



Peyton, Roberto R.

Estudio, diseño y caracterización de dispositivos fotónicos integrados fabricados con diferentes plataformas tecnológicas



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:

Peyton, R. R. (2022). Estudio, diseño y caracterización de dispositivos fotónicos integrados fabricados con diferentes plataformas tecnológicas. (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/20.500.11807/3625>

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

Estudio, diseño y caracterización de dispositivos fotónicos integrados fabricados con diferentes plataformas tecnológicas

TESIS DOCTORAL

Roberto R. Peyton

rrpeyton@hotmail.com

Resumen

Es indudable que una de las características más distintivas de la sociedad actual es la conectividad con la que coexisten la mayoría de los habitantes del planeta, esto se debe principalmente al desarrollo y la evolución sostenida de las telecomunicaciones presente desde mediados del siglo XX. La cantidad de información que manipulan las redes de comunicaciones actuales no podría ser concebida sin la existencia de las comunicaciones ópticas, gracias a la distribución y manipulación de información utilizando fibras ópticas y dispositivos fotónicos integrados. El éxito de la fotónica integrada se ha extendido a una amplia variedad de áreas del conocimiento, como por ejemplo al desarrollo de sensores, la tecnología aeroespacial, la computación cuántica, aplicaciones biotecnológicas, entre otras. Todo esto hace que la fotónica integrada sea un tema estratégico en materia de investigación y desarrollo.

En esencia, un dispositivo fotónico integrado es un chip que permite manipular luz a nivel micrométrico o sub-micrométrico integrando diversos elementos fotónicos en un solo sustrato. Para el desarrollo de estos componentes es necesario comprender los fenómenos físicos detrás de la propagación electromagnética, utilizar las herramientas numéricas de diseño y modelado y profundizar en las metodologías de fabricación. Si bien existen diferentes técnicas para llevar a cabo estos dispositivos, en esta tesis se aborda el estudio, diseño y caracterización de múltiples dispositivos fotónicos integrados utilizando dos técnicas de fabricación: la escritura directa con láser de femtosegundos y la tecnología del silicio.

Respecto a la escritura directa se han utilizado diferentes técnicas. Primero realizamos un estudio, diseño y caracterización de un divisor de potencia, basado en guías de onda tipo II y fabricado por escritura directa. Desde un análisis de las variables del proceso de escritura establecemos los criterios de diseño. Luego proponemos un tipo de dispositivo basado en

la teoría de acoplamiento coherente el cual optimizamos mediante simulaciones numéricas. El dispositivo fotónico es implementado en un sustrato de LiNbO₃ corte X. Verificamos que el divisor de potencia es compacto y presenta bajas pérdidas.

Adicionalmente, describimos la fabricación de guías de ondas tipo IV mediante escritura directa sobre películas delgadas de Titanato Zirconato de Plomo (PLZT). Se estudian las características del fenómeno físico de la ablación con pulsos láser de femtosegundos y los umbrales de escritura para diferentes condiciones cinemáticas de mecanizado. A partir de este estudio, establecemos un criterio para determinar los parámetros de procesamiento más convenientes para la confección de estructuras fotónicas de guiado. Se propone y verifica un modelo fenomenológico que describe la rugosidad de las paredes laterales de las guías de onda en función de los parámetros de proceso. Finalmente, se caracteriza la morfología y rugosidad de los dispositivos fabricados utilizando una y múltiples escrituras sucesivas.

Por otra parte, con la tecnología del silicio se demuestra la implementación de diversos componentes y circuitos fotónicos integrados. En particular, desarrollamos un divisor de potencia 1x2 con la tecnología de silicio. El mismo se implementa en silicio sobre aislante (SOI). Proponemos un diseño basado en la teoría del acoplamiento coherente que demuestra ser compacto y presenta bajas pérdidas de inserción. Se optimizan las dimensiones y se estudia la sensibilidad de los parámetros mediante simulaciones numéricas. Posteriormente, se fabrican los dispositivos a través del servicio multiproyecto de la Foundry CORNESTONE del Reino Unido. Este enfoque nos permite ahondar en los procedimientos y procesos industriales usados en la producción masiva de chips basados en esta tecnología. Finalmente, se caracteriza el rendimiento del divisor de potencia propuesto y se lo compara con componentes estándar utilizados comúnmente en la industria de la fotónica integrada.

Finalmente, se aborda el diseño de un sensor fotónico inspirado en la tecnología de silicio, en especial nos enfocamos en la plataforma de oxinitruro de silicio (SiON). Comenzamos exponiendo los principios fundamentales detrás de la medición con estructuras de guiado y luego abordamos el diseño de redes de Bragg. Se muestra el comportamiento espectral y se determinan los parámetros de sensado intrínsecos de cada estructura. A partir de este estudio proponemos una topología de detección basada en un análisis de potencia diferencial utilizando una matriz de sensores fotónicos. La estructura del circuito fotónico está compuesta por un divisor de potencia 1x4, tres redes de Bragg y una rama de referencia. En todas las instancias se verifican los resultados con simulaciones numéricas.

**Estudio, diseño y caracterización de
dispositivos fotónicos integrados
fabricados con diferentes plataformas
tecnológicas**



Roberto R. Peyton

Universidad Nacional de Quilmes
Departamento de Ciencia y Tecnología

Tesis para la obtención del grado de
Doctor en Ciencia y Tecnología

Director:
Dr. Gustavo Adrián Torchia

Lugar de trabajo:
Laboratorio de Fotónica Integrada
Centro de Investigaciones Ópticas
(CONICET-CIC-UNLP)

Marzo 2022

*Este trabajo no hubiera sido posible sin la compañía,
el aliento, las charlas y el tiempo compartido con
mi compañera,
mis padres,
mis hermanas,
amigos y compañeros de trabajo,
todos aquellos que nos construyen como personas.*

Todos los estudios y desarrollos llevados a cabo en el marco de esta tesis se encuentran publicados en los artículos que se detallan a continuación:

R. Peyton, J.H. Martinez, F. Videla, G.A. Torchia. “A silicon integrated photonic sensor using Bragg gratings and signal post-processing”. [1]

R. Peyton, J.H. Martinez, F. Videla, G.A. Torchia. “A small footprint Y-branch power splitter based on simplified coherent coupling on Silicon Nitride”. [2]

R. Peyton, J.H. Martinez, F. Videla, G.A. Torchia. “Sensitivity approximation for Bragg gratings structures: An interesting tool for sensing design”. [3]

R. Peyton, V. Guarepi, F. Videla, G.A. Torchia. “Phenomenological studies of femtosecond laser ablation on optical thin films for integrated photonics”. [4]

R. Peyton, V. Guarepi, G.A. Torchia. “LIBS applied to femtosecond laser ablation of ridge optical waveguides on thin films of PLZT”. [5]

R. Peyton, V. Guarepi, F. Videla, G.A. Torchia. “Key kinematic parameters in a low-loss power splitter written by femtosecond laser micromachining”. [6]

Referencias

- [1] R Peyton y col. «A silicon integrated photonic sensor using Bragg gratings and signal post-processing». En: *Nanoengineering: Fabrication, Properties, Optics, Thin Films, and Devices XVIII*. Vol. 11802. International Society for Optics y Photonics. 2021, 118020N.
- [2] R Peyton y col. «A small footprint Y-branch power splitter based on simplified coherent coupling on Silicon Nitride». En: *Nanoengineering: Fabrication, Properties, Optics, Thin Films, and Devices XVIII*. Vol. 11802. International Society for Optics y Photonics. 2021, 118020O.
- [3] R Peyton y col. «Sensitivity approximation for Bragg gratings structures: An interesting tool for sensing design». En: *Frontiers in Optics*. Optical Society of America. 2020, JTh4B-22.
- [4] R Peyton y col. «Phenomenological studies of femtosecond laser ablation on optical thin films for integrated photonics». En: *Optics Laser Technology* 125 (2020), pág. 106059.
- [5] R Peyton, V Guarepi y GA Torchia. «LIBS applied to femtosecond laser ablation of ridge optical waveguides on thin films of PLZT». En: *Latin America Optics and Photonics Conference*. Optical Society of America. 2018, Th4A-20.
- [6] 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.

Índice general

Índice de figuras	xv
1. Motivación y objetivos	1
1.1. Introducción	1
1.2. Objetivos	4
1.3. Organización de esta tesis	5
I Conceptos fundamentales	7
2. Fotónica integrada	9
2.1. ¿Qué es la fotónica integrada?	9
2.2. Características	11
2.2.1. Características de las fibras ópticas	12
2.2.2. Características de los circuitos fotónicos integrados	12
2.3. Repaso histórico	13
2.4. La era de la fotónica de silicio	15
3. Fundamentos teóricos	21
3.1. Materiales ópticos	21
3.1.1. Silicio sobre aislante - SOI	24
3.1.2. Nitruro de silicio - SiN	25
3.1.3. Oxinitruro de silicio - SiON	27
3.1.4. Niobato de Litio	28
3.1.5. Titanato-Zirconato de Plomo y Lantano - PLZT	29
3.2. Guías de ondas	30
3.2.1. Dispersión en guías de ondas	35
3.2.2. Teoría de acoplamiento de modos	36
3.2.3. Curvatura en guías de onda	37

4. Diseño y modelado	41
4.1. Herramientas numéricas de modelado	43
4.1.1. Modos ópticos	43
4.1.2. Propagación de ondas	44
4.1.3. Circuitos fotónicos	46
4.2. Componentes fotónicos integrados	48
4.2.1. Acoplador direccional	49
4.2.2. Interferómetro multimodal - MMI	50
4.2.3. Divisor de potencia en Y	52
4.2.4. Interferómetro Mach-Zehnder	54
4.2.5. Resonador óptico en anillo	55
4.2.6. Redes de Bragg	58
5. Tecnologías de fabricación	63
5.1. Escritura directa por pulsos ultra-cortos	63
5.1.1. Fundamentos y configuración experimental	64
5.1.2. Tipos de guías de ondas	67
5.1.3. Parámetros experimentales	69
5.2. Tecnologías del silicio	70
5.2.1. Procesos y tecnologías fundamentales	70
5.2.2. Fotónica de silicio	75
II Resultados	79
6. Divisores de potencia con escritura directa	81
6.1. Introducción	82
6.2. Estudio cinemático de la escritura directa	83
6.2.1. Análisis de la fluencia de escritura	84
6.3. Acoplamiento coherente en dispositivos fotónicos	89
6.3.1. Diseño y modelado de divisores de potencia 1x2	91
6.4. Fabricación y caracterización	92
7. Escritura directa en películas delgadas	99
7.1. Introducción	100
7.2. Ablación de películas delgadas de PLZT	101

7.2.1. Fluencia umbral	101
7.2.2. Tipos de ablación	105
7.2.3. Análisis de ablación con LIBS	108
7.3. Modelado fenomenológico de la rugosidad	110
7.4. Fabricación y caracterización de guías de ondas	115
8. Divisores de potencia con la tecnología del silicio	123
8.1. Diseño	124
8.2. Fabricación	129
8.2.1. Layout	132
8.3. Caracterización	136
8.3.1. Plataforma de acoplamiento	136
8.3.2. Resultados experimentales	137
9. Sensor fotónico integrado con la tecnología del silicio	145
9.1. Introducción a los sensores fotónicos	146
9.2. Análisis de los principios de funcionamiento	147
9.3. Diseño del circuito fotónico	151
10. Conclusiones	159
10.1. Perspectivas a futuro	163

Índice de figuras

3.1. Bandas espectrales de transmisión	23
3.2. Guía de onda dieléctrica	31
3.3. Índice efectivo respecto del ancho de una guía	34
3.4. Distribución de campo	35
4.1. Esquema de modelos compactos	48
4.2. Acoplador direccional	49
4.3. Interferómetro multimodal	51
4.4. Divisor de potencia en Y	53
4.5. Interferómetro Mach-Zehnder	54
4.6. Resonador óptico en anillo	56
4.7. Redes de Bragg	58
5.1. Sistema escritura directa	66
5.2. Clasificación de guías de onda	67
5.3. Flujo de procesos de fabricación en silicio.	71
6.1. Perfil cinemático de la estación de micro-maquinado	84
6.2. Esquema del desplazamiento y discretización de los pulsos	85
6.3. Esquema temporal de los pulsos incidentes	86
6.4. Variaciones en la fluencia de escritura	88
6.5. Diseño y dimensiones de divisores de potencia	90
6.6. Simulación y optimización de dispositivos	91
6.7. Modos acoplados en los dispositivos fabricados	94
6.8. Resultados experimentales de la transmisión total	95
6.9. Resultados experimentales de la relación de potencia	96
7.1. Fluencia umbral PLZT	102
7.2. Número de pulsos por spot	103

7.3. Número de pulsos y velocidad de desplazamiento	104
7.4. Regímenes de ablación	105
7.5. Ablación a diferentes frecuencias incidentes	107
7.6. Análisis de ablación con LIBS	109
7.7. Modelo fenomenológico de rugosidad	111
7.8. Rugosidad máxima normalizada	113
7.9. Ancho de surcos ablacionados	114
7.10. Rugosidad de surcos ablacionados	115
7.11. Guías de onda tipo IV	116
7.12. Modos en guías de onda tipo IV	117
7.13. Pérdidas por dispersión en guías de onda tipo IV	118
8.1. Modo fundamental cuasi-TE	124
8.2. Propuesta del divisor de potencia	125
8.3. Transmisión y optimización del acoplamiento coherente	126
8.4. Sensibilidad de los parámetros	127
8.5. Distribución de intensidad	128
8.6. Transmisión en función de la longitud de onda y largo L_2	129
8.7. Fabricación del chip	132
8.8. Fabricación del divisor propuesto	133
8.9. Fabricación de un divisor estándar	134
8.10. Fabricación de un divisor 1x8	135
8.11. Esquema del sistema motorizado de acoplamiento	137
8.12. Imágenes del sistema motorizado de acoplamiento	138
8.13. Transmisión total de los divisores fabricados	139
8.14. Transmisión de los divisores fabricados	140
8.15. Relación de acoplamiento de los divisores fabricados	141
9.1. Variación del índice efectivo	148
9.2. Transmisión de redes de Bragg para diferentes índices de cobertura	149
9.3. Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg	150
9.4. Esquema del circuito fotónico basado en un arreglo de redes de Bragg	151
9.5. Esquema de la relación espectral del circuito	152
9.6. Transmisión del circuito bajo diferentes índices de cobertura	154
9.7. Señales de medición del circuito	155

9.8. Parámetros característicos del sensor 156

1

Motivación y objetivos

Contenido

1.1. Introducción	1
1.2. Objetivos	4
1.3. Organización de esta tesis	5

1.1. Introducción

El auge de las telecomunicaciones desarrolladas durante el siglo XX ha modificado de forma radical la vida de las personas. En efecto, desde hace más de tres décadas que la sociedad se encuentra ante la necesidad continua e implacable de aumentar la capacidad de sus redes de comunicación. Esta demanda fue y sigue siendo alimentada por muchos factores. El principal factor es la expansión de internet en conjunto con las plataformas de streaming y las videollamadas en tiempo real. Todo esto genera un incremento constante de la velocidad de transmisión, la cantidad de usuarios y el ancho de banda. Uno de los hitos más importantes en materia de tecnología que abrió paso a estos cambios fue la expansión de las redes de fibra óptica, y con ella la fotónica, que se desarrolló y estableció como una de las tecnologías más prometedoras a nivel mundial. Tal es así que en los últimos años se vio un

fuerte incremento de la fabricación e innovación de diversos productos tecnológicos en el área de los sistemas de sensado, interrogación y comunicaciones basados en las tecnologías fotónicas. El desarrollo de esta tecnología ha ido madurando de forma similar a la electrónica en muchos aspectos, dando lugar a la creación de diversos componentes ópticos integrados. Tal es así que algunos autores afirman que en el siglo XXI la fotónica tendrá la misma importancia que la electrónica en la actualidad. Por lo tanto, el manejo y entendimiento de estas herramientas, constituye un elemento clave para el crecimiento de la Ciencia y Tecnología a nivel regional. En este contexto es que en esta tesis doctoral se propone el estudio y desarrollo de este tipo de dispositivos, aportando así al progreso de la fotónica integrada y la producción tecnológica en el país.

En diversos ámbitos de la ciencia experimental, la miniaturización de dispositivos es una tendencia que ha ido ganando velocidad impulsada fundamentalmente por el desarrollo de la industria microelectrónica. En la fotónica sucedió lo mismo, pasando de las pocas decenas de micrómetros hasta la escala sub-micrométrica. La forma en que se desarrollan estos dispositivos consiste en integrar componentes fundamentales de la óptica en un único substrato plano, de forma tal que la luz viaje confinada por estructuras que realizan una cierta función, a esto denominamos dispositivo fotónico integrado. Entre los componentes se incluyen divisores de potencia, acopladores, polarizadores, interferómetros, fuentes y detectores, entre otros. A su vez, se pueden utilizar bloques fotónicos para construir circuitos que efectúan funciones complejas directamente en el dominio óptico. Por su naturaleza, la fotónica integrada es un área donde confluyen diversas disciplinas. Asimismo, es una tecnología sumamente importante en múltiples campos de aplicación como por ejemplo en la tecnología aeroespacial, biotecnología, comunicaciones, nanotecnología, información cuántica, entre otras.

Hoy en día existe una gran variedad de técnicas utilizadas para fabricar los dispositivos fotónicos integrados, como por ejemplo el intercambio protónico, la difusión de titanio, la difusión de ZnO, implantación iónica, etc. Sin embargo, en

este trabajo de tesis nos centramos en los métodos vinculados con la tecnología del silicio y la escritura directa con pulsos láser ultracortos.

En la tecnología del silicio se utilizan las mismas máquinas y herramientas de la microelectrónica para construir chips fotónicos integrados. Aunque no se pueden emplear exactamente los mismos procesos usados para fabricar semiconductores, la fotónica de silicio ha logrado desarrollar flujos de procesos que permiten reutilizar la infraestructura de fabricación CMOS. Esto hizo que la tecnología del silicio sea el método de fabricación de dispositivos fotónicos más usado en la actualidad debido a su capacidad productiva. Estas técnicas por lo general no pueden aplicarse a una amplia variedad de materiales ópticos y además, requieren de condiciones experimentales costosas y complejas para su implementación, como el caso de las salas limpias, sistemas de deposición, procesos de fotolitográficos y ataques físico-químicos, entre otros.

Por otra parte, la escritura directa es una técnica de fabricación de dispositivos fotónicos basada en la interacción de pulsos láser de femtosegundos con materiales ópticos. Se dice que es una tecnología alternativa que se puede aplicar a casi cualquier tipo de material y su implementación es sencilla. Es una técnica directa que no requiere de máscaras y es capaz de inducir un aumento permanente del índice de refracción. Cuando este tipo de fuente láser pulsada es enfocada en un material transparente se produce un efecto de absorción no lineal debido a la elevada densidad de energía en el volumen focal. Esto da lugar a un proceso de ionización en avalancha que resulta en una modificación del sustrato irradiado. Debido a que es un fenómeno muy rápido, las modificaciones pueden ser localizadas y controladas relativamente fácil.

En virtud de profundizar en las tecnologías de producción de dispositivos fotónicos integrados, en esta tesis se desarrolla un marco comparativo de las técnicas de fabricación basadas en la tecnología de silicio y la escritura directa. En particular, presentamos el estudio, diseño y caracterización de múltiples dispositivos fotónicos fabricados en una amplia variedad de materiales. Se utilizan enfoques diferentes de análisis en donde se evalúan las características y potencialidades de cada tecnología.

Por un lado, con la escritura directa se implementan guías de onda mediante la ablación ultra-rápida de películas delgadas de Titanato Zirconato de Plomo (PLZT) y divisores de potencia basados en guías de ondas inscritas en Niobato de Litio (LiNbO_3). En ambos casos se profundiza en un estudio de ciertos parámetros físicos del proceso de interacción láser-materia. Por otra parte, con la tecnología del silicio se implementan diversos diseños de componentes y circuitos fotónicos integrados. Se utilizan las plataformas de silicio sobre aislante (SOI), nitruro de silicio (SiN) y oxinitruro de silicio (SiON). Entre los dispositivos desarrollados con esta técnica podemos mencionar: divisores de potencia, interferómetros multimodo, acopladores, sensores basados en redes de Bragg, entre otros.

1.2. Objetivos

El objetivo central de esta tesis es el desarrollo de dispositivos fotónicos integrados fabricados con múltiples tecnológicas. En particular, se propone diseñar y caracterizar dispositivos fabricados mediante la escritura directa y con la tecnología del silicio. El proceso de desarrollo puede dividirse en cuatro grandes etapas:

– *Estudio*: La primer etapa es el estudio de la tecnología. Aquí se debe profundizar en las variables de proceso y de qué manera éstas pueden afectar al desempeño del dispositivo. Asimismo, se deben determinar las reglas y los compromisos a tener en cuenta en la etapa de diseño. Este paso depende mucho del desarrollo de la técnica, por este motivo, es más importante en el caso de la escritura directa que en la tecnología de silicio. Tener en cuenta que las plataformas de producción en silicio tienen un alto nivel de madurez.

– *Diseño*: El diseño comprende la proyección y desarrollo de los conceptos fundamentales en los que estarán basados los dispositivos. Se llevarán a cabo análisis teóricos de las guías de onda, simulaciones electro-magnéticas y variaciones en las propiedades intrínsecas de la interacción de la luz con las estructuras fotónicas. Se optimizarán diferentes tipos de geometrías para minimizar las pérdidas y garantizar un buen desempeño de los mismos. En este paso se utilizan múltiples programas

de cálculo numérico. Además, se elaboran los modelos requeridos por la tecnología de silicio para su posterior fabricación.

– *Fabricación:* En esta fase se implementan todas las técnicas y herramientas tecnológicas para producir los dispositivos diseñados. En particular, la técnica de escritura directa abarca desde el preparado de las muestras (corte, pulido, limpieza, etc.), la calibración de los parámetros, la generación de guías de onda, entre otras. Por otra parte, la fabricación de dispositivos con la tecnología del silicio consiste en implementar las técnicas estándar de producción (deposición de resina, utilización de máscaras, litografía, grabado y revelado). También se emplean los mecanismos comerciales de producción de muestras en SOI.

– *Caracterización:* La caracterización de los circuitos ópticos integrados es la instancia de testeo de los mismos. Aquí se analiza su desempeño mediante montajes ópticos de laboratorio. Las técnicas de caracterización variarán según sus características. En general, la configuración experimental depende del tipo de dispositivo. Se busca verificar las pérdidas ópticas, los modos de salida, la función de transferencia, entre otras variables importantes.

Cada una de estos procedimientos son profundizados en los capítulos siguientes, según el tipo de dispositivo y la tecnología de fabricación utilizada.

1.3. Organización de esta tesis

Este texto refleja los resultados del trabajo realizado a lo largo de 5 años en el área de la fotónica integrada. Aquí se abordan desde los conceptos básicos de la teoría hasta llegar a sus aplicaciones. Con el fin de progresar en los contenidos de forma precisa y paulatina, la tesis se estructura según se describe a continuación.

El manuscrito comienza con el presente capítulo 1, en donde se exponen los objetivos y los motivos por los cuales resulta de interés académico y tecnológico este trabajo. En la primer parte se abordan los conceptos fundamentales más importantes empleados en la tesis, mientras que en la segunda parte se presentan los desarrollos y resultados.

La primer parte inicializa en el Capítulo 2, aquí se introduce al lector en el mundo de la fotónica integrada, se repasan los hitos históricos y se describen las características generales de este campo del conocimiento. Luego, en el Capítulo 3 se desarrollan los fundamentos teóricos de la fotónica integrada y las propiedades ópticas de los materiales usados en la tesis. En el Capítulo 4 se exponen las herramientas numéricas aplicadas en el modelado y diseño de los dispositivos. Además, a modo de ejemplo y definición, se detallan los conceptos teóricos detrás de los componentes fundamentales más utilizados en la óptica integrada. Por último, esta primer parte finaliza con el Capítulo 5 donde se describen los pormenores de la técnica de la escritura directa y la tecnología del silicio.

Los dos primeros capítulos de la segunda parte, Capítulo 6 y 7, se destinan a la fabricación de dispositivos con la técnica de la escritura directa, mientras que los dos capítulos siguientes corresponden a la tecnología del silicio. En el Capítulo 6 se muestra un estudio cinemático de la técnica y se desarrolla un divisor de potencia. En el Capítulo 7 se fabrican guías de onda en películas delgadas y se propone un modelo fenomenológico que describe la rugosidad de las estructuras. Por otra parte, en el Capítulo 8 se describe el desarrollo de un divisor de potencia 1x2 con la tecnología de silicio e implementado en silicio sobre aislante. En el Capítulo 9 se aborda el diseño de un sensor fotónico inspirado en la tecnología de silicio, en especial nos enfocamos en la plataforma de oxinitruro de silicio.

Por último en el Capítulo 10 se desarrollan las conclusiones y perspectivas futuras finales de este trabajo de tesis.

Parte I

Conceptos fundamentales

2

Fotónica integrada

Contenido

2.1. ¿Qué es la fotónica integrada?	9
2.2. Características	11
2.2.1. Características de las fibras ópticas	12
2.2.2. Características de los circuitos fotónicos integrados	12
2.3. Repaso histórico	13
2.4. La era de la fotónica de silicio	15

2.1. ¿Qué es la fotónica integrada?

A modo de definición, la fotónica integrada (FI) es la ciencia y tecnología mediante la cual se desarrollan circuitos fotónicos de dimensiones reducidas, diseñados para realizar una determinada función sobre una señal óptica. La metodología utilizada para ello es combinar diversos dispositivos y componentes fotónicos en un sustrato plano o “chip”, para controlar, generar y detectar luz. Los circuitos fotónicos integrados (PIC del inglés Photonic Integrated Circuit) tienen como objetivo actuar directamente sobre señales ópticas alterando sus parámetros más significativos, como ser la amplitud, fase, frecuencia, polarización, etc., sin necesidad de acudir, o por lo menos reducir, la conversión electrónica intermedia. En líneas generales se

puede decir que esta disciplina busca miniaturizar la fotónica, de la misma manera que el desarrollo de los circuitos integrados posibilitaron la miniaturización de la electrónica. La FI emerge como una tecnología estrechamente relacionada con la electrónica integrada. Esto se debe a varios aspectos, como ser la vinculación entre los conceptos físicos detrás de la fotónica y la electrónica, la compatibilidad de muchos de los métodos y procesos de fabricación, y la necesidad de contar con aplicaciones que transiten del plano óptico al electrónico y viceversa [7-9].

Aunque en esencia la mayoría de los componentes elementales de la FI realizan las mismas tareas que sus correspondientes en la óptica convencional, los principios de funcionamiento suelen ser bastante diferentes y, por lo tanto, su diseño y modelado también lo es. Pensemos en los instrumentos y sistemas ópticos tradicionales. En ellos la luz se manipula en forma de haces que se coliman, transmiten, interfieren y enfocan mediante elementos tales como espejos, divisores de haces, lentes, prismas, etc. Este tipo de sistemas son a menudo de gran tamaño (algunos centímetros), los componentes son difíciles de maniobrar, requiere de un control preciso de las condiciones ambientales, son difíciles de integrar a dispositivos electrónicos y sobre todo suelen ser muy costosos y difíciles de replicar. En este sentido, el mejor ejemplo de integración y el más sencillo es la guía de onda óptica, el elemento fundamental de la FI. Las guías de onda son conductos dieléctricos encargados de transportar un campo electromagnético de forma confinada, desde una región a otra. De hecho la idea básica detrás de la FI es el confinamiento de la luz, aspecto que se desarrollará con más profundidad en los capítulos siguientes. Haciendo una analogía con la electrónica, podríamos considerar que las guías de ondas serían como las pistas en un circuito eléctrico o bien las conexiones metálicas dentro de un circuito integrado. Inicialmente, el estudio y desarrollo de este tipo de tecnología se llevó a cabo para poder transmitir señales ópticas a través de grandes distancias, derivando en lo que conocemos hoy como fibra óptica (FO). Así pues, es evidente que el actual sistema de interconexión óptica a lo largo y ancho del mundo, que abrió paso a la expansión de internet, no sería factible utilizando elementos de la óptica tradicional.

Esto fue posible gracias a la invención y desarrollo de la fibra óptica marcando un antecedente que con el tiempo abrió paso a la FI.

En las últimas dos décadas la FI se ha logrado establecer como una tecnología de gran interés tanto en el ámbito académico como en el profesional, principalmente porque demostró ser el mejor camino para lograr incrementar las tasas de transmisión de datos de las redes de comunicaciones ópticas. Por otra parte, en los últimos años se ha visto un incremento sustancial en el desarrollo de biosensores basados en FI. Esta tecnología además es utilizada en una amplia variedad de áreas del conocimiento, como por ejemplo en el desarrollo de: sensores ópticos [10], dispositivos MOEMS (sistemas micro-opto-electro-mecánicos) [11], tecnología aeroespacial [12], computación cuántica [13], aplicaciones biotecnológicas [14], entre otras. Por estos motivos es que muchos países y regiones del mundo han empezado a considerar la FI como un tema estratégico en materia de investigación y desarrollo.

2.2. Características

El principal uso que se le dio a la fotónica fue en los sistemas de telecomunicaciones, debido a las bondades de utilizar fotones en lugar de electrones para manipular y transmitir grandes cantidades de información. El motivo fundamental por el cual la luz tiende a ser más adecuada para estas funcionalidades, radica en las características físicas de los fotones y el modo en que se propagan. En particular, el uso de electrones impone un límite en la cantidad de información y la velocidad de transmisión con la que pueden operar los sistemas electrónicos debido, fundamentalmente, a la interacción de cargas y a la inducción de campos electromagnéticos. En cambio, los fotones se desplazan a la velocidad de la luz prácticamente sin interferir unos con otros y sin generar ni inducir campos electromagnéticos. Además, las corrientes eléctricas tienden a aumentar rápidamente la temperatura del medio, lo cual ocurre en una proporción mucho menor con la luz. Todos estos aspectos dan como resultado que al utilizar fotones se pueda transportar de forma más rápida y eficiente, una mayor cantidad de información.

Para profundizar en las cualidades de la fotónica integrada es conveniente desarrollar un análisis sobre las características de las fibras ópticas, elemento fundacional de la FI, y luego enfocarnos en los circuitos fotónicos integrados.

2.2.1. Características de las fibras ópticas

La FO es un elemento seguro para utilizar en ambientes combustibles o explosivos porque no transporta cargas eléctricas, además elimina la necesidad de utilizar aislamientos eléctrico y presenta inmunidad a la interferencia electromagnética. Por sus dimensiones y tipo de construcción es muy difícil que exista alguna interferencia con campos ópticos cercanos. Asimismo, la FO ofrece un mayor grado de seguridad cibernética ya que es un componente difícil de interceptar sin afectar la señal. Sin lugar a dudas la ventaja más importante es la capacidad y la densidad de transmisión. Por ejemplo, la tecnología más usada para la transmisión y distribución de información en conductores son los cables coaxiales, adecuados para transmitir señales a frecuencias por debajo de los 100 MHz a través de trayectos relativamente cortos. Sin embargo, los últimos sistemas de fibra han demostrado pérdidas típicas inferiores a 0,2 dB/km y tasas de transmisión de 1,8 Tb/s. Si bien los procesos de fabricación son bastante más complejos y costosos, es importante tener en cuenta que una fibra óptica es cientos de veces menor que un cable coaxial y generalmente se utiliza sílice para su construcción, material más abundante y más económico comparado con el cobre. La principal desventaja de las fibras ópticas es la falta de capacidad para transportar energía eléctrica.

2.2.2. Características de los circuitos fotónicos integrados

Al igual que sucede con las fibras ópticas, con los PIC's se pueden manipular mayores anchos de banda respecto de los circuitos electrónicos, puesto que al no utilizar una corriente eléctrica se evitan algunos de los efectos limitantes, como ser capacitancias o inductancias parásitas. Una virtud de esta tecnología es la alta densidad de información con las que se puede operar, en particular, mediante la multiplexación de canales por división de longitudes de onda. La FI además demostró

ser la técnica más adecuada y eficiente para distribuir, conmutar y modular señales ópticas. Sin embargo, la mayor desventaja de los PIC's respecto de los circuitos electrónicos es el costo que implica el desarrollo de nuevas tecnologías en materia de fabricación y producción de dispositivos comerciales. En este sentido, es de esperarse que esta brecha disminuya con el tiempo, al igual que sucedió con el costo productivo y la industria de la electrónica. Por otra parte, los PIC's tienen la ventaja de ser menos sensibles a desalineaciones y vibraciones comparados con los componentes de la óptica tradicional; como así también son más pequeños, livianos, requieren menores potencias para operar y su producción suele ser más fácil y económica.

2.3. Repaso histórico

La óptica integrada nace como un nuevo campo de investigación dentro de la óptica a partir de la edición de septiembre de 1969 de la revista científica *The Bell System Technical Journal*. Si bien algunos científicos ya venían trabajando sobre este tipo de dispositivos ópticos, esta publicación fue la primera en donde se presentaron de forma orgánica y organizada una serie de artículos acuñando la expresión óptica integrada. En particular, el término lo postuló Miller en el artículo titulado "Integrated Optics: An Introduction" [15], seguido de los análisis teóricos de Marcatili, Miller y Goell. A continuación se expone un breve repaso histórico sobre la evolución de lo que hoy en día se conoce como fotónica integrada [16].

Se puede decir que todo comenzó en la década de 1950. El objetivo era poder transmitir información en forma de ondas a través de largas distancias sin que la señal se vea obstaculizada por las condiciones ambientales. Para ello se propuso utilizar guías de ondas, tubos metálicos por donde señales de microondas viajaban confinadas. Sin embargo, a partir de la demostración de la primera fuente láser en 1960 los estudios se volcaron al desarrollo de estructuras con las cuales se pudieran transmitir señales ópticas.

Entre los años 1960 y 1969 se alcanzaron muchos avances importantes en este campo. Las primeras imágenes registradas sobre modos ópticos en una guía de onda

dieléctrica aparecieron en una nota de 1963 [17]. También se demostró el principio de funcionamiento del diodo láser, probando así el guiado óptico en una juntura p-n [18]. En años posteriores, se desarrollaron guías de ondas basadas en diferentes estructuras dieléctricas, se utilizaron núcleos de vidrio con revestimiento líquido, núcleos líquidos entre placas de vidrio, y guías totalmente sólidas con núcleos y revestimientos de vidrio. Además se estudiaron y demostraron experimentalmente varios dispositivos fotónicos: acopladores direccionales, moduladores, fuentes láser y detectores [19]. También, se fabricaron guías de ondas sobre películas delgadas, utilizando procesos fotolitográficos y fueron probadas con longitudes de onda en el infrarrojo cercano [20]. Sin embargo, el gran avance fue la fabricación de fibras ópticas a partir de vidrio en 1966 [21].

En la década de 1970 se comenzaron a explorar en profundidad los diferentes tipos tecnologías de fabricación, como así también los diferentes materiales. Inicialmente, el esfuerzo se centró en el desarrollo de guías de ondas y componentes pasivos, pero rápidamente creció el interés por dispositivos que además pudieran ser controlados eléctricamente como moduladores ópticos, o inclusive dispositivos activos como amplificadores, detectores y láseres, dando lugar así a lo que hoy se conoce como fotónica integrada. Entre las primeras áreas exploradas se encuentra la fabricación de circuitos ópticos mediante la técnica del intercambio iónico y la deposición física basada en la pulverización catódica por radiofrecuencia (RF sputtering). Otras de las técnicas ampliamente investigadas fueron las de difusión de litio, in-difusión de titanio y el intercambio de protones, con las cuales se pudieron implementar dispositivos sobre materiales con efectos electro-ópticos y acusto-ópticos. Se puede decir que la verdadera consolidación de la fotónica integrada como una nueva tecnología fue durante la década de 1980, cuando se demostraron a nivel de laboratorio la integración de decenas de moduladores de intensidad en solo chip, que al poco tiempo se encontraría disponible en el mercado [22].

Entre la década de 1990 y los primeros años del 2000, la FI tuvo una expansión vertiginosa en los países más desarrollados, obviamente empujada por la revolución de Internet y las comunicaciones ópticas. En este sentido, un gran abanico de

PIC's fueron desarrollados a escala comercial y, con este crecimiento, se crearon nuevas empresas de base tecnológica. Entre los dispositivos desarrollados se pueden mencionar aquellos abocados a la multiplexación y demultiplexación basadas en sílice, divisores de potencia fabricados mediante intercambio iónico para la distribución del tendido de fibra, moduladores de intensidad en niobato de litio, así como también el uso de componentes semiconductores para la detección y generación de luz [23].

Durante las últimas dos décadas, si bien no se dieron grandes descubrimientos que hayan cambiado radicalmente el estado del arte, la FI ha dado un gran avance en las plataformas de fabricación y el uso de diferentes tipos de materiales. Entre las tecnologías más importantes, se puede destacar las basadas en fosforo de indio y en silicio. Esta última presenta ciertas características que la destaca del resto y dio lugar a una nueva rama conocida como fotónica de silicio.

2.4. La era de la fotónica de silicio

En la fotónica de silicio se busca desarrollar PIC's utilizando los mismos materiales y procesos de fabricación CMOS que se usan en la industria de los semiconductores, unificando de esta manera la fotónica y la electrónica en una sola plataforma. Esto representa un gran avance para la fotónica integrada, puesto que permite utilizar equipos de gran precisión, altamente probados y capaces de producir grandes volúmenes de dispositivos. Teniendo en cuenta que la microelectrónica es una de las tecnologías más exitosas y desarrolladas por la humanidad, desde sus inicios se vio un gran interés tanto en el ámbito académico como empresarial por la fotónica de silicio. De hecho, al ser compatible con los procesos CMOS y utilizar silicio como elemento principal, se destaca por ser la técnica que ofrece el mayor nivel de integración, repetitividad y escalabilidad, comparado con las otras técnicas de fabricación existentes [24]. Al combinar la integración fotónica y electrónica a gran escala en una sola plataforma, el mercado espera que surjan nuevos de sistemas integrados en los próximos años. Particularmente en áreas como las comunicaciones ópticas de alta velocidad para dispositivos móviles, computadoras y centros de

datos, como así también nuevos sistemas de sensado y aplicaciones médicas. Sin embargo, todavía no se ha alcanzado una completa compatibilidad con los procesos de fabricación CMOS debido a que difieren en ciertos aspectos con los utilizados en la microelectrónica actual. Aún falta camino por recorrer.

Otra de las ventajas de utilizar una plataforma basada en silicio es aprovechar no solo los procesos CMOS, sino también combinar diversos materiales y técnicas inherentes de la micro y nanofabricación. Por ejemplo, el uso de diferentes elementos compatibles como el nitruro de silicio o el oxinitruro de silicio para operar en diferentes partes del espectro electromagnético. También es factible emplear materiales activos como el germanio o arseniuro de galio para integrar fotodetectores o fosforo de indio para generación láser, entre otros [25]. Otra tendencia es el uso de obleas previamente fabricadas en materiales de interés para aplicaciones fotónicas, como es el caso de obleas de niobato de litio [26]. En esta misma línea, se han comenzado a desarrollar una variedad de dispositivos fotónicos que combinan lo anteriormente mencionado con elementos micromecánicos, compensadores térmicos y semiconductores. Todos estos avances logrados con las plataformas basadas en silicio están empujando a un nuevo paradigma dentro de la disciplina, conocido como fotónica integrada programable [27], semejante a los dispositivos electrónicos programables. El objetivo de esta nueva rama es el desarrollo de PIC's que puedan ser configurados externamente para implementar alguna funcionalidad determinada o realizar operaciones básicas, pero operando directamente en el plano óptico.

El gran auge de la electrónica tuvo lugar en la década de 1980 a partir de la creación de la organización MOSIS, que introdujo la idea de compartir los costos y brindar un acceso público a la producción de circuitos integrados. Esto provocó grandes avances en materia de investigación y desarrollo a un costo accesible, lo cual fue una de las claves del éxito a largo plazo de la microelectrónica. En la fotónica de silicio está sucediendo algo similar, parece ser que la historia se repite. En la última década se consolidaron diversas organizaciones que ofrecen servicios de fabricación del tipo multi-proyecto o MPW, como por ejemplo ePIXfab, AIM Photonics, CMC Microsystems, SMART Photonics, PIX4life, entre otras. Estos

servicios MPW consisten en compartir máscaras, obleas y diseños ya probados entre los diferentes participantes. El resultado observado en estos últimos años fue una reducción de los costos de fabricación y un aumento significativo de la cantidad de usuarios, como así también los tipos de aplicaciones [28].

Referencias

- [7] Robert G. Hunsperger. *Integrated Optics*. Springer New York, 2009. URL: <https://doi.org/10.1007/b98730>.
- [8] Ginés Lifante. *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, 2003. URL: <https://doi.org/10.1002/0470861401>.
- [9] Clifford R. Pollock y Michal Lipson. *Integrated Photonics*. Springer US, 2003. URL: <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-5522-0>.
- [10] L. Tombez y col. «Methane absorption spectroscopy on a silicon photonic chip». En: *Optica* 4.11 (2017), págs. 1322-1325. URL: <https://doi.org/10.1364/optica.4.001322>.
- [11] Khalil Najafi. «Micropackaging Technologies for Integrated Microsystems: Applications to MEMS and MOEMS». En: *Micromachining and Microfabrication Process Technology VIII*. Vol. 4979. SPIE, 2003, págs. 1-19. URL: <https://doi.org/10.1117/12.484953>.
- [12] Michael Krainak y col. «Integrated photonics for NASA applications». En: *Components and Packaging for Laser Systems V*. Vol. 10899. SPIE, 2019, págs. 75-94. URL: <https://doi.org/10.1117/12.2509808>.
- [13] Xiaogang Qiang y col. «Large-scale silicon quantum photonics implementing arbitrary two-qubit processing». En: *Nature Photonics* 12.9 (2018), págs. 534-539. URL: <https://doi.org/10.1038/s41566-018-0236-y>.
- [14] M.C. Estevez, M. Alvarez y L.M. Lechuga. «Integrated optical devices for lab-on-a-chip biosensing applications». En: *Laser & Photonics Reviews* 6.4 (2011), págs. 463-487. URL: <https://doi.org/10.1002/lpor.201100025>.
- [15] Stewart E. Miller. «Integrated Optics: An Introduction». En: *Bell System Technical Journal* 48.7 (1969), págs. 2059-2069. URL: <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1969.tb01165.x>.
- [16] Giancarlo C. Righini y Stefano Pelli. «1969–2019: 50 years of integrated optics». En: *Integrated Optics Volume 1: Modeling, material platforms and fabrication techniques*. Institution of Engineering y Technology, 2020, págs. 1-38. URL: https://doi.org/10.1049/pbcs077f_ch1.
- [17] R.A. Kaplan. «Optical waveguide of macroscopic dimensions in single-mode operation». En: *Proceedings of the IEEE* 51.8 (1963), págs. 1144-1145. URL: <https://doi.org/10.1109/proc.1963.2455>.
- [18] Amnon Yariv y R. C. C. Leite. «Dielectric-waveguide mode of light propagation in p-n junctions». En: *Applied Physics Letters* 2.8 (1963), págs. 161-161. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1753825>.

- [19] Schineller E.R. «Summary of the Development of Optical Waveguides and Components». En: (ago. de 1967).
- [20] D.B. Anderson y R.R. August. «Applications of microphotolithography to millimeter and infrared devices». En: *Proceedings of the IEEE* 54.4 (1966), págs. 657-661. URL: <https://doi.org/10.1109/proc.1966.4787>.
- [21] K.C. Kao y G.A. Hockham. «Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies». En: *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* 113.7 (1966), págs. 1151-1158. URL: <https://doi.org/10.1049/piee.1966.0189>.
- [22] W. Sohler. «Integrated optics in LiNbO₃». En: *Thin Solid Films* 175 (1989), págs. 191-200. URL: [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(89\)90827-4](https://doi.org/10.1016/0040-6090(89)90827-4).
- [23] Lars Thylén y Lech Wosinski. «Integrated photonics in the 21st century». En: *Photonics Research* 2.2 (2014), pág. 75. URL: <https://doi.org/10.1364/prj.2.000075>.
- [24] Daryl Inniss y Roy Rubenstein. *Silicon Photonics: Fueling the next information revolution*. Morgan Kaufmann, 2016.
- [25] David Thomson y col. «Roadmap on silicon photonics». En: *Journal of Optics* 18.7 (2016), pág. 073003. URL: <https://doi.org/10.1088/2040-8978/18/7/073003>.
- [26] Andreas Boes y col. «Status and Potential of Lithium Niobate on Insulator (LNOI) for Photonic Integrated Circuits». En: *Laser & Photonics Reviews* 12.4 (2018), pág. 1700256. URL: <https://doi.org/10.1002/lpor.201700256>.
- [27] Wim Bogaerts y col. «Programmable photonic circuits». En: *Nature* 586.7828 (2020), págs. 207-216. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2764-0>.
- [28] Lukas Chrostowski y Michael Hochberg. «Fabless silicon photonics». En: *Silicon Photonics Design*. Cambridge University Press, 2015, págs. 3-27. URL: <https://doi.org/10.1017/cbo9781316084168.002>.

3

Fundamentos teóricos

Contenido

3.1. Materiales ópticos	21
3.1.1. Silicio sobre aislante - SOI	24
3.1.2. Nitruro de silicio - SiN	25
3.1.3. Oxinitruro de silicio - SiON	27
3.1.4. Niobato de Litio	28
3.1.5. Titanato-Zirconato de Plomo y Lantano - PLZT	29
3.2. Guías de ondas	30
3.2.1. Dispersión en guías de ondas	35
3.2.2. Teoría de acoplamiento de modos	36
3.2.3. Curvatura en guías de onda	37

3.1. Materiales ópticos

La elección de los materiales a utilizar en el desarrollo de los dispositivos fotónicos depende en gran medida de la función que deberá realizar el chip y el tipo de enfoque. En general existen dos maneras de proyectar una solución utilizando fotónica integrada, el enfoque híbrido o monolítico. El monolítico se caracteriza por usar un solo tipo de sustrato, por lo que es imperativo utilizar una plataforma que sea capaz de generar, detectar y controlar la luz que, hasta el momento, sigue siendo un desafío tecnológico. En tanto, el enfoque híbrido

permite combinar dos o más materiales en un mismo chip con el fin de integrar diferentes tipos de dispositivos ópticos y electrónicos. Este enfoque es muy útil ya que permite interconectar diferentes tecnologías aprovechando las ventajas de cada una. Por ejemplo, acoplando estructuras pasivas complejas, fuentes de luz, componentes electrónicos, detectores u otro sistema externo necesario, fabricados cada uno con diferentes técnicas [7].

Por otra parte, según la funcionalidad y requerimientos esperados se deben elegir los componentes fotónicos y materiales a utilizar. A grandes rasgos, los dispositivos se pueden agrupar conforme si son elementos activos o pasivos, aspectos que dependen directamente de las propiedades de cada material, como así también si además se requieren otro tipo de propiedades no lineales específicas o bien características electro-ópticas, acusto-ópticas, piezo-eléctricas, termo-eléctricas, semiconductoras, etc.

Por último, otro aspecto sumamente importante a tener en cuenta para la elección del material es el comportamiento espectral en el cual necesite operarse. Como regla general, para las guías de ondas, se utilizan materiales transparentes en la ventana del espectro elegida. Cabe aclarar que si bien en la mayoría de los casos se sigue esta consigna, podrían aprovecharse también los efectos de absorción propios de los materiales para llevar a cabo alguna función fotónica específica. Asimismo, para el desarrollo de cualquier dispositivo óptico será relevante considerar las características dispersivas y el comportamiento térmico de los materiales. En la Figura 3.1 se ilustran los rangos espectrales para los cuales algunos de los materiales utilizados en la fotónica integrada son transparentes.

Desde una perspectiva física, las propiedades ópticas particulares de un material son las que determinan los cambios provocados a una onda electromagnética propagada por un medio, ya sea modificando el vector de propagación o la intensidad del campo. El parámetro característico más importante en este sentido es el índice de refracción complejo, vinculado con otras constantes como la permitividad o susceptibilidad eléctrica compleja del material. La parte real, conocida simplemente como índice de refracción, está relacionada con los cambios en los términos de fase de la onda propagante, mientras que la parte imaginaria o coeficiente de

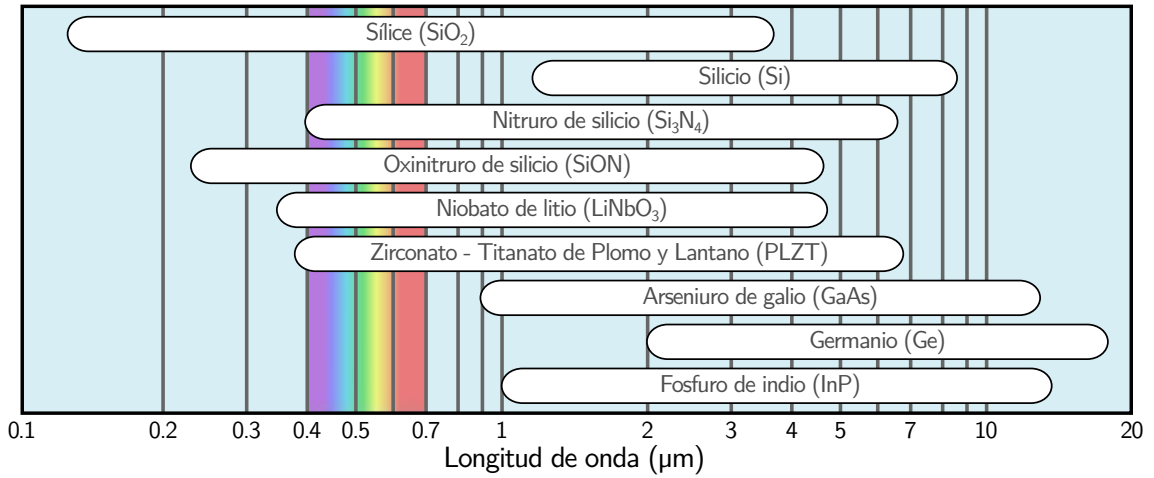


Figura 3.1: Bandas espectrales dentro de las cuales algunos de los materiales ópticos utilizados en la fotónica integrada son transparentes.

extinción está asociada con la atenuación o amplificación. Al mismo tiempo, todo los medios materiales reales tiene en mayor o menor medida un grado de dispersión intrínseca, es decir que, la respuesta dieléctrica no es constante para todas las longitudes de onda. Desde el punto de vista de las propiedades ópticas, el índice de refracción es una función que depende de longitud de onda, la cual suele cuantificarse con el índice de grupo o la velocidad de grupo [29]. En efecto, los tres procesos físicos básicos que están detrás de las características ópticas son las transiciones electrónicas, las vibraciones de la red y los portadores de carga libres, y por lo tanto, el índice de refracción es un parámetro que varía con la temperatura [30]. Sin embargo, las características ópticas no depende solamente del tipo de material y de la región espectral, también tienen que ver con la calidad óptica de las estructuras fotónicas fabricadas. Por ejemplo, es común que en materiales cristalinos transparentes en una banda de frecuencias, se den efectos de absorción o dispersión debido a impurezas o defectos propios de la red, transformándose así en un grave problema para la fotónica integrada.

A continuación se detallan las características ópticas más importantes de los materiales y plataformas utilizadas en esta tesis.

3.1.1. Silicio sobre aislante - SOI

En las últimas dos décadas, la tecnología del silicio sobre aislante (SOI, del inglés Silicon-On-Insulator) se ha convertido en el caballo de batalla de la fotónica de silicio, ya que es la plataforma más usada para el desarrollo de dispositivos fotónicos compactos. Existen tres motivos para esto: presenta baja absorción en las longitudes de onda de las telecomunicaciones, alrededor de 1.31 y 1.55 μm (ver Figura 3.1); admite estructuras de guía de ondas extremadamente compactas debido al alto contraste de índice; y por último, es completamente compatible con los procesos CMOS lo que permite fabricar dispositivos de forma masiva. Adicionalmente, se han demostrado una enorme diversidad de implementaciones, integrando componentes pasivos, moduladores y detectores germanio. Sin embargo, debido a que el silicio no tiene una banda prohibida directa, como así tampoco la tiene el germanio, integrar fuentes láser respetando los procedimientos CMOS representa un desafío considerable.

Las obleas comerciales más utilizadas en SOI son las mismas que se usan en la industria electrónica para el desarrollo de circuitos de alto rendimiento. Están conformadas por un sustrato de silicio, una capa de 2 μm de dióxido de silicio como aislante (óxido enterrado o BOX) y una película de 220 nm de silicio cristalino intrínseco. En la capa superior de silicio cristalino es donde se definen las guías de ondas y los dispositivos, y por tanto, las propiedades de esta capa son las más importantes a la hora de diseñar los dispositivos fotónicos. Las pérdidas típicas en guías de onda fabricadas con la tecnología SOI están en el orden de 2-3 dB/cm, donde predomina la dispersión por rugosidad en las paredes laterales. En este sentido, a continuación se transcribe la relación de dispersión del silicio basada en el modelo de Lorentz para el rango de las comunicaciones ópticas, sin considerar las pérdidas por absorción [31]:

$$n_{Si}^2(\lambda) = \epsilon + \frac{\omega_0^2 \epsilon_{Lorentz}}{\omega_0^2 - (2\pi c/\lambda)^2} \quad (3.1)$$

donde $\epsilon = 7.9874$, $\epsilon_{Lorentz} = 3.688$ y $\omega_0 = 3.9328 \times 10^{15}$.

Los cambios del índice de refracción en el silicio por efectos térmicos ocurren por modificaciones en la distribución de portadores de cargas, fonones y una contracción/expansión de la banda prohibida. Para el rango de longitudes de onda de las comunicaciones ópticas, la variación del índice puede aproximarse como [32]:

$$\beta_{Si} = \frac{1}{n_{Si}} \frac{dn_{Si}}{dT} = 5.2 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (3.2)$$

por ejemplo, para una longitud de onda de $1.55 \text{ } \mu\text{m}$ $\frac{dn_{Si}}{dT} \approx 1.8 \times 10^{-4}$ (RIU/ $^\circ\text{C}$), donde RIU es la notación utilizada para identificar la unidad de variaciones del índice de refracción (del inglés Refractive Units Index).

El dióxido de silicio (SiO_2), vidrio o sílice tiene un índice de refracción prácticamente constante en las longitudes de onda de las comunicaciones ópticas. Comparado con el silicio, tanto la dispersión como la variación del índice respecto de la temperatura es aproximadamente 6 veces menor. En la mayoría de los casos, salvo casos especiales como las guías de onda ranuradas, la mayor parte de luz está confinada en el núcleo de silicio, con lo cual la influencia de cambios en el índice en el dióxido de silicio no tienen mayor implicancia. En resumen, es adecuado aproximar el índice de refracción de SiO_2 por uno constante, el cual tiene un valor de 1.45 en $1.55 \text{ } \mu\text{m}$, ya que reduce significativamente los tiempos de simulación. El error en este caso es insignificante, por ejemplo, para guías de onda rectangulares monomodo estándar ($500 \times 220 \text{ nm}$) la diferencia en el índice de grupo es de 0.1 %.

3.1.2. Nitruro de silicio - SiN

El nitruro de silicio (SiN) es un material que se ha establecido como un sustrato alternativo y complementario a la plataforma SOI. Si bien es un material que se ha utilizado en el desarrollo de dispositivos ópticos integrados desde la década de 1970, el interés por este material tuvo un alto crecimiento en los últimos años debido al auge de la fotónica de silicio. Uno de los principales motivos de este suceso radica en su compatibilidad con los procesos CMOS y la flexibilidad que ofrece para combinarlo con otras estructuras y materiales, gracias a las técnicas de deposición usadas para su deposición. Por ejemplo, comúnmente se combina SOI y SiN en

un solo sustrato, uniendo de esta forma las características particulares de cada material. En especial, las propiedades que hacen al nitruro de silicio tan atractivo para aplicaciones fotónicas son varias. Presenta un amplio rango espectral de baja absorción siendo transparente en el rango de longitudes de onda visibles hasta el infrarrojo cercano, lo cual ha potenciado múltiples aplicaciones, particularmente en espectroscopía [33]. El contraste de índice del nitruro de silicio revestido con sílice ($\Delta n \approx 0.5$) no es tan elevado como en el caso del silicio sobre aislante ($\Delta n \approx 2.5$), esto hace que se reduzcan las pérdidas y la sensibilidad por defectos en la fabricación, la diafonía o *crosstalk* y mantiene una huella compacta. Las pérdidas se reducen entre uno y dos ordenes de magnitud comparadas con las reportadas en SOI. Otra de las cualidades es la no linealidad. El nitruro de silicio tiene la particularidad de exponer un coeficiente de tercer orden relativamente alto que, en consonancia con una baja absorción de dos fotones, permite el desarrollo de generación de peines de frecuencia así como también aplicaciones de supercontinuo[34].

La forma estequiométricamente estable del nitruro de silicio es Si_3N_4 , siendo esta la más usada para aplicaciones fotónicas. Adicionalmente, la técnica de deposición que presenta mejores prestaciones en el rango de las comunicaciones ópticas es la deposición química de vapor a baja presión (LPCVD) a alta temperatura, mayores a 700°C . A continuación se transcribe la relación de dispersión de Si_3N_4 depositado por LPCVD para longitudes de onda entre 310 y 5504 nm [34]:

$$n_{\text{Si}_3\text{N}_4}^2(\lambda) = 1 + \frac{3.0249\lambda^2}{\lambda^2 - 135.3406^2} + \frac{40314\lambda^2}{\lambda^2 - 12398422^2} \quad (3.3)$$

donde la longitud de onda λ está dada en nm.

La variación del índice de refracción respecto de la temperatura, para condiciones ambiente en el entorno de los 25°C y en el entorno de $1.55 \mu\text{m}$, puede aproximarse como $\frac{dn_{\text{Si}_3\text{N}_4}}{dT} \approx 2.45 \times 10^{-5}$ (RIU/ $^\circ\text{C}$) [35].

Al igual que en el silicio sobre aislante, las guías de ondas en la plataforma del nitruro de silicio consisten en un núcleo de este material dentro de una cobertura de dióxido de silicio. Al combinar SiN con SiO_2 se logran estructuras fotónicas capaz de operar en el rango de 400 a 3700 nm (rango limitado por la sílice) con pérdidas

típicas por debajo de 1 dB/cm, las cuales son mucho menores a las alcanzadas con la tecnología SOI. Debido a que el índice de refracción del nitruro de silicio no es tan elevado como el silicio, en esta tecnología es más frecuente que el núcleo no se recubra con aislante, en particular, este enfoque es útil en aplicaciones de sensado.

3.1.3. Oxinitruro de silicio - SiON

Un caso especial de la tecnología del nitruro de silicio es el oxinitruro de silicio (SiON), siendo un material que se conforma de manera binaria entre el dióxido y el nitruro de silicio, este material tiene excelentes propiedades ópticas y también, como sus componentes individuales, es compatible con las técnicas de fabricación CMOS. Su composición estequiométrica puede variar, sin embargo, comúnmente se utiliza la forma cristalina $\text{Si}_2\text{N}_2\text{O}$ por su alta estabilidad. El SiON es un material con características ópticas situadas entre las propiedades del dióxido y el nitruro de silicio, como ser la dispersión cromática, el índice de refracción, las variaciones respecto de la temperatura y el espectro de absorción. En efecto, el rango de transparencia comparado con el SiN se extiende hacia el UV gracias a la sílice, se ubica entre 210 nm y por encima de 4 μm . Lo mismo sucede con el índice de refracción, en el rango de las comunicaciones ópticas el índice del SiON está entre 1.45 y 2.01, los cuales corresponden al dióxido de silicio y el nitruro de silicio, respectivamente. Estos parámetros cambian promediadamente según su composición binaria. Por ejemplo, para obleas comerciales de oxinitruro de silicio cristalino fabricadas por PECVD¹, donde se suelen utilizar espesores de 300 nm de SiON sobre una capa de óxido enterrado de SiO_2 de 1.5 μm y un sustrato de silicio, el índice de refracción reportado a 630 nm es de 1.618.

Así como se mencionaron los beneficios que conlleva reducir el contraste de índice en el nitruro de silicio, el oxinitruro va un poco más allá. Entre las ventajas se pueden destacar la reducción de pérdidas por defectos en la fabricación, el aumento del rango espectral permitido y la reducción de variaciones en el índice

¹Técnica de deposición química de vapor mejorada con plasma, del inglés Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition.

debido a efectos térmicos. Sin embargo, se pierde magnitud en el coeficiente de no lineal de tercer orden.

3.1.4. Niobato de Litio

El niobato de litio (LiNbO_3) fue y sigue siendo uno de los materiales más estudiados en el desarrollo de dispositivos fotónicos integrados y utilizados en múltiples aplicaciones. El principal motivo por el cual este material cristalino anisotrópico es tan interesante se debe a la inusual variedad de propiedades ópticas, mecánicas y eléctricas que reúne. Todas estas bondades han dado lugar al desarrollo de componentes fotónicos capaces de operar directamente en el plano óptico, siendo el más utilizado por ejemplo en moduladores de intensidad.

A modo de resumen, las propiedades más importante del niobato de litio son las siguientes: ofrece un amplio rango espectral de baja absorción (ver Figura 3.1), es un material birrefringente, posee un alto coeficiente óptico no lineal de segundo orden, sus índices de refracción son relativamente elevados, tiene valiosos efectos piezoeléctricos, acusto-ópticos y electro-ópticos, es químicamente resistente y además es biocompatible. Al ser birrefringente, el LiNbO_3 tiene dos índices de refracción diferentes. Un índice extraordinario (n_e) para la componente del campo orientado en la dirección del eje óptico del cristal o eje Z, y un índice de refracción ordinario (n_o) para el plano X-Y. A continuación se transcriben las relaciones de dispersión en función de la temperatura para el niobato de litio sin dopar, reportado en [36]:

$$N^2(\lambda, T) = A_1 + \frac{A_2 + B_1 f(T)}{\lambda^2 - (A_3 + B_2 f(T))^2} + B_3 f(T) - A_4 \lambda^2, \quad (3.4)$$

$$f(T) = (T - T_0)(T + T_0 + 546) \quad \text{con } T_0 = 24.5^\circ\text{C}.$$

donde la longitud de onda λ está dada en μm , la temperatura T en grados Celcius.

Tabla 3.1: Coeficientes para los índices de refracción del LiNbO_3 (ecuación 3.4).

N	A_1	A_2	A_3	A_4	B_1	B_2	B_3
n_o	4.9048	0.11775	0.21802	0.027153	2.2314×10^{-8}	-2.9671×10^{-8}	2.1429×10^{-8}
n_e	4.5820	0.09921	0.21090	0.021940	5.2716×10^{-8}	-4.9143×10^{-8}	2.2971×10^{-7}

Este material es un cristal sintético, es decir que no se encuentra de forma libre en la naturaleza. El crecimiento puede realizarse por medio de varias técnicas, como ser Czochralski, Verneuil, flux, Bridgman o Stepanov. A su vez, gracias a las particularidades de los procesos de crecimiento, los cristales de niobato de litio permiten efectuar dopajes localizados o modificaciones estructurales. Por otra parte, a lo largo de los años se ha demostrado que el niobato de litio es capaz de ser procesado por la mayoría de las técnicas de fabricación de guías de ondas existentes. Se han fabricado elementos ópticos integrados mediante la difusión metálica de titanio o zinc, el intercambio protónico, la implantación de iones, técnicas litográficas estándar y la escritura directa. Todos estos aspectos hacen que el niobato de litio sea además uno de los materiales más flexibles en cuanto a técnicas de implementación se refiere.

En los últimos años se ha desarrollado una nueva plataforma híbrida que combina las tecnologías del silicio con el niobato de litio o LNOI (del inglés Lithium Niobate on Insulator) [37, 38]. Esta plataforma es de gran interés porque permite fabricar estructuras fotónicas activas con un alto contraste de índice y propiedades ópticas sumamente interesantes. En efecto, se han desarrollado una amplia variedad de dispositivos y sistemas novedosos como por ejemplo un modulador electro-óptico CMOS, conversor de longitud de onda, generación de segundo armónico sintonizable, emisores cuánticos, entre otros [39-42].

3.1.5. Titanato-Zirconato de Plomo y Lantano - PLZT

El PLZT ((Pb,La)(Zr,Ti)O₃) es un cerámico policristalino producidos por primera vez a principio de la década de 1970 como resultado de la adición de lantano (La) a las típicas cerámicas piezoeléctricas PZT, obteniendo así un material que además de mantener las características piezoeléctricas, es transparente en un amplio rango espectral. En general, para longitudes de onda superiores a 370 nm e inferiores a 6.5 μm el material presenta una baja absorción (ver Figura 3.1). Las características ópticas dependen de la composición química, las cuales se determinan a partir de

la proporción molar entre el zirconato de plomo (PbZrO_3) y el titanato de plomo (PbTiO_3), sumado al dopaje de óxido de lantano (La_2O_3) presente. Por ejemplo, la composición 9/65/35 tiene una relación 65/35 de zirconato de plomo respecto de titanato de plomo y un dopaje de 9% de óxido de lantano. Esta combinación permite obtener un material más estable desde el punto de vista estructural, a costa de anular las características ferroeléctricas y electro-ópticas. Por consiguiente, la relación de dispersión y la dependencia del índice de refracción respecto de la temperatura también es susceptible a la relación de sus componentes [43].

Entre las aplicaciones, se han demostrado dispositivos fotónicos basados en el PLZT con altos coeficientes electro-ópticos (bastante mayores que el niobato de litio) y tiempos de respuesta extremadamente rápidos [44], así como también se han usado para la generación de segundo armónico en guías de onda gracias a sus propiedades no-lineales [45]. No obstante, este material tiene la desventaja de ser incompatible con los procesos de fabricación CMOS.

3.2. Guías de ondas

La guía de onda es un canal óptico que sirve para transportar luz de forma confinada desde un punto hacia otro, y tal como se mencionó en el capítulo anterior es el elemento fundacional de la fotónica integrada. El mejor ejemplo de aplicación es la fibra óptica. Por su naturaleza, uno de los beneficios de utilizar un canal óptico de este tipo son las grandes distancias que se pueden recorrer, ya que al no haber interferencia con otros elementos en su camino, las pérdidas por propagación son muy bajas. Este es un ejemplo particular, sin embargo, más adelante veremos otros usos que se le puede dar a las guías de ondas. En esta sección se sigue el abordaje teórico desarrollado en [46].

En general, para lograr una guía de onda es necesario que la energía electromagnética fluya solamente a lo largo de una estructura definida y confinada espacialmente de forma perpendicular. Esto quiere decir que la mayoría de la energía se encuentra cerca del núcleo de la estructura. En la práctica, la mejor forma de

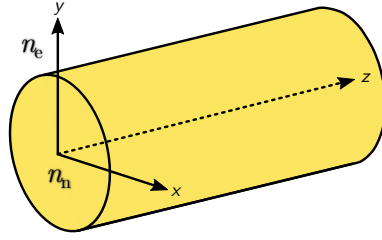


Figura 3.2: Esquema de una guía de onda dieléctrica. La distribución del índice de refracción se puede dividir en dos secciones: el núcleo de la guía (n_n) y su entorno (n_e).

llevarlo a cabo es utilizar un esquema de materiales dieléctricos, tal como se muestra en la Figura 3.2. De aquí se deduce la primer condición necesaria. El índice de refracción del núcleo debe ser mayor al de su entorno ($n_e < n_n$). Esta premisa se respalda en la teoría de rayos. Un haz propagándose por un medio con un índice transversalmente no homogéneo se desvía hacia las regiones de mayor índice; así pues, bajo las condiciones adecuadas se puede producir un efecto convergente que anula la difracción perpendicular a la propagación.

Limitando el análisis a estructuras dieléctricas, no magnéticas, compuestas por medios homogéneos e isotrópicos, las ecuaciones de Maxwell para ondas monocromáticas se reducen a la siguiente forma

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E} \quad (3.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H} \quad (3.6)$$

donde n es la distribución del índice de refracción. En una guía de onda, la distribución de índice es una función distribuida en el plano xy para un dominio acotado y constante a largo del eje de propagación z . Por lo tanto, las ecuaciones (3.5) y (3.6) pueden llevarse a la forma escalar

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_o^2 n^2(x, y) \mathbf{E} = 0 \quad (3.7)$$

donde $k_o = \omega/c$, siendo ω la frecuencia angular y c la velocidad de la luz. A partir de las condiciones establecidas y la distribución de índice, se proponen como soluciones

a las ecuaciones (3.5) y (3.6) una onda plana monocromática

$$\mathbf{E} = \mathcal{E}(x, y) \exp(i\omega t - \beta z) \quad (3.8)$$

$$\mathbf{H} = \mathcal{H}(x, y) \exp(i\omega t - \beta z) \quad (3.9)$$

donde β es la constante de propagación axial, mientras que \mathcal{E} y \mathcal{H} son las distribuciones del campo eléctrico y magnético, respectivamente. Sustituyendo (3.8) en (3.7) se llega a la ecuación que gobierna el comportamiento transversal del campo:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial y^2} + [k_o^2 n^2 - \beta^2] \mathcal{E} = 0 \quad (3.10)$$

donde las componentes tangenciales deben cumplir con la condición de continuidad para todo xy . El análisis de los modos en una guía de onda consiste, entonces, en resolver esta ecuación. Adicionalmente, es evidente que los autovalores están subordinados a la frecuencia o bien a la longitud de onda. Dado que β depende del vector de onda k_o y la distribución de índice n , ambas funciones de la frecuencia, también lo serán los autovalores.

Particularmente, en una guía de onda, son de interés las soluciones estacionarias y cuya distribución de campo tiende a cero en las cercanías (entorno) del núcleo. La ecuación de onda (3.10) puede pensarse como un problema de autovalores, donde \mathcal{E} son las autofunciones y β los autovalores, conocidos como modos. Existe un número infinito de modos que dan solución a esta ecuación. Sin embargo, existe una cantidad finita de ellos que cumplen con las condiciones de interés, a los cuales se los denomina *modos acoplados*. Reemplazando la constante de propagación por un *índice efectivo*, se determina que los modos acoplados son aquellos autovalores que satisfacen con

$$n_e < n_{\text{eff}} < n_n \quad (3.11)$$

donde el índice efectivo $n_{\text{eff}} = \beta/k_o$. Los índices de refracción del núcleo n_c y del entorno n_e corresponden a los esquematizados en la Figura 3.2. Los modos acoplados se clasifican según la orientación del campo. Por convención se consideran *modos TE* a las autofunciones cuyo campo eléctrico se encuentra inscripto en el plano transversal xy . A la inversa, se denominan *modos TM* cuando se tiene en cuenta

el campo magnético. Sin embargo, para la mayoría de las geometrías no existen los modos puramente TE o TM, sino que se presentan como modos *cuasi-TE* o *cuasi-TM* según la orientación predominante. Las soluciones cuyos autovalores cumplen con $n_{\text{eff}} \leq n_e$, se conocen como *modos radiados*.

Otro parámetro importante de los modos acoplados es el *factor de acoplamiento*, que determina la proporción de potencia electromagnética acoplada en el núcleo de la guía de onda:

$$\Gamma_n = \frac{P_n}{P} = \frac{\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \iint_n (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{z} \, dx \, dy \right\}}{\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \iint_{\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{z} \, dx \, dy \right\}} \quad (3.12)$$

donde P_n es la potencia en el núcleo y P la potencia total.

Existen unas pocas soluciones analíticas de la ecuación escalar (3.10). Los casos típicos son la fibra óptica y la guía de onda plana, en estos el análisis se limita a una sola dimensión. En general, las estructuras utilizadas en la fotónica integrada son bidimensionales, por lo que no existe una solución analítica al problema. En tales circunstancias se debe recurrir ya sea, a métodos analíticos aproximados, o bien a métodos numéricos. En capítulos posteriores se hará hincapié en los métodos utilizados en esta tesis. A continuación se resuelve numéricamente un caso particular, con el objetivo de esquematizar todo lo antes desarrollado.

Se procede a buscar los modos acoplados en una guía de onda típica, como la que se muestra en la parte superior izquierda de la Figura 3.3. Para ello se resuelve la ecuación (3.10) de forma numérica. Los resultados de esta simulación se muestran en la misma figura. Aquí se observa la evolución de los autovalores n_{eff} , así como también los tipos y la cantidad de modos acoplados, conforme se modifica el ancho W de la estructura. Como se puede apreciar en la Figura 3.3, para un rango de anchos la guía tiene un comportamiento *monomodo*. La condición a partir de la cual aparecen modos de órdenes superiores se conoce como *condición de corte* o *cutoff*. Para el ejemplo propuesto, se cumple esta condición cuando $W = 1.7 \, \mu\text{m}$. Si bien en este caso se utiliza una única longitud de onda mientras se modifica el ancho de la guía, podría analizarse de manera inversa.

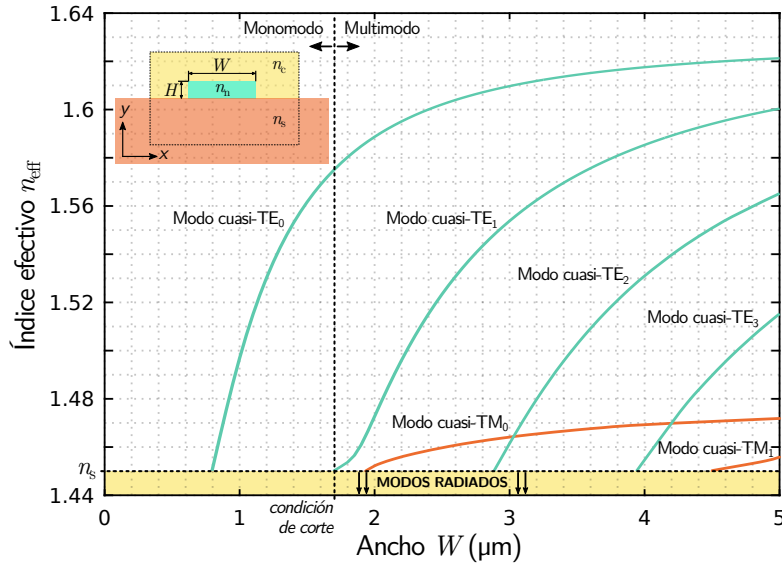


Figura 3.3: Autovalores que dan solución a la ecuación (3.10) para una estructura de guía de onda como la que se muestra en la esquina superior izquierda. Los índices de refracción usados son, sustrato $n_s = 1.45$, núcleo $n_n = 2$ y cobertura superior $n_c = 1$, mientras que la longitud de onda $1.55 \mu\text{m}$ y la altura $H = 300 \text{ nm}$.

Siguiendo con el ejemplo anterior, se procede a elegir un ancho específico en virtud de analizar las distribuciones de campo \mathcal{E} y \mathcal{H} . Considerando una guía de onda con $W = 1.5 \mu\text{m}$, de la Figura 3.3 se distingue que existe un solo modo y su índice efectivo de 1.5616. Consecuentemente, se buscan las autofunciones para ese único modo. En la Figura 3.4 se muestra la distribución de campo eléctrico y magnético, el perfil de intensidades y la potencia en el plano xy entorno a la guía. En particular, se advierte que predomina el campo eléctrico en la dirección x , sin embargo, existe una pequeña porción orientado sobre el eje y , con lo cual se comprueba que estamos en presencia de un modo tipo *cuasi-TE*. Por otro lado, de la Figura 3.4(i) se puede distinguir la distribución de la potencia acoplada. Debido a la asimetría en la distribución de índice, la fracción de potencia difiere según la región. En el núcleo se confina el 55.94 %, en el sustrato un 32.61 % y un 11.45 % en la cobertura, siendo menor en la parte lateral de la guía.

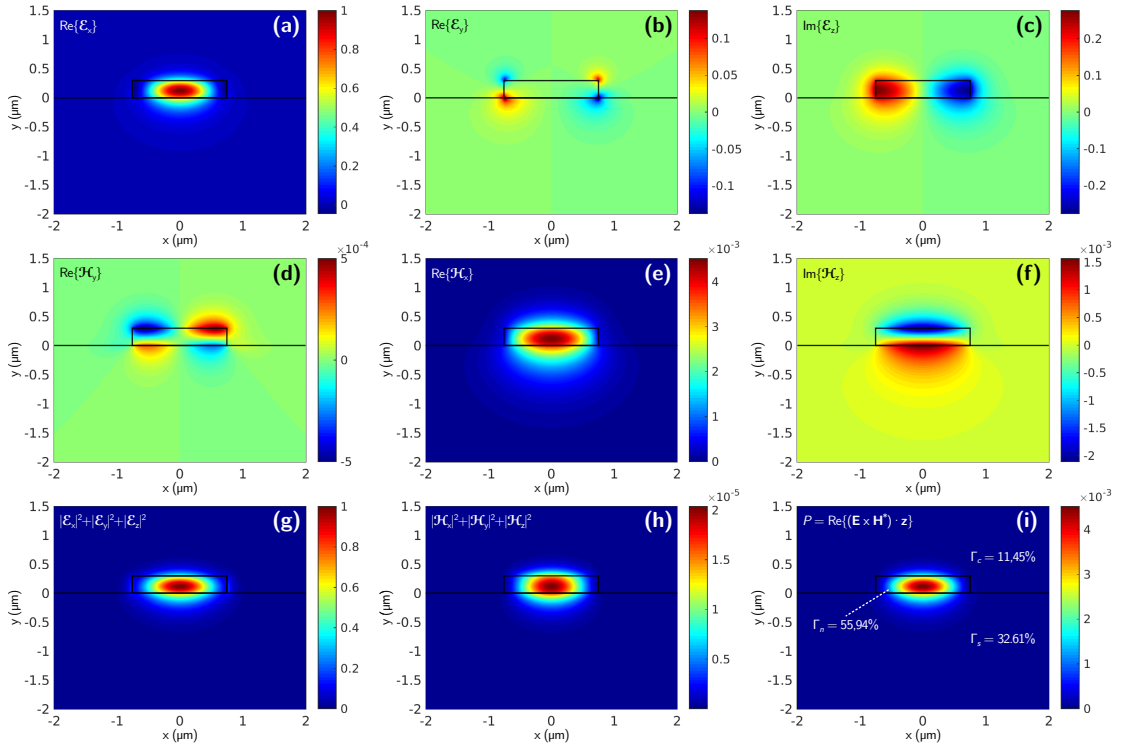


Figura 3.4: Autofunciones que dan solución a la ecuación (3.10) para una estructura como la esquematizada en la esquina superior izquierda de la Figura 3.3. Los parámetros utilizados son: $H = 300$ nm, $W = 1.5$ μm y longitud de onda 1.55 μm . (a), (b) y (c) Distribución de campo eléctrico. (d), (e) y (f) Distribución de campo magnético. (g) y (h) Distribución de intensidades. (i) Distribución de potencia.

3.2.1. Dispersión en guías de ondas

Los parámetros que describen el comportamiento de las guías de ondas en función de la longitud de onda son la velocidad de grupo v_g y la dispersión de la velocidad de grupo D . Ambos parámetros tienen una parte intrínseca propia de los materiales utilizados (dispersión del material) y otra que depende de la geometría de la estructura (dispersión de la guía). A su vez, la velocidad de grupo puede expresarse como índice de grupo $n_g = c/v_g$. Para un análisis en detalle, se debe tener en cuenta los factores de confinamiento en cada sección de la guía, los cuales ponderan el aporte de cada una de las partes dispersivas. A modo de resumen, los parámetros pueden determinarse una vez calculado el índice efectivo en función

de la longitud de onda, utilizando las siguientes relaciones:

$$n_g(\lambda) = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} = \frac{c}{v_g} \quad (3.13)$$

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} \quad (3.14)$$

3.2.2. Teoría de acoplamiento de modos

Una de las propiedades más importantes de los modos es la ortogonalidad. Considerando dos soluciones linealmente independientes cualesquiera, para una dada distribución de índice constante sin pérdidas y normalizando la potencia a 1 W se puede demostrar que

$$\frac{1}{2} \iint_{\infty} (\mathbf{E}_m \times \mathbf{H}_n^*) \cdot \mathbf{z} \, dx \, dy = \delta_{mn} \quad (3.15)$$

donde m y n son las soluciones y δ_{mn} la delta de Kronecker. Para el caso de modos radiados δ es la delta de Dirac. Bajo este principio, la potencia total es una combinación lineal de las potencias individuales transportadas por cada modo. Esta propiedad es muy útil en todo sentido. Por ejemplo, se puede utilizar para demostrar que la velocidad de transporte de energía está directamente relacionada con la velocidad de grupo definida en la ecuación (3.13).

Ciertamente, los modos pueden excitarse y propagarse de forma independiente unos de otros siempre que la distribución de índice sea constante a lo largo del eje de propagación. En el caso de que exista alguna perturbación dieléctrica, tales como curvaturas, impurezas, rugosidades u otras, los modos pueden acoplarse entre sí. O sea, si se excita un único modo al comienzo de la guía, parte de su potencia puede transferirse a otros modos si en su camino se encuentra con cualquier tipo de perturbación en la distribución de índice.

En líneas generales, el problema de perturbación se puede estudiar como una combinación lineal de modos sin perturbar. El acoplamiento de energía entre los diferentes modos queda definido por los denominados *coeficientes de acoplamiento*, los cuales describen la proyección del modo n hacia el modo m :

$$\kappa_{nm} = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \mathbf{E}_n^* \cdot \Delta\epsilon \mathbf{E}_m \, dx \, dy \quad (3.16)$$

donde $\Delta\epsilon$ es la perturbación dieléctrica en el plano xy . Notar que el coeficiente para $n = m$ representa el auto-acoplamiento, es decir, el coeficiente de atenuación o absorción lineal.

Por otra parte, esta teoría se usa para analizar el acoplamiento entre dos estructuras diferentes o para estudiar la cantidad de potencia acoplada en una guía de onda, por ejemplo desde una fuente externa. La eficiencia de acoplamiento depende de la alineación, las dimensiones y la forma geométrica de las estructuras. Así pues, la cantidad de energía acoplada entre dos modos queda supeditada a la similitud que existe entre ellos. La reflexión, tal como sucede en cualquier interfaz, depende de la relación de los índices efectivos y puede determinarse utilizando Fresnel. Sin embargo, el acoplamiento desde un modo hacia otro depende de un factor \mathcal{O}_{it} conocido como solapamiento de modos, el cual determina la similitud que existe entre la distribución de un campo respecto del otro

$$\mathcal{O}_{it} = \iint_{\infty} \boldsymbol{\epsilon}_i \cdot \boldsymbol{\epsilon}_t^* dx dy \quad (3.17)$$

Los subíndices i y t hacen referencia al modo incidente y transmitido que se quieren analizar, respectivamente. Cuando ambas distribuciones de campo son idénticas $\mathcal{O}_{it} = 2\omega\mu/\beta_i$.

3.2.3. Curvatura en guías de onda

En fotónica integrada es común utilizar guías de onda curvadas ya sea para interconectar componentes, generar un resonador en forma de anillo u otro tipo de aplicaciones. En una guía recta la luz se propaga idealmente sin perturbación a lo largo de una trayectoria lineal, en cambio, en una guía curvada los modos sufren constantemente una perturbación mientras el campo se propaga. Por lo tanto, es indudable que en este tipo de geometrías se inducen pérdidas adicionales en la potencia como resultado de modificar la dirección de propagación. Las pérdidas presentes en una guía de onda curvada pueden clasificarse según los siguientes mecanismos:

- Pérdidas por dispersión y fuga hacia los alrededores: son las pérdidas intrínsecas presentes en toda guía de onda, se deben principalmente a imperfecciones en los procesos de fabricación y dependen de la distancia de propagación.
- Pérdidas por radiación: son las pérdidas por acoplamiento de energía desde modos acoplados hacia radiados. Dependen de la geometría de la guía y la curvatura. Cuanto más abrupta es la curva, mayores serán este tipo de pérdidas.
- Pérdida por desajuste de modos: es la pérdida resultante por transiciones entre guías rectas de entrada/salida y curvaturas. Suelen ser la mayor fuente de pérdidas.

Existen varias técnicas para reducir la pérdida por desajuste de modos. Por ejemplo, compensando lateralmente la posición entre la rectas y las curvas, o bien variando el radio de curvatura adiabáticamente [47, 48].

Referencias

- [7] Robert G. Hunsperger. *Integrated Optics*. Springer New York, 2009. URL: <https://doi.org/10.1007/b98730>.
- [29] S.O. Kasap y col. «Fundamental Optical Properties of Materials I». En: *Optical Properties of Materials and Their Applications*. Wiley, 2019, págs. 1-36. URL: <https://doi.org/10.1002/9781119506003.ch1>.
- [30] William J. Tropf, Michael E. Thomas y Terry J. Harris. «Properties of crystals and glasses». En: *Handbook of optics*. Vol. II. McGraw-Hill New York, 1995, pág. 33.12. URL: https://doi.org/10.1049/pbcs077f_ch1.
- [31] Kurt Oughstun y Natalie Cartwright. «On the Lorentz-Lorenz formula and the Lorentz model of dielectric dispersion: addendum». En: *Optics Express* 11.21 (2003), pág. 2791. URL: <https://doi.org/10.1364/oe.11.002791>.
- [32] G. Cocorullo e I. Rendina. «Thermo-optical modulation at 1.5 μ m in silicon etalon». En: *Electronics Letters* 28.1 (1992), págs. 83-85. URL: <https://doi.org/10.1049/el:19920051>.
- [33] Ashim Dhakal y col. «Silicon Nitride Background in Nanophotonic Waveguide Enhanced Raman Spectroscopy». En: *Materials* 10.2 (2017). URL: <https://www.mdpi.com/1996-1944/10/2/140>.
- [34] Kevin Luke y col. «Broadband Mid-Infrared Frequency Comb Generation in a Si₃N₄ Microresonator». En: *CLEO: 2015*. OSA, 2015. URL: https://doi.org/10.1364/cleo_si.2015.stu4i.8.
- [35] Amir Arbabi y Lynford L. Goddard. «Measurements of the refractive indices and thermo-optic coefficients of Si₃N₄ and SiO₂ using microring resonances». En: *Optics Letters* 38.19 (2013), pág. 3878. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.38.003878>.
- [36] G. J. Edwards y M. Lawrence. «A temperature-dependent dispersion equation for congruently grown lithium niobate». En: *Optical and Quantum Electronics* 16.4 (1984), págs. 373-375. URL: <https://doi.org/10.1007/bf00620081>.
- [37] G. Poberaj y col. «Lithium niobate on insulator (LNOI) for micro-photonic devices». En: *Laser & Photonics Reviews* 6.4 (feb. de 2012), págs. 488-503. URL: <https://doi.org/10.1002/lpor.201100035>.
- [38] Yuechen Jia, Lei Wang y Feng Chen. «Ion-cut lithium niobate on insulator technology: Recent advances and perspectives». En: *Applied Physics Reviews* 8.1 (mar. de 2021), pág. 011307. URL: <https://doi.org/10.1063/5.0037771>.
- [39] Cheng Wang y col. «Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages». En: *Nature* 562.7725 (sep. de 2018), págs. 101-104. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0551-y>.

- [40] Cheng Wang y col. «Ultrahigh-efficiency wavelength conversion in nanophotonic periodically poled lithium niobate waveguides». En: *Optica* 5.11 (2018), págs. 1438-1441.
- [41] Rui Luo y col. «Highly tunable efficient second-harmonic generation in a lithium niobate nanophotonic waveguide». En: *Optica* 5.8 (2018), págs. 1006-1011.
- [42] Shahriar Aghaeimeibodi y col. «Integration of quantum dots with lithium niobate photonics». En: *Applied Physics Letters* 113.22 (2018), pág. 221102.
- [43] Gene H. Haertling. «PLZT electrooptic materials and applications—a review». En: *Ferroelectrics* 75.1 (1987), págs. 25-55. URL: <https://doi.org/10.1080/00150198708008208>.
- [44] Shin Masuda y col. «Electro-optic and dielectric characterization of ferroelectric films for high-speed optical waveguide modulators». En: *Journal of Applied Physics* 109.12 (2011), pág. 124108. URL: <https://doi.org/10.1063/1.3598107>.
- [45] Cailong Bao y Jean-Claude Diels. «Ultrafast nonlinear response in PLZT thin films with ultrashort pulses». En: *Optics Letters* 20.21 (1995), pág. 2186. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.20.002186>.
- [46] Amnon Yariv y Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford Univ. Press, 2009.
- [47] Yurii A. Vlasov y Sharee J. McNab. «Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends». En: *Optics Express* 12.8 (2004), pág. 1622. URL: <https://doi.org/10.1364/opex.12.001622>.
- [48] Wim Bogaerts y col. «Compact Wavelength-Selective Functions in Silicon-on-Insulator Photonic Wires». En: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 12.6 (2006), págs. 1394-1401. URL: <https://doi.org/10.1109/jstqe.2006.884088>.

4

Diseño y modelado

Contenido

4.1. Herramientas numéricas de modelado	43
4.1.1. Modos ópticos	43
4.1.2. Propagación de ondas	44
4.1.3. Circuitos fotónicos	46
4.2. Componentes fotónicos integrados	48
4.2.1. Acoplador direccional	49
4.2.2. Interferómetro multimodal - MMI	50
4.2.3. Divisor de potencia en Y	52
4.2.4. Interferómetro Mach-Zehnder	54
4.2.5. Resonador óptico en anillo	55
4.2.6. Redes de Bragg	58

Una parte crucial en la fotónica integrada es el diseño. Este proceso comienza de una idea preliminar a partir de la cual se desprenden los objetivos y requerimientos del dispositivo final. Una vez establecida la respuesta deseada del circuito fotónico y conociendo las funcionalidades de los componentes fundamentales, se propone una posible solución al problema planteado. Aquí, se inicia un proceso iterativo. Existen diferentes enfoques para llegar a un producto final, sin embargo, la forma más natural de llevar a cabo esto es comenzar diseñando los componentes fundamentales, de los cuales se extraen las funciones de transferencias correspondientes, y se sigue

con la interconexión de los componentes obteniendo finalmente el circuito fotónico. Se dice que el proceso es iterativo porque una vez planteado un circuito, es común tener que modificar los diseños de los componentes o bien repensar la interconexión, hasta que el dispositivo final cumpla con los objetivos y requerimientos planteados al comienzo. Una vez definido el circuito, se procede a desarrollar los planos de fabricación. Asimismo, deben realizarse los procedimientos de verificación de la implementación como ser las reglas de diseño, las conexiones de los componentes, los cambios de geometría debido a efectos de fabricación, y otras consideraciones que pueden tenerse en cuenta. A partir de los resultados de la verificación se modifican los diseños y modelos propuestos para predecir adecuadamente la respuesta real del sistema. En resumen, todos estos pasos conforman el proceso de diseño [49].

Como se expuso en el capítulo anterior, para el diseño de los componentes es necesario utilizar herramientas computacionales que permiten llevar a cabo el modelado. En general, el proceso de modelado y simulación se puede clasificar según el problema a estudiar. En este sentido, el caso más simple es el estudio de modos en una guía. El otro tipo de análisis es el estudio de la propagación de ondas, etapa en la cual se requieren de elevados recursos de cálculo. Finalmente, se usan modelos compactos para simular circuitos o sistemas fotónicos. Al mismo tiempo, es común complementar las simulaciones en otros dominios físicos, como ser el modelado electrónico, optoelectrónico o térmico del circuito. Los programas de modelado implementan diferentes métodos de cálculos numéricos, los cuales ofrecen un mecanismo para resolver las ecuaciones que rigen el comportamiento de las estructuras fotónicas. Es necesario, entonces, conocer en qué situaciones y bajo qué condiciones deben utilizarse estas herramientas. Existe una gran cantidad de herramientas computacionales que implementan los diferentes métodos numéricos de modelado. Entre las aplicaciones comerciales más utilizadas en la industria de la fotónica integrada podemos mencionar Lumerical[50], COMSOL[51], RSoft[52], VPIphotonics[53], Photon Design[54], etc. Adicionalmente, existen implementaciones de código libre como WGMODES[55], modesolverpy[56], EMopt[57], Meep[58], CAMFR[59], entre otras.

A continuación se explican de forma resumida los diferentes métodos y tipos de modelados utilizados en esta tesis, en particular, los que competen al dominio óptico.

4.1. Herramientas numéricas de modelado

4.1.1. Modos ópticos

Existen diversas formas de resolver los modos propios de una estructura de guía de onda para una sección transversal arbitraria y para una frecuencia en particular. En efecto, con estas técnicas se calcula la constante de propagación y la distribución de campo electromagnético, es decir, las soluciones estacionarias de la ecuación (3.10). Debido a que los métodos se plantean en el dominio de la frecuencia, para estudiar la respuesta respecto a la longitud de onda se requieren numerosas simulaciones. Por otra parte, si bien existen varias aproximaciones analíticas como por ejemplo el método de índice efectivo, los enfoques numéricos son más atractivos porque ofrecen soluciones exactas para cualquier tipo de estructura, a expensas de un mayor costo computacional. Los métodos numéricos utilizados comúnmente son los basados en elementos finitos y diferencias finitas [60, 61]. La precisión de los resultados dependen de la geometría y la distribución de índices. Por ejemplo, para guías con un alto contraste de índice de refracción es aconsejable utilizar técnicas vectoriales. En este caso, el método de diferencias finitas es más adecuado y tiene la ventaja de ser compatible con el mallado de los métodos de propagación de ondas. En cambio, para estructuras con una distribución no rectangular, como es el caso de las guías fabricadas por escritura directa, conviene utilizar elementos finitos. Esto se debe a que pueden usarse mallas flexibles con formas triangulares, lo cual reduce los errores de cálculo. Este método también se utiliza en cristales fotónicos y estructuras tridimensionales resonantes. Adicionalmente, con esta técnica se pueden aproximar con bastante precisión las pérdidas por curvatura en guías de ondas.

El procedimiento para llevar a cabo el modelado es el mismo que se utiliza para resolver cualquier problema basado en elementos finitos. Primero se definen las propiedades físicas, es decir, la estructura de guía de onda, el núcleo, los alrededores

y la distribución de índice; y luego se especifican las condiciones de contorno, los elementos de cálculo y la frecuencia de análisis. Finalmente, el software se encarga de formular el problema en forma matricial y buscar las soluciones escalares de las ecuaciones de Maxwell. Estas simulaciones pueden repetirse modificando ya sea la geometría, como el ejemplo de la Figura 3.3, o bien la longitud de onda para analizar la dispersión en una guía de onda.

4.1.2. Propagación de ondas

Para el caso de guías de onda uniformes, en las cuales no existen perturbaciones en la dirección de propagación, el modo no cambia a medida que se propaga por la guía de ondas y es suficiente utilizar los resultados obtenidos del cálculo de modos y su respuesta espectral. Sin embargo, en el diseño de dispositivos fotónicos es usual tener que analizar cómo se propaga un campo electromagnético por la estructura, debido a reflexiones, interferencias, fenómenos de dispersión y radiación, interaccionan de múltiples modos y cambios en la distribución de energía que ocurren por variaciones en la estructura. Para ello disponemos de numerosas técnicas que nos permiten resolver la propagación de ondas. Existen métodos numéricos aproximados, los cuales son específicos y precisos para ciertas circunstancias, mientras que otros enfoques son más generales.

Diferencias finitas en el tiempo - FDTD

El método numérico más preciso, riguroso y general es el de diferencias finitas basadas en el dominio del tiempo (FDTD). Con esta técnica se resuelven las ecuaciones de Maxwell en tres dimensiones [62]. Es particularmente útil para analizar la respuesta de la interacción de la luz con cualquier tipo de estructura, la cual se discretiza en pequeños elementos de dimensiones inferiores a la longitud de onda. Se considera que el FDTD es un método de cálculo numérico exacto, el error converge a cero cuanto más chicos son los elementos de cálculo. Como su nombre lo indica, el método consiste en inyectar un pulso de luz y simular el comportamiento en el tiempo y para un dominio acotado. En general, el pulso

utilizado es del orden de los femtosegundos, por lo que se tiene un gran ancho de banda, con lo cual se puede realizar fácilmente un análisis espectral. La forma en que responde la estructura a este pulso de luz se relaciona con el espectro de transmisión mediante la transformada de Fourier. Notar que este método es similar a buscar la respuesta de un sistema al impulso. El método permite utilizar además materiales dispersivos y no-lineales, incluso hasta se pueden considerar interacciones con componentes electrónicos y semiconductores. Por otra parte, la principal desventaja del método es el elevado costo computacional. Esto se debe a que se necesitan muchos incrementos temporales y espaciales de cálculo. El método requiere el cálculo de los campos en las tres componentes espaciales, en cada instante de tiempo y en cada elemento espacial. Sin embargo, la técnica se adapta fácilmente a simulaciones basadas en múltiples procesadores o por clústers de cómputo. Esto permite incrementar perceptiblemente la capacidad de cálculo.

Existe un método aproximado derivado del tradicional FDTD que se basa en convertir una estructura tridimensional a un plano, reemplazando la distribución de índice por una distribución de índice efectivo. Esta metodología se basa en una combinación de la técnica de las diferencias finitas basadas en el dominio del tiempo y el método del índice efectivo. Es adecuado utilizar este procedimiento en circuitos integrados fotónicos planos, como los basados en la tecnología de silicio. Al colapsar la estructura a una geometría bidimensional, se pierde información del acoplamiento entre modos. Por lo tanto no es conveniente utilizar este método cuando existe un fuerte acoplamiento entre modos, o la estructura soporta una gran cantidad de modos. Sin embargo, como se reducen drásticamente los tiempos de simulación, es una herramienta que puede utilizarse para aproximar y/u optimizar una geometría arbitraria. Por eso, la principal capacidad es que proporciona un camino para modelar rápidamente dispositivos de grandes dimensiones.

Método de propagación de haz - BPM

Esta técnica provee una solución aproximada a los problemas de propagación y requiere de pocos recursos computacionales, comparado con FDTD. El método

consiste en utilizar la forma paraxial de la ecuación de Helmholtz. Esta ecuación es válida para estructuras fotónicas en donde las variaciones de la distribución de índice a lo largo del eje de propagación son lentas, comparadas con la frecuencia óptica. Esta premisa permite dirigir el cálculo a un problema que puede ser discretizado en el eje de propagación. Asimismo, se ha ampliado la técnica y existen implementaciones que ofrecen cálculos de propagación en forma vectorial, con ángulo de desviación amplios y propagación bidireccional.

Método de propagación de modos - EME

Este método consiste en descomponer la distribución de campo localizado en diferentes posiciones de la estructura fotónica en una combinación lineal de modos propios. A estos modos se los conoce como "supermodos". Al propagarse la luz por un medio uniforme, segmentado de a tramos, cada uno de estas soluciones ortogonales viajan de forma individual a una velocidad definida por cada una de las respectivas constantes de propagación compleja. La interconexión entre las diferentes secciones se realiza por medio de matrices de dispersión (parámetros S) para cada modo. Estos parámetros además de tener en cuenta la transferencia de potencia óptica entre modos propios y secciones, y además consideran las transmisiones y reflexiones en cada interfaz. Por lo que, en esencia, es un método bidireccional de propagación. Asimismo, tiene la ventaja respecto al método de propagación de haz que puede aplicarse a estructuras con ángulos grandes. Como regla general, la técnica es muy adecuada para utilizar en estructuras que soportan una gran cantidad de modos acoplados, como por ejemplo en acopladores direccionales, interferómetro MMI, ajuste gradual de modos, redes de Bragg, rejillas, etc.

4.1.3. Circuitos fotónicos

Para el diseño de circuitos fotónicos que contienen numerosos componentes es necesario construir modelos simplificados. Este tipo de enfoque busca reunir las características más importantes con el objetivo de analizar, ya sea su funcionalidad, desempeño o rendimiento de la arquitectura fotónica en su totalidad. En estos

métodos se evita el cálculo numérico de modos o de propagación. Así pues, a partir de simulaciones previas, modelos fenomenológicos o datos experimentales de componentes fundamentales que hayan sido desarrollados, se construyen bloques (modelos compactos) que son interconectados mediante guías de ondas. Es común efectuar simulaciones espectrales o temporales (análisis en frecuencia, respuesta a un pulso, diagrama de ojo de pez, tasa de error de bit, etc.). Por ejemplo, con este enfoque se simplifica el estudio y la influencia de un sistema óptico resonante que incluyen una amplia variedad de componentes fotónicos. Adicionalmente, en la simulación de circuitos fotónicos se requiere utilizar parámetros tales como el índice efectivo, índice de grupo, o bien la dependencia del índice efectivo respecto del voltaje, temperatura, o algún componente que quiera ser sensado. Si bien no es un problema trivial, estos parámetros pueden ser parametrizados adecuadamente mediante el modelado físico de la estructura utilizando los métodos numéricos. En resumen, de las simulaciones numéricas se pueden extraer y parametrizar los parámetros S que describen la respuesta espectral de cada componente diseñado, y así desarrollar un diseño a nivel de sistema combinando un gran cantidad elementos fotónicos.

Para ello se utiliza el modelado de componentes a través de las matrices de dispersión, conocido como parámetros S , ampliamente utilizado en el análisis de sistemas electrónicos de radiofrecuencia. El método consiste en asignar una función matricial compleja en función de la longitud de onda que contiene la respuesta en amplitud y fase, transmisión y reflexión, de cada puerto que conforma el componente fotónico. Por ejemplo, el caso más simple una guía de onda que está formada por dos puertos (entrada/salida) y puede ser modelada mediante parámetros S de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = S(j\omega) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

siendo a_1 y a_2 las señales de entrada al dispositivo, mientras que b_1 y b_2 describen las señales de salida. Los subíndices identifican el puerto. Los parámetros S_{ij} son funciones complejas que dependen de la longitud de onda (frecuencia óptica), donde el subíndice i identifica el puerto de salida y el subíndice j el puerto de entrada. En

la figura 4.1 se muestra un esquema de este modelo, precisando puertos, señales y dirección. Notar que S_{11} y S_{22} son las pérdidas por reflexión, mientras que S_{12} y S_{21} son las pérdidas de inserción.

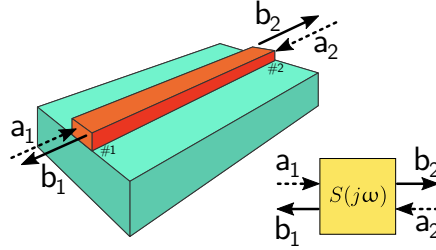


Figura 4.1: Esquema representativo del modelado por componentes. A modo de ejemplo se ilustra el modelo de una guía de onda basado en la utilización de parámetros S.

Para el caso de dispositivos ópticos pasivos, como el propuesto anteriormente, los modelos deben cumplir con ciertos criterios. La matriz S debe ser recíproca, es decir que se debe obtener el mismo resultado si se inyecta luz en el puerto 1 o el puerto 2. Este requerimiento impone que, a partir de la ecuación (4.1), $S_{11} = S_{22}$ y $S_{12} = S_{21}$. Además, debe ser causal (la respuesta al impulso es 0 para $t < 0$), estable (la respuesta al impulso decae con el tiempo) y pasivo (sin amplificación). Una forma de comprobar si el sistema es pasivo consiste en verificar que $\|S(j\omega)\|_2 \leq 1$.

4.2. Componentes fotónicos integrados

En este apartado se describen brevemente los componentes fundamentales más usados en la fotónica integrada. En especial, haremos hincapié en los elementos utilizados en esta tesis, a saber: acoplador direccional, interferómetro multimodal, divisor de potencia en Y, interferómetro Mach-Zehnder, resonador óptico en anillo, redes de Bragg.

En cada caso se explica el principio de funcionamiento y luego se demuestra con un ejemplo. Los índices de refracción y la disposición geométrica de las guías de onda en cada ejemplo son iguales a los empleados previamente en la Figura 3.3.

Cabe aclarar que los desarrollos teóricos expuestos a continuación pueden encontrarse de forma detallada en los siguientes libros de referencia, los cuales profundizan en los fundamentos físicos fundamentales [46], en los particulares [63] y su aplicación e implementación tecnológica [64].

4.2.1. Acoplador direccional

El acoplador direccional es uno de los componentes más comunes de la fotónica integrada y a partir del cual se construyen otros elementos. Suelen utilizarse para dividir, combinar y/o conmutar señales ópticas. Tal como se muestra en la Figura 4.2(a), este elemento consiste en disponer dos o más guías de onda paralelas y próximas entre sí. Cuando las guías están lo suficientemente cerca existe un intercambio de energía entre ellas, esto se debe a la superposición de las funciones de onda de los modos de cada una. Esta estructura se estudia con la teoría de acoplamiento de modos. En efecto, el coeficiente de acoplamiento es el parámetro principal en este tipo de componente y describe la fuerza de acoplamiento. En particular, el coeficiente de acoplamiento depende de la geometría y la separación G de las guías de onda. Por otra parte, la longitud del acoplador L determina la relación de potencia a la salida del dispositivo.

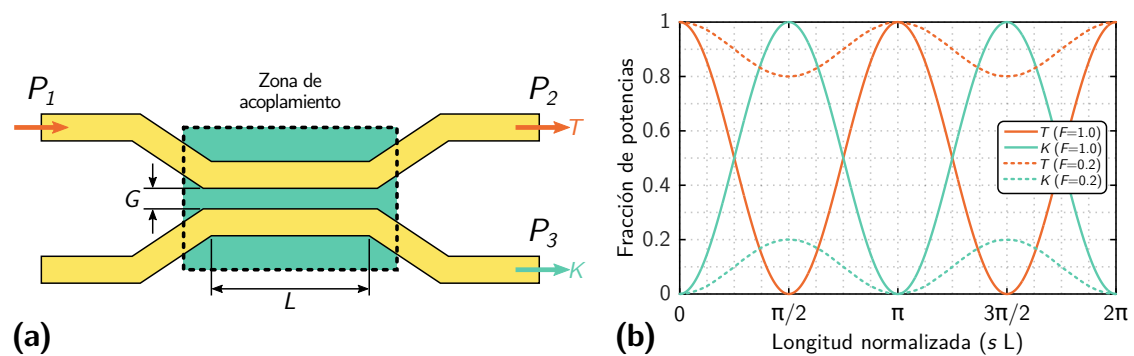


Figura 4.2: Acoplador direccional. (a) Representación esquemática. (b) Fracción y relación de potencia acoplada y transmitida en función de la longitud normalizada para un acoplador asimétrico $F=0.2$, y un acoplador simétrico $F=1$.

A modo de ejemplo, a continuación se presenta un divisor de potencia 1x2 basado en un acoplador direccional. Esta configuración consiste en inyectar una

señal óptica por una rama y dividirla en dos salidas. Considerando una estructura ideal sin pérdidas ni perturbaciones, la relación de potencias en función de la longitud del acoplador L son

$$\begin{aligned} P_3/P_1 &= K = F \sin^2 (s L) \\ P_2/P_1 &= T = 1 - K \end{aligned} \quad (4.2)$$

donde K es la fracción de potencia acoplada y T la transmitida. Los parámetros s y F describen al dispositivo y se definen como

$$s = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2} \quad (4.3)$$

$$F = (\kappa/s)^2 \quad (4.4)$$

donde κ es el coeficiente de acoplamiento definido en la ecuación (3.16), y δ es la diferencia media de las constantes de propagación de cada guía. Si las guías de onda son idénticas $\delta=0$, se dice que el acoplador es simétrico y $F=1$. Cuando $L = \pi/2\kappa$ se acopla toda la potencia. A esta longitud se la conoce como *cross-over*. En la Figura 4.2(b) se muestra la fracción y relación de potencias en función de la longitud normalizada para un acoplador asimétrico con $F=0.2$ y uno simétrico con $F=1$.

4.2.2. Interferómetro multimodal - MMI

El interferómetro multimodal o MMI es un componente utilizado para dividir y/o combinar señales ópticas, basado en el efecto de interferencia y formación de imágenes. En la Figura 4.3(a) se muestra una representación esquemática. En esencia, el MMI consiste en utilizar una estructura donde se propagan una gran cantidad de modos acoplados. Debido a que son modos propios, estos se propagan independientemente entre sí. Cuando un MMI es excitado por una onda incidente, el campo resultante puede expresarse como una combinación lineal de los modos propios. En efecto, aunque no exista un intercambio de energía entre los modos, cada uno se propagan a una velocidad diferente estableciendo un patrón de interferencia a lo largo de la longitud de estructura. Este elemento concede amplias tolerancias dimensionales y mantiene una huella compacta. La mayor

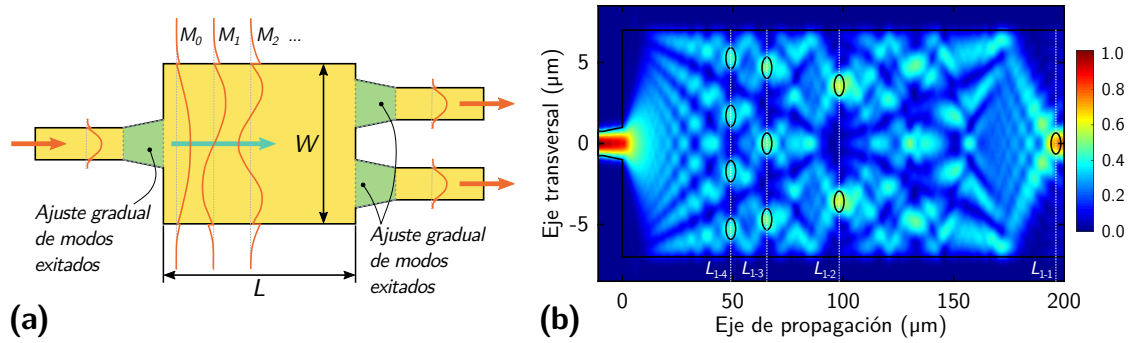


Figura 4.3: Interferómetro multimodal. (a) Representación esquemática de un MMI 1x2. (b) Distribución de campo eléctrico para una estructura MMI de longitud infinita. Observar que la dirección de propagación es de izquierda hacia derecha.

desventaja es la susceptibilidad respecto a la longitud de onda debido a efectos interferométricos en la propagación.

Comúnmente, se utiliza una sección de ajuste gradual de modos en las entradas y salidas para reducir las pérdidas intrínsecas del dispositivo. A estas secciones se las conocen como *linear taper*. El objetivo es minimizar el desacoplamiento de modos, es decir, se optimiza el acoplamiento de modos entre en las regiones multimodo y monomodo.

A fin de poner de manifiesto el comportamiento de este componente, en la Figura 4.3(b) se muestra la distribución de campo eléctrico de un dispositivo multimodo de largo infinito. La longitud de onda es $1.55 \mu\text{m}$. En la entrada se utiliza una guía de onda monomodo de $1.5 \mu\text{m}$ de ancho, un ajuste gradual de $10 \mu\text{m}$ de longitud que finaliza en $2 \mu\text{m}$ de ancho. El puerto de entrada está centrado respecto a la estructura MMI, obteniendo un patrón de interferencia simétrico. Al extender infinitamente la longitud de propagación se observa que para $L_{1-1} \approx 197 \mu\text{m}$ se replica la imagen de la entrada, mientras que para $L_{1-2} \approx 98.5 \mu\text{m}$ se duplica, $L_{1-3} \approx 65.6 \mu\text{m}$ se triplica y $L_{1-4} \approx 49.25 \mu\text{m}$ se cuadruplica la entrada. Notar que el subíndice $1-1$ hace referencia a la condición de una entrada y una salida, $1-2$ una entrada y dos salidas, y así sucesivamente. Las longitudes en cuestión cumplen con la condición $L_{1-N} = L_{1-1}/N$, siendo N la cantidad de imágenes formadas a lo largo del interferómetro. Una forma de calcular de forma aproximada la longitud

donde se replica la imagen de entrada es utilizando siguiente expresión:

$$L_{1-1} \approx \frac{n_{\text{eff}} W^2}{\lambda} \quad (4.5)$$

donde n_{eff} es el índice efectivo y W es el ancho del MMI. Para el ejemplo de la Figura 4.3(b) el índice efectivo es igual a 1.5579, el ancho es 14 μm y la longitud de onda es 1.55 μm . Reemplazando estos valores en la ecuación (4.5) se llega a la misma longitud medida a partir de simulaciones numéricas. Cabe aclarar que esta aproximación es válida cuando la estructura soporta una gran cantidad de modos.

4.2.3. Divisor de potencia en Y

Este componente se utiliza para dividir o combinar luz. La configuración básica es 1x2, una entrada y dos salidas cuando se usa como divisor, o dos entradas y una salida como combinador. En la Figura 4.4(a) se muestra un diagrama esquemático del dispositivo. Los puertos P_2 y P_3 se separan entre sí por una distancia G significativa, con lo cual se mantiene una diafonía despreciable. Esta disposición solo sirve para una configuración 1x2, en el caso que se quiera dividir o combinar más de dos señales ópticas se usa un diseño en cascