] H. Kogelnik. «2. Theory of dielectric waveguides». En: *Topics in Applied Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 1975, págs. 13-81. URL: https://doi.org/10.1007%2Fbfb0103618.

[23] Amnon Yariv y Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford Univ. Press, 2009.

[24] Clifford R. Pollock y Michal Lipson. «Fundamental Tools of Optoelectronics: Maxwell's Equations». En: *Integrated Photonics*. Springer US, 2003, págs. 9-41. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-1-4757-5522-0_2.

[25] G. Lifante y col. «Solar concentrators using total internal reflection». En: *Appl. Opt.* 22.24 (dic. de 1983), págs. 3966-3970. URL: http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-22-24-3966.

[26] B. T. Matthias y J. P. Remeika. «Ferroelectricity in the Ilmenite Structure». En: *Physical Review* 76.12 (dic. de 1949), págs. 1886-1887. URL: https://doi.org/10.1103%2Fphysrev.76.1886.2.

[27] ALBERT A. BALLMAN. «Growth of Piezoelectric and Ferroelectric Materials by the CzochraIski Technique». En: *Journal of the American Ceramic Society* 48.2 (feb. de 1965), págs. 112-113. URL: https://doi.org/10.1111%2Fj.1151-2916.1965.tb11814.x.

[28] Räuber A. «Current topics in materials science. Vol. 1». En: (ene. de 1978).

[29] M.V. Hobden y J. Warner. «The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate». En: *Physics Letters* 22.3 (ago. de 1966), págs. 243-244. URL: https://doi.org/10.1016%2F0031-9163%2866%2990591-9.

... cuando nuestra alma no quiere alegrarse ni con la belleza del cielo, ni con los jardines, ni con la dulzura de la brisa, ni con la contemplación de las flores, ya no queda más que un remedio, y es el libro. Porque ¡oh Emir de los Creyentes! un armario de libros es el más hermoso de los jardines. ¡Y un paseo por sus estantes es el más dulce y el más encantador de los paseos!

— Anónimo *de Las Mil y Una Noches*

4

Fundamentos del procesado de materiales mediante pulsos ultra-cortos

Contenido

4.1. Introducción a la generación de pulsos ultra-cortos . . 40
4.2. Interacción luz-materia 43
4.2.1. Generación de plasma de electrones libres 44
4.2.2. Relajación y modificación 45
4.3. Escritura directa láser 46
4.3.1. Orientación de escritura 47
4.3.2. Energía de escritura 47
4.3.3. Influencia de la tasa de repetición del láser 49

En este capítulo se presenta una revisión de los procesos físicos involucrados en la generación y el procesado de materiales dieléctricos mediante láseres de fs, tanto los relativos a la interacción entre el láser y el material, como los relativos a la consiguiente modificación del mismo. Cabe aclarar que el objetivo de este capítulo es asentar nociones básicas del tema a tratar para una fluidez conceptual de los próximos capítulos.

En particular nos enfocaremos en los mecanismos subyacentes a la modificación local de las propiedades en dieléctricos, más específicamente en el niobato de litio. Asimismo se presentan nociones de propagación lineal y no lineal que serán de

interés para la fabricación de guías de ondas.

4.1. Introducción a la generación de pulsos ultra-cortos

Un pulso láser ultra-corto es uno de los fenómenos más rápidos creados por la tecnología actual y consiste en un pulso óptico electromagnético cuya duración varía en el rango de los femtosegundos ($10^{-15} segundos$), tiene un espectro de banda ancha y un pico de muy alta potencia. Su generación requiere una cavidad diseñada adecuadamente compuesta por espejos, lentes, elementos de compensación de dispersión, una fuente de bombeo, un medio de ganancia con un amplio espectro de emisión y un mecanismo de bloqueo de modos.[23]

La geometría de la cavidad y la emisión de ganancia media juegan un papel crítico en el espectro de salida del láser. La cavidad actúa como un filtro espectral porque no todas las frecuencias pueden oscilar dentro de ella. Solo las frecuencias resonantes que tienen una fase acumulada de un múltiplo entero de 2π en un viaje de ida y vuelta en la cavidad interferirán constructivamente para formar ondas estacionarias oscilantes. Las ondas con frecuencias disonantes que no satisfacen dicha condición se destruyen por interferencia destructiva. Por lo tanto, las frecuencias resonantes que componen el peine de frecuencia de una cavidad láser de longitud L están dadas por:

$$v_m = m\frac{c}{2L} \tag{4.1}$$

donde m es un número entero positivo mayor que cero. Se puede ver en la Ecuación 4.1 que el número de modos permitidos en una cavidad será infinito. Sin embargo, no determina cuál o cuántos modos estarán excitados. Esto lo limitará el medio de ganancia, que cuando es excitado por la fuente de bombeo emitirá un amplio espectro continuo el cual contiene frecuencias resonantes que en la cavidad que comenzarán a oscilar. Esta discusión sobre los modos oscilantes en una cavidad láser se representa gráficamente en la Figura 4.1, donde: a) describe el peine de frecuencias resonantes permitidas por la cavidad, b) ilustra el espectro de ganancia

de emisión del medio láser, mientras que c) muestra la combinación de ambos, con los modos excitados reales que oscilan dentro de la cavidad.

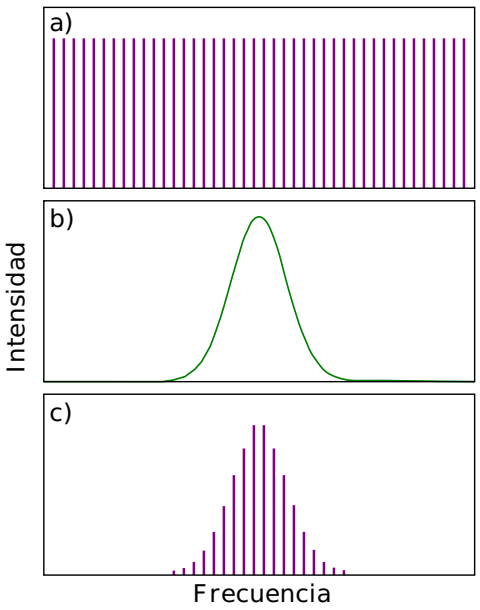


Figura 4.1: Representación esquemática los modos de una cavidad láser: a) peine de frecuencias resonantes de una cavidad, b) ganancia del espectro de emisión, c) espectro de salida del láser.

El mecanismo de bloqueo de modos para la generación de pulsos requiere una gran cantidad de modos que oscilen en la cavidad, por lo que la elección adecuada del medio de ganancia es crucial. Los cristales de titanio-zafiro se han vuelto muy populares en los sistemas de laseres ultra-cortos debido a sus excelentes propiedades térmicas y ópticas, como ser: alta conductividad térmica, baja expansión térmica, amplio espectro de absorción alrededor de 500 nm y una emisión de banda extremadamente ancha centrada en 790 nm, que varía aproximadamente de 700 nm hasta 1000 nm ($\sim$ 140 THz)[30].

Los pulsos ultra-cortos se forman cuando la fase de los modos se bloquea entre sí[23]. En lugar de una intensidad de salida aleatoria o constante, los modos del láser periódicamente interfieren constructivamente entre sí, produciendo un intenso pulso de luz. En este caso se dice que dicho láser está "bloqueado en modo.º "bloqueado en fase". Estos pulsos ocurren separados en el tiempo por $t = 2L/c$, donde t es el

tiempo que tarda la luz en recorrer ida y vuelta de la cavidad del láser. Este tiempo corresponde a una frecuencia igual a la separación de modos del láser, $\Delta v = 1/t$.

La duración de cada pulso de luz está determinada por el número de modos que oscilan en fase. Si hay N modos bloqueados con una separación de frecuencia Δv, el ancho de banda global de modo bloqueado es $N\Delta v$, y cuanto mayor sea este ancho de banda, menor será la duración del pulso del láser. En la práctica, la duración real del pulso está determinada por la forma de cada pulso, que a su vez está determinada por la relación exacta de amplitud y fase de cada modo longitudinal.

Hay una serie de sistemas de láser ultrarrápidos que se han desarrollado. En general los osciladores son láseres que utilizan un mecanismo de bloqueo de modos pasivo para generar pulsos con una duración del orden de los 50 fs a una velocidad de repetición de ∼80 MHz (dependiendo de la longitud de la cavidad) y la energía del pulso aumenta en el orden de los nJ. Los sistemas láser de diseños más complejos son capaces de amplificar tales energías de pulso en órdenes de magnitud y, por esta razón, se denominan sistemas láser amplificados. La amplificación de un pulso de femtosegundos debe realizarse con precaución, ya que fácilmente puede alcanzar una intensidad elevada lo suficientemente alta como para causar daño a los elementos ópticos en la cavidad. Para superar este problema, se aplica una técnica denominada CPA (chirped pulse amplification), la cual comienza con un pulso de fs de baja energía que se ensancha temporalmente por un par de redes de difracción, por lo que su intensidad se reduce lo suficiente como para garantizar que el pulso amplificado no dañe el cristal u otros elementos ópticos. Después de su amplificación, es comprimido por otro par de redes de difracción, lo que resulta en un pulso láser ultra-corto mucho más intenso con energía del orden de los mJ. La Figura 4.2 ilustra los conceptos involucrados en la amplificación del pulso.

El desarrollo y el establecimiento de láser de pulsos ultra-cortos de alta intensidad beneficiaron enormemente múltiples áreas de investigación como ser la óptica no lineal y, especialmente, el procesamiento de materiales con láser. Es por esto que en el 2018 se galardonó con el Premio Nobel de Física las invenciones innovadoras

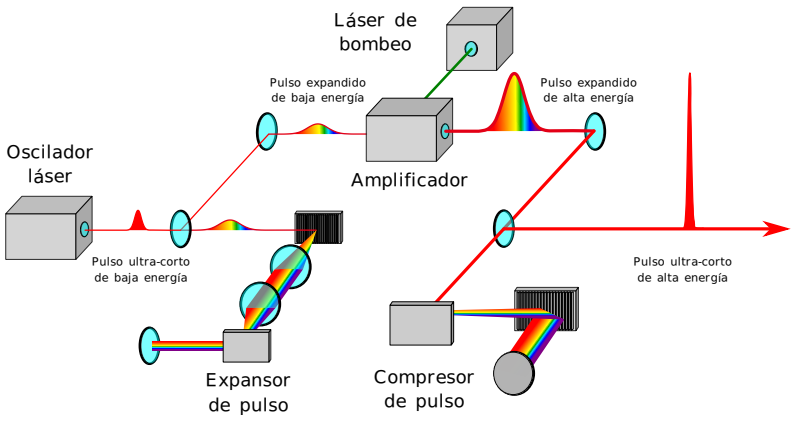


Figura 4.2: Amplificación de pulso de femtosegundos por CPA.

en el campo de la física láser, aportes encabezados por la investigadora Donna Strickland y el investigador Gérard Mourou.

4.2. Interacción luz-materia

En 1996, un artículo pionero publicado por K. Hirao y su grupo[31] demostró que al enfocar pulsos de orden de los femtosegundos es posible modificar de forma precisa y permanente las propiedades ópticas de un material transparente. Este fenómeno es causado por un efecto no lineal de absorción y afecta solo el volumen focal de interacción y sus alrededores. En esta sección se dará una breve descripción de la física de interacción láser-material de femtosegundos y se revisarán las condiciones de exposición más destacadas que influyen en las propiedades del material.

Cuando se enfoca un láser de pulsos ultra-cortos (cientos de femtosegundos) en un material transparente, alcanzando altas intensidades (del orden de $10^{13} W/cm^2$), puede apreciarse como resultado una fuerte absorción no lineal, lo que permite la deposición de energía localizada en el material. Después de varios picosegundos, los electrones excitados por el láser transfieren su energía a la red, lo que lleva a una modificación permanente del material. Para su comprensión, el proceso puede simplificarse en tres pasos principales: la generación inicial de un plasma de electrones libres, la relajación de la energía y la modificación del material.

4.2.1. Generación de plasma de electrones libres

Un pulso láser de femtosegundos enfocado en un material transparente, con longitud de onda en el espectro visible o infrarrojo cercano, se dispone con una intensidad suficientemente elevada para inducir diferentes procesos (altamente improbables a baja intensidad) que exciten electrones de la banda de valencia a la banda de conducción del material. Este fenómeno se genera a través de la fotoionización no lineal, que procede mediante la ionización de múltiples fotones y/o las rutas de fotoionización por efecto túnel según la frecuencia e intensidad del láser y la fotoionización de avalancha [32].

La Fotoionización no lineal, también llamada *ionización multifotónica* consiste en la excitación directa de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción, mediante la absorción simultánea de múltiples fotones. Podemos ver este proceso de forma esquemática en la Figura 4.3 a).

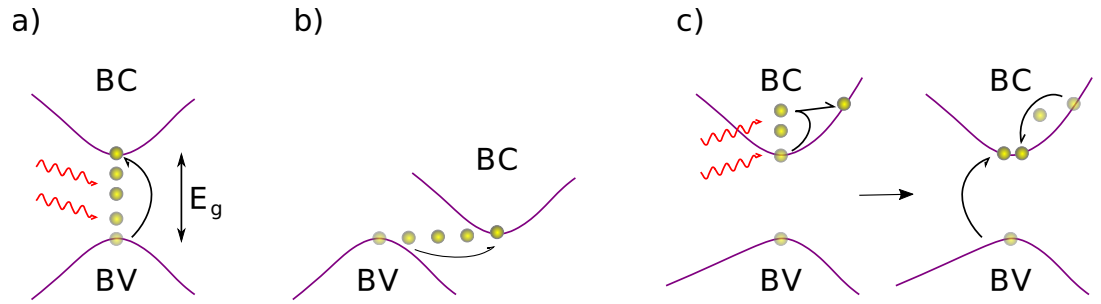


Figura 4.3: Proceso de fotoionización no lineal: a) ionización multifotónica, b) ionización por efecto túnel y c) ionización de avalancha: absorción de portador libre seguida de ionización de impacto.

Para que este proceso ocurra es necesario que la suma de energía (hv) de m fotones sea mayor que la energía de gap (E_g), es decir $mhv > E_g$, donde v es la frecuencia de la luz.

Si bien la ionización multifotónica es el mecanismo dominante a bajas intensidades de láser y altas frecuencias, a altas intensidades de láser y baja frecuencia la fotoionización no lineal se realiza a través del efecto túnel, como se muestra en la Figura 4.3 b). En este último caso el campo intenso distorsiona la estructura de las

bandas y reduce la barrera de potencial entre las bandas de valencia y conducción. Las transiciones directas de banda a banda pueden entonces suceder mediante un túnel cuántico de electrones. La transición entre los procesos de absorción no lineal se describe mediante el parámetro Keldysh [33]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e}\sqrt{\frac{m_e c n \epsilon_0 E_g}{I}} \tag{4.2}$$

dónde υ es la frecuencia del láser, I es la intensidad del láser en el foco, m_e es la masa de electrones efectiva, e es la carga de electrones, c es la velocidad de la luz, n es el índice de refracción lineal y ϵ_0 es la permitividad del espacio libre. Si γ es mucho menor (mayor) que 1.5, domina la ionización por efecto túnel (multi-fotón). Para $\gamma \sim 1,5$ la fotoionización es una combinación de efecto túnel e ionización multifotónica. Para el caso de la fabricación de guías de onda en dieléctricos, con un láser y propiedades del material típicas, podemos decir que $\gamma \sim 1$, de modo que la ionización no lineal es una combinación de ambos procesos [34].

Los electrones presentes en la banda de conducción pueden también absorber la luz láser mediante la absorción del portador libre incrementando su propia energía cinética (4.3 c)). Una vez que la energía cinética adquirida por el electrón supera E_g, puede ionizar por impacto a un electrón que se encuentre en la banda de valencia, dando como consecuencia dos electrones excitados en la banda de conducción. Estos dos electrones pueden sufrir absorción de portadores libres e ionización de impacto y el proceso puede repetirse siempre que el campo del láser esté presente y sea lo suficientemente fuerte, dando lugar a una avalancha de electrones.

4.2.2. Relajación y modificación

Una vez producida la fotoionización no lineal y la ionización de avalancha, como consecuencia se genera un plasma de electrones libres. Sin embargo, una vez que los electrones transfieren su energía a la red, los mecanismos físicos para la modificación del material no se comprenden completamente. Sabiendo si, que se genera una modificación permanente del material en forma local, generando una nueva

estructura. Los cambios morfológicos observados generalmente se pueden clasificar en tres tipos de cambios estructurales: un cambio del índice de refracción, una modificación del índice de refracción birrefringente y micro-explosiones provocadas [32]. El régimen de modificación y el cambio morfológico resultante depende no solo de muchos parámetros de exposición (energía, duración del pulso, frecuencia de repetición, longitud de onda, polarización, longitud focal, velocidad de exploración, entre otros), sino también de las propiedades del material.

En materiales dieléctricos transparentes, el resultado de esta interacción genera una zona central de fuerte modificación estructural claramente delimitada (donde cambian sus propiedades mecánicas y ópticas) y una zona lindante con deformaciones residuales ó modificaciones estructurales de menor envergadura [35]. En particular en el niobato de litio, la modificación estructural termina generando una de menor densidad promedio que la del material sin modificar. La generación de esta nueva estructura está vinculada con las deformaciones residuales que se generan en los alrededores de la zona modificada, una vez finalizado el proceso de relajación [36].

4.3. Escritura directa láser

Hasta ahora hemos repasado los conceptos generales de la interacción de la radiación láser de pulsos de femtosegundos con el material y las deformaciones estructurales de este último. Este proceso, que evaluamos para un pulso, puede aprovecharse conjuntamente si deseamos hacer extensa la modificación del material en cuestión. A esto se le llama escritura directa, haciendo alusión al hecho de que moviendo controladamente la posición del foco del láser se consigue una estructura modificada en todo su recorrido.

Si bien hemos visto que el número de parámetros que pueden afectar las propiedades de escritura láser es elevado, nos centraremos en los efectos más utilizados como variables el este proceso: orientación de escritura, distancia focal, energía y fluencia.

4.3.1. Orientación de escritura

La configuración de escritura más utilizada, y en particular la que desarrollaremos en este trabajo, es la llamada transversal. Esto quiere decir, que el foco del láser incide ortogonalmente al plano del material y se desplaza conservando ese ángulo como se puede ver en la Figura 4.4.

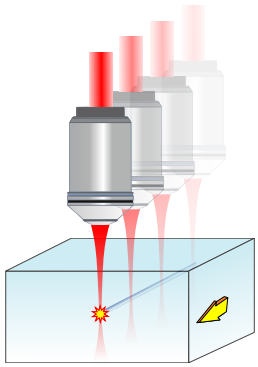


Figura 4.4: Orientación transversal de escritura directa con láser de femtosegundos en un material transparente.

La ventaja de esta configuración radica en poder recorrer todo el cristal libremente, teniendo solo la limitación de la distancia focal de la lente (suele usarse un objetivo de microscopio), la cual restringe la profundidad de la escritura. Esta última limitación, en general no termina siendo apreciable, ya que en la escritura directa se trabaja en escalas micrométricas y las distancias focales de los objetivos son del orden de los milímetros.

Por otro lado la desventaja de la orientación transversal es que la sección transversal del área modificada es asimétrica debido a la relación entre la profundidad de enfoque y el tamaño del foco. Esta asimetría da como resultado de modificaciones con formas elípticas que analizaremos más adelante.

4.3.2. Energía de escritura

Cuando la luz se propaga a través de un material dieléctrico, se produce una propagación lineal y no lineal de la radiación láser en el material. La propagación de

una onda electromagnética en un medio sin cargas, está dada por la Ecuación 4.3:

$$\nabla^2 E(r,t) + \frac{n^2 \partial^2}{c^2 \partial t^2} E(r,t) = 0 \tag{4.3}$$

donde r es el vector posición, t es el tiempo y n es el índice de refracción. Este último está dado por la Ecuación 4.4:

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \tag{4.4}$$

donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad de primer orden.

En régimen de propagación lineal, la polarización del medio es proporcional al campo eléctrico. En cambio, a altas intensidades, la respuesta del material deja de ser lineal y presenta anharmonicidades. Éstas, implican una dependencia no-lineal entre la polarización y el campo eléctrico. Asumiendo una dependencia instantánea entre la polarización y el campo eléctrico, la polarización se representa en la Ecuación 4.5 [37]:

$$P(t) = \varepsilon_0(\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + ...) \tag{4.5}$$

donde $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son las susceptibilidades de orden superior y dependen de la estructura cristalina del material. Para la mayoría de los materiales (amorfos o centro-simétricos) $\chi^{(2)}$ es igual a 0. En cambio, en el caso del niobato de litio, que tiene estructura cristalina no-centrosimétrica, $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son distintos de cero. En régimen no lineal, el índice de refracción se comporta como función del campo eléctrico como muestra la Ecuación 4.6:

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{1 + \chi(E)}{\varepsilon_0}} \tag{4.6}$$

donde $\chi(E)$ es la susceptibilidad del medio y está definida según la Ecuación 4.7:

$$\chi(E) = 1 + \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + ... \tag{4.7}$$

Como consecuencia de la propagación no-lineal y las aberraciones, el volumen focal abandona la forma de elipsoide, dificultando la predicción de la distribución de energía en el foco.

Se puede deducir de la Ecuación 4.6 que al propagarse un haz gaussiano de alta intensidad por un medio dieléctrico, este experimenta, (entre otros efectos) una variación de índice de refracción que es proporcional a la intensidad de haz. De esta forma, es generado el efecto de una lente convergente, que produce el denominado *autoenfoque*. Cuando se aumenta la potencia del haz, el efecto de autoenfoque no-lineal se vuelve más notorio hasta que alcanza la potencia crítica dada por la Ecuación 4.8:

$$P_c = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n n_2} \tag{4.8}$$

donde n_2 corresponde al índice de refracción no-lineal dado por la susceptibilidad de tercer orden ($\chi^{(3)}$) [37].

A medida que el haz se enfoca, la intensidad aumentada es suficiente para ionizar de forma no lineal el material para producir un plasma de electrones libre, que actúa como una lente divergente que contrarresta el efecto de autoenfoque. Un equilibrio entre el autoenfoque y el desenfoque de plasma conduce a la propagación de forma *filamentaria*, lo que da como resultado estructuras de índice de refracción axialmente alargadas, que no son deseables para las estructuras de guía de ondas descritas en la siguiente sección. El autoenfoque se puede suprimir en la fabricación de guías de onda enfocando el láser con un adecuado objetivo de microscopio que pueda alcanzar la intensidad de ruptura óptica sin exceder la potencia crítica para el autoenfoque.

4.3.3. Influencia de la tasa de repetición del láser

Todas las interpretaciones que hemos hecho para los cambios estructurales inducidos por los láseres de femtosegundos enfocados se basaron en interacciones de un solo pulso, no obstante pueden extenderse para explicar la modificación de múltiples pulsos dentro del mismo punto láser, suponiendo que la tasa de repetición

sea lo suficientemente baja como para que la difusión térmica disipe el calor en el volumen focal antes de que llegue el siguiente pulso [38]. En esta situación, los pulsos resultantes pueden aportar a la modificación general, pero aún así actúan independientemente uno del otro.

A medida que aumenta la tasa de repetición, el tiempo entre pulsos láser se acorta, por lo tanto se aproxima más al tiempo que la radiación láser absorbida se difunde del volumen focal. Por debajo de este valor podemos decir que se acumula calor alrededor del volumen focal, impactando directamente en la modificación estructural del material [39, 40]. En líneas generales podemos afirmar que hasta una frecuencia de 1 MHz se puede aumentar la tasa de repetición sin percibir efectos térmicos apreciables.

En particular y en nuestro caso, tenemos dos características que nos alejan de la acumulación térmica en la escritura láser: una baja tasa de repetición y una constante traslación del punto focal. La tasa de repetición que utilizaremos (la cual está limitada por la característica del láser utilizado) es de 1 KHz. Esta frecuencia de pulsos nos da un pulso cada 1 ms, lo cual es un tiempo suficiente para no tener efectos de acumulación térmica. Por otro lado, la necesidad de realizar modificaciones estructurales continuas hace que la escritura láser se realice en constante movimiento, por lo tanto cada pulso láser impactará en la muestra en lugares diferentes. En la próxima sección profundizaremos sobre la necesidad y detalles de la traslación del haz de escritura.

Referencias

[23] Amnon Yariv y Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford Univ. Press, 2009.

[30] W. R. Rapoport y Chandra P. Khattak. «Titanium sapphire laser characteristics». En: *Applied Optics* 27.13 (jul. de 1988), pág. 2677. URL: https://doi.org/10.1364%2Fao.27.002677.

[31] K. M. Davis y col. «Writing waveguides in glass with a femtosecond laser». En: *Optics Letters* 21.21 (1996), pág. 1729.

[32] Roberto Osellame, Giulio Cerullo y Roberta Ramponi, eds. *Femtosecond Laser Micromachining*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-642-23366-1.

[33] Leonid V Keldysh. «SUPERCONDUCTIVITY IN NONMETALLIC SYSTEMS». En: *Soviet Physics Uspekhi* 8.3 (mar. de 1965), págs. 496-500. URL: https://doi.org/10.1070%2Fpu1965v008n03abeh003058.

[34] Chris B Schaffer, André Brodeur y Eric Mazur. «Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses». En: *Measurement Science and Technology* 12.11 (oct. de 2001), págs. 1784-1794. URL: https://doi.org/10.1088%2F0957-0233%2F12%2F11%2F305.

[35] Airán Ródenas y col. «Confocal Raman imaging of optical waveguides in LiNbO3 fabricated by ultrafast high-repetition rate laser-writing». En: *Optics Express* 16.18 (ago. de 2008), pág. 13979. URL: https://doi.org/10.1364%2Foe.16.013979.

[36] Hiroaki Misawa y Saulius Juodkazis, eds. *3D Laser Microfabrication*. Wiley, jun. de 2006. URL: https://doi.org/10.1002%2F352760846x.

[37] Robert W. Boyd. «Ultrafast and Intense-Field Nonlinear Optics». En: *Nonlinear Optics*. Elsevier, 2003, págs. 533-559. URL: https://doi.org/10.1016%2Fb978-012121682-5%2F50014-6.

[38] Kazuyoshi Itoh y col. «Ultrafast Processes for Bulk Modification of Transparent Materials». En: *MRS Bulletin* 31.8 (ago. de 2006), págs. 620-625. URL: https://doi.org/10.1557%2Fmrs2006.159.

[39] G. Cerullo y col. «Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 15 μm by astigmatic beam focusing». En: *Optics Letters* 27.21 (nov. de 2002), pág. 1938. URL: https://doi.org/10.1364%2Fol.27.001938.

[40] Rafael R. Gattass y Eric Mazur. «Femtosecond laser micromachining in transparent materials». En: *Nature Photonics* 2.4 (abr. de 2008), págs. 219-225. URL: https://doi.org/10.1038%2Fnphoton.2008.47.

La ciencia, muchacho, está hecha de errores, pero de errores útiles de cometer, pues poco a poco, conducen a la verdad

— Julio Verne *de Viaje al Centro de la Tierra*

5 Técnicas experimentales

Contenido

5.1. Guías de onda en niobato de litio 53
5.1.1. Escritura láser directa con pulsos de fs 54
5.1.2. Clasificación de guías de onda 58
5.2. Sistema de escritura láser 60
5.3. Preparación de muestras 61
5.4. Caracterización de las guías de onda 62
5.5. Diseño y simulación computacional 63

En el Capítulo 3 y 4 hemos repasado los conceptos generales sobre el láser de femtosegundos y sus propiedades para producir guías de onda. Este capítulo introduce las técnicas experimentales de fabricación utilizadas durante el desarrollo de este proceso. Se detallan también los montajes para la escritura de guías de onda, así como las técnicas necesarias tanto para su caracterización, como para la preparación de las muestras a utilizar.

5.1. Guías de onda en niobato de litio

Generar guías de onda ópticas, es de algún modo, lograr modificaciones estructurales que den lugar a una región de mayor índice de refracción con un

espesor adecuado. En esta estructura resultante, la luz inyectada puede propagarse de forma confinada. Para producir tales guías de onda en el niobato de litio se han desarrollado numerosos métodos experimentales: difusión de titanio [41-43], intercambio protónico [44, 45], difusión de cinc [46, 47], implantación iónica [43, 48, 49], escritura láser directa [31, 32, 50], entre otros. Casi todos ellos procuran modificar y/o dopar una región próxima a la superficie. De este modo la guía de onda puede ser producida en toda la superficie de una muestra, constituyendo así lo que conocemos como "guía de onda plana", o de otro modo sumando procesos adicionales se pueden definir la forma de "guía de onda acanalada".

En nuestro caso, entre los múltiples métodos bien establecidos para fabricar las guías de onda, nos centraremos en presentar y estudiar el proceso de fabricación de escritura láser directa con pulsos de femtosegundos.

5.1.1. Escritura láser directa con pulsos de fs

La escritura con láser fs se consolida hoy en día como una técnica muy poderosa para el micro-procesamiento de dieléctricos transparentes, tanto en superficie como en el interior del material. El gran interés de usar estas fuentes láser, en lugar de láseres de pulso más largos (nanosegundos) u otras técnicas, para el procesamiento de materiales de alta precisión es que las micro-modificaciones pueden producirse en una región muy pequeña de la muestra, reduciendo a la vez las modificaciones no deseadas del área circundante. La razón de esto, ya abordada en el Capítulo 4, es la escala temporal extremadamente corta de la interacción láser-materia: en el momento en que termina el pulso láser, el acoplamiento térmico de electrones e iones es insignificante. Estos pulsos, del orden de los femtosegundos, generan modificaciones estructurales y en particular un cambio de índice de refracción localizado.

La irradiación de una muestra en superficie con múltiples pulsos de femtosegundos conduce a la formación de un cráter de ablación más profundo cuando el láser se enfoca en el mismo punto o a un surco de ablación si la muestra se mueve a una velocidad determinada mientras se irradia. Por otro lado si el foco se encuentra dentro del material se logra modificar localmente el índice de refracción y si la

muestra se mueve a una velocidad controlada esta modificación se prolongará por el recorrido del foco del láser, creando así una guía de onda. Esta última técnica es la utilizada para la generación de guías de onda en niobato de litio, lo que nos permite la fabricación de dispositivos fotónicos.

Los cambios morfológicos observados como consecuencia de la irradiación de cristales con pulsos de femtosegundos se pueden clasificar principalmente en dos grupos [51]. El primero consiste en producir un daño débil en el volumen focal que conduce a una modificación suave (positiva) del índice de refracción en esa región. La fabricación de guías de onda ópticas mediante este procedimiento es directa y simple, basta escanear la muestra con el láser enfocado. Este tipo de guías de onda se han demostrado en una gran cantidad de cristales y vidrios [52]. Sin embargo, tales guías de onda en cristales tienen el inconveniente principal de que pueden deteriorarse calentando la muestra o incluso borrarse temperatura ambiente. Este efecto puede explicarse teniendo en cuenta que un aumento del índice de refracción generalmente requiere un aumento en la densidad del material, y esto es algo difícil de lograr en materiales con estructura cristalina debido al gran orden natural de la red.

El otro grupo de cambios morfológicos consiste en la generación de un daño severo (track) a lo largo del haz de escritura en el cristal. En este caso el índice de refracción modificado disminuye con respecto al del material [53], este efecto normalmente corresponde a una amorfización local [54]. Además, se crea una red de tensiones circundante que conduce a un aumento del índice de refracción [55] que se puede utilizar para la fabricación de guías de onda. Si bien la respuesta del material a la irradiación láser depende del cristal utilizado, podemos observar que estos tracks (y guías de onda en sus alrededores) son generados como un daño irreversible en el material, por lo tanto estables a tratamientos térmicos moderados ($<300°C$) [56]. Las guías de onda fabricadas con este método se localizan en las áreas laterales de los tracks, donde es apreciable un aumento del índice de refracción. Una de las ventajas de esta técnica es que la guía de onda se genera en un volumen de muestra que no es directamente irradiado por el pulso láser, reduciendo así la zona de daño del material y en consecuencia presentara pérdidas de propagación mas bajas.

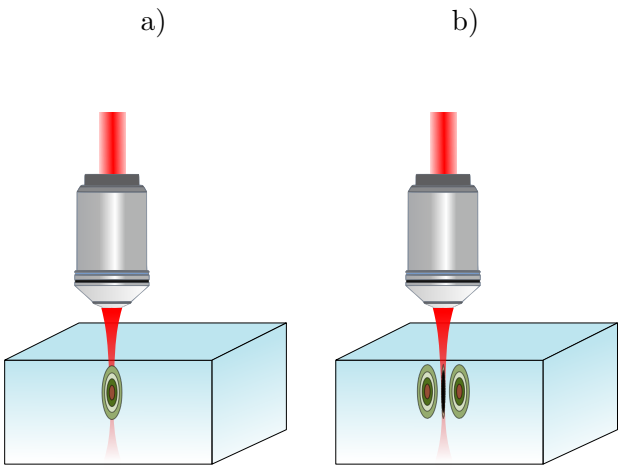


Figura 5.1: Guías de onda por escritura directa: a) guía de onda en el punto foco producida por baja energía láser, b)track central y guías de onda laterales producido por alta energía de escritura láser.

A modo esquemático podemos ver en la Figura 5.1 los ejemplos de los casos comentados. En el caso a) se enfoca el haz láser en el seno del material con una potencia de pulso por debajo del límite de daño permanente. Podemos ver como en el foco del láser y sus alrededores se generará un patrón elíptico que corresponde a un gradiente positivo de índice de refracción. Por otro lado, en b) observamos una configuración similar pero con una intensidad de pulso superior, ocasionando un daño permanente en el foco (índice de refracción menor) y zonas laterales con un gradiente de índice de refracción positivo.

Los tipos de modificaciones inducidas en el cristal dependen tanto de los parámetros de irradiación (condiciones de enfoque, energía del pulso, frecuencia de repetición, duración del pulso, etc.) como de las propiedades físicas del material (banda prohibida, dispersión, tasas de ionización, conductividad térmica, etc.). En general, teniendo una muestra conocida (en nuestro caso niobato de litio), los principales parámetros de irradiación que determinan el tamaño, la morfología y el tipo de modificación inducida por el láser son la energía del pulso y la duración del pulso. Podemos decir que la formación de daños permanentes (tracks) requiere energías de pulso lo suficientemente grandes como para producir un autoenfoque. Por lo tanto, la potencia máxima del pulso debe exceder la potencia crítica (Ec.

4.8). A su vez, para una duración de pulso dada, a medida que la energía del pulso aumenta más allá del umbral definido por la potencia crítica, el track se alarga en la dirección de propagación y ensancha su espesor, creando un estrés más severo. Por lo tanto también se modificará las zonas lindantes de estrés y su índice de refracción asociado. Aunque la potencia crítica difiera para distintos cristales, las energías típicas para la fabricación de guías ópticas con pulsos de 120 fs de un láser de Ti: Zafiro están en el rango de 0.1 – 1 μJ.

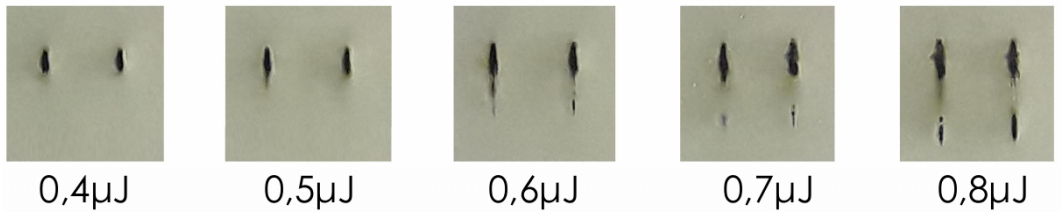


Figura 5.2: Tracks en $LiNbO_3$ según energía de pulso. A medida que la energía de escritura se incrementa, también aumenta sensiblemente el área de daño en el material.

En la Figura 5.2 podemos observar varios casos experimentales de pares de tracks realizados en $LiNbO_3$ con un láser de Ti: Zafiro de 1KHz, un ancho de pulso de 120 fs, una velocidad de escritura de 50 $\mu m/s$ y enfocado con objetivo de microscopio 20X (NA 0.4).

En cuanto a las condiciones de enfoque, la apertura numérica de la óptica de enfoque y la profundidad de enfoque dentro de la muestra, también son parámetros importantes para determinar la geometría y la longitud de las regiones modificadas. Las grandes aperturas numéricas tienden a disminuir la longitud de los tracks debido a la rápida divergencia del haz después del foco. La mayoría de los trabajos sobre la fabricación de guías de onda en cristales se han realizado utilizando objetivos de microscopio u ópticas de enfoque con valores de apertura numérica de 0.3 a 0.8.

Ya hemos discutido que para la fabricación de una guía de onda, se debe hacer un escaneo de la muestra con el haz enfocado. La elección de la velocidad de exploración determina el número de pulsos que inciden en cada punto de la muestra. Una estimación aproximada se puede calcular como:

$$N = \frac{d\ f}{\upsilon} \tag{5.1}$$

siendo d el diámetro del punto focal, f la tasa de repetición del láser y υ la velocidad de escaneo [50]. En general, se utiliza una gran cantidad de pulsos para aumentar la magnitud de las micro-modificaciones inducidas en el cristal y en particular el campo de tensión que rodea las pistas de daño. Este procedimiento también contribuye a obtener superficies y propiedades ópticas suaves y homogéneas a lo largo de la guía de ondas para su mejor rendimiento óptico. La velocidad de exploración se elige como un compromiso entre la mejor calidad de la guía de onda y el tiempo mínimo de procesamiento. Para sistemas láser con tasas de repetición del orden de 1 kHz las velocidades de escaneo son típicamente decenas de $\mu m/s$, mientras que para los láseres de alta tasa de repetición esta velocidad puede aumentarse considerablemente hasta llegar a mm/s.

5.1.2. Clasificación de guías de onda

Hasta el momento, las guías de ondas ópticas micro-maquinadas con láser de femtosegundos en materiales dieléctricos generalmente se clasifican en algunas pocas configuraciones. En un principio la clasificación dependía solo de los cambios producidos en el índice de refracción en las regiones irradiadas con el láser. Por lo tanto las guías de onda se clasificaban en dos grandes grupos: las de índice aumentado en la región irradiada o Tipo I y las de índice disminuido en el regiones irradiadas y aumentado en sus alrededores o Tipo II [32, 55]. Estas dos clasificaciones ya las hemos abordado y las podemos ver esquematizadas en la Figura 5.1 del apartado anterior. Posterior a esta clasificación se agregaron dos tipos más de configuraciones, que ya no dependían exclusivamente del cambio de índice de refracción, sino que se clasifican de acuerdo con la posición relativa de los tracks producidos por el láser. Una de estas geometrías es la denominada estructura de “revestimiento deprimido” o Tipo III [50, 57], en la que se realizan múltiples guías de onda Tipo II distribuidas en forma circular, dando como resultado un núcleo central de la guía de onda rodeado por una serie de tracks de bajo índice de refracción. Por último, las denominadas

Tipo IV, son aquellas guías de onda en surgen de la ablación láser en la superficie de un material o película delgada [50, 57]. En la Figura 5.3 podemos ver esquemas representativos de estas clasificaciones.

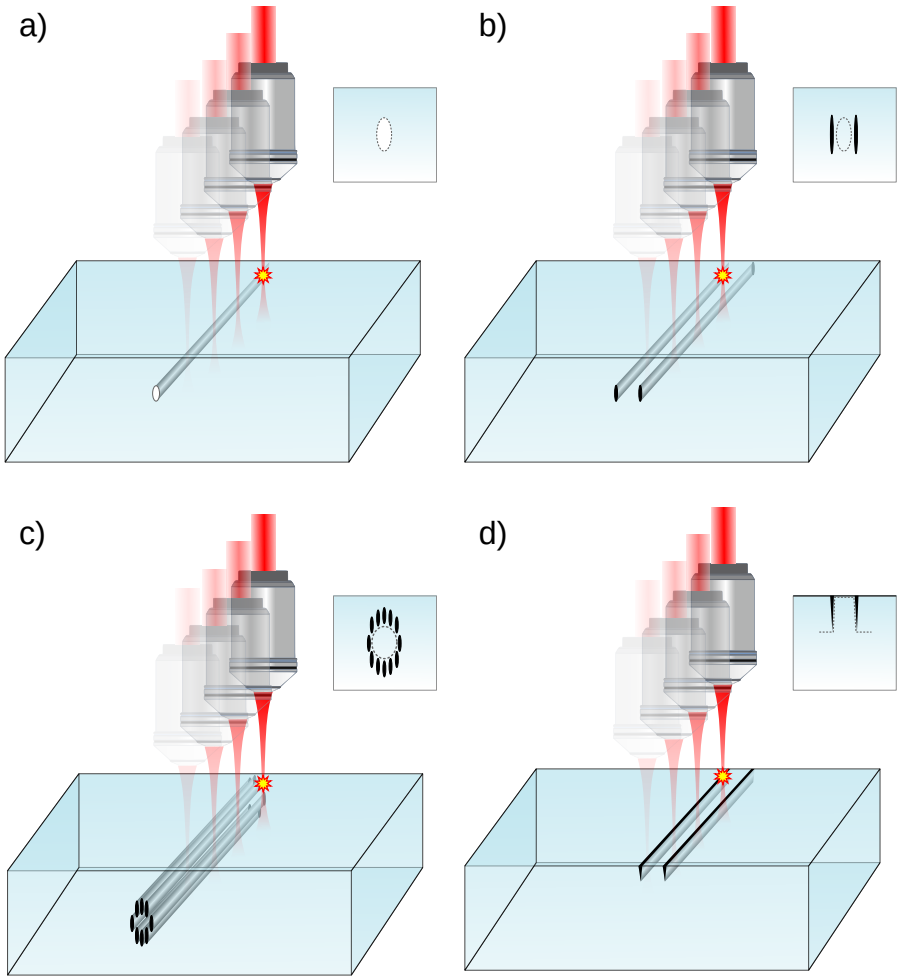


Figura 5.3: Clasificación de guías de onda micro-maquinadas con láser de femtosegundos en cristales: a) Tipo I, b) Tipo II, c) Tipo III y d) Tipo IV. Las secciones oscuras representan los tracks inducidos por el láser y las secciones en colores degradados los núcleos de las guías de onda.

Las guías de onda Tipo II y IV usualmente se graban en configuración *"doble línea o doble track"*, dónde el núcleo de la guía de onda se encuentra entre los dos tracks. De esta manera la luz guiada queda mejor confinada.

A lo largo de este trabajo nos centraremos en la fabricación de guías de onda Tipo II y sus aplicaciones para la realización de circuitos ópticos en fotónica integrada.

5.2. Sistema de escritura láser

Las guías de onda estudiadas en el presente trabajo se fabricaron utilizando un Láser de femtosegundos de Titanio-Zafiro de la firma Spectra-Physics (USA). El mismo, consta de dos subsistemas, el "oscilador" (Tsunami, Spectra-Physics) y el denominado "amplificador" (Spitfire, Spectra-Physics). En conjunto, el sistema es capaz de emitir pulsos a una longitud de onda central de 800 nm, con una duración de 120 fs, una tasa de repetición de 1 KHz y hasta 1 mJ de energía disponible por pulso.

El esquema general utilizado para la escritura láser es el mostrado en la Figura 5.4. Este esquema enfatiza la adecuación del haz láser (orientación y energía) posterior a su amplificación.

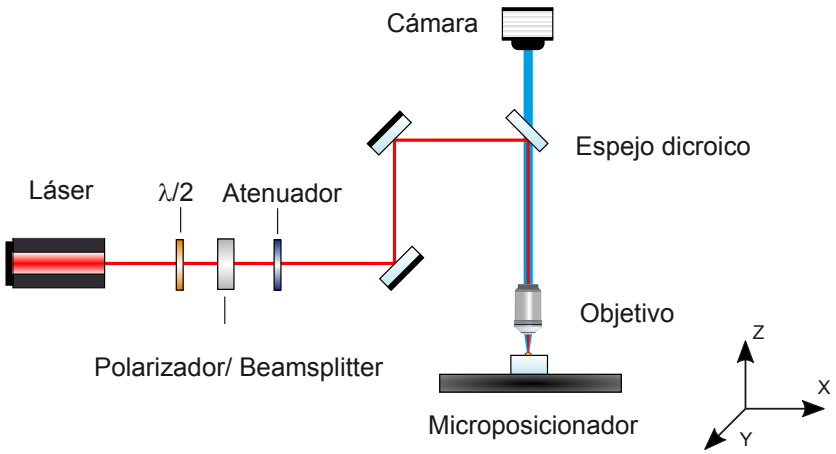


Figura 5.4: Esquema del montaje para la escritura láser y estación de micro-mecanizado.

Hemos discutido anteriormente que: para la conformación de guías de onda en materiales con un láser de femtosegundos, un parámetro fundamental es el control de la energía del pulso. Esto se debe a que las modificaciones estructurales que se originan en el material dependen fuertemente de este parámetro. Este control se realiza mediante un sistema óptico pasivo, el cual esta compuesto por: una lámina de media onda ($\lambda/2$) y un polarizador y un filtro neutro (atenuador) como podemos ver en la Figura 5.4. La radiación a la salida del amplificador esta polarizada de forma horizontal. Con la lámina $\lambda/2$ se gira la polarización del láser y cuando éste se encuentra con el polarizador, sólo pueden atravesarlo las componentes que

se encuentran orientadas en su eje de polarización. Adicionalmente se utiliza un beamsplitter y un filtro neutro para disminuir, aún mas, la energía del pulso cuando es necesario utilizar energías muy bajas.

Luego del control de energía, realizamos una reorientación el haz láser. Esto se debe a que el tipo de escritura que realizamos necesita una incidencia transversal del haz láser con respecto al plano del cristal. También cabe mencionar que el haz láser queda fijo en una posición establecida y la muestra se mueve para lograr la escritura láser. Para realizar este proceso, el haz láser es reflejado hasta llegar a una estación de micro-mecanizado (micro-posicionador de 3 ejes) mediante un arreglo de espejos dicroicos, como se observa en la Figura 5.4. De esta forma, el haz láser llega hasta un objetivo de microscopio que lo enfoca en la muestra en dirección perpendicular al plano xy de la estación de micro-mecanizado.

Durante el proceso de micro-maquinado es necesario tener cierto control sobre la posición del foco del láser. Esta inspección puede realizarse mediante una cámara convencional situada y alineada sobre el objetivo de microscopio como se ve en la Figura 5.4. De este modo es posible ver la zona de trabajo, facilitando así el proceso de alineamiento y control de fallas.

Por último, el desplazamiento de la muestra se realiza mediante 3 bases motorizadas (3 ejes de libertad) con resolución por debajo del micrómetro y velocidad controlada. Estas bases son de la marca Newport y son comandadas mediante un software manejado mediante una PC.

5.3. Preparación de muestras

Para lograr una fabricación óptima y un sistema de acople eficiente es indispensable que la muestra esté libre de polvo, en particular durante el proceso de escritura, y que tenga sus caras pulidas con calidad óptica (las caras que se utilizan para acoplar). Para esto último es necesario someter a la muestra a un proceso de pulido [58].

Si bien el proceso de pulido es el tradicional, no deja de ser vital para el buen desempeño de las experiencias. Las muestras utilizadas en este trabajo son cristales

de niobato de litio, los cuales se cortan a medida con un disco diamantado y micro-posicionado. Una vez cortados, se asientan los cantos con lijas número: 180, 360, 500, 600, 1000. Por último se pulen los cantos con pastas de pulir de grosor: 30, 15, 9, 6, 3, 1 μm. Garantizando así un acabado de los cantos de las muestras con calidad óptica.

5.4. Caracterización de las guías de onda

Una vez fabricadas las guías de onda o sistema de guías de onda y teniendo la muestra pulida, se caracterizan diversas propiedades de las mismas en función de las necesidades específicas. Las propiedades de interés más destacadas son las pérdidas por propagación y por acople, y el tamaño y distribución modal; como así también las propiedades específicas al diseño integrado fabricado. Para este proceso, se utiliza el método experimental conocido como "End-Fire", que permite acoplar luz láser en dichas guías y evaluar sus características [32, 59].

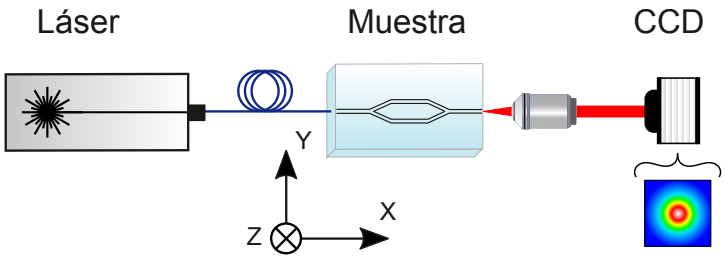


Figura 5.5: Esquema del montaje experimental y acople para caracterizar los modos guiados y las pérdidas de una guía de onda.

En la Figura 5.5 se puede ver un esquema del sistema mencionado. El láser utilizado puede variar en función de la longitud de onda para la cual se fabricó el dispositivo y generalmente este se encuentra acoplado a una fibra óptica para su mejor alineación y acople. Para poder acoplar la entrada/ salida de luz, se montan los elementos en bases micro-posicionadas. Esta disposición, da como resultado un modelo experimental de la utilidad del dispositivo fabricado. Así es que al acoplarle luz a la entrada del dispositivo, esta se propaga y a la salida es colectada por

un objetivo de microscopio. Este último colecta y colima a la cámara CCD la información modal a la salida del circuito óptico analizado.

5.5. Diseño y simulación computacional

El diseño de componentes ópticos integrados requiere una comprensión detallada de las diversas características de propagación electromagnética de las estructuras, entre otros factores que afectan las características y definen a los dispositivos. El método de análisis que pueda proporcionar la solución completa a las características de un componente mejorará la optimización del rendimiento del sistema. Además del diseño óptimo, un método preciso que pueda emular el funcionamiento de los componentes y circuitos permite formas de explorar nuevas ideas para dispositivos y sistemas sin el costo de fabricación y pruebas. Esta demanda de métodos y modelos de análisis que sean generales y versátiles, hizo que a principios de los años 90 se empezaran a discutir y desarrollar los primeros programas de simulación [60]. Actualmente las herramientas y simuladores de CAD desempeñan un papel fundamental en los avances realizados, y que se están realizando, en el área fotónica, más específicamente en óptica integrada.

Una guía de onda óptica en su dirección transversal generalmente puede abarcar entre unas pocas longitudes de onda hasta estar por debajo de esta y el perfil transversal se puede clasificar de acuerdo con la distribución del índice de refracción en la región de guía [61]. Estos parámetros están fuertemente ligados a la tecnología de fabricación y el material. Para una guía de ondas con un perfil de índice en escalón, la región de guía tiene una distribución de índice de refracción uniforme, mientras que el índice de refracción para una guía de ondas con perfil de índice gradual típicamente disminuye gradualmente desde el centro de la región de guía hacia la región externa. Estas diferencias están directamente asociadas al proceso de fabricación de la guía de onda. Un método preciso que pueda simular el comportamiento de estas guías permite lograr un diseño optimizado además de proporcionar formas de explorar nuevos conceptos. Este es el objetivo principal de las técnicas de simulación. En particular

nos centraremos en aquellas técnicas que aporten en el estudio de guías de onda fabricadas mediante proceso de escritura directa láser en Niobato de Litio [62-64].

Actualmente existen múltiples programas comerciales dedicados a la simulación de circuitos ópticos. Básicamente, estos realizan un análisis óptico sobre una geometría específica. Primero, para una estructura uniforme dada, determinan su distribución de modo normal y su constante de propagación asociada β. En segundo lugar, determinan el comportamiento de la señal óptica que se propaga en la geometría dada. La solución a estos problemas la encuentran resolviendo las ecuaciones de Maxwell en el dominio sujeto a las condiciones de contorno dictadas por las geometrías. Para estructuras uniformes, se han desarrollado e implementado una serie de métodos. El método de índice efectivo (effective index method), el método variacional (variational method), el método de adaptación modal (mode matching method), el método de elementos finitos (finite element method) y el método de diferencias finitas (finite difference method) son algunos de los ejemplos [15, 24, 61]. Para estructuras no uniformes, los enfoques comúnmente utilizados son: la teoría de modo acoplado (Coupled-Mode Theory CMT), el método de propagación de ondas (Beam Propagation Method BPM) y el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo (Finite Difference Time Domain FDTD). La elección del método más eficiente en resolución dependerá del tipo de guías de onda que compongan nuestro circuito óptico integrado y su complejidad en cuanto a geometría y perfil de índice de refracción [60, 65, 66].

Referencias

[15] Ginés Lifante. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, ene. de 2003. URL: https://doi.org/10.1002%2F0470861401.

[24] Clifford R. Pollock y Michal Lipson. «Fundamental Tools of Optoelectronics: Maxwell's Equations». En: *Integrated Photonics*. Springer US, 2003, págs. 9-41. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-1-4757-5522-0_2.

[31] K. M. Davis y col. «Writing waveguides in glass with a femtosecond laser». En: *Optics Letters* 21.21 (1996), pág. 1729.

[32] Roberto Osellame, Giulio Cerullo y Roberta Ramponi, eds. *Femtosecond Laser Micromachining*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-642-23366-1.

[41] Hirosuke FURUTA y col. «Titanium Diffusion into LiNbO3 Crystals. Crystal Surface Observations at the Diffusion Process.» En: *The Review of Laser Engineering* 21.9 (1993), págs. 981-986. URL: https://doi.org/10.2184%2Flsj.21.9_981.

[42] S.A.M. Al-Chalabi y F. Goodall. «Titanium diffusion into LiNbO3 using excimer laser beam». En: *Applied Surface Science* 36.1-4 (ene. de 1989), págs. 408-412. URL: https://doi.org/10.1016%2F0169-4332%2889%2990936-7.

[43] A. Carnera. «Optical Waveguides in LiNbO3 Produced by Ti In-diffusion, Ion Exchange and Ion Implantation». En: *Springer Proceedings in Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 1987, págs. 179-194. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-642-71907-3_15.

[44] Mauro Varasi, Antonello Vanucci y Mario Signorazzi. «Lithium niobate proton-exchange technology for phase-amplitude modulators». En: *Integrated Optical Circuits*. Ed. por Ka K. Wong. SPIE, dic. de 1991. URL: https://doi.org/10.1117%2F12.50886.

[45] K. YAMAMOTO y T. TANIUCHI. «New proton-exchange technique for LiNbO3 waveguide fabrication». En: *Optical Fiber Communication*. OSA, 1987. URL: https://doi.org/10.1364%2Fofc.1987.tuh2.

[46] B. Herreros y G. Lifante. «LiNbO3 optical waveguides by Zn diffusion from vapor phase». En: *Applied Physics Letters* 66.12 (mar. de 1995), págs. 1449-1451. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.113650.

[47] I. Suárez, P. L. Pernas y G. Lifante. «Integrated electro-optic Mach–Zehnder modulator fabricated by vapour Zn-diffusion in LiNbO3». En: *Microwave and Optical Technology Letters* 49.5 (2007), págs. 1194-1196. URL: https://doi.org/10.1002%2Fmop.22376.

[48] R. G. Wilson, D. M. Jamba y D. A. Betts. «Ion Implantation In Linbo3». En: *MRS Proceedings* 24 (1983). URL: https://doi.org/10.1557%2Fproc-24-181.

[49] C H. Buchal, R. Irmscher y P. Günter. «Ion Implantation of KnbO3 and LiNbO3 at Elevated Temperatures». En: *MRS Proceedings* 128 (1988). URL: https://doi.org/10.1557%2Fproc-128-719.

[50] Feng Chen y J. R. Vázquez de Aldana. «Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining». En: *Laser & Photonics Reviews* 8.2 (mayo de 2013), págs. 251-275. URL: https://doi.org/10.1002%2Flpor.201300025.

[51] Jonas Burghoff y col. «Efficient frequency doubling in femtosecond laser-written waveguides in lithium niobate». En: *Applied Physics Letters* 89.8 (ago. de 2006), pág. 081108. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.2338532.

[52] L. Gui, B. Xu y T.C. Chong. «Microstructure in Lithium Niobate by Use of Focused Femtosecond Laser Pulses». En: *IEEE Photonics Technology Letters* 16.5 (mayo de 2004), págs. 1337-1339. URL: https://doi.org/10.1109%2Flpt.2004.826112.

[53] V. Apostolopoulos y col. «Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti3:Sapphire». En: *Applied Physics Letters* 85.7 (ago. de 2004), págs. 1122-1124. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.1781737.

[54] T. Gorelik y col. «Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz». En: *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 76.3 (mar. de 2003), págs. 309-311. URL: https://doi.org/10.1007%2Fs00339-002-1813-x.

[55] J. Burghoff, S. Nolte y A. Tünnermann. «Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO3». En: *Applied Physics A* 89.1 (jun. de 2007), págs. 127-132. URL: https://doi.org/10.1007%2Fs00339-007-4152-0.

[56] G. A. Torchia y col. «Diffraction gratings written inside/on lithium niobate by means of femtosecond laser pulses». En: *Integrated Optics, Silicon Photonics, and Photonic Integrated Circuits*. Ed. por Giancarlo C. Righini. SPIE, abr. de 2006. URL: https://doi.org/10.1117%2F12.673307.

[57] A. G. Okhrimchuk y col. «Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd^3 crystal by femtosecond laser writing». En: *Optics Letters* 30.17 (sep. de 2005), pág. 2248. URL: https://doi.org/10.1364%2Fol.30.002248.

[58] M. A. Ratner. «Chemical applications of ultrafast spectroscopy. By Graham R. Fleming, Oxford, New york, 1986.» En: *International Journal of Quantum Chemistry* 31.6 (jun. de 1987), págs. 989-989. URL: https://doi.org/10.1002%2Fqua.560310611.

[59] Robert G. Hunsperger. «Losses in Optical Waveguides». En: *Springer Series in Optical Sciences*. Springer Berlin Heidelberg, 1982, págs. 70-87. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-662-13521-1_5.

[60] S.T. Chu, W.P. Huang y S.K. Chaudhuri. «Simulation and analysis of waveguide based optical integrated circuits». En: *Computer Physics Communications* 68.1 (1991), págs. 451-484. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465591902135.

[61] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Cambridge, Mass.: Academic Press, 2006.

[62] J. E. Toney. *Lithium Niobate Photonics*. Artech House, 2015.

[63] Marco Bazzan y Cinzia Sada. «Optical waveguides in lithium niobate: Recent developments and applications». En: *Applied Physics Reviews* 2.4 (dic. de 2015), pág. 040603. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.4931601.

[64] Nadège Courjal y col. «Lithium Niobate Optical Waveguides and Microwaveguides». En: *Emerging Waveguide Technology*. Ed. por Kok Yeow You. InTech, ago. de 2018. URL: https://doi.org/10.5772%2Fintechopen.76798.

[65] M Parfenov y col. «Simulation of Ti-indiffused lithium niobate waveguides and analysis of their mode structure». En: *Journal of Physics: Conference Series* 741 (ago. de 2016), pág. 012141. URL: https://doi.org/10.1088%2F1742-6596%2F741%2F1%2F012141.

[66] V. E. Vitkovskiy y M. P. Fedoruk. «Mathematical simulation of the femtosecond-laser inscription of optical waveguides». En: *Laser Physics* 18.11 (nov. de 2008), págs. 1268-1278. URL: https://doi.org/10.1134%2Fs1054660x0811011x.

Parte II

Resultados

...la obsesión por los métodos cuantitativos encubre, en la ilusión de la libertad de investigación, un mecanismo que garantiza la sujeción del científico a las estrategias de expansión del capital y las leyes del mercado.

— O. Varsavsky *de Ciencia, Política y Cientificismo*

6 Modelización y simulación

Contenido

6.1. Parámetros de escritura y diseño 73
6.2. Perfil de índice de refracción 73
6.2.1. Etapa 1: Aproximación al modelo 73
6.2.2. Etapa 2: Ajuste del modelo por modos acoplados 75
6.3. Caracterización 77
6.3.1. Etapa 1: Aproximación al modelo 77
6.3.2. Etapa 2: Ajuste del modelo por modos acoplados 78
6.4. Conclusiones preliminares 80

La óptica integrada se ha convertido en uno de los temas de más relevancia en el campo de la fotónica y de la investigación de dispositivos semiconductores. El empleo de la tecnología de fibra óptica, el creciente potencial de los sistemas de comunicaciones ópticas coherentes y las nuevas aplicaciones de sensores en múltiples áreas han enfatizado la necesidad de componentes ópticos integrados, como acopladores, moduladores, interruptores, filtros, detectores, sensores, etc., que sean confiables y precisos. Dada la capacidad tecnológica de fabricar múltiples formas guías de ondas con diferencias relativas en el índice de refracción y el uso de materiales ópticos semiconductores, se ha introducido una variedad de componentes altamente compactos que son adecuados para la integración óptica.

Es conocida la creciente potencialidad de los softwares de simulación en múltiples áreas de ciencia y tecnología, y por supuesto la óptica integrada no es la excepción. El primer paso para la obtención de dispositivos ópticos integrados es el diseño, y dentro de este, la simulación computacional tiene un rol fundamental. Cuanto más precisos sean estos procesos, más "reales" serán los diseños preliminares; por lo tanto más optimizados podrán ser los dispositivos.

Este capítulo estudia el comportamiento y simulación de guías de ondas obtenidas mediante escritura directa láser en niobato de litio [62-64]. Pretendiendo encontrar un modelo que sirva de punto inicial para el desarrollo de dispositivos, se realiza un análisis del perfil de índice de refracción. El cual tiene la particularidad de poseer un perfil de índice de refracción no uniforme y dependiente de los parámetros de escritura [31, 32, 50, 67]. Esta característica es de gran sensibilidad en la simulación de la propagación de la luz.

En particular realizaremos una aproximación al perfil de índice de refracción, para luego ajustarlo experimentalmente basándonos en el estudio del acoplamiento de luz entre un par de guías de onda Tipo II fabricadas en niobato de litio [68, 69]. De este modo, si consideramos distintas distancias entre tracks (guías doble track), lograremos distintas modificaciones del perfil de índice de refracción para cada caso; que dará lugar a su vez, a un cambio en la longitud de acople. Este estudio permite la reconstrucción del perfil de índice de refracción según sus condiciones de fabricación. A partir del análisis de datos experimentales en cada una de las guías fabricadas se busca conseguir un modelo general del índice de refracción que describa las características de las guías de onda en función de los parámetros utilizados en el proceso de fabricación. Para el proceso de reconstrucción y comprobación del modelo nos basaremos en la simulación de guías de onda mediante el software de simulación óptica comercial Rsoft [70] usando el método de cálculo de propagación de ondas BPM [60, 65, 66].

Repositorio Institucional Digital de Acceso Abierto, Universidad Nacional de Quilmes

6.1. Parámetros de escritura y diseño

En la fabricación del set de guías de onda Tipo II se utilizó un sistema láser de Titanio Zafiro. Éste emite pulsos de 120 femtosegundos, centrados a una longitud de onda de 800 nm y con una tasa de repetición de 1 KHz. Se utilizó un valor de 0.7 μJ de energía láser. La estación de micro-mecanizado tiene un paso mínimo de 50 nm y la velocidad de escritura utilizada es de 50 $\mu m/seg$. El material sustrato es un cristal de niobato de litio ($LiNbO_3$) corte X y se grabaron las guías de onda a una profundidad desde la superficie de 200 μm. Estos valores son prefijados para garantizar una fluencia adecuada de escritura y por lo tanto obtener guías Tipo II dentro del material [71].

Teniendo en cuenta el estudio de acople que realizamos, las guías de onda son del tipo simple y doble track [50]. Un juego de guías de onda simple track y 6 guías de onda doble track fueron grabadas manteniendo las mismas características de escritura y sólo variando su distancia entre tracks (Gap) para las segundas. Los valores de Gap grabados fueron: 25, 27, 29, 31, 33 y 35 μm. El hecho de sólo variar un parámetro nos permite aislar el estudio de acople de luz por sobre los posibles cambios estructurales del proceso de fabricación.

6.2. Perfil de índice de refracción

6.2.1. Etapa 1: Aproximación al modelo

Como ya se ha comentado, la escritura por pulsos láser de femtosegundos genera una guía de onda con un perfil de índice de refracción no uniforme. Varios trabajos previos se han enfocado en este fenómeno [72, 73]. En particular, este tipo de guías de onda en cristales de niobato de litio corte X soportan principalmente que se propague la polarización TM [74]. Por lo tanto, para esta dirección de polarización, el índice de refracción del material que se utiliza es el ordinario (n_O).

Una primera aproximación del perfil de índice de refracción de este tipo de guías de onda se puede representar como una función gaussiana, o una suma de ellas.

El objetivo de esta etapa, es partir de una primera aproximación general, para después ir ajustando el modelo en función de los datos experimentales obtenidos. En esta primera instancia utilizamos las guías de onda fabricadas simple track. Para describir este tipo de guías de onda, tomamos la suma de 3 funciones gaussianas por cada paso de escritura láser: una negativa donde se genera el track (disminución del índice de refracción) y dos positivas para los lóbulos externos por donde se genera la guía de onda (aumento del índice de refracción). La función que lo describe es la Ecuación 6.1 y se encuentra un corte del perfil en 2D esquematizada en la Figura 6.1.

$$f(x,y) = e^{-c_1(d+e.x)^2} + ae^{-c_2y^2}e^{-c_1y^2}e^{-c_1(-d+e.x)^2} - a_te^{-b_tx^2}e^{-c_2y^2} \tag{6.1}$$

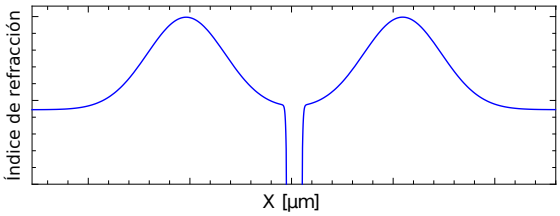


Figura 6.1: Distribución lineal del delta de índice de refracción según la Ecuación 6.1.

Donde a, a_t, b_t, w, c_1, c_2 y d son coeficientes de ajuste para el modelo de índice de refracción. En la Figura 6.2 podemos ver lo ya expresado, pero esta vez en una vista frontal y de forma esquemática. Siendo: la longitud en X de track (L_{TKx}), la longitud en Y de track (L_{TKy}), la longitud en X de modo (L_{MODx}), la longitud en Y de modo (L_{MODy}) y la longitud entre modos (L_{MODxs}) los parámetros que utilizamos como coeficientes de ajuste experimentales. Es claro que la obtención de estos parámetros nos acercará al modelo final deseado.

Con respecto a las mediciones experimentales, la obtención de las longitudes de track se pueden realizar mediante un microscopio calibrado sobre el canto del cristal. El track al tener un índice de refracción altamente negativo, más una apreciable zona oscurecida debido a la absorción de luz visible, puede observarse y medirse sin gran complejidad. Para el cálculo de los coeficientes restantes analizaremos la forma e intensidad los modos de salida. Realizamos esta medida mediante el método de

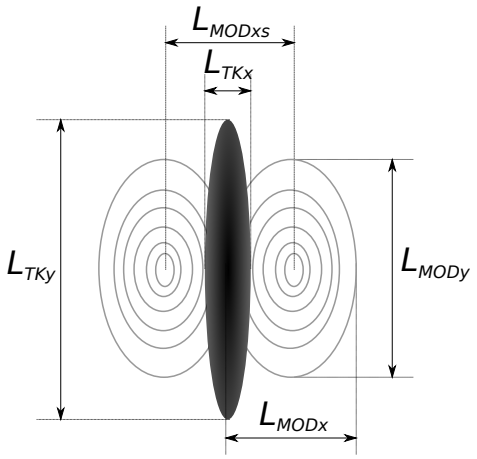


Figura 6.2: Esquema de distribución espacial del índice de refracción para una guía de onda simple track fabricada por escritura directa láser (vista frontal). Con $L_{TKx}, L_{TKy}, L_{MODx}, L_{MODy}$ y L_{MODxs} como coeficientes de ajuste.

acople "End-Fire" donde la inyección de luz se realiza por uno de sus cantos y se alinea un analizador de perfil de modos a la salida. Para acoplar la luz dentro de la estructura se uso un diodo láser de 980 nm acoplado a fibra óptica, mientras que se utilizó un objetivo de microscopio 10X para colectar la luz de campo cercano a la salida. Tomando como referencia las medidas ya obtenidas del track, podremos hacer una primera aproximación de los valores que involucran a los modos. Si bien esta es una primer aproximación al modelo, cuanto más cercano sea al experimental, mejor convergerá el modelo en la Etapa 2 de ajuste.

6.2.2. Etapa 2: Ajuste del modelo por modos acoplados

Cuando dos guías de onda rectas están cerca (es decir, separadas por algunos micrómetros), los modos de propagación pueden generar acoplamiento óptico. Esto se debe a la superposición que se produce entre los campos evanescentes de una guía de onda con la otra. El parámetro que determina el acoplamiento entre las guías de onda se denomina constante de acoplamiento k. Este parámetro está determinado por la superposición entre los campos guiados de las guías de onda y sus indicies de refracción; y el mismo disminuye a medida que aumenta la separación entre las guías de onda. Este es posible ya que la extensión de los campos en

cada una de las guías está altamente localizado y además tiende a cero en algunas longitudes de onda por fuera de la guía. Si las dos guías de onda tienen las mismas características, la eficiencia de acoplamiento entre ellas tiene un valor máximo cuando la potencia de una se transfiere completamente a la otra. Esta transferencia de energía ocurre periódicamente y se caracteriza por la longitud de acoplamiento L_c, que es la longitud más corta en la cual la potencia de una guía de onda se transfiere completamente a la otra guía de onda. Para una eficiencia de acoplamiento del 100 %, la constante de acoplamiento k y la longitud de acoplamiento L_c están relacionadas según la siguiente ecuación [61]:

$$L_c = \frac{\pi}{2k} \tag{6.2}$$

Esta característica de acoplamiento depende fuertemente del perfil de índice de refracción de las guías. Un buen modelo de este deberá no sólo reflejar los modos de salida de una guía de ondas, sino también tener el mismo L_c. La segunda etapa de este estudio consiste en el ajuste y validación de los parámetros establecidos por la Etapa 1 en comparación con los parámetros de acople obtenidos.

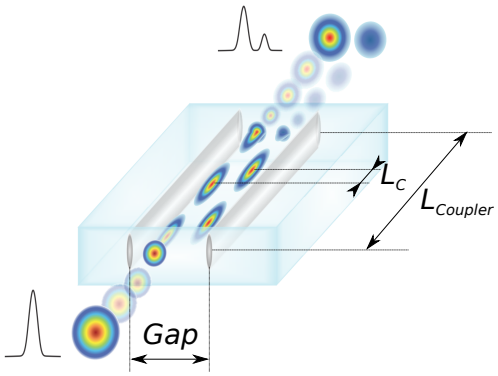


Figura 6.3: Representación esquemática de un par de guías de onda fabricadas por proceso de escritura directa con un láser de femtosegundos dentro de un cristal de $LiNbO_3$, como así también se detalla el acoplamiento de modos entre las dos guías de onda.

En la Figura 6.3 es posible observar un esquema de guías Tipo II doble track donde se acopla luz por uno de sus extremos. La salida variará en función de la longitud total de acople ($L_{coupler}$) debido al efecto de modos acoplados. A su vez,

como ya mencionamos, L_C depende de la longitud de Gap. Podemos decir que, la proporción de luz en los modos de salida variará en función de la longitud de Gap. Para todas las guías de onda del set grabado se espera obtener distintas configuraciones de salidas. Por lo tanto, un modelo fiable del índice de refracción ordinario de guías Tipo II en niobato de litio corte X, será el que soporte estas medidas experimentales.

Para las simulaciones entre dos guías de onda rectas Tipo II se utilizó el método de BPM, donde se cargo el perfil de índice de refracción según la Ecuación 6.1. Se programó el código para realizar las simulaciones de nuestro sistema experimental utilizando los Gap deseados y alterando las variables de la ecuación del modelo. Cuando las soluciones converjan con las medidas experimentales, obtendremos los resultados finales de los parámetros de ajuste, y así el modelo final del perfil del índice de refracción analizado.

6.3. Caracterización

Durante este proceso, se llevaron a cabo pruebas experimentales de acople de luz para cada una de las guías de onda grabadas mediante el método "End-Fire". Para esto se utilizó un diodo láser de 980 nm acoplado a fibra óptica en la entrada, mientras que a la salida se uso un objetivo de microscopio 10x alineado a una cámara CCD para caracterizar la forma e intensidad en proporción de los modos de salida. Esto quiere decir, obtener la intensidad relativa de salida (%) para cada guía de onda dentro del par de acople y su forma modal.

Para la obtención del perfil de índice de refracción detallaremos los resultados según las etapas mencionadas anteriormente.

6.3.1. Etapa 1: Aproximación al modelo

Durante esta etapa las guías de onda acopladas fueron del tipo simple track. El objetivo central es obtener el modo guiado a la salida experimentalmente, para luego aproximar el modelo.

En la Figura 6.4 a) podemos ver el modo experimentalmente obtenido mediante la cámara CCD. A su vez con el mismo setup, pero saturando la imagen, se puede obtener la imagen del track (lo cual no es apreciable en esta imagen). Con respecto al track también podemos obtener sus medidas mediante un microscopio óptico calibrado. Por lo tanto, correlacionando estas medidas con la captura del modo y la del track, podemos dimensionar el tamaño real del modo de salida. Estos valores son los que replicaremos de manera computacional.

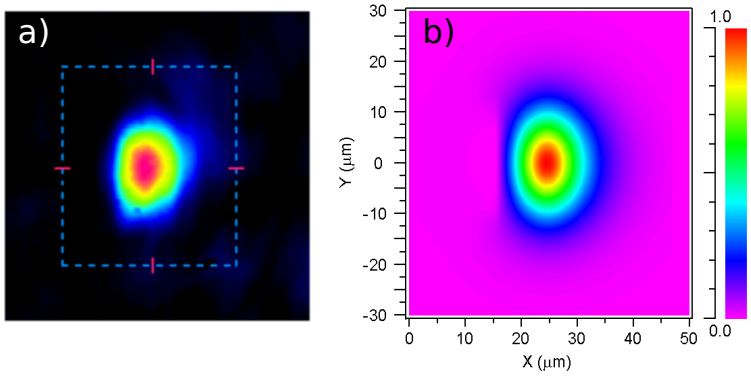


Figura 6.4: Modo acoplado para guía de onda simple track: a) Experimental, b) Simulación.

En lo que respecta al proceso de simulación, se realizó el plano del circuito óptico, se cargó el perfil de índice de refracción propuesto (Ecuación 6.1) y se aproximaron los valores de sus variables a las dimensiones del modo obtenido. La Figura 6.4 b) muestra la simulación obtenida del modo a la salida de la guía de onda luego de estos primeros ajustes. Estos modos son similares en dimensiones y podemos observar también que ambos poseen una similar distribución espacial. Este es el objetivo principal de esta etapa, siendo estos los valores iniciales de la segunda etapa.

6.3.2. Etapa 2: Ajuste del modelo por modos acoplados

Esta segunda etapa pretende ajustar iterativamente el modelo propuesto en la Etapa 1 hasta converger a los resultados experimentales de acople. En este caso las pruebas se realizaron con las guías de onda doble track. Las cuales al tener un Gap lo suficientemente grande, los modos acoplan varias veces entre sí. Por lo tanto,

podemos obtener medidas de intensidades de los modos a la salida en ambas guías por separado y estas serán distintas en función del Gap.

En primer lugar se realizan las medidas experimentales de acople, donde los valores de intensidades que se obtuvieron son los mostrados en la Tabla 6.1.

Tabla 6.1: Mediciones de intensidad relativa de salida (%) experimentales para cada par de guías de onda dentro del set fabricado

Gap [μm]	Guía de onda #1 intensidad [%]	Guía de onda #2 intensidad [%]
25	92.7	7.3
27	10.8	89.2
29	80.2	19.8
31	43.4	56.6
33	18.9	81.1
35	40.8	59.2

Para obtener los resultados de ajuste, nuevamente usamos el modelo simulado, pero esta vez centrando los valores de los coeficientes obtenidos anteriormente y adecuándolos a la Ecuación 6.1. Por último, por medio de un proceso iterativo se simularon todos los coeficientes haciéndolos variar en las cercanías de los valores preseleccionados. Esto nos garantiza modificar los parámetros del perfil de índice de refracción, sin alejarse demasiado del primer modelo. Los coeficientes se harán variar tanto como sea necesario hasta que el modelo converja a los valores de acople obtenidos experimentalmente.

En la Figura 6.5 podemos observar el resultado del proceso mencionado, tomando el acople de una sola guía, ya que este proceso es simétrico. Podemos observar como los valores simulados (línea continua) se ajustan a los valores experimentales (cubos). Se simularon también puntos intermedios de los Gaps experimentales para poder ver su comportamiento de forma continua. Es de esperar que la curva vaya desde un máximo a un mínimo (100 % de acople a 0 %) y que conforme el Gap aumente, su período también lo haga, ya que L_C aumenta).

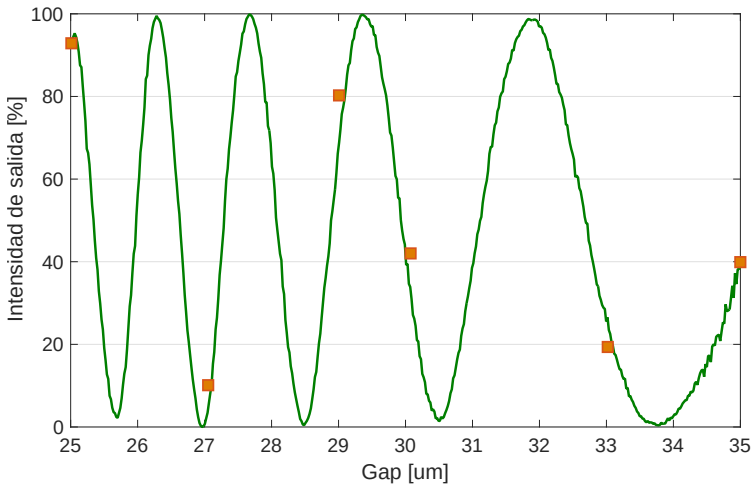


Figura 6.5: Intensidad relativa de salida en la guía de onda 1 en función de la longitud de Gap. En cubos naranjas mediciones experimentales, en línea continua verde resultados del modelo de perfil de índice de refracción mediante simulación.

Finalmente, para este modelo los coeficientes obtenidos son los expresados en la Tabla 6.2.

Tabla 6.2: Valores resultantes para los coeficientes de la ecuación de perfil de índice de refracción

Coeficientes	Valores
a	0.045
a_t	60
b_t	20 μm^{-2}
c_1	0.012 μm^{-2}
c_2	0.0125 μm^{-2}
d	18 μm

Volviendo a la ecuación 6.1 y reemplazando los coeficientes obtenidos, obtendremos el perfil de índice de refracción final. En la Figura 6.6 podemos observar un corte su distribución lineal y espacial.

6.4. Conclusiones preliminares

Como mencionamos anteriormente, un método preciso que nos permita simular el funcionamiento de un dispositivo fabricado mediante escritura directa, dará lugar

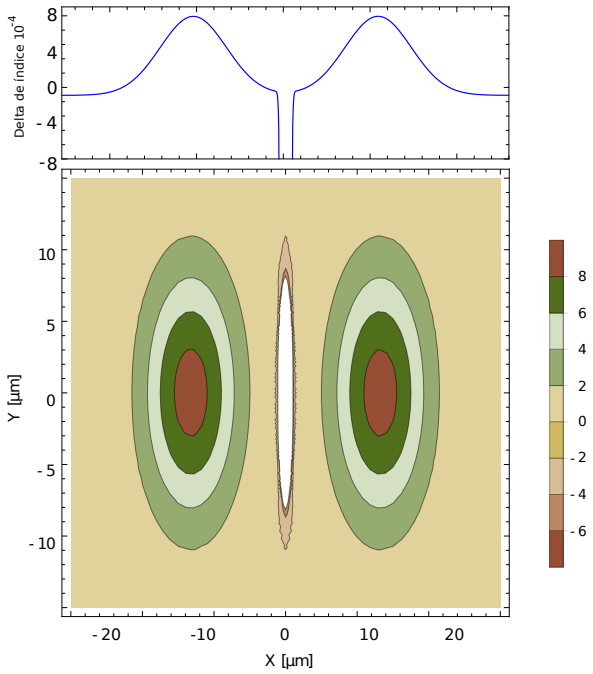


Figura 6.6: Modelo de perfil de índice de refracción para una guía de onda Tipo II simple track por escritura directa láser. Distribución lineal y espacial de índice de refracción.

a diseños más optimizados además de proporcionar formas de explorar nuevos conceptos. En nuestro caso, será vital el soporte de las simulaciones de los circuitos ópticos para el desarrollo y caracterización de nuevos dispositivos. Este, no es sólo un primer resultado del trabajo, sino el soporte central para la realización de los próximos objetivos. Valiéndonos del modelo matemático del perfil de índice de refracción ordinario obtenido se realizarán los diseños preliminares de los circuitos ópticos estudiados de aquí en adelante.

Los avances y resultados de este capítulo se encuentran reportados también en [2].

Referencias

[2] D. Presti y col. «Modeling of the refractive index profile of a femtosecond written waveguide in LiNbO3». En: *Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications XIII*. Ed. por Shizhuo Yin y Ruyan Guo. SPIE, sep. de 2019. URL: https://doi.org/10.1117%2F12.2528545.

[31] K. M. Davis y col. «Writing waveguides in glass with a femtosecond laser». En: *Optics Letters* 21.21 (1996), pág. 1729.

[32] Roberto Osellame, Giulio Cerullo y Roberta Ramponi, eds. *Femtosecond Laser Micromachining*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-642-23366-1.

[50] Feng Chen y J. R. Vázquez de Aldana. «Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining». En: *Laser & Photonics Reviews* 8.2 (mayo de 2013), págs. 251-275. URL: https://doi.org/10.1002%2Flpor.201300025.

[60] S.T. Chu, W.P. Huang y S.K. Chaudhuri. «Simulation and analysis of waveguide based optical integrated circuits». En: *Computer Physics Communications* 68.1 (1991), págs. 451-484. URL: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010465591902135.

[61] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Cambridge, Mass.: Academic Press, 2006.

[62] J. E. Toney. *Lithium Niobate Photonics*. Artech House, 2015.

[63] Marco Bazzan y Cinzia Sada. «Optical waveguides in lithium niobate: Recent developments and applications». En: *Applied Physics Reviews* 2.4 (dic. de 2015), pág. 040603. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.4931601.

[64] Nadège Courjal y col. «Lithium Niobate Optical Waveguides and Microwaveguides». En: *Emerging Waveguide Technology*. Ed. por Kok Yeow You. InTech, ago. de 2018. URL: https://doi.org/10.5772%2Fintechopen.76798.

[65] M Parfenov y col. «Simulation of Ti-indiffused lithium niobate waveguides and analysis of their mode structure». En: *Journal of Physics: Conference Series* 741 (ago. de 2016), pág. 012141. URL: https://doi.org/10.1088%2F1742-6596%2F741%2F1%2F012141.

[66] V. E. Vitkovskiy y M. P. Fedoruk. «Mathematical simulation of the femtosecond-laser inscription of optical waveguides». En: *Laser Physics* 18.11 (nov. de 2008), págs. 1268-1278. URL: https://doi.org/10.1134%2Fs1054660x0811011x.

[67] Jinman Lv y col. «Femtosecond laser written optical waveguides in z-cut MgO:LiNbO3 crystal: Fabrication and optical damage investigation». En: *Optical Materials* 57 (2016), págs. 169-173.

[68] Alexander Szameit y col. «Control of directional evanescent coupling in fs laser written waveguides». En: *Optics Express* 15.4 (2007), pág. 1579.

[69] E. Neyra, S. Suarez y G. A. Torchia. «Light coupling in single-track guiding structures obtained by femtosecond laser writing in lithium niobate». En: *Opt. Lett.* 39.5 (mar. de 2014), págs. 1125-1128. URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-39-5-1125.

[70] *Synopsys Rsoft*. https://www.synopsys.com/photonic-solutions.html.

[71] R Peyton y col. «Key kinematic parameters in a low-loss power splitter written by femtosecond laser micromachining». En: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 28.5 (2018), pág. 055011.

[72] M Tejerina y GA Torchia. «MATFESA: strain and refractive index field estimation after femtosecond laser interaction with transparent material». En: *Applied Physics A* 110.3 (2013), págs. 591-594.

[73] D. Biasetti y col. «Buried waveguides in Nd:YLF crystals obtained by femtosecond laser writing under double line approach». En: *Applied Physics A* 110.3 (mar. de 2013), págs. 595-599.

[74] M.R. Tejerina, D.A. Biasetti y G.A. Torchia. «Polarization behaviour of femtosecond laser written waveguides in lithium niobate». En: *Optical Materials* 47 (sep. de 2015), págs. 34-38. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.optmat.2015.06.030.

La verdad es que la ciencia es una aventura: porque uno nunca sabe lo que va a pasar, lo que le deparará la próxima estrella: la ciencia se alimenta, no de la certeza, sino de la compulsión y la duda. Y la duda es riesgo y riqueza: te lleva a pensar las cosas, aún las que te parecen más seguras, desde otro lugar, que no es el conocido, común y confortable, y afrontar el peligro de la incoherencia, del error y el ridículo.

— Leonardo Moledo *de De las Tortugas a las Estrellas*

7

Acoplador por onda evanescente

Contenido

7.1. Diseño del Acoplador Bidireccional 86
7.2. Parámetros de fabricación 90
7.3. Caracterización 91
7.4. Dispositivo final 93
7.5. Conclusiones sobre el dispositivo 95

En este capítulo, presentamos un diseño de acoplador de onda evanescente 1x2 integrado. Utilizaremos para el diseño del divisor de potencia óptica el conocido efecto de acoplamiento de onda evanescente (presentado en el Capítulo 6). Este es el método más utilizado en este tipo de dispositivos, pero nunca se había realizado con la técnica de fabricación de escritura láser directa. Por lo que podemos considerarlo como una alternativa en la producción de dispositivos ópticos, manteniendo inalteradas todas sus propiedades en comparación con los métodos estándar.

Como mencionamos, este trabajo se basa en el estudio del acoplamiento de luz en guías de onda para el diseño de un acoplador bidireccional integrado. Este método, ya introducido en el Capítulo 6, lo utilizaremos como base estructural para el diseño del dispositivo. En particular, utilizando guías de onda Tipo II y tomando diferentes distancias entre las guías y energías de escritura como parámetros de diseño, se

espera encontrar cambios en el perfil del índice de refracción y, en consecuencia, en su longitud del acoplamiento [69].

El conocimiento previo del comportamiento del perfil de índice de refracción es un parámetro clave en la realización de las simulaciones de diseño computacional (Capítulo 6). Los parámetros de diseño geométrico del circuito óptico integrado se determinan considerando estas simulaciones de propagación de la luz en las guías de onda. Para tales propósitos, utilizamos las simulaciones del modo de propagación de haz BMP utilizando un software comercial [70].

Posterior a las simulaciones, el circuito óptico se fabrica en muestras de niobato de litio corte X en configuración plana y es caracterizado experimentalmente. El dispositivo integrado se diseña para soportar una propagación mono modo a longitudes de onda de 980 nm. A lo largo de este capítulo se abordarán las principales características de desarrollo y diseño de este dispositivo.

7.1. Diseño del Acoplador Bidireccional

Los acopladores direccionales son posiblemente uno de los circuitos ópticos pasivos más utilizados. Son capaces de dividir la potencia de entrada óptica en dos o más salidas. Esta característica es fundamental para la gran mayoría de sistemas ópticos guiados [15, 24, 61]. Por este motivo, se ha desarrollado un interés particular en las nuevas tecnologías orientadas a su diseño y su fabricación.

El acoplamiento de luz ofrece una alternativa muy interesante para dividir la potencia óptica propagada en dos guías de onda cercanas entre sí. Esta propiedad es aprovechada hoy en día en la mayoría de los divisores de uso común, donde el acoplamiento tiene lugar entre fibras ópticas o guías de onda fabricadas por métodos de difusión. Este trabajo presenta una nueva alternativa de fabricación de estos dispositivos mediante escritura directa por láser de femtosegundos. Consistiendo en fabricar pares de guías de onda Tipo II y aprovechar el efecto de acople por onda evanescente. La Figura 7.1 representa esquemáticamente esta idea.

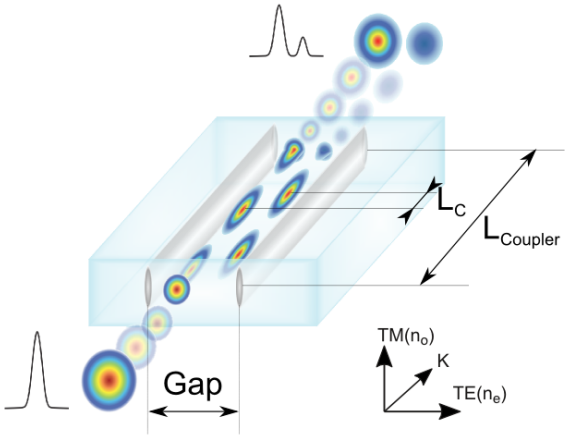


Figura 7.1: Representación pictórica de un par de guías de onda de Tipo II realizadas con escritura directa dentro del cristal $LiNbO_3$ y modos de acoplamiento entre las dos guías de onda.

La energía de escritura, la separación entre pistas (Gap) y la longitud total del acoplador ($L_{Coupler}$) son parámetros claves para describir y estudiar este tipo de sistema de acoplamiento de luz. En la figura, dentro del $L_{Coupler}$, se pueden apreciar varias longitudes de acoplamiento L_C. El valor de L_C es variable considerando la separación entre las guías de onda [68]. Dentro de esta longitud, la distribución de potencia no es uniforme, por lo tanto, en todo momento se tiene una proporción diferente de energía acoplada entre modos de cada guía de onda. Esto mismo se replica a la salida de las guías de onda, donde nos es de relevancia esta proporción de energía de salida.

La simulación computacional es la primera etapa en el diseño del acoplador. Aunque este caso no es una excepción, hay ciertas previsiones que deben ser consideradas. Como ya se ha mencionado en capítulos anteriores, el proceso de escritura con láser en un cristal de $LiNbO_3$ cambia el índice de refracción como una distribución no homogénea. Además, este tipo de guías de onda soportan principalmente que se propague la polarización TM [74]. Por lo tanto, para esta dirección de polarización, el índice de refracción del material que se utiliza es el ordinario (n_O). El desarrollo correspondiente de la simulación se basará en lo ya explicado en el Capítulo 6 y teniendo en cuenta estas consideraciones: utilizamos un

Repositorio Institucional Digital de Acceso Abierto, Universidad Nacional de Quilmes

único perfil del índice de refracción, resultante de la suma de ambas guías de ondas que componen el dispositivo y realizamos un cambio de variable en dicha ecuación para que estas coincidan con los ejes del cristal. Esto facilita su uso y disminuye tiempos de simulación. Se representa a continuación mediante la Ecuación 7.1 y sus coeficientes se resumen en la Tabla 7.1.

$$f(z,x) = e^{-c_1(d+e.z)^2} + ae^{-c_2x^2}e^{-c_1x^2}e^{-c_1(-d+e.z)^2} - a_te^{-b_tz^2}e^{-c_2x^2}...$$

$$- a_te^{-b_t(z+gap_w)^2}e^{-wx^2} + ae^{-c_2x^2}e^{-c_1[-d+e(z+gap_w)^2]} + e^{-c_1[d+e(z-gap_w)]^2} \quad (7.1)$$

Tabla 7.1: Valores resultantes para los coeficientes de la ecuación de perfil de índice de refracción de dos guías de onda cercanas.

Coeficientes	Valores
a	0.045
a_t	60
b_t	20 μm^{-2}
c_1	0.01 μm^{-2}
c_2	0.01 μm^{-2}
d	18 μm
w	0.07 μm^{-2}
gap_w	14.29 μm

Dicha representación se puede apreciar en la Figura 7.2, donde la figura superior muestra el índice de refracción correspondiente a una línea en X = 0 y la inferior la distribución del perfil 2D de las guías de ondas. Los valores negativos corresponden a zonas de daño del material o tracks. Las zonas positivas, entre pistas, determinan la región de confinamiento de la luz y tienen un incremento del índice de refracción positivo. Tanto la ecuación de índice de refracción como su representación gráfica se calcularon incluyendo las propiedades del material y las condiciones de escritura utilizadas en este trabajo. Siendo el cristal un material birrefringente, sus orientaciones definen los valores del índice de refracción. La imagen representa solo los valores ordinarios porque es el que admite la polarización para las guías de onda estudiadas. A partir de ahora, esta distribución de índice de refracción se utilizará para todas las simulaciones del capítulo.

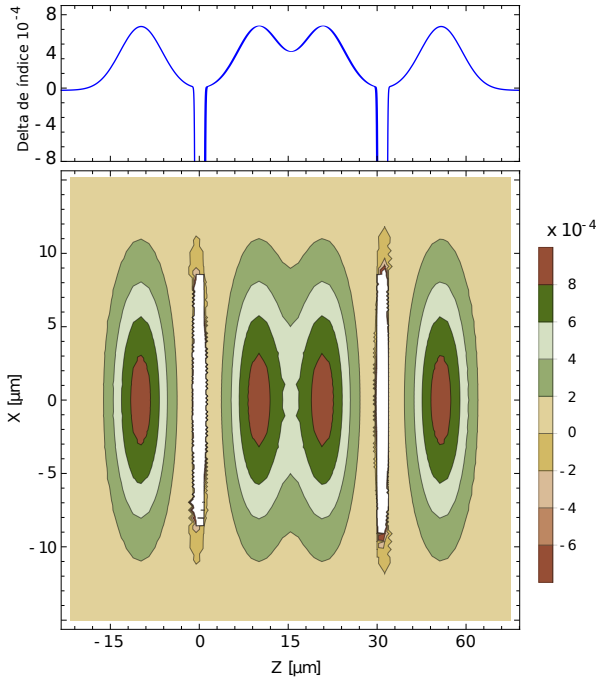


Figura 7.2: Perfil de índice de refracción ordinario y distribución de índice de refracción espacial simulado para parámetros correspondientes a guías de onda escritas dentro de un cristal de $LiNbO_3$ según la Ecuación 7.1.

A través de la configuración gráfica que se muestra en la Figura 7.1, se espera obtener todas las relaciones de potencia de salida posibles (salida 1 / salida 2 de 0/100 a 50/50) si cambiamos la longitud de acoplamiento total ($L_{Coupler}$). A su vez, también obtendremos modificaciones en las distribuciones de energía de salida al cambiar: la separación entre las pistas (Gap), la longitud de onda de la fuente de luz o el perfil de distribución del índice de refracción.

La Figura 7.3 muestra el comportamiento de cada par de salidas (del mismo color) en función de la distancia de acoplamiento. Estos datos se obtuvieron simulando la propagación de la ondas considerando el perfil de índice de refracción de la Ecuación 7.1 a 980 nm de longitud de onda de entrada y una longitud de cristal ($L_{Coupler}$) de 14.5 mm. Los incrementos y decrementos en referencia al índice de refracción, se asignaron a diferentes curvas, que corresponden a cambios en las energías y fluencias en el proceso de escritura del láser.

Para caracterizar nuestro diseño, es conveniente trabajar con un solo par de curvas

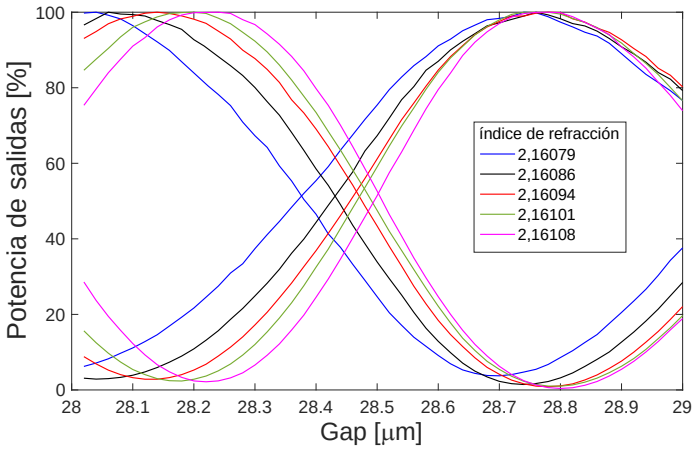


Figura 7.3: Acoplamiento de luz en ambas salidas [%] en función del Gap entre guías, en relación con varios índices de refracción en la guía de onda para una longitud de onda de 980 nm.

de acoplamiento, en consecuencia, el control de los parámetros de fabricación es esencial para obtener un perfil de índice de refracción único en toda la guía de ondas.

Los cruces de cada par de curvas alrededor de la región central de la Figura 7.3 corresponden a una distribución de 50/50 en la potencia de salida, mientras que al alejarse de ese punto singular cambia la distribución de potencia. Cada punto del cruce mencionado depende principalmente de la distancia de separación (Gap) y, a su vez, está relacionado con un valor particular del índice de refracción. Como se comentó anteriormente, la diferencia de Gap entre las guías de ondas representa un parámetro adecuado para desarrollar nuestro diseño, ya que estos cambios pueden realizarse fácilmente en el proceso de escritura. Por lo tanto, el dispositivo y la potencia de salida se puede simular adecuadamente.

7.2. Parámetros de fabricación

Hemos visto que el proceso de micro-fabricación con pulsos de femtosegundos es una metodología adaptable en cuanto a la producción de circuitos ópticos integrados de acuerdo con requerimientos de diseño o parámetros constructivos. Esto facilita la fabricación y caracterización de dispositivos acopladores de este

tipo. Más aún en su versión prototípica, donde en muchos casos es necesario hacer ajustes sobre los diseños.

En la fabricación del acoplador se usó un sistema de CPA láser de titanio-zafiro (Spectra Physics-MAITAI-SPITFIRE) para escribir el circuito óptico. Este sistema entrega pulsos de 120 femtosegundos, centrados a 800 nm de longitud de onda y con 1 kHz de frecuencia de repetición. La energía del láser se ajustó a un valor de 0.7 µJ. La estación de micro-mecanizado tiene un paso mínimo de 50 nm y la velocidad de escritura utilizada es de 50 $\mu m/s$. El foco láser se ubicó a 200 micrones debajo de la superficie mediante un objetivo de microscopio 20X (NA = 0.4). Los circuitos ópticos integrados se grabaron dentro de un cristal de niobato de litio corte X. Los valores de configuración se seleccionaron para lograr una fluencia de escritura adecuada y así obtener guías de onda Tipo II continuas dentro del material. Durante el proceso de fabricación, se escribieron las guías de onda en concordancia con los diseños y resultados de simulación obtenidos.

El control adecuado de los parámetros de escritura desde nuestra estación de fabricación nos garantiza que la energía y la fluencia de escritura estén controladas, por lo que no se producen fluctuaciones de índice de refracción a lo largo de todo el circuito integrado. Esto nos permite trabajar en una condición establecida de escritura, por lo tanto, podemos esperar que el acoplamiento de luz se efectúe de acuerdo a las simulaciones realizadas.

7.3. Caracterización

Para estudiar y caracterizar el dispositivo y su proceso de fabricación, definimos una geometría para la configuración de salida y a una longitud de onda específica. En este caso, seleccionamos un divisor de potencia 40/60 para una longitud de onda de entrada de 980 nm y una longitud total del acoplador de 14.5 mm. En la Figura 7.4 a) podemos observar las curvas de simulación de salida con los parámetros de escritura propuestos. Puede verse que el Gap de 28.5 μm corresponde a una relación de 40/60 de divisiones de potencia.

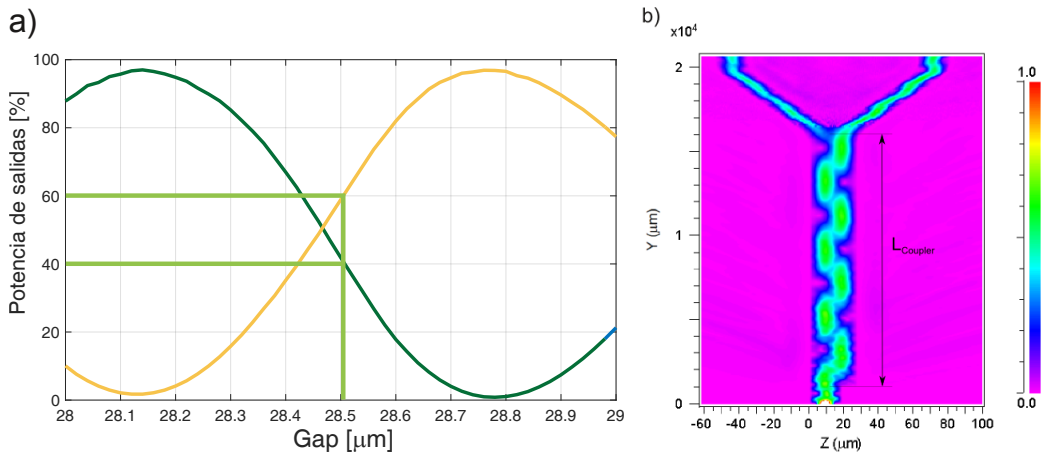


Figura 7.4: Simulaciones de modelo 40/60: a) acoplamiento de luz [%] vs separación entre Gap, b) propagación de la luz.

Luego, en la Figura 7.4 b) mostramos la simulación 3D de la propagación del campo eléctrico a X=0 para la configuración elegida. La barra de colores corresponde a la intensidad del campo eléctrico. Cabe señalar que una longitud de acoplamiento total más pequeña también sería suficiente para obtener resultados similares, como podemos ver en la Figura 7.1 donde la luz inyectada se vuelve a acoplar varias veces antes de llegar a la salida. Por lo tanto, múltiples longitudes del acoplador pueden permitir resultados similares. La longitud simulada corresponde con la longitud del cristal (21 mm) y los ejes corresponden a la orientación del cristal.

Las entradas y salidas de este dispositivo deben conectarse mediante fibras ópticas. En este sentido, se debe prestar especial atención a la distancia mínima entre salidas teniendo en cuenta el diámetro exterior de las fibras ópticas. Este hecho es relevante ya que el diseño actual ha incluido guías de onda curvas (desviadores) en la salida del área de acoplamiento. Esta característica se debe tener en cuenta por separado para analizar su diseño particular [71].

Una vez fabricado, el dispositivo se caracterizó midiendo sus modos de salida. A la entrada fue inyectada luz con un láser semiconductor de 980 nm acoplado en fibra óptica y luego se midieron los modos de salida (Figura 7.5, inserción) con un analizador de perfil de haz. La intensidad se recolectó desde una línea horizontal que

pasa por el centro de cada modo de salida. En este caso, la suma de las intensidades de salida máximas se normalizó al 100 % para cuantificar la potencia de cada rama.

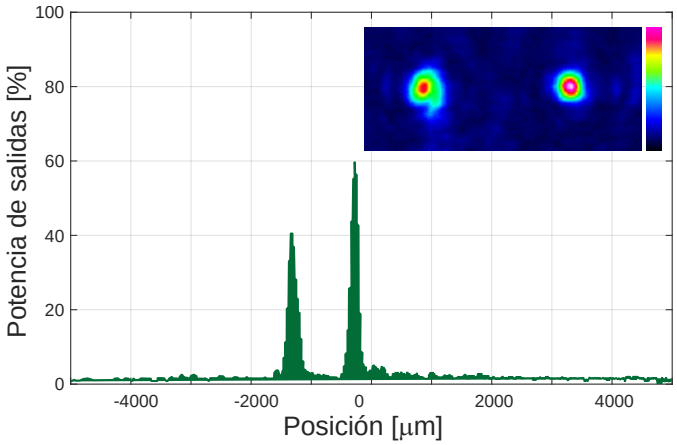


Figura 7.5: Modos de salida del dispositivo con valores de porcentaje de intensidad para un divisor de potencia de 40/60 en 980 nm.

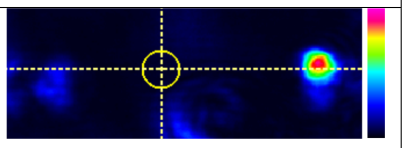
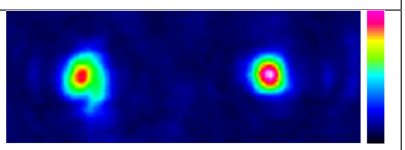
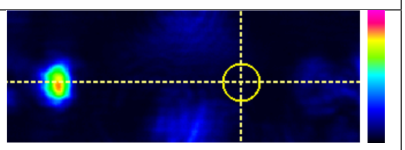
De esta figura, podemos ver que el modo izquierdo conserva aproximadamente el 40 % de la energía total, mientras que el modo derecho el 60 %. Este resultado coincide con los esperados para el dispositivo diseñado (que se verifica en la Figura 7.4). Además, podemos ver cómo ambos modos están bien confinados dentro de las guías de onda.

Adicionalmente, en la Tabla 2, se muestran más resultados correspondientes a acopladores fabricados y probados de similares características. Cada dispositivo tiene una distancia diferente entre guías (Gap). Las medidas experimentales muestran cómo este parámetro es muy sensible para producir diferentes relaciones de división de potencia y también nos permite verificar los valores predichos en la Figura 7.4 a). Todos los valores están relacionados con medidas relativas y normalizados al 100 % y concuerdan con nuestros diseños computacionales realizados previamente.

7.4. Dispositivo final

Adicionalmente, se diseñó un soporte robusto para tener un dispositivo final para su uso. Este proceso incluye la conexión de fibra óptica de entrada, ambas

Tabla 7.2: Relaciones de potencia de salida en función del Gap y sus perfiles modales correspondientes.

Gap [μm]	Salida 1 [%]	Salida 2 [%]	Modos
28.3	15	85	
28.5	60	40	
28.9	90	10	

salidas y su encapsulado. Para su ensamble es necesario un proceso de alineación de las fibras ópticas de entrada y salidas, seguido de la fijación mediante adhesivo óptico fotocurable. La alineación es crítica para que la conexión de fibra óptica reduzca las pérdidas. Una vez finalizadas las conexiones, todo el sistema se monta y se encapsula para su manipulación (más información sobre este proceso se detalla en el Apéndice B).

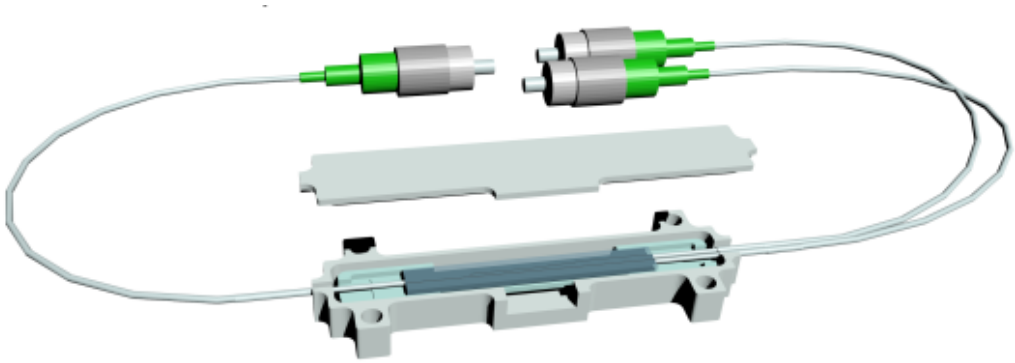


Figura 7.6: Detalle esquemático del acoplador final. Se pueden observar dos canales en los extremos de la caja para alinear las fibras ópticas. La placa de cristal $LiNbO_3$ muestra los electrodos depositados y la conexión eléctrica aérea para los terminales de voltaje.

En la Figura 7.6 se puede ver una representación de como quedaría el dispositivo luego del ensamble final. Se pueden apreciar las fibras ópticas de entrada / salidas

y el cristal de $LiNbO_3$.

7.5. Conclusiones sobre el dispositivo

En particular, en este capítulo, hemos presentado el proceso de fabricación de un prototipo de acoplador bidireccional 1x2 basado en el acoplamiento de ondas evanescentes. Esto incluye el diseño computacional del circuito óptico integrado, su caracterización y su posterior fabricación y prueba. Todo esto en forma genérica para divisores múltiples y luego fabricado y probado para divisores de potencia 15/85, 60/40 y 90/10. Todos ellos fueron diseñados para una implementación futura, por lo que las guías de onda curvas de salida se ajustaron teniendo en cuenta las distancias de separación mínimas para su acoplamiento de fibra óptica de entrada / salida. Todos los diseños y desarrollos han alcanzado un rendimiento óptico adecuado.

Cabe destacar la potencialidad de la técnica de fabricación, la cual permite la posibilidad de construir de manera simple y rápida diseños preliminares para adaptar los dispositivos a los diferentes requisitos de los nuevos sistemas ópticos integrados.

Por último, y en cuanto a perspectivas, es importante destacar que los desarrollos de estos dispositivos abren las puertas a nuevos desarrollos basados en acopladores. Hoy en día, los circuitos ópticos integrados, son cada vez más complejos y utilizan cada vez más subsistemas. Por lo tanto, el diseño de acopladores direccionales es uno de los primeros pasos hacia la construcción de dispositivos más complejos con la técnica de escritura láser directa.

Los avances y resultados vistos en este capítulo se encuentran reportados también en [1].

Referencias

[1] D.A. Presti y col. «Design and implementation of an integrated optical coupler by femtosecond laser written-waveguides in LiNbO3». En: *Optics and Lasers in Engineering* 126 (mar. de 2020), pág. 105860. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.optlaseng.2019.105860.

[15] Ginés Lifante. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, ene. de 2003. URL: https://doi.org/10.1002%2F0470861401.

[24] Clifford R. Pollock y Michal Lipson. «Fundamental Tools of Optoelectronics: Maxwell's Equations». En: *Integrated Photonics*. Springer US, 2003, págs. 9-41. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-1-4757-5522-0_2.

[61] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Cambridge, Mass.: Academic Press, 2006.

[68] Alexander Szameit y col. «Control of directional evanescent coupling in fs laser written waveguides». En: *Optics Express* 15.4 (2007), pág. 1579.

[69] E. Neyra, S. Suarez y G. A. Torchia. «Light coupling in single-track guiding structures obtained by femtosecond laser writing in lithium niobate». En: *Opt. Lett.* 39.5 (mar. de 2014), págs. 1125-1128. URL: http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-39-5-1125.

[70] *Synopsys Rsoft*. https://www.synopsys.com/photonic-solutions.html.

[71] R Peyton y col. «Key kinematic parameters in a low-loss power splitter written by femtosecond laser micromachining». En: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 28.5 (2018), pág. 055011.

[74] M.R. Tejerina, D.A. Biasetti y G.A. Torchia. «Polarization behaviour of femtosecond laser written waveguides in lithium niobate». En: *Optical Materials* 47 (sep. de 2015), págs. 34-38. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.optmat.2015.06.030.

El aspecto más triste de la vida en este preciso momento es que la ciencia reúne el conocimiento más rápido de lo que la sociedad reúne la sabiduría.

— Isaac Asimov

8 Mach Zehnder

Contenido

8.1. El Interferómetro Mach-Zehnder 100
8.2. Uniones y curvaturas 102
8.3. El IMZ como modulador electro-óptico 103
8.3.1. Efecto electro-óptico en el niobato de litio 104
8.4. Electrodos 105
8.4.1. Diseño de electrodos 106
8.4.2. Configuración de electrodos 107
8.5. Parámetros de diseño 108
8.6. Parámetros de fabricación 110
8.6.1. Parámetros de diseño de electrodos 110
8.7. Caracterización 111
8.8. Dispositivo final 116
8.9. Conclusiones sobre el dispositivo 117

El importante crecimiento de las redes de fibra óptica ha aumentado considerablemente la fabricación y la innovación de productos tecnológicos en el área de las comunicaciones. Además, esto genera un aumento constante de los requisitos exigidos por los sistemas de modulación de señal para suministrar un flujo denso de información [75]. Hoy en día las redes de fibra óptica superan los 100 GHz de velocidad de transmisión. Este avance tecnológico constituye un elemento clave para el crecimiento de las comunicaciones ópticas [76-78].

Los moduladores de señal convencionales implementados en sistemas de fibra óptica comerciales para transmitir señales de Internet, normalmente consisten en un Interferómetro Mach Zehnder (IMZ) integrado. Este dispositivo fotónico comercial se fabrica basado en guías de ondas ópticas, obtenidas por el método de difusión de titanio bien conocido en obleas de niobato de litio [15, 79]. Cabe mencionar que, debido a sus propiedades electro-ópticas, acústico-ópticas y piezo-ópticas [80], el niobato de litio es un material adecuado y ampliamente utilizado para dispositivos fotónicos.

En este capitulo se presenta un desarrollo alternativo de un modulador óptico basado en un IMZ integrado en niobato de litio corte X. En particular, y a diferencia de los moduladores comerciales, utilizando la técnica de escritura directa por láser de femtosegundos.

8.1. El Interferómetro Mach-Zehnder

Un IMZ es un dispositivo que consiste fundamentalmente en un divisor de haz, que separa la luz de entrada en dos haces de manera que cada uno es encaminado por caminos ópticos diferentes, hasta un elemento que los une.

En el caso del IMZ integrado el divisor de haz y el elemento de unión son sustituidos por dos uniones en Y, vinculados entre sí por dos guías de onda paralelas (Figura 8.1).

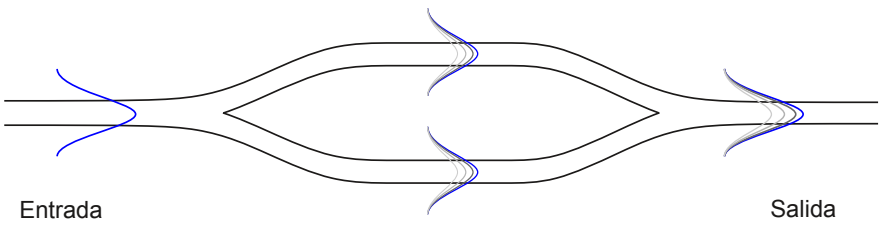


Figura 8.1: Funcionamiento esquemático de un Interferómetro Mach Zehnder.

Tras la inyección de luz a la entrada, la primera unión en Y divide el haz en dos, de manera que los dos haces se propagan de forma independiente por cada

una de las guías de onda paralelas o ramas. Finalmente, la segunda unión en Y se encarga de recombinar los dos haces en una única guía. Si ambas ramas poseen igual camino óptico para la luz (igual longitud e índice de refracción), la señal a la salida será igual a la de entrada; si por el contrario existiese un desfase relativo de π radianes, la señal a la salida será nula. Así, si somos capaces de controlar este desfase, el IMZ puede funcionar como modulador de amplitud; ya que la variación de fase de cada rama (ϕ_1 y ϕ_2) del interferómetro se traducirá a la salida en una modulación de amplitud, la cual podemos expresarla de la siguiente forma:

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \tag{8.1}$$

Por lo tanto, si a la entrada del IMZ el campo eléctrico es de la forma:

$$E_{en} = E_0 cos(wt - kz) \tag{8.2}$$

en un caso ideal, donde no haya perdidas y el divisor sea 50/50, el campo eléctrico se dividirá en dos (E_1 y E_2) y el resultante posterior a la unión de salida será de la forma:

$$E_{sal} = E_1 + E_2 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} cos(wt - kz - \phi_1) + \frac{E_0}{\sqrt{2}} cos(wt - kz - \phi_2) \tag{8.3}$$

de aquí se puede calcular la potencia a la salida como:

$$P_{sal} = P_{en} cos^2(\frac{\Delta\phi}{2}) \tag{8.4}$$

Podemos observar que si ambas ramas tienen igual camino óptico la potencia a la salida es igual a la potencia a la entrada, por el contrario si el desfase es igual a π radianes la señal será nula y toda la luz será radiada al sustrato.

Cabe mencionar que este es un cálculo teórico. Un IMZ integrado real tiene la estructura de una guía de onda, por lo que factores como: pérdidas, dimensiones, rugosidad, índice de refracción, acoplamiento externo, entre otros, son parámetros claves para el desempeño del dispositivo. Estos dependen particularmente de la tecnología y el proceso de fabricación. Por otro lado, para un funcionamiento correcto debe soportar solamente el modo fundamental, ya que en caso contrario a la salida existirá una dispersión debido a que cada modo viaja a una velocidad diferente y

el desfase producido no será único sino que dependerá del modo acoplado. Estas característica, muchas veces difíciles de estimar, son las que condicionan el diseño y para las cuales la simulación computacional es una herramienta indispensable.

8.2. Uniones y curvaturas

El IMZ, opera como un divisor de potencia en su primer tramo, es decir si en la guía de onda de entrada se propaga el modo fundamental, en la zona de bifurcación este modo comenzará a dividirse en dos modos. Después de esto cada uno de ellos excitará al modo fundamental en cada una de las ramas. De este manera, la bifurcación en Y funciona como un divisor de potencia 50/50.

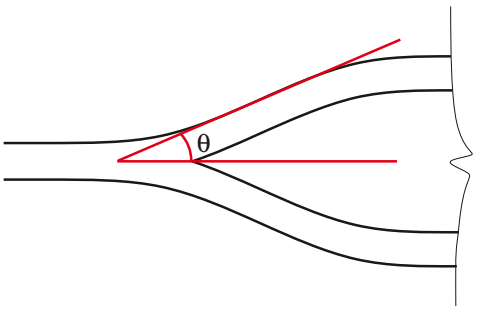


Figura 8.2: Detalle de una unión con forma de Y de guías de onda representada mediante una función sigmoidal.

Luego de la bifurcación en Y, y en consecuencia de separar espacialmente ambas ramas del IMZ, es necesario modificar el trayecto de las guías de onda. En particular, para una guía de onda dada, una modificación de su trayectoria representa pérdidas de transmisión y dependerán fuertemente del material y de la descripción geométrica de la trayectoria. Con el fin de minimizar estas pérdidas, las bifurcaciones se definen por trazos curvos. Una buena aproximación para describir estas uniones puede ser llevada a cabo con la función sigmoidal. En la Figura 8.2 se detalla la geometría de esta función. En particular podemos mencionar que a mayor radio de curvatura las pérdidas en la unión serán menores, ya que la transición se hace más suave y el modo propagado cambia muy tenuemente su dirección de propagación inicial [81].

8.3. El IMZ como modulador electro-óptico

Un modulador electro-óptico integrado puede diseñarse a partir de un IMZ, si este se encuentra construido en un material electro-óptico. Esto se logra colocando sobre el mismo electrodos metálicos para que éstos originen sobre las ramas del interferómetro un campo eléctrico que produzca un cambio de índice de refracción local y por lo tanto una modulación de fase.

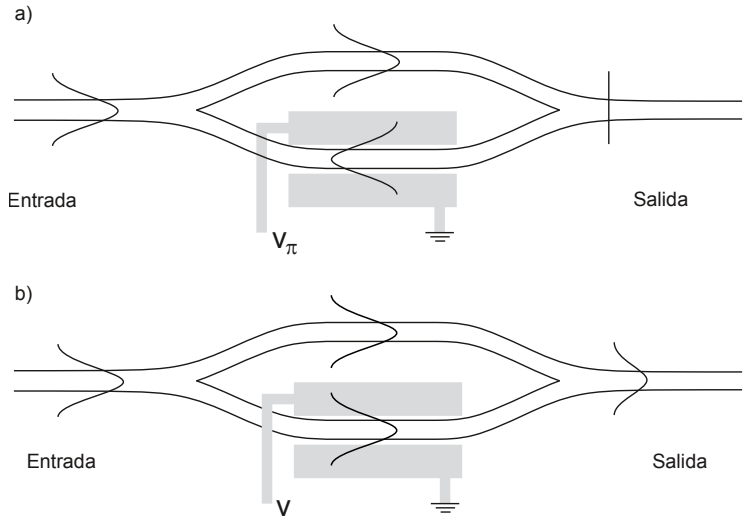


Figura 8.3: Funcionamiento esquemático de un Interferómetro Mach Zehnder en cuanto a su modulación. Se expresan los dos casos extremos de modulación: a) Anulación total de la señal (tensión = V_π), b) Señal máxima (tensión = 0).

En la Figura 8.3 podemos ver dos casos particulares de este efecto. En el caso a) se aplica un tensión V_π a los electrodos, dando como resultado que la rama afectada genere un cambio de fase opuesto a la original. Esto provoca que en la unión se genere una suma de dos ondas en contra fase, por lo cual se cancelan. Por otro lado, en el caso b) si no se le aplica tensión a los electrodos, la rama conservará sus propiedades originales y conservamos la señal de entrada a la salida. Estos dos ejemplos nos posibilitan interpretar que: variando la tensión aplicada entre 0 y V_π, se obtiene una modulación de intensidad en la salida del IMZ y es proporcional a la tensión V.

8.3.1. Efecto electro-óptico en el niobato de litio

Hemos visto en el Capítulo 3 que el efecto electro-óptico es la propiedad de algunos materiales por la cual su índice de refracción se modifica al aplicarle un campo eléctrico externo. En particular comentamos este es el caso del $LiNbO_3$. Por otro lado, la generación de una señal de fase modulada requiere un modulador externo capaz de cambiar la fase óptica cuando se aplica una tensión eléctrica al mismo (electrodos).

Las variaciones en el índice de refracción por efecto electro-óptico lineal (efecto Pockels) al aplicar un campo eléctrico $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$ vienen dadas por:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^{3} r_{ij} E_j \tag{8.5}$$

donde n son los índices de refracción y r_{ij} son los coeficientes electro-ópticos del cristal [23].

Una particularidad del $LiNbO_3$ es que al ser un material birrefringente, existe un eje característico que denominamos eje óptico. Este eje coincide con la dirección del índice de refracción extraordinario del cristal, siendo esta la del eje Z. Para este caso, hemos analizado que si aplicamos un campo eléctrico que atraviese la guía onda en la dirección Z, se obtiene que las variaciones de los índices de refracción ordinario y extraordinario quedan determinadas por las siguientes expresiones:

$$\Delta n_o \approx \frac{n_o^3 r_{13}}{2} E_z \tag{8.6}$$

$$\Delta n_e \approx \frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_z \tag{8.7}$$

A su vez, las variaciones del índice de refracción modifican la constante de propagación β del modo guiado de la siguiente forma:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n \tag{8.8}$$

este cambio induce un desfase del modo en la forma:

$$\Delta\Phi = \Delta\beta L = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n L \tag{8.9}$$

donde L es la longitud de la rama y λ la longitud de onda del modo guiado. De esta manera sobre la rama en la que se aplica el campo eléctrico se está construyendo un modulador electro-óptico de fase, que a la salida del dispositivo se traducirá en un modulador de amplitud. La tensión necesaria para provocar un cambio de fase de π radianes se define por lo tanto como V_π.

8.4. Electrodos

Antes de abordar el diseño del IMZ es necesario conocer como es la distribución de campo eléctrico que se produce entre dos electrodos al aplicarles un voltaje, para así optimizar su interacción con la luz guiada. Para esto, analizaremos mediante simulaciones la distribución de campo eléctrico generado por un par de electrodos. Estas se realizan mediante el mismo software que utilizamos para las simulaciones ópticas.

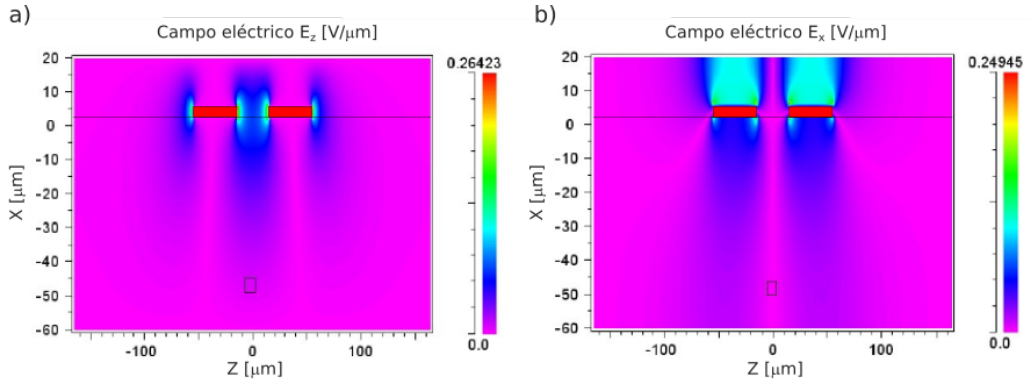


Figura 8.4: Simulación de campo eléctrico en los electrodos con configuración doble en paralelo: a) Ez, b) Ex. En rojo se esquematizan los electrodos metálicos.

Para la simulación se diseñó un par de electrodos metálicos depositados en la superficie de un cristal de $LiNbO_3$. En la Figura 8.4 podemos ver algunos resultados de la simulación: en a) la componente Z del campo eléctrico y en b) la componente X. A partir de estas simulaciones se deduce que, debajo de los electrodos es mayoritaria

la componente de campo eléctrico vertical (E_x), mientras que entre medio la componente mayoritaria de campo eléctrico es la horizontal (E_z). Este aspecto determinará la posición de los electrodos respecto a las ramas del interferómetro.

8.4.1. Diseño de electrodos

El primer aspecto a abordar en el diseño es la posición de los electrodos sobre el interferómetro para que optimice el campo eléctrico aplicado sobre la guía de onda. Hemos caracterizado que el campo eléctrico debajo de los electrodos tiene una componente mayoritariamente vertical, mientras que entre medio la componente del campo eléctrico es mayoritariamente horizontal.

En el caso del cristal de $LiNbO_3$ para el efecto electro-óptico es conveniente aplicar el campo eléctrico en la dirección Z, ya que de este modo los coeficientes electro-ópticos son los de mayor injerencia y quedan proporcionales al campo eléctrico (Capítulo 3). De esta modo, el corte de las muestras del cristal dispone la posición óptima de los electrodos. En un cristal corte X [23] (como el que utilizamos), el campo eléctrico en Z es mayor en la zona entre los electrodos (Figura 8.4), por lo tanto la guía de onda afectada deberá estar situada en esa posición. En este caso, el índice extraordinario (correspondiente a la polarización TE) varía en función del coeficiente r_{33} y el índice ordinario (correspondiente a la polarización TM) varía en función del coeficiente r_{13}.

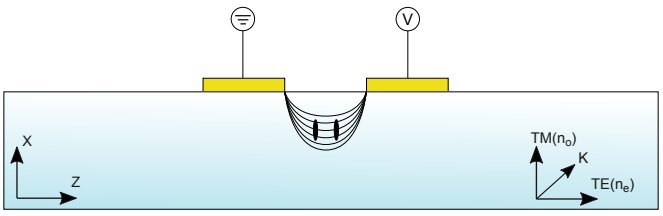


Figura 8.5: Distribución óptima de electrodos para un cristal de niobato de litio corte X.

En la Figura 8.6 puede verse esquematizada la disposición de electrodos mencionada. En la misma, podemos observar la guía de onda doble track en el seno del material y como las líneas de campo la afectarían.

8.4.2. Configuración de electrodos

En líneas generales, si un par de electrodos actúan solamente sobre una de las ramas del IMZ se nombra la configuración como: de dos electrodos paralelos o *coplanar strip*. En el caso de ser tres electrodos sobre dos ramas la configuración se llama: de tres electrodos complementarios o *complementary coplanar strip*. Estas configuraciones son las más simples de su tipo y se pueden ver esquematizadas en la Figura 8.6.

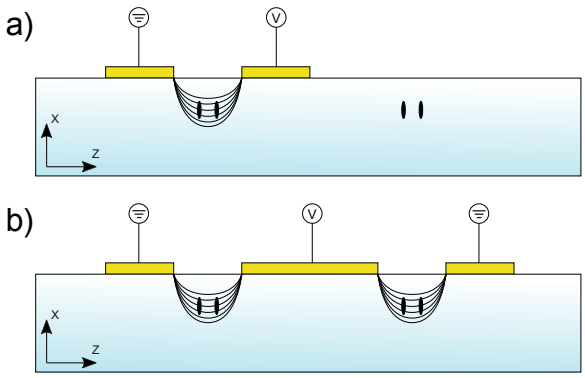


Figura 8.6: Configuración de electrodos metálicos: a) dos electrodos paralelos, b) tres electrodos paralelos complementarios.

Podemos observar también un corte del cristal en sentido perpendicular a la propagación de la luz y a la mitad de su distancia total. Es por esto que vemos esquematizadas dos guías de onda doble track en el seno del cristal, las cuales interpretan a las ramas del IMZ. La Figura 8.6 a) representa la disposición de dos electrodos y las líneas de campo eléctrico que afectan la guía de onda, en b) vemos la distribución complementaria de tres electrodos [82]. Cabe destacar que en esta última las líneas de campo eléctrico van en direcciones contrarias en cada guía de onda, por lo tanto el desfase de cada rama será en sentido opuesto, permitiendo así el máximo cambio de fase entre las ramas.

Este tipo de configuraciones de electrodos son utilizadas para modulaciones de hasta 500 MHz. Para altas velocidades de modulación es necesario utilizar configuraciones de otro tipo, conocidas como las de onda viajera [83].

8.5. Parámetros de diseño

El diseño del IMZ consta de dos ramas con una geometría equilibrada. La técnica de escritura láser para generar el circuito óptico se basa en estructuras de guías de onda Tipo II. La guía de ondas se graba de tal manera que la dirección de propagación resulte paralela al eje Y del cristal de $LiNbO_3$. La separación entre tracks es de 23 μm, asegurando así una transmisión óptica mono-modo en las longitudes de onda de las comunicaciones (1.55 μm). La longitud total del circuito óptico es de 40 mm en línea recta. La Figura 8.7 muestra en detalle las dimensiones del circuito óptico diseñado.

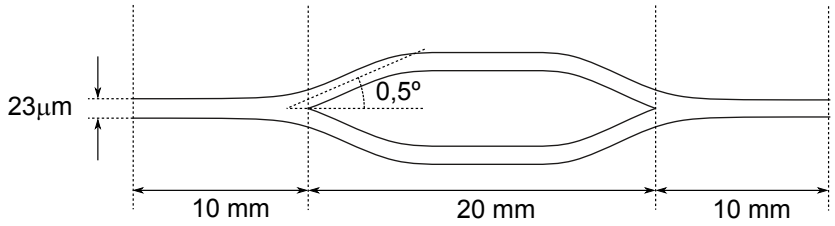


Figura 8.7: Geometría esquemática y dimensiones de diseño del Interferómetro Mach Zehnder. La longitud entre bifurcaciones de brazos es de 20 mm. El ángulo representado no está representado en escala.

Ya hemos mencionado que el diseño de un IMZ debe tener en cuenta las pérdidas causadas por diferentes orígenes, entre las que podemos mencionar: curvatura del circuito óptico, pérdidas de material (absorción), factor de acoplamiento, fluctuaciones del índice de refracción de la guía de onda, rugosidad de las guías de onda de cada rama (dispersión), etc [71, 81]. En el caso de este diseño se utilizó un ángulo de curvatura de $\Theta = 0.5°$ [81].

Antes de la fabricación se procedió a simular el circuito óptico, para así poder garantizar su posterior funcionamiento.

Todas las simulaciones se realizaron utilizando los modelos anteriormente elaborados en el Capítulo 6. En la Figura 8.8 podemos observar los resultados de las simulaciones obtenidas, donde a) es la propagación de la luz en el circuito sin desfase entre las ramas del interferómetro, por el contrario en b) se le aplica

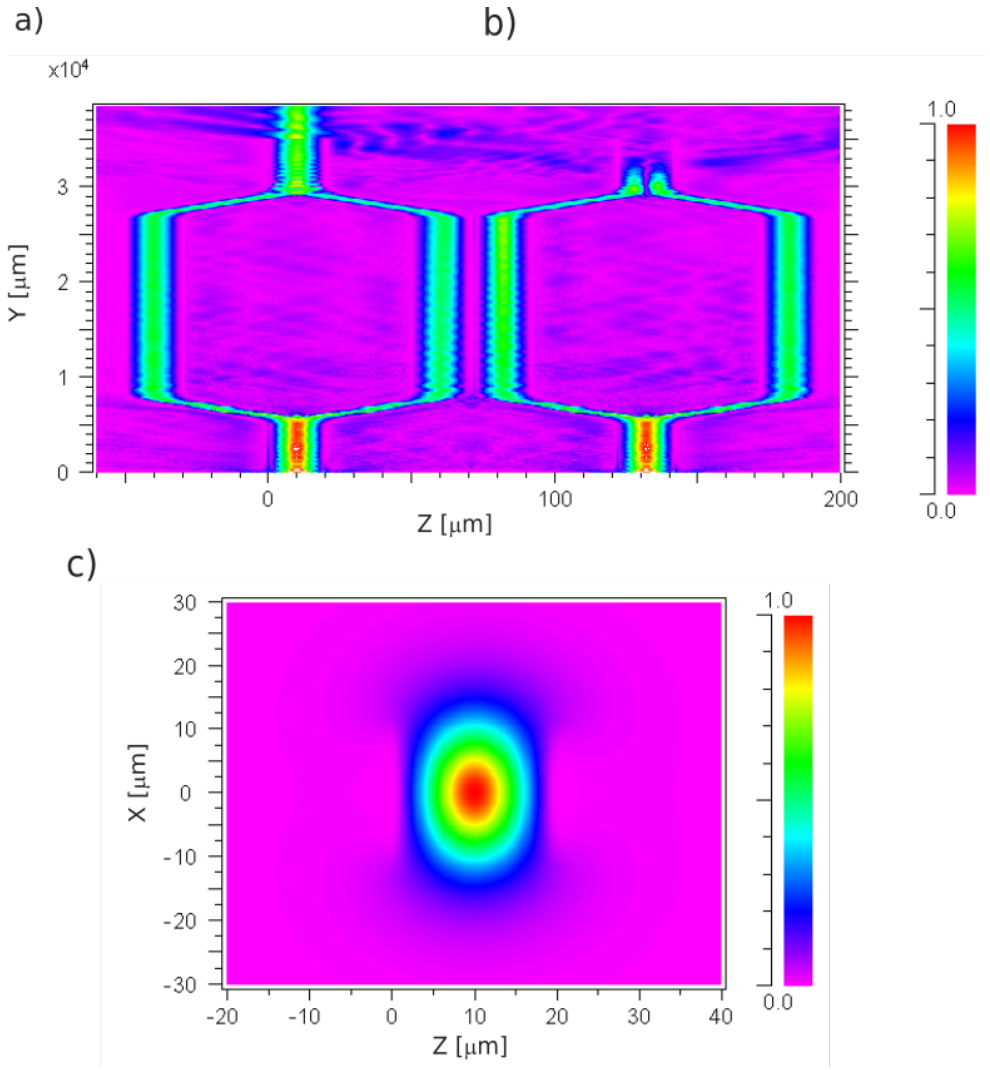


Figura 8.8: Simulación de la propagación de la luz en el Interferómetro Mach Zehnder: a) Máxima potencia de salida con $V = 0V$, b) potencia de salida nula con $V = V_\pi$, c) modo óptico a la salida del caso a).

un campo eléctrico en una rama para así modificar la fase relativa en π radianes y obtener a la salida una cancelación de la propagación, por último c) se muestra el modo de salida del caso a).

Teniendo un correcto desempeño a nivel diseño por parte de las pruebas de simulación, nos encontramos en condiciones de empezar la etapa de fabricación.

8.6. Parámetros de fabricación

En la fabricación del IMZ se usó un sistema de CPA láser de titanio-zafiro (Spectra Physics-MAITAI-SPITFIRE) para escribir el circuito óptico. Este sistema entrega pulsos de 120 femtosegundos, centrados a 800 nm de longitud de onda y con 1 kHz de frecuencia de repetición. La energía del láser se ajustó a un valor de 0.7 μJ y la velocidad de escritura utilizada fue de 30 $\mu m/s$. El foco láser se ubicó a 50 μm debajo de la superficie mediante un objetivo de microscopio 20X (NA = 0.4). Los valores de configuración se seleccionaron para lograr una fluencia de escritura adecuada y así obtener guías de onda Tipo II continuas dentro del material. Durante el proceso de fabricación, se escribieron las guías de onda en concordancia con los diseños y resultados de simulación mostrados previamente.

8.6.1. Parámetros de diseño de electrodos

Los electrodos requeridos para la modulación electro-óptica se depositan sobre la superficie del cristal mediante técnicas de sputtering y litografía (Ver Apéndice A). En este proceso, primero se deposita una capa delgada de titanio (50 nm) para generar una capa de adherencia en el cristal y luego una capa más gruesa de cobre (350 nm).

Las dimensiones representadas en la Figura 8.9 muestran la configuración de tres electrodos complementarios para producir campos eléctricos simétricos en ambos brazos del IMZ, de este modo se aprovecha el cambio de fase en ambas ramas del IMZ. El ancho del electrodo central está limitado por la separación entre los brazos del IMZ y a su vez relacionado con el ángulo de curvatura. Los electrodos tienen una separación de 90 μm y una longitud activa de 20 mm en la superficie de la guía de ondas. La separación de los electrodos se eligió teniendo en cuenta simulaciones de campo eléctrico y considerando el compromiso entre un voltaje bajo razonable y un cambio suficiente en el índice de refracción. La longitud activa de los electrodos está limitada por la longitud de los brazos del IMZ.

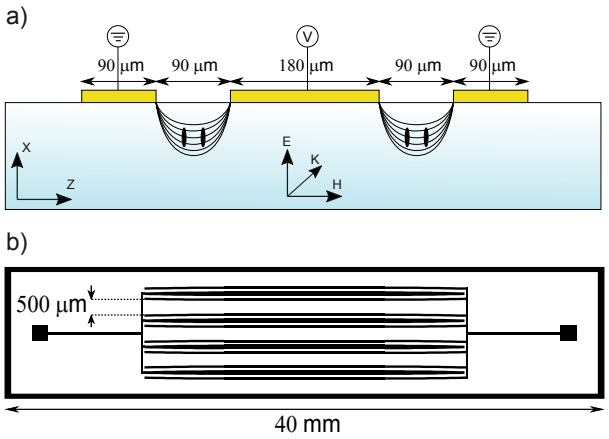


Figura 8.9: Disposición de los electrodos: a) Configuración esquemática, se puede apreciar la configuración de los electrodos y, entre ellos, el campo eléctrico en la dirección Z a través de las guías de onda, b) Vista superior de la máscara para sputtering. Hemos implementado un conjunto de cuatro IMZ solo para fines de prueba. Se puede observar una ligera curvatura al principio y al final de los electrodos para minimizar la distancia entre ellos y las pistas del láser.

En la Figura 8.9 a) podemos ver una vista frontal esquemática del sistema y en b) una vista desde arriba de la configuración de los electrodos en todo el cristal. El criterio de diseño se basó en una estrategia de redundancia, por lo que se hicieron varios circuitos gemelos en el mismo cristal. Se puede observar también que el campo eléctrico esta alineado al plano perpendicular al eje del cristal y que el vector de onda k viaja paralelo a las paredes de las guías de onda.

En particular, en el niobato de litio corte X, cuando se utiliza la técnica de grabación de escritura directa por láser la propagación tiene lugar preferentemente en los modos de polarización TM [74, 84]. Por lo tanto, en este caso el índice de refracción ordinario (n_o) es el que predomina en la modulación de la señal de salida.

8.7. Caracterización

Las mediciones de modulación electro-óptica se realizaron utilizando la configuración experimental que se detalla en la Figura 8.10.

Como dispositivo de entrada, hemos utilizado un diodo láser DFB que emite en la banda de las comunicaciones (1.55 μm, DFB QPhotonics). Se conecta al

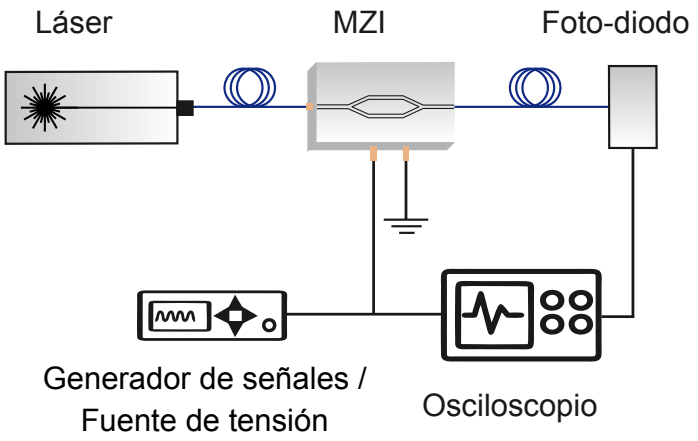


Figura 8.10: Diagrama de bloques del sistema utilizado para la prueba de modulación del IMZ. En negro conexiones eléctricas, en azul conexiones ópticas mediante fibra óptica.

dispositivo mediante una fibra mono-modo, mientras que en la salida, se utilizó un fotodiodo de alta velocidad InGaAs (GPD Optoelectronics Corporation) para medir la potencia óptica. Los terminales de conexión eléctrica (para la prueba de modulación de fase y, por consiguiente, la amplitud) se conectaron a un generador de señales (que inyecta una señal sinusoidal de voltaje pico a pico de 3 V al IMZ) y a una fuente de voltaje de corriente continua. Las señales del fotodiodo y la entrada eléctrica fueron monitoreadas en cada experimento mediante un osciloscopio. Este esquema nos permite obtener los principales datos característicos del dispositivo que analizaremos a continuación.

Como primer análisis del dispositivo IMZ, se exploraron las características ópticas y eléctricas de la modulación electro-óptica. En un primer paso, se analizó el IMZ para obtener el valor de V_π y el valor de la relación de extinción de modos (extiction ratio). En este caso, el procedimiento consistió en un barrido de voltaje de corriente continua que se inyectó en los terminales de conexión eléctrica. Además, como consecuencia, se obtuvo el desequilibrio entre las ramas del interferómetro (*Bias voltage*). Este valor se determinó considerando el voltaje necesario para obtener una intensidad máxima en la salida del IMZ. Por otro lado, obtuvimos el valor del voltaje de media onda, que resultó ser un $V_\pi \approx 45$ V. Aunque este valor es considerablemente más alto en comparación con el valor de operación observado

en los sistemas comerciales de IMZ (menos de 5 V), es importante señalar que es esperable alcanzar valores V_π más bajos si el IMZ se fabrica sobre una muestra de $LiNbO_3$ corte Z. Esta futura implementación garantizará una mayor eficiencia en el efecto electro-óptico, ya que en este último caso el coeficiente r_{33} será responsable de la modulación en las ramas del interferómetro. Esta diferencia surge porque el coeficiente r_{31} tiene un valor de 8.6, a diferencia de r_{33} cuyo valor es 30.8. Por lo tanto, si el coeficiente aumenta, el efecto electro-óptico también aumentará [23].

En la Figura 8.11 podemos ver una recuperación de datos experimentales, donde se reconstruye la forma característica de la respuesta de un IMZ.

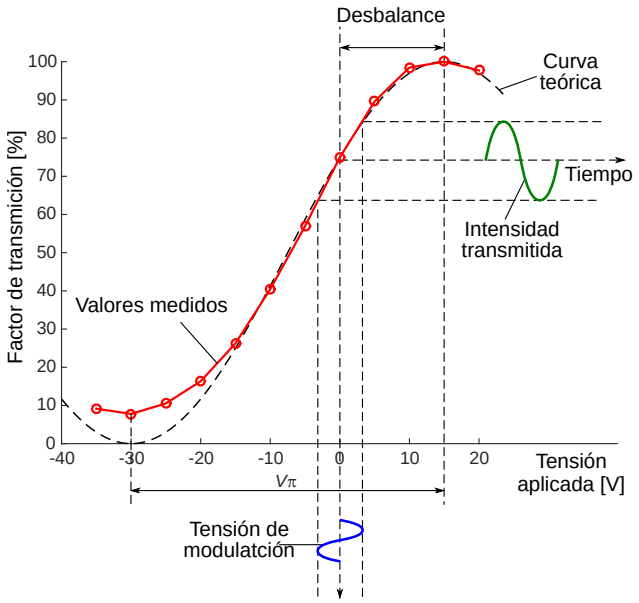


Figura 8.11: Mediciones experimentales del IMZ: En círculos potencia óptica de salida medida en función de la tensión aplicada, en línea discontinua se muestra la curva de ajuste correspondiente al modelo analítico del IMZ.

Los datos experimentales se compararon con la expresión analítica de la función de transferencia del IMZ [79]. El acuerdo entre ellos es satisfactorio, salvo una diferencia en la primer región correspondiente al mínimo. Esta diferencia se debe a los defectos de dispersión originados en el proceso de escritura. Estos efectos, si bien son mínimos, generan una disparidad geométrica entre ambas ramas del IMZ, produciendo así que no se pueda extinguir por completo la señal en su condición de

V_π. No obstante, la zona de trabajo de los IMZ es la región lineal, por lo tanto esta distorsión no causa efectos significativos, ya que está fuera de esta región.

Continuando con el análisis del IMZ y teniendo en cuenta el buen desempeño observado al inyectar una señal de voltaje en forma lineal, se procedió a reemplazar la tensión continua con una fuente generadora de funciones. Esta nueva configuración nos permite observar el comportamiento del sistema con una entrada de voltaje modulado. Este es el uso más común de estos dispositivos. Se inyectó una señal sinusoidal de voltaje modulado a 10 MHz con una amplitud de $\pm 3V$. Debe tenerse en claro que este tipo de técnica de fabricación por escritura directa no suele emplearse para hacer este tipo de dispositivo. En consecuencia, nos centramos primero en la viabilidad de la modulación en lugar de analizar los limites de tasa de modulación. Para tasas de modulación más altas, es necesario reconsiderar el diseño de configuración de los electrodos, implementando los conocidos electrodos de onda viajera. Para verificar el comportamiento previsto, podemos ver en la Figura 8.12 los resultados obtenidos.

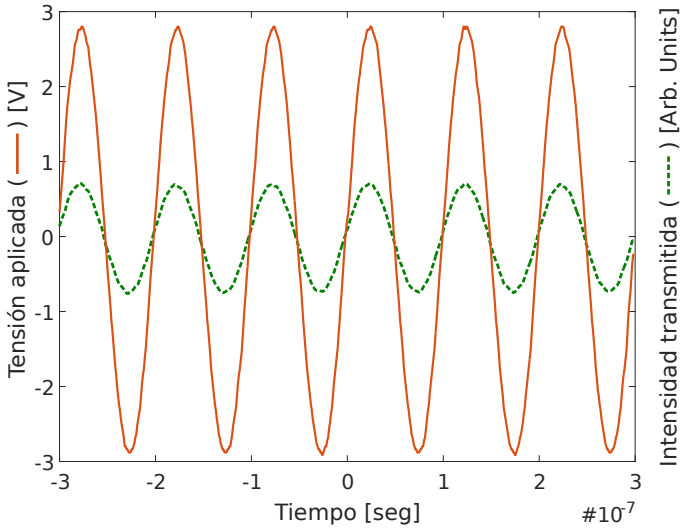


Figura 8.12: Mediciones experimentales de modulación del IMZ. El mínimo de la señal óptica (línea punteada) corresponde al valor más bajo de potencia de salida (diferente de cero). El valor máximo del módulo de voltaje aplicado (línea continua) es significativamente más bajo que V_π, a pesar de esto, es evidente el efecto de modulación a la salida del IMZ.

En esta figura se representa la tensión de entrada (línea continua) y la señal

óptica de salida (línea punteada). La señal de salida óptica modulada es medida por el detector y se registra en el osciloscopio. Como es de esperar, la señal IMZ en la salida sigue la forma de la señal eléctrica utilizada para controlar las modulaciones electro-ópticas. Este hecho se encuentra ligado a la elección correcta de una región operativa lineal. Además, no se observa cambio de fase entre las señales de entrada y salida, por lo que los efectos reactivos en los electrodos metálicos se pueden considerar insignificantes.

Para completar el análisis, el fotodiodo utilizado fue reemplazado de la configuración experimental que se muestra en la Figura 8.10, por una cámara CCD. Esto nos permitió obtener los modos ópticos en la salida del IMZ, considerando diferentes estados de transmisión impulsados por las señales eléctricas moduladas en los terminales.

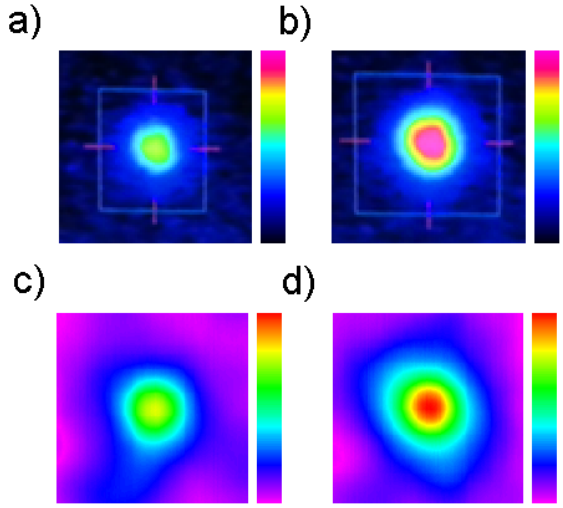


Figura 8.13: Mediciones experimentales de modos de salida del IMZ: a) Modo de salida de modulación óptica mínima medida ($V = -30$ V), b) Modo de salida de modulación óptica máxima medida ($V = 15$ V), c) y d) simulaciones correspondientes de los modos ópticos medidos en a) y b).

La Figura 8.13 a) y b) muestra los modos ópticos medidos durante el valor de modulación mínimo y máximo ($V = -30$ V y $V = 15$ V, respectivamente). Es importante tener en cuenta que la escala del código de color para ambas figuras es la misma. La inspección de figuras permite ver la gran diferencia en

la potencia óptica entre los dos extremos analizados. Esta relación de extinción (*extinction ratio*) es de 11 dB.

Por otro lado, las Figuras 8.13 c) y d) son las correspondientes a los modos simulados y como es de esperar son similares a los medidos experimentalmente. Este hecho es importante ya que las simulaciones no incluyen los efectos del acoplamiento de fibra al cristal de $LiNbO_3$, por lo tanto estos efectos parecen no distorsionar los modos significativamente [4, 6, 8].

8.8. Dispositivo final

Adicionalmente, se diseñó un soporte robusto para tener un dispositivo final para su uso. Este proceso incluye la conexión de fibra óptica de entrada y salida, conexión de electrodos y su encapsulado. Para construir el dispositivo final es necesario un proceso de alineación de entrada y salida, seguido de su fijación. Para este caso utilizamos adhesivo óptico fotocurable. Para conseguir bajas pérdidas, la alineación es crítica y debe realizarse con mucho cuidado y precisión. Por otro lado, la conexión eléctrica entre los electrodos y los terminales eléctricos se realiza mediante la técnica de unión de conectores *wirebonding*. Una vez finalizadas las conexiones, todo el sistema se monta y se encapsula para su manipulación (más información sobre este proceso se detalla en el Apéndice B).

En la Figura 8.14 se encuentra detallado un esquema del dispositivo final. Se pueden apreciar las fibras ópticas de entrada / salida, el cristal de $LiNbO_3$, los electrodos y los pines eléctricos, respectivamente.

Finalmente, todo el conjunto se aloja en una pieza sólida hecha de metal mecanizado por un router CNC o en plástico utilizando tecnología de impresión 3D. El encapsulado desempeña una doble función: primero da robustez y evita daños, y además inmoviliza los componentes internos para mantener su alineación. Esto nos permite manipular el dispositivo terminado en condiciones seguras para su uso. Finalmente la Figura 8.15 muestra una imagen del dispositivo final fabricado.

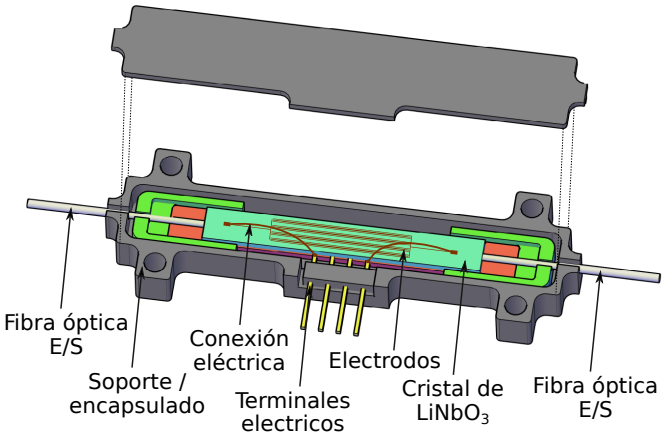


Figura 8.14: Detalle esquemático del IMZ final. Se pueden observar dos canales en los extremos de la caja para alinear las fibras ópticas. La placa de cristal $LiNbO_3$ muestra los electrodos depositados y la conexión eléctrica aérea para los terminales de voltaje.

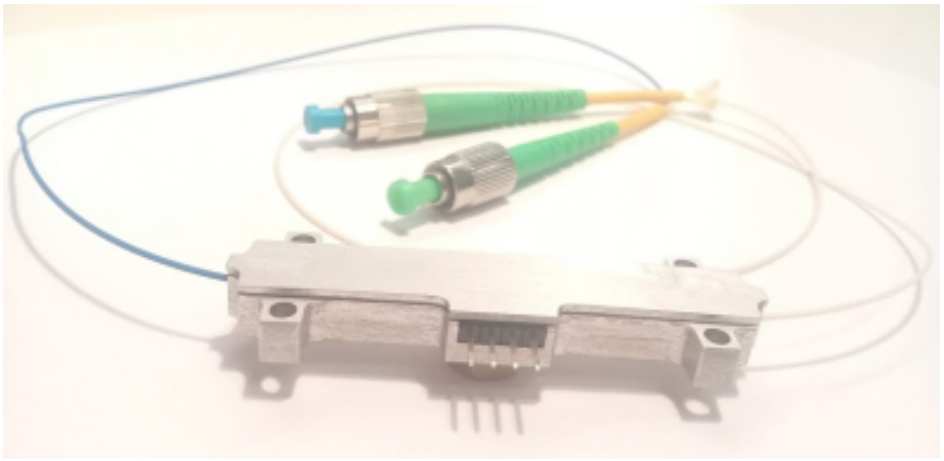


Figura 8.15: Fotografía del IMZ final.

8.9. Conclusiones sobre el dispositivo

En particular, en este capítulo, hemos presentado el proceso de fabricación de un prototipo de Interferómetro Mach Zehnder (IMZ) integrado. Esto incluye el diseño computacional del circuito óptico integrado, su caracterización y su posterior fabricación y prueba. El dispositivo fue diseñado para su implementación, por lo tanto fue conectorizado con fibras ópticas comerciales y encapsulado. Podemos concluir que el diseño y desarrollo ha alcanzado un rendimiento óptico adecuado.

Cabe destacar la potencialidad de la técnica de fabricación, la cual permite la posibilidad de construir de manera simple y rápida diseños preliminares para adaptar los dispositivos a los diferentes requisitos de los nuevos sistemas ópticos integrados.

En cuanto a perspectivas, el horizonte es amplio. Ya sea como sensores, como interrogadores o como moduladores, los IMZ son cada vez más utilizados y estas implementaciones nos son ajenas a los dispositivos basados en escritura láser directa. Este amplio panorama de aplicaciones, nos motiva a ir por más y proyectar dispositivos IMZ basados en escritura láser directa con diseños más complejos y adaptados a las necesidades finales de los dispositivos.

Los avances y resultados de este capítulo se encuentran reportados también en [4, 6, 8].

Referencias

[4] D.A. Presti y col. «Intensity modulator fabricated in LiNbO3 by femtosecond laser writing». En: *Optics and Lasers in Engineering* 111 (dic. de 2018), págs. 222-226. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.optlaseng.2018.08.015.

[6] G. A. Torchia y col. «Design, develop and operation of an amplitude modulator fabricated by laser writing in Lithium Niobate». En: *Frontiers in Optics 2016*. OSA, 2016. URL: https://doi.org/10.1364%2Ffio.2016.jw4a.161.

[8] D. Presti y col. «Diseño, desarrollo y caracterización de un modulador de amplitud integrado en LiNbO3». En: *2016 IEEE Biennial Congress of Argentina (Argencon)*. IEEE, jun. de 2016. URL: https://doi.org/10.1109%2Fargencon.2016.7585315.

[15] Ginés Lifante. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, ene. de 2003. URL: https://doi.org/10.1002%2F0470861401.

[23] Amnon Yariv y Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford Univ. Press, 2009.

[71] R Peyton y col. «Key kinematic parameters in a low-loss power splitter written by femtosecond laser micromachining». En: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 28.5 (2018), pág. 055011.

[74] M.R. Tejerina, D.A. Biasetti y G.A. Torchia. «Polarization behaviour of femtosecond laser written waveguides in lithium niobate». En: *Optical Materials* 47 (sep. de 2015), págs. 34-38. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.optmat.2015.06.030.

[75] Peter J. Winzer, David T. Neilson y Andrew R. Chraplyvy. «Fiber-optic transmission and networking: the previous 20 and the next 20 years [Invited]». En: *Optics Express* 26.18 (ago. de 2018), pág. 24190. URL: https://doi.org/10.1364%2Foe.26.024190.

[76] «Optical Fiber Telecommunications VIB». En: *Optical Fiber Telecommunications*. Elsevier, 2013, pág. i. URL: https://doi.org/10.1016%2Fb978-0-12-396960-6.00024-9.

[77] Wolfgang Coenning y Francois Caloz. «Passive Devices». En: *Springer Series in Optical Sciences*. Springer International Publishing, 2017, págs. 547-584. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-319-42367-8_11.

[78] Haoshuo Chen y A. M. J. Koonen. «Spatial Division Multiplexing». En: *Springer Series in Optical Sciences*. Springer International Publishing, 2017, págs. 1-48. URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-319-42367-8_1.

[79] Kazuto Noguchi. «Lithium Niobate Modulators». En: *Broadband Optical Modulators*. CRC Press, nov. de 2011, págs. 151-172. URL: https://doi.org/10.1201%2Fb11444-9.

[80] R. S. Weis y T. K. Gaylord. «Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure». En: *Applied Physics A Solids and Surfaces* 37.4 (ago. de 1985), págs. 191-203. URL: https://doi.org/10.1007%2Fbf00614817.

[81] V Guarepi y col. «Bending waveguides made in x-cut lithium niobate crystals for technological applications». En: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 25.12 (nov. de 2015), pág. 125023. URL: https://doi.org/10.1088%2F0960-1317%2F25%2F12%2F125023.

[82] J.B. Knorr y K. Kuchler. «Analysis of Coupled Slots and Coplanar Strips on Dielectric Substrate». En: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 23.7 (jul. de 1975), págs. 541-548. URL: https://doi.org/10.1109%2Ftmtt.1975.1128624.

[83] G.K. Gopalakrishnan y col. «Performance and modeling of broadband LiNbO/sub 3/ traveling wave optical intensity modulators». En: *Journal of Lightwave Technology* 12.10 (1994), págs. 1807-1819. URL: https://doi.org/10.1109%2F50.337494.

[84] S. Ringleb y col. «Monolithically integrated optical frequency converter and amplitude modulator in LiNbO3 fabricated by femtosecond laser pulses». En: *Applied Physics B* 102.1 (oct. de 2010), págs. 59-63. URL: https://doi.org/10.1007%2Fs00340-010-4275-4.

El mejor científico está abierto a la experiencia, y ésta empieza con un romance, es decir, la idea de que todo es posible.

— Ray Bradbury

9

Anillo resonador como espectrómetro de alta resolución

Contenido

9.1. Conceptos fundamentales 122
9.1.1. El anillo resonador 122
9.1.2. Función de transferencia de un ARO: Efectos por temperatura 124
9.1.3. Sistema láser de diodo DFB: Efectos por temperatura . 125
9.2. Procedimiento experimental 126
9.3. Resultados experimentales 128
9.3.1. 1er experimento 128
9.3.2. 2do experimento 130
9.4. Conclusiones del dispositivo 134
9.4.1. Alternativa de fabricación de un ARO en óptica integrada 134

Durante las últimas décadas, los sensores ópticos se han utilizado con éxito en muchos campos de aplicación para medir y cuantificar múltiples magnitudes físicas. Entre estos dispositivos ópticos, hoy en día los sistemas de anillos resonadores ópticos (ARO) cumplen un papel de gran importancia. Podemos mencionar algunos campos de aplicación como sensores con diferentes propósitos, como por ejemplo: temperatura [85], velocidad angular [86], esfuerzo, presión [87], etc.; así también como elementos ópticos para óptica integrada en comunicaciones (WDM [88, 89], filtros,

láser [90], redes de Bragg [91]; monitoreo químico y de salud [92, 93]; entre otros.

Los sensores ópticos presentan varias ventajas con respecto a otros sistemas; en particular, pueden funcionar independientemente de las variaciones en parámetros externos, como: temperatura, vibración, ruido electromagnético, etc. [94-97]. Esto significa que las fluctuaciones externas se pueden desacoplar fácilmente de la señal principal detectada. Por otro lado, los sistemas láser generalmente están diseñados y se utilizan para interrogar a estos sensores ópticos, en este caso se necesitan láseres de banda estrecha, espectrómetros de alta resolución y detectores de alta relación señal /ruido para medir con precisión y fiabilidad las propiedades físicas analizadas.

Los láseres de realimentación distribuida (Distributed feedback laser - DFB) son un ejemplo de láser de banda estrecha. El láser DFB típico se basa en una estructura de semiconductores mono-modo (basada en una red de Bragg) cuando opera típicamente en el rango de 0 a 70 °C y puede tener una capacidad de sintonización del orden de 0.1-0.2 $nm/°C$ [98]. Estos tipos de láser generalmente se encuentran acoplados a una sonda basada en un termistor que mide su temperatura interna y un módulo termoeléctrico (thermoelectric cooler - TEC) para controlarla [99]. Cuando estas fuentes láser se utilizan como interrogadores, su estabilidad es un punto clave. En este capítulo se desarrolla un sensor óptico de anillo resonante lo suficientemente sensible como para detectar cambios en la longitud de onda de los láseres DFB. En principio se evalúa y fabrica un sistema ARO en fibra óptica, para luego analizar sus posibles aplicaciones en óptica integrada.

9.1. Conceptos fundamentales

9.1.1. El anillo resonador

Como es sabido, el concepto físico que describe a los sistemas ARO se basa en un resonador Fabry-Perot [100]. Considerando una configuración simple, el ARO funciona con solo una guía de onda de entrada /salida cuya radiación óptica está acoplada o desacoplada al resonador de anillo a intervalos regulares de longitud de onda como se indica en la Figura 9.1.

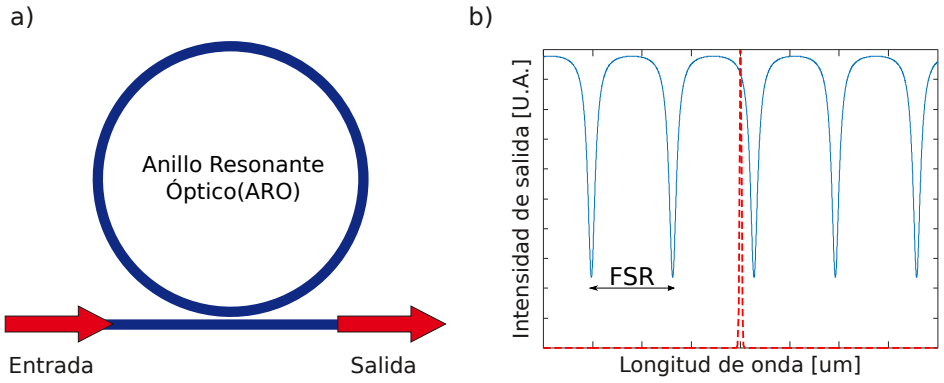


Figura 9.1: Anillo resonador óptico: a) Esquema, b) Función de transferencia FT(ω) o transmitancia del anillo resonador óptico (línea continua). La línea discontinua representa el láser estrecho (ancho no en escala) utilizado para interrogar al sistema ARO. También se indica el ancho espectral libre (Free Spectral Range - FSR) de la función de transferencia.

En estos sistemas, muchas resonancias que satisfacen las condiciones de Fabry-Perot se pueden detectar fácilmente en la salida y siguen la expresión de la función de transferencia dada por [23]:

$$FT(\omega) = \frac{(\sigma - \tau)^2 + 4\sigma\tau sen^2(\frac{\omega LN}{2c})}{(1 - \tau)^2 + 4\sigma\tau sen^2(\frac{\omega LN}{2c})} \tag{9.1}$$

donde τ es un coeficiente de acoplamiento entre el anillo y la salida, σ es el coeficiente de pérdida de guía de onda total (asociado con campos electromagnéticos), $L = 2\pi R$ es la distancia recorrida dentro del resonador (perímetro del anillo), N es el índice efectivo, y ω corresponde a la frecuencia de luz propagada.

Otra característica importante para el ARO es el ancho espectral libre o comunmente conocido como *Free Spectral Range* (FSR). Este parámetro se define como el intervalo de frecuencias entre cada depresión en la función de transferencia y sigue la expresión dada por:

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{LN} \tag{9.2}$$

Tomando en cuenta las dimensiones de un anillo dado, la función de transferencia será similar a la que se muestra en la Figura 9.1 b) (línea continua azul). Los parámetros de la curva se establecen considerando las bajas pérdidas de propagación

de las fibras ópticas (menos de 0.1 dB/km). También es necesario tener en cuenta una fuente de banda estrecha espectral (línea continua roja) que sea capaz de barrer un rango espectral considerable para producir la respuesta óptica. La intensidad a la salida del ARO se puede escribir en función de la frecuencia de la luz acoplada y/o su longitud de onda.

El diseño de ARO presentado en este trabajo consiste en un anillo de radio de 10 cm, cuyo ancho espectral libre (FSR) es de aproximadamente 2.58 pm, correspondiente a 800 MHz a $\approx 1.55 \mu m$. Al calcular la derivada total de la Ecuación 9.2, se puede evaluar el efecto de la longitud de onda, el índice de refracción y del radio en función de la posición de los picos en longitud de onda del FSR según la siguiente expresión:

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\Delta N_1 \left|\frac{\lambda^2}{N_1^2 R}\right|}{2\pi} + \frac{\Delta R \left|\frac{\lambda^2}{N_1 R^2}\right|}{2\pi} + \frac{\Delta\lambda_1 \left|\frac{\lambda}{N_1 R}\right|}{\pi} \tag{9.3}$$

Luego del cálculo, tomando en consideración: $\lambda = 1.55 \times 10^{-6} m$, N_1 =1.45, R =0.1 m y las incertidumbres estimadas en la de longitud de onda, índice de refracción y radio del anillo como: $\Delta\lambda_1 = 10^{-10}$, $\Delta N_1 = 10^{-3}$ y $\Delta R = 0.015$ respectivamente, se obtiene $\Delta_{FSR} = 3.5 \times 10^{-13}$. Cabe aclarar que la contribución principal en la Ecuación 9.3 esta dada por el tercer término, a pesar de que su multiplicador es más bajo que el primero. Esto lo podemos apreciar a continuación:

$$\frac{\lambda^2}{N_1^2 R 2\pi} = 1.6 \times 10^{-12}, \ \frac{\lambda^2}{N_1 R^2 2\pi} = 2.3 \times 10^{-11}, \ \frac{\lambda}{N_1 R \pi} = 3.1 \times 10^{-6} \tag{9.4}$$

9.1.2. Función de transferencia de un ARO: Efectos por temperatura

Un punto importante a considerar está relacionado con los cambios en la temperatura externa que rodea a el ARO. En este sentido, los cambios por efectos de temperatura modifican dos parámetros importantes en el ARO: la longitud del anillo (dilatación o contracción), como también el índice de refracción de la fibra óptica. Sin embargo, estos cambios se pueden desacoplar de la función de

transferencia debido a su lenta tasa de modificación en comparación con los cambios de la longitud de onda que ocurren en el láser.

9.1.3. Sistema láser de diodo DFB: Efectos por temperatura

Es importante considerar los efectos de la variación de temperatura en el sistema de diodo láser. Entre otros, tres parámetros principales son sensibles a la temperatura en estos dispositivos: la potencia de salida, la longitud de onda de trabajo y el ancho espectral. De los tres mencionados, le prestaremos particular atención a la longitud de onda.

El cambio de longitud de onda es causado por la expansión térmica en el período de la red de Bragg del diodo láser DFB, cuyo coeficiente de expansión es 0.014 nm/°C para un láser típico, siendo su índice de refracción efectivo de 3.6 [101]. El índice de refracción es, a su vez, sensible a la temperatura. La red de Bragg puede absorber el calor proveniente del ambiente externo y, alternativamente, de la corriente de inyección como resultado del efecto Joule. Experimentalmente se demuestra que la temperatura del láser y la corriente de inyección tienen una relación lineal de 0.006 °C/mA [101] y el efecto sobre la longitud de onda se evalúa en 0,374 GHz/mA (3.3 pm/mA) [99]. A pesar de esos efectos, la contribución del calor ambiente produce una desintonización de la longitud de onda principal debido a la respuesta de temperatura del diodo, hecho registrado durante el proceso de interrogación del ARO. Sin la acción del control de temperatura del sistema láser, la variación de longitud de onda frente a la temperatura es de 0.2 nm/°C (característica dada por el fabricante QPHOTONICS inc.). La función de transferencia para el ARO en función de la desintonización de longitud de onda del láser DFB se detalla en la Figura 9.2. Se modeló este efecto como una convolución entre el espectro del láser y el espectro del ARO.

Bajo condiciones ambientales no estabilizadas, y con respecto a los efectos mencionados anteriormente, es conveniente introducir una tercera opción para describir la función de transferencia para el ARO. En particular, el comportamiento

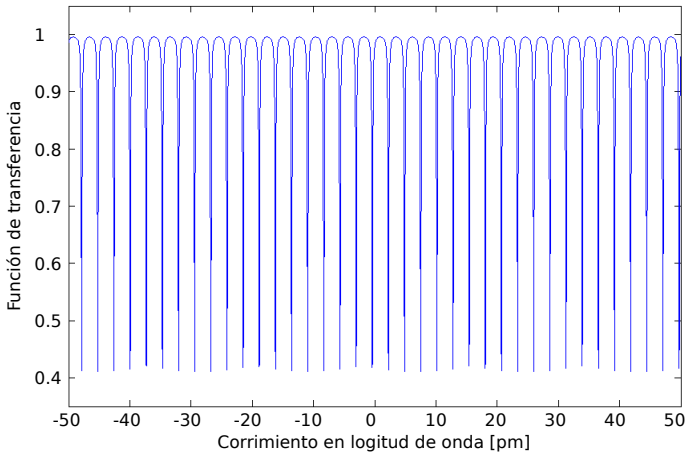


Figura 9.2: Función de transferencia simulada del ARO acoplado al láser DFB en la entrada y considerando una tasa de deriva térmica de 0.2 nm/°C. El cambio de temperatura global se ajustó a 0,5ºC.

real de la temperatura en la unión del diodo láser es sensible a la fluctuación de la temperatura alrededor del punto de trabajo, es decir, 25°C. A su vez tiene un rango de amplitud total de ± 0.1°C si tenemos en cuenta la acción del sistema de control de temperatura asociado al láser. Para mostrar en detalle esta variación en el entorno de un pico de resonancia, hemos considerado un intervalo de temperatura de fluctuación de 0.01 °C. La convolución entre la función de transferencia y el espectro de longitud de onda del láser se puede ver en la Figura 9.3.

Como mencionamos, se pueden observar pequeñas variaciones de temperatura en el diodo láser, que causan una desintonización de la longitud de onda; estas fueron simuladas por una función oscilante (seno) con la temperatura. Esta imagen describe de manera ilustrativa el efecto de la variación de temperatura en la unión del diodo láser y su sensibilidad. Estas simulaciones ayudaran a realizar una mas adecuada visualización de la respuesta del ARO.

9.2. Procedimiento experimental

Para el procedimiento experimental utilizaremos un ARO construido en fibra óptica. Este resonador es utilizado para probar un sistema láser monomodo y se construye utilizando un acoplador de fibra 2x2 50/50 (Newport F-CPL-F22155) y

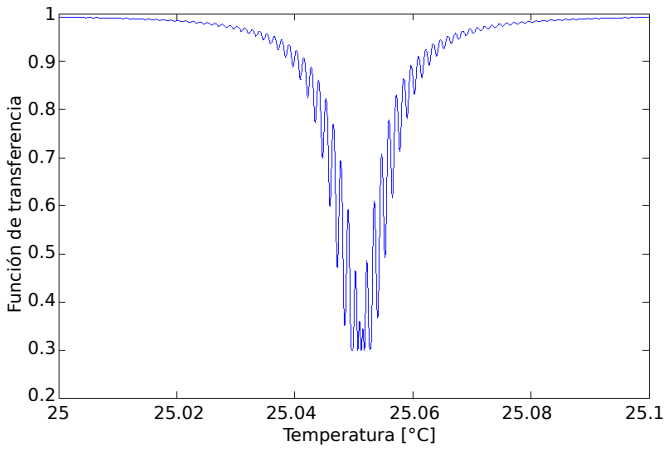


Figura 9.3: Función de transferencia simulada de un ARO acoplado a un láser DFB en la entrada y considerando un intervalo de temperatura de fluctuación de 0.01 °C. Esto ilustra la respuesta óptica del ARO a ligeros cambios de temperatura externa cuando el controlador láser de temperatura está activo.

una configuración como se muestra en la Figura 9.4. El ARO fue diseñado con un radio de 10 cm y con conectores FC /APC en la entrada y salida, para conectar el láser analizado y el fotodetector, respectivamente.

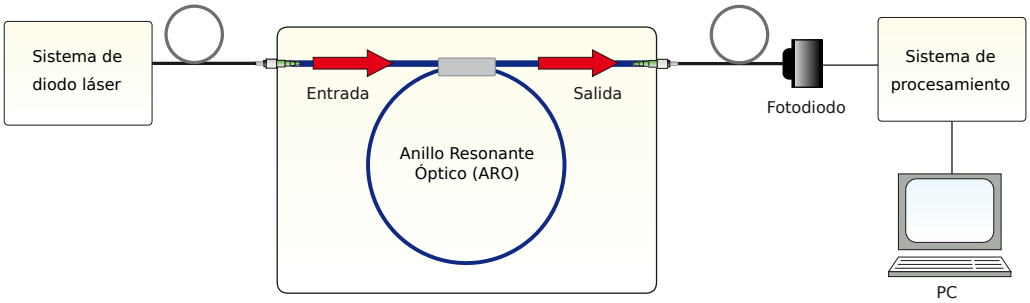


Figura 9.4: Diagrama de bloques del sistema completo de censado

Se usó un sistema láser monomodo para analizar el funcionamiento del dispositivo de fibra óptica. El láser y su controlador asociado fueron fabricados por QPhotonics (USA). El láser tiene una desintonización en longitud de onda con la temperatura de 0.2 nm/°C (sin control), potencia de salida de 10 mW, ancho de banda de 2 MHz (0.01 pm) y centrado en 1547.6 nm.

El sistema de detección se compone de tres partes principales. La primera convierte la potencia de salida óptica del ARO en una corriente eléctrica. Para

ello, se utiliza un fotodiodo (FGA04 InGaAs) con una respuesta rápida y una alta relación señal /ruido. En la siguiente etapa, la corriente se convierte en un voltaje para amplificar la señal utilizando un amplificador de transimpedancia. Finalmente, en la tercera etapa, un microcontrolador procesa el muestreo y luego transmite los datos a la PC.

9.3. Resultados experimentales

Para demostrar el funcionamiento adecuado del ARO y analizar el rendimiento del sistema láser DFB, se realizaron principalmente dos experimentos.

9.3.1. 1er experimento

En primer lugar, consideramos un cálculo analítico de la Ecuación 9.1 correspondiente al desplazamiento en longitud de onda entre cada depresión en la función de transferencia. De esta manera podemos calcular la función de transferencia del anillo resonador y luego discutir adecuadamente los datos obtenidos experimentalmente. También considerando la ecuación 9.2, para un radio de anillo de 10 cm, N = 1.45 y a λ = 1.5476 µm, podemos calcular un FSR = 2.58 pm.

Para contrastar las predicciones anteriores, el experimento realizado consistió en realizar una desintonización forzada por temperatura de la longitud de onda en el sistema láser utilizado, y luego medir este efecto utilizando el ARO. Esto nos proporciona la información necesaria para realizar un análisis detallado del cambio en longitud de onda del sistema en función de la temperatura de funcionamiento del láser. Para hacer esto, modificamos la temperatura de funcionamiento mediante una fuente de calor externa cerca del sistema láser. El incremento de temperatura produce un cambio monótono en la longitud de onda del láser.

En una primera etapa, apagamos el circuito de control de temperatura interno del controlador láser. De esta manera, dejamos el sistema de diodo láser libre (autónomo) para responder a las perturbaciones de temperatura externas. En estas

condiciones, se obtuvo la respuesta óptica del ARO en función del tiempo, que se representa en la Figura 9.5.

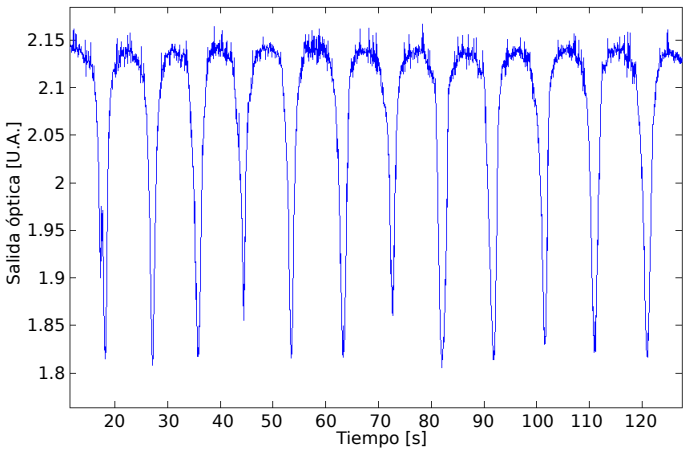


Figura 9.5: Función de transferencia del ARO medida. Datos experimentales del ARO cuando un láser DFB de entrada sufre una desintonización en longitud de onda debido a un cambio externo de temperatura sin acción de control.

Como se puede apreciar de esta figura, se produjeron varias resonancias. Estas depresiones aparecen en períodos regulares de tiempo, lo que demuestra la desintonización de la longitud de onda causada por el intercambio de calor entre el sistema láser y el medio circundante. En este sentido, la desintonización de la longitud de onda da lugar a una respuesta óptica típica del ARO como se muestra en la Figura 9.2.

En la Figura 9.6 se representa la función de transferencia teórica del ARO en función de la Ecuación 9.1, para las primeras siete depresiones y adicionalmente los valores experimentales medidos. Todos los valores se han normalizado para realizar mejor la comparación.

Todos los datos se tomaron al comienzo del proceso de calentamiento, es decir, cuando la fuente de calor se aplicó al diodo DFB para producir su desplazamiento en la longitud de onda. Considerando la desintonía dada por el fabricante (0.2 nm/ºC), el intervalo de temperatura correspondiente a los siete picos representados en base a la Figura 9.2 es de 0.066°C. Se puede observar que los datos experimentales se encuentran en concordancia con los teóricos. Este hecho permite determinar algunos

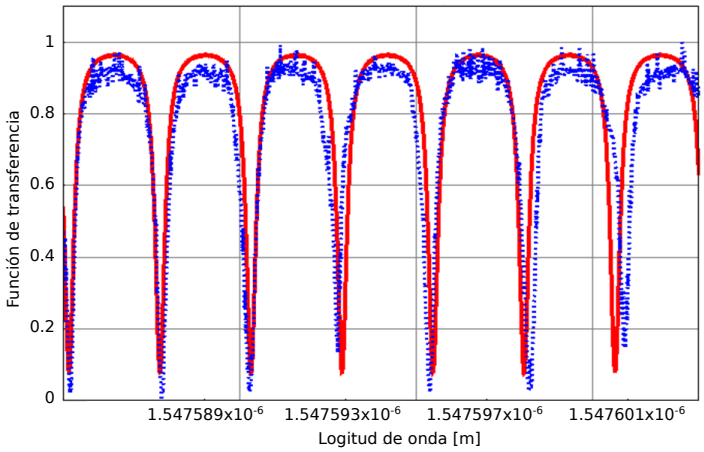


Figura 9.6: Datos experimentales normalizados del ARO excitados por un láser DFB con una desintonización por temperatura (puntos azules) y valores del ARO simulados (línea continua roja).

parámetros característicos del ARO como el FSR, la atenuación, las pérdidas, el coeficiente de acoplamiento y su finura. El FSR se evaluó como un valor medio de varios intervalos en longitud de onda entre picos. La finura se evaluó considerando el FSR sobre el ancho a media altura (Full Width at Half Maximum - FWHM).

Una asociación que podemos realizar es que el valor teóricamente calculado para el FSR, es el mismo que el obtenido experimentalmente en las Figuras 9.5 y 9.6. Esto significa que podemos correlacionar el eje de tiempo con el eje de desintonización en longitud de onda. De esta manera, el número de picos (depresiones) que vemos, en las Figuras 9.5 y 9.6, será proporcional al cambio en longitud de onda a la salida del láser. Como se puede ver, las resoluciones en el eje de abscisas están en el orden de los picómetros. En la Tabla 9.1 se resumen los valores de resonancias y parámetros de simulación.

9.3.2. 2do experimento

En un segundo paso, estudiamos la respuesta real del diodo láser (diodo + controlador) para analizar su comportamiento. Este experimento nos introduce a la aplicación propuesta para este sistema. Nuevamente se repite la prueba del 1er experimento, pero en este caso con el lazo de control de temperatura del diodo láser

Tabla 9.1: Valores característicos de la función de transferencia del ARO medidos experimentalmente.

	Mediciones [m]	Parámetros del ARO
FWHM	2.9971×10^{-13}	-
Pico 1	$1.54758517 \times 10^{-6}$	-
Pico 2	$1.54758774 \times 10^{-6}$	-
Pico 3	$1.54759032 \times 10^{-6}$	-
Pico 4	$1.54759290 \times 10^{-6}$	-
Pico 5	$1.54759548 \times 10^{-6}$	-
Pico 6	$1.54759805 \times 10^{-6}$	-
FSR	2.58×10^{-12}	-
Finura	8.6	-
Radio	-	0.102
Atenuación α [cm^{-1}]	-	0.4
Pérdidas σ	-	0.774
Acoplamiento τ	-	0.866

DFB en funcionamiento. Los resultados de esta experiencia los podemos visualizar en la Figura 9.7. Al igual que en el caso anterior, las resonancias pueden atribuirse a la respuesta de la función de transferencia cuando un diodo láser DFB sufre una desintonización en su longitud de onda. Cerca de los valores de resonancia, es fácil ver una estructura ondulada que, en primera aproximación, puede asociarse con ruido óptico originado por diferentes fuentes: el detector, inestabilidad del láser, vibración externa, etc. Sin embargo, cuando cada una de estas variaciones se inspecciona más detalladamente, se observa que se producen fluctuaciones distintas a las del ruido óptico. Estas, se deben a rápidos cambios en longitud de onda del láser, los cuales son inducidos por la acción del control. Podemos ver la correlación entre los picos de resonancia y la temperatura en la Figura 9.7 a). Además, en la Figura 9.7 b) se presenta la evolución del cambio de temperatura externa frente al tiempo.

Teniendo en cuenta los parámetros del anillo y la respuesta óptica que simulamos en la Figura 9.2, es de esperar varias resonancias para cambios en la temperatura de algunas decenas de grados. A su vez, los valores experimentales obtenidos en la Figura 9.7 también corroboran las predicciones con respecto a fluctuaciones mostradas en la Figura 9.3. En el caso de la Figura 9.7, en aproximadamente 30

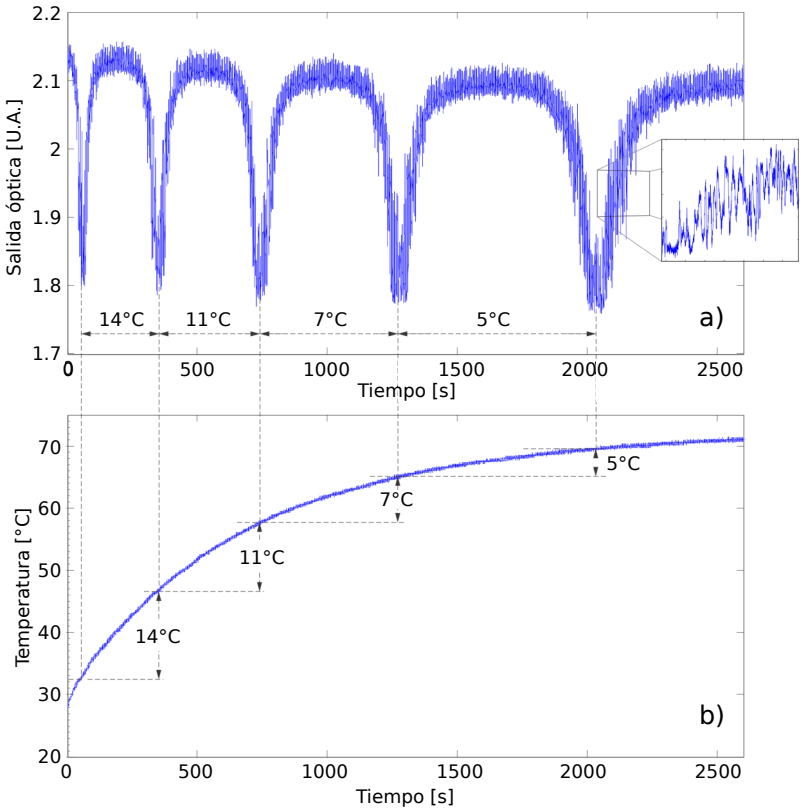


Figura 9.7: Datos experimentales de la FT del ARO cuando un diodo láser DFB con control de temperatura sufre una desintonización en longitud de onda debido a cambios externos de temperatura: a) Respuesta óptica, b) Evolución de la temperatura externa. El recuadro muestra las fluctuaciones de salida analizadas anteriormente.

minutos (≈2000 segundos) hay 5 depresiones a la salida del ARO. Por lo tanto, es equivalente a una diferencia en longitud de onda de 4 veces el FSR. Haciendo lo mismo en varios puntos de la figura, podemos recuperar un gráfico correspondiente al cambio en longitud de onda del sistema en función de la temperatura externa, como se muestra en la Figura 9.8.

Para el valor de la longitud de onda del láser estabilizado inicial, se considera el valor certificado de la hoja de datos del fabricante. Este valor es 1547.6 nm. Podemos ver como cambia la pendiente de la curva a medida que aumenta la temperatura. La desintonización total de la longitud de onda es de aproximadamente 15 pm en el rango de 30 a 70°C de temperatura externa.

La incertidumbre en cada punto en longitud de onda se determina principalmente

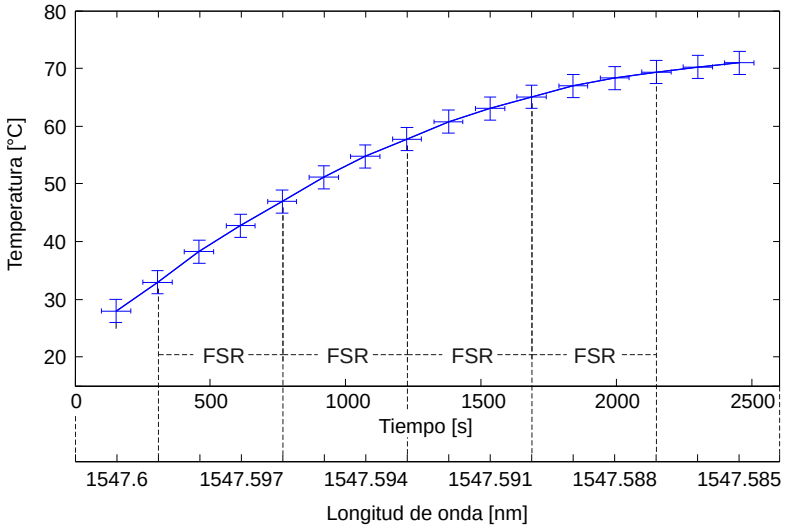


Figura 9.8: Variación de la longitud de onda del sistema láser con la temperatura. Para una mayor claridad, las escalas de tiempo y longitud de onda se representan con direcciones opuestas.

mediante el cálculo del FSR del anillo. La incertidumbre en la temperatura es de ±2°C. Esto está directamente asociado con la acción del controlador de temperatura. Esta acción la podemos asociar también a el cambio de pendiente de la figura: Cuando la temperatura del láser empieza a modificarse, el control termoeléctrico intenta ajustarlo a su temperatura nominal. Cuanto más grande sea el cambio de temperatura exterior, más débil será la acción de control del láser (ya que cada vez se encuentra más lejos de poder estabilizarlo). Es por este efecto que la curva de temperatura va cambiando su dependencia con la longitud de onda (cambia su pendiente). Finalmente, la Figura 9.8 nos muestra el rango completo de desplazamiento en longitud de onda de un sistema de diodo láser DFB bajo diferentes temperaturas de operación. El FSR asociado al incremento de temperatura se indica en esta figura, asimismo este valor se encuentra en acuerdo con el calculado y observado en la figura 9.6.

9.4. Conclusiones del dispositivo

Podemos concluir que el ARO puede ser una herramienta poderosa de medición de longitud de onda y rendimiento de diodos láseres mono-modo. Estos procedimientos pueden ser útiles para caracterizar la operación de estabilidad en sistemas similares con diferentes condiciones de contorno (fluctuaciones de temperatura) y puntos de trabajo de acuerdo con la temperatura media seleccionada. Por último, al utilizar este tipo de sensor óptico, es posible garantizar una alta precisión en las medidas de longitud de onda, como en el caso de que se requieran fuentes láser altamente monocromáticas.

9.4.1. Alternativa de fabricación de un ARO en óptica integrada

Los sistemas de anillos resonantes ópticos se encuentran involucrados en múltiples campos de aplicación, tales como sensores con diferentes propósitos o como elementos en sistemas de comunicación óptica. Estas características hacen que los ARO sean sistemas muy utilizados en el área de la fotónica, y por lo tanto se fabriquen en múltiples plataformas, incluyendo la fotónica integrada.

El trabajo realizado en esta tesis, en conjunto con el estudio particular de este capítulo, impulsa la posibilidad de realizar anillos resonantes en fotónica integrada por medio de escritura directa láser. Esta perspectiva de trabajo se basa en los avances previos vistos en esta tesis, donde en particular, serán claves los desarrollos de desviadores y acopladores por onda evanescente. Estos desarrollos previos posibilitan el estudio y diseño de AROs integrados, como también prometen en cuanto a su desempeño. Las herramientas de simulación desarrolladas también serán claves para su estudio previo. Esta perspectiva de trabajo se presenta como una continuación de los trabajos realizados en esta tesis y se enmarca en los avances de los dispositivos ópticos integrados y sus nuevas aplicaciones, que van desde sistemas de interrogación o censado (como hemos visto en este capítulo), hasta componentes pasivos dentro de complejos sistemas en óptica integrada. En esta línea, actualmente nos encontramos

dando los primeros pasos en el diseño y fabricación de AROs integrados por medio de escritura directa láser, teniendo ya algunos resultados preliminares [3].

Los avances y resultados de este capítulo se encuentran reportados también en [3, 5, 9].

Referencias

[3] G. Torchia y col. «Design conditions in the middle range for implementation of integrated ring resonators in LiNbO3 by direct laser writing». En: *IET Optoelectronics* (dic. de 2019). URL: https://doi.org/10.1049%2Fiet-opt.2019.0068.

[5] D. Presti, F. Videla y G. A. Torchia. «Optical fiber ring resonator as a high-resolution spectrometer. Characterization and applications with single line diode lasers». En: *Optical Engineering* 57.05 (mayo de 2018), pág. 1. URL: https://doi.org/10.1117%2F1.oe.57.5.057108.

[9] D. Presti, F. Videla y G. A. Torchia. «Design, development and characterization of a DFB (distributed feedback) laser diode control system». En: *2015 (XVI) Workshop on Information Processing and Control (RPIC)*. IEEE, oct. de 2015. URL: https://doi.org/10.1109%2Frpic.2015.7497095.

[23] Amnon Yariv y Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford Univ. Press, 2009.

[85] Jin Li y col. «A high sensitivity temperature sensor based on packaged microfibre knot resonator». En: *Sensors and Actuators A: Physical* 263 (ago. de 2017), págs. 369-372. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.sna.2017.06.031.

[86] Zenghua Xie y col. «Resonance characteristics of fiber optic ring resonator in fiber optical resonator gyroscope». En: *Fiber Optic Components and Optical Communication II*. Ed. por Shuisheng Jian, Franklin F. Tong y Reinhard Maerz. SPIE, ago. de 1998. URL: https://doi.org/10.1117%2F12.318028.

[87] Yi Yang y col. «Fiber loop ring down for static ice pressure detection». En: *Optical Fiber Technology* 36 (jul. de 2017), págs. 312-316. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.yofte.2017.05.009.

[88] Qianfan Xu y col. «WDM Silicon Modulators Based on Micro-ring Resonators». En: *2006 IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings*. IEEE, oct. de 2006. URL: https://doi.org/10.1109%2Fleos.2006.278862.

[89] J. Muller y col. «High speed WDM interconnect using silicon photonics ring modulators and mode-locked laser». En: *2015 European Conference on Optical Communication (ECOC)*. IEEE, sep. de 2015. URL: https://doi.org/10.1109%2Fecoc.2015.7341849.

[90] Hidemi Tsuchida. «Limitation and improvement in the performance of recirculating delayed self-heterodyne method for high-resolution laser lineshape measurement». En: *Optics Express* 20.11 (mayo de 2012), pág. 11679. URL: https://doi.org/10.1364%2Foe.20.011679.

[91] Andreas Othonos, Kyriacos Kalli y Glenn E. Kohnke. «Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing». En: *Physics Today* 53.5 (mayo de 2000), págs. 61-62. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.883086.

[92] Shijie Zheng. «Long-period fiber grating moisture sensor with nano-structured coatings for structural health monitoring». En: *Structural Health Monitoring: An International Journal* 14.2 (nov. de 2014), págs. 148-157. URL: https://doi.org/10.1177%2F1475921714560069.

[93] Shijie Zheng, Masoud Ghandehari y Jinping Ou. «Photonic crystal fiber long-period grating absorption gas sensor based on a tunable erbium-doped fiber ring laser». En: *Sensors and Actuators B: Chemical* 223 (feb. de 2016), págs. 324-332. URL: https://doi.org/10.1016%2Fj.snb.2015.09.083.

[94] A. M. Gutierrez y col. «Ring-Assisted Mach–Zehnder Interferometer Silicon Modulator for Enhanced Performance». En: *Journal of Lightwave Technology* 30.1 (ene. de 2012), págs. 9-14. URL: https://doi.org/10.1109%2Fjlt.2011.2176314.

[95] K. Suzuki, K. Takiguchi y K. Hotate. «Monolithically integrated resonator microoptic gyro on silica planar lightwave circuit». En: *Journal of Lightwave Technology* 18.1 (ene. de 2000), págs. 66-72. URL: https://doi.org/10.1109%2F50.818908.

[96] A. Melloni y M. Martinelli. «Synthesis of direct-coupled-resonators bandpass filters for WDM systems». En: *Journal of Lightwave Technology* 20.2 (2002), págs. 296-303. URL: https://doi.org/10.1109%2F50.983244.

[97] M. Terrel, M.J.F. Digonnet y S. Fan. «Performance comparison of slow-light coupled-resonator optical gyroscopes». En: *Laser & Photonics Review* 3.5 (sep. de 2009), págs. 452-465. URL: https://doi.org/10.1002%2Flpor.200810052.

[98] A. Asmari y col. «Wavelength stabilisation of a DFB laser diode using measurement of junction voltage». En: *Laser Sources and Applications II*. Ed. por Jacob I. Mackenzie y col. SPIE, mayo de 2014. URL: https://doi.org/10.1117%2F12.2052449.

[99] H. Ghafouri–Shiraz. *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters*. Wiley, sep. de 2003. URL: https://doi.org/10.1002%2F0470856238.

[100] J. P. Chambers, Christi K. Madsen y Haiqiao Lin. «High frequency Pound-Drever-Hall sensing of ring resonator cavities». En: *Fiber Optic Sensors and Applications V*. Ed. por Eric Udd. SPIE, sep. de 2007. URL: https://doi.org/10.1117%2F12.752607.

[101] Nursidik Yulianto y col. «Tunability technique of microwave frequency generator using temperature controller and injection current effect of DFB laser». En: AIP, 2016. URL: https://doi.org/10.1063%2F1.4941622.

En realidad las cosas verdaderamente difíciles son todo lo que la gente cree poder hacer a cada momento.

— Julio Cortazar *de El perseguidor, Las armas secretas*

10 Conclusiones

El crecimiento de la industria fotónica, el empleo de la tecnología de fibra óptica, el creciente potencial de los sistemas de comunicaciones ópticas coherentes y las nuevas aplicaciones de sensores en múltiples áreas, hace que la investigación en circuitos ópticos integrados sea particularmente relevante y de actualidad. Tanto desde las áreas industriales, fotónicas y electrónicas, los circuitos ópticos son considerados como una solución prometedora a los problemas actuales. Dentro de los distintos procesos de fabricación utilizados, en los últimos años se ha desarrollado una técnica alternativa de fabricación de circuitos ópticos con gran potencialidad que aún no ha sido implementada como una tecnología estándar: la escritura directa láser de femtosegundos. Este procedimiento posibilita la escritura directa de estructuras en un material y en consecuencia las mismas constituyen las guías de onda base de los circuitos ópticos.

En este trabajo de tesis se ha estudiado el desarrollo integral de dispositivos ópticos integrados con la técnica de escritura directa láser, incluyendo entre estos: guías de onda rectas Tipo II, desviadores, acopladores, interferómetros Mach Zehnder y anillos resonantes. Diversos aspectos del diseño, proceso y caracterización se han profundizado para la correcta interpretación de la técnica. Podemos dividir estos aspectos en cuatro grandes etapas de desarrollo: Diseño, Fabricación, Caracterización

y Encapsulado. Estas etapas fueron detalladamente resueltas para cada uno de los dispositivos fabricados. Una descripción de ellas sabrá resumir los resultados más destacados de este trabajo de tesis.

– *Diseño:* El diseño comprende el estudio y los aspectos constructivos en la primer etapa de desarrollo de un dispositivo. Los temas más relevantes abarcados fueron: el análisis teórico de las guías de onda no homogéneas fabricadas por la técnica de escritura directa láser, la simulación óptica y electro-óptica, la optimización del circuito en cuanto a pérdidas, los parámetros constructivos óptimos de guiado de modos, la obtención de modelos de perfil de refracción y el diseño CAD (Computer-Aided Design). Todas estas caracterizaciones fueron esenciales para la primer etapa de desarrollo de todos los dispositivos. En particular podemos destacar el desarrollo de una técnica innovadora para la obtención del perfil de índice de refracción de las guías de onda no homogéneas fabricadas por escritura directa. Con la cual, hemos presentado un modelo que describe correctamente el índice de refracción de las guías de onda fabricadas y se ha utilizado en todos los desarrollos expuestos en este trabajo de tesis.

– *Fabricación:* La fabricación abarca todos los procesos y técnicas utilizadas para materializar el diseño previo. Comprendiendo: los procesos de preparado de muestras (corte, pulido, limpieza, etc.), la calibración de los parámetros de escritura del láser, la fabricación de guías de onda en el material, la deposición de electrodos mediante litografía a los circuitos ópticos, entre otros. En particular el proceso de fabricación se lleva a cabo con un láser de Titanio-Zafiro amplificado mediante Chirped Pulse Amplification (CPA), que emite pulsos de 120 femtosegundos a una longitud de onda centrada en 800 nm con 1kHz de tasa de repetición. La energía utilizada para el grabado de guías de ondas fue de 0.7 μJ de energía a una velocidad de 50 $\mu m/seg$. Como material soporte se utilizó principalmente Niobato de Litio ($LiNbO_3$) corte X, orientando la propagación de las guías ópticas en la dirección Y. Estos parámetros de grabado se utilizaron para la fabricación de todos los dispositivos integrados de este trabajo.

– *Caracterización:* La caracterización de los circuitos ópticos desarrollados fue la instancia donde se analizó el desempeño particular mediante montajes ópticos de laboratorio. Para cada dispositivo las técnicas de caracterización variaron según sus características:

◇ *Guías rectas y desviadores Tipo II:* Forman parte de las bases de trasmisión óptica para la conformación de los circuitos. Se caracterizaron: modos ópticos de salida, confinamiento de luz, polarización, soporte mono-modo, perdidas adicionales por curvatura para los desviadores y estrategias de reducción de las mismas.

◇ *Acopladores:* Los acopladores direccionales son posiblemente uno de los circuitos ópticos pasivos más utilizados. Son capaces de dividir la potencia de entrada óptica en dos o más salidas. Por este motivo, se ha mostrado un interés particular en su desarrollo. En particular se desarrolló un acoplador por onda evanescente 1x2 con varias configuraciones de salida (15/85, 40/60, 10/90). Para todos estos casos se caracterizaron los modos ópticos e intensidades de salida, como también los parámetros adicionales a tener en cuenta para su futura encapsulación.

◇ *Interferómetro Mach Zehnder:* Entre los moduladores de señal convencionales que se implementan en los sistemas comerciales de fibra óptica o como sensores interferométricos, se utilizan los conocidos interferómetros Mach Zehnder integrados. De aquí radica el especial énfasis en el desarrollo de este dispositivo en el presente trabajo. Estos sistemas utilizan el efecto electro-óptico de algunos materiales para lograr su modulación de señal. Para esto fue necesario la deposición de electrodos metálicos en escala micrométrica, donde mediante técnicas utilizadas habitualmente en micro-electrónica se deposita un patrón de electrodos en la superficie de la muestra. Esto genera que a través del efecto electro-óptico lineal del material se pueda modificar su índice de refracción al aplicarle un determinada señal eléctrica. La caracterización de estos dispositivos se centró especialmente en la modulación y amplitud de señal, el valor de V_π, el desbalance entre ramas, las pérdidas ópticas, el análisis en relación a las curvas teóricas, entre otros.

◇ *Anillos resonantes:* Los sistemas de anillos resonantes ópticos se encuentran involucrados en varios campos de aplicación, tales como sensores con diferentes

propósitos (temperatura, velocidad angular, estrés, presión, etc.) o como elementos en sistemas de comunicación óptica (WDM, filtros, láseres, etc.). En este trabajo se realizó un primer diseño de un espectrómetro de alta resolución basado en un anillo resonante en fibra óptica, donde se obtuvieron características innovadoras (resolución en cambios de longitud de onda de un láser del de orden sub-picométrico). Este estudio impulsa la posibilidad de realizar anillos resonantes en fotónica integrada, por lo que se presenta la propuesta de estudio para el desarrollo de estos sistemas de modo integrado por escritura directa láser.

– *Encapsulado:* El encapsulado de los circuitos ópticos comprende la etapa final del proceso de desarrollo. A los dispositivos ya testeados se les acopló fibras ópticas de entrada y salida, terminales eléctricos y un encapsulado para su manipulación. Se logró conseguir así un sistema de alineación y conectorización mecánico robusto que facilita el múltiple acople de circuitos ópticos con sus interfaces y garantiza una baja pérdida de inserción. Este proceso cierra la idea central de poseer un desarrollo íntegro para dispositivos integrados. Dando lugar a la manipulación de los distintos dispositivos para su uso específico.

Finalmente, podemos resaltar el grado de innovación de estos desarrollos, posicionando la escritura directa con láser de femtosegundos como una tecnología emergente. Con ventajas relativas con respecto a las tecnologías convencionales y demostrando su potencial para la fabricación de dispositivos ópticos integrados. Entre ellos, podemos destacar, la creación rápida de prototipos, la viabilidad y su reproducibilidad.

Apéndice

A

Deposición de electrodos

Contenido

A.1. Condiciones de limpieza 146
A.2. Foto-litografía 146
A.2.1. Máscara 147
A.2.2. Resina 147
A.2.3. Alineación y exposición UV 148
A.2.4. Revelado de foto-resina 148
A.3. Sputtering 149
A.3.1. Revelado de metal 149
A.4. Detalle del proceso de lift off realizado 149

Para la deposición de electrodos metálicos en escala micrométrica se trabajó en los laboratorios de la Comisión de Energía Atómica. Mediante técnicas utilizadas habitualmente en micro-electrónica se deposita un patrón de electrodos en la superficie de la muestra. Esto genera que a través del efecto electro-óptico lineal del $LiNbO_3$ se pueda modificar el índice de refracción del material al aplicarle una determinada tensión eléctrica. Este efecto es clave para el funcionamiento de los moduladores ópticos desarrollados en esta tesis.

A.1. Condiciones de limpieza

La importancia de la limpieza en todo el proceso de deposición es crucial para el buen desempeño. Principalmente para eliminar los contaminantes de la superficie del sustrato que puedan producir irregularidades e imperfecciones. Por lo tanto todos los procesos de deposición son necesariamente realizados dentro de una sala limpia clase 10000, con condiciones controladas de temperatura, humedad y presión.

A.2. Foto-litografía

La fotolitografía es uno de los procesos empleados en la fabricación de micro-electrodos. En particular, permite transferir el patrón de electrodos diseñado por software, desde una máscara a la superficie de la oblea de niobato de litio. El proceso litográfico que utilizamos es el llamado *lift off* y es el que se detalla en la Figura A.1.

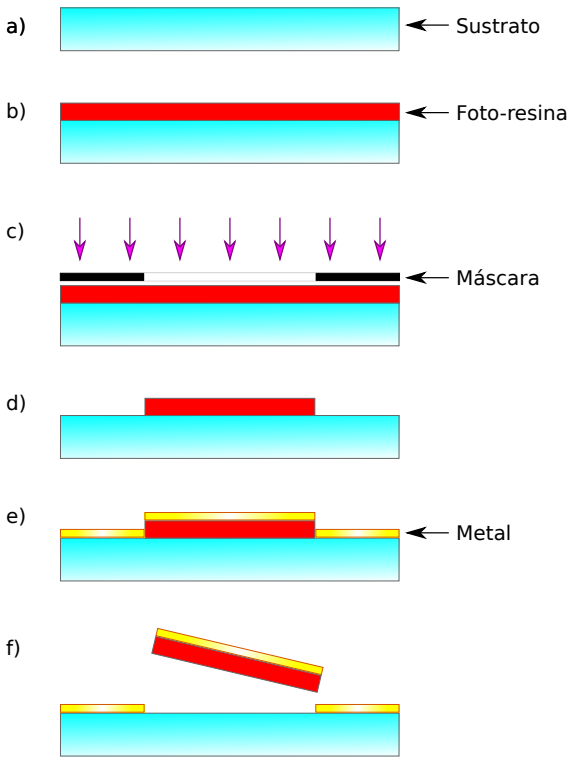


Figura A.1: Proceso litográfico para deposición de electrodos: a) sustrato, b) aplicación de foto-resina, c) curado óptico mediante máscara, revelado de foto-resina, deposición de metal, revelado de metal.

Como vemos en la figura, esta técnica foto-litográfica se subdivide en varios procesos. A continuación se detallan los principales pasos que lo constituyen.

A.2.1. Máscara

La plantilla usada para generar repetitivamente un bosquejo deseado de deposición de metal sobre obleas se denomina máscara. Puede diseñarse en campo claro (usada con resina negativa) o campo oscuro (usada con resina positiva) (Figura A.2). En ella está el diseño de electrodos que serán depositados en el material. Las especificaciones de geometría y dimensiones son las detalladas en el Capítulo 8.

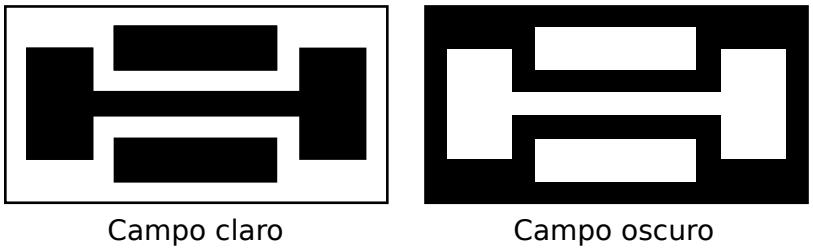


Figura A.2: Ejemplo de máscara en campo claro y máscara en campo oscuro.

Para su transferencia, se diseña mediante software el patrón deseado, para luego ser impreso en un material transparente mediante una impresión tal, que resuelva dimensiones del orden de los micrómetros. En nuestro caso se utilizaron filminas transparentes impresas mediante impresora láser y que alcanzan resoluciones de las decenas de micrómetros.

A.2.2. Resina

La foto-resina es el material fotosensible que se aplica sobre el material sustrato. Cumple el rol de copiar el patrón de la máscara, para luego poder transferir el metal. Los componentes principales del compuesto son tres: un polímero (resina base), un sensibilizador (también llamado inhibidor) y un solvente. El polímero cambia su estructura cuando es expuesto a radiación UV; el solvente permite su aplicación y formación de un fina película sobre la superficie del sustrato y los

sensibilizadores controlan las reacciones químicas en la fase polimérica. Se pueden utilizar dos tipos de foto-resinas:

Foto-resina positiva

La solubilidad en un solvente (revelador) de las regiones expuestas a la radiación, es mucho mayor que para la región no expuesta; en este caso se produce una imagen positiva de la máscara.

Foto-resina negativa

La solubilidad en el revelador, de la región expuesta a la radiación es mucho menor que para la región no expuesta; por el contrario del caso anterior, se produce una imagen negativa de la máscara.

La resina se dispersa en el sustrato por el método *Spin Coating*, el cual asegura una película fina y homogénea de resina en la superficie de la muestra a tratar. La aceleración centrífuga hace que la resina se extienda y obtengamos la fina capa de substrato sobre la superficie. Factores como la velocidad de rotación y temperatura contribuyen a la definición de las propiedades de la película depositada.

A.2.3. Alineación y exposición UV

Una vez obtenida la capa de resina uniforme, es necesario exponerla a luz UV para disolver (positiva) o curar (negativa) la foto-resina. La máscara diseñada se coloca entre medio del material y la fuente de radiación y es alineada. Finalmente el conjunto es expuesto a radiación UV. Esta luz cambia la composición de la resina sobre la que incide, según ésta sea resina positiva o negativa como comentamos anteriormente.

A.2.4. Revelado de foto-resina

El último paso de la foto-litografía es el revelado. La resina no curada se disuelve completamente en el revelador. Este proceso está afectado por el espesor inicial de la resina, por la composición química del revelador, por el tiempo de

revelado, etc, por lo tanto sus tiempos dependen directamente de las propiedades anteriormente mencionadas.

A.3. Sputtering

Esta etapa es la que finalmente nos permite la deposición de metal sobre el sustrato. El *sputtering* es una técnica de deposición, mediante bombardeo iónico sobre un sustrato. En esta técnica, los iones formados en un plasma son acelerados mediante un campo eléctrico hacia el material que se desea depositar. El plasma esta formado por gases, en este caso argón y oxígeno, ionizados por el campo eléctrico. Cuando los iones golpean la superficie del material transfieren parte de su energía a los átomos que lo forman, y se produce entonces una colisión en cascada. Las múltiples colisiones hacen posible que algunos átomos del material adquieran la suficiente energía para abandonar la superficie, alcanzar el sustrato y adherirse a él. Esto provoca una fina capa del material adherido a la superficie.

En el caso de los electrodos para el IMZ, los materiales depositados fueron dos: primero se depositó una capa de titanio (30 nm de espesor) y luego se depositó una capa de cobre (de 400 nm de espesor). El objeto de la capa de titanio es incrementar la adherencia del cobre al sustrato.

A.3.1. Revelado de metal

Finalmente se vuelve a realizar un proceso de revelado, pero esta vez disolviendo la foto-resina. Por lo tanto el metal que se encuentre depositado por sobre esta se desprenderá, quedando así solo el metal adherido directamente al substrato. De este modo, el patrón descripto inicialmente en la máscara queda depositado en metal sobre el sustrato.

A.4. Detalle del proceso de lift off realizado

En la siguiente tabla se resume los parámetros y características principales del proceso litográfico realizado para la deposición de electrodos metálicos en

el IMZ del Capítulo 8.

Tabla A.1: Características del proceso litográfico realizado para la deposición de electrodos metálicos en un IMZ.

Proceso	Descripción
Limpieza	Acetona + Isopropanol + Agua desionizada
Fotoresina	AZ 2070 (negativa) a 110 $°C$ - 7 μm
Exposición UV	15 seg.
Revelado	AZ 826 (1:10 min.)
Sputtering	Ti 30 nm + Cu 400nm
Revelado metal	Acetona (15 min.)

En la Figura A.3 se puede ver un ejemplo de electrodos ya depositados sobre una oblea de $LiNbO_3$ para la fabricación de dispositivos IMZ.

Figura A.3: Conjunto de electrodos depositados sobre una oblea de $LiNbO_3$.

B

Encapsulado de dispositivos

Contenido

B.1. Conectorización 151
B.2. Ensamble 153

Para el uso final de los dispositivos fabricados mediante óptica integrada, es necesario que estos puedan vincularse y conectorizarse de manera estándar. Esto quiere decir: que posean sus entradas y salidas con conectores homologados y de uso común. Por otro lado, estos dispositivos deben ser robustos y manipulables para su uso, por lo tanto es necesario que se alberguen en receptáculos adecuados: en particular espacios que preserven sus características y los protejan de posibles daños. El presente apéndice no pretende entrar en detalles técnicos sobre estos procedimientos, pero si introducir los dos aspectos fundamentales del encapsulado de circuitos integrados ópticos: conectorización y ensamble.

B.1. Conectorización

En general, los dispositivos ópticos se integran a los sistemas mediante fibra óptica. Por tal motivo es necesario llevar a cabo un procedimiento para adherir las

entradas y salidas de los circuitos ópticos a fibras ópticas conectorizadas (patch cord). Este procedimiento se realiza mediante un micro-posicionamiento de la fibra sobre el canto del cristal, y a su vez alineándola a la guía de onda indicada. El correcto posicionamiento se optimiza a través del análisis del modo a la salida, que refleja el grado de acople de luz propagado por la fibra óptica al circuito deseado.

a) b)

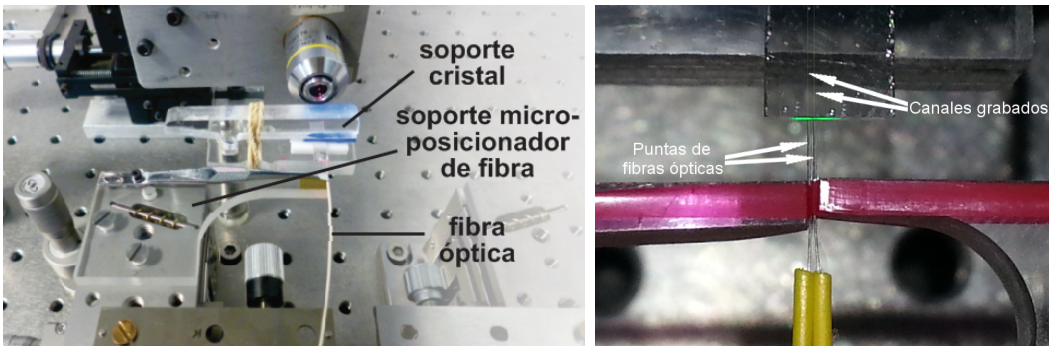


Figura B.1: Detalle del sistema de micro-posicionamiento utilizado en el proceso de integración de un patch cord de fibra óptica al circuito óptico integrado: a) sistema de alineación, b) alineación y pegado de fibra óptica (en este caso se muestra la salida de un splitter 1x2).

En la figura B.1 podemos ver una imagen del sistema de alineación: en a) mediante la configuración de acople "end-fire" se detalla el cristal donde se encuentra el circuito óptico, la fibra óptica en un extremo y un objetivo de microscopio en el extremo opuesto para monitorear el modo de salida y reducir las pérdidas que puedan ocasionarse por el acople de luz; en b) el detalle del canto de un cristal y el acople de dos fibras ópticas de salida.

Una vez optimizado el acople entre el circuito óptico integrado y la fibra óptica, con el propósito de hacer robusta esta interfaz, se inicia un proceso de pegado de la fibra óptica mediante la utilización de un pegamento fotosensible. Este es un proceso muy delicado, en el cual durante el proceso de curado del pegamento pueden producirse tensiones que desplacen la fibra óptica de su posición original, ocasionando el desacople del sistema óptico. Por lo tanto para garantizar un buen

acople fibra/circuito integrado, este procedimiento requiere un constante monitoreo del modo acoplado a través del objetivo de microscopio y una cámara CCD.

B.2. Ensamble

El proceso final de ensamble involucra lograr la robustez íntegra del dispositivo. Para esto se diseña un receptáculo, el cual pueda albergar el cristal, las entradas/ salidas en fibra óptica y los pines eléctricos de ser necesarios.

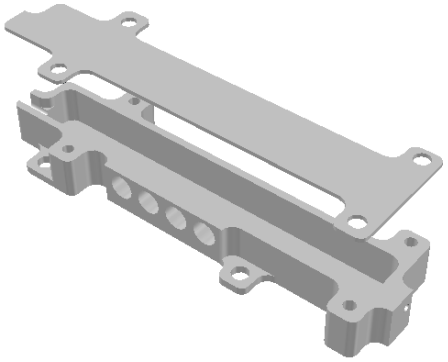


Figura B.2: Diseño de carcasa para la integración del dispositivo final.

La Figura B.2 muestra un ejemplo de diseño de una carcasa para la integración final de un dispositivo. En general los prototipos se fabrican primeramente con una impresora 3D, para luego mecanizarlos en algún metal (pudiendo ser aluminio, acero, bronce, etc). Adicionalmente se fabrican piezas internas adicionales para lograr un sistema robusto antes de meter el dispositivo dentro de la carcasa. Una vez dentro, se los adhiere por completo con pegamentos especiales para evitar movimiento alguno.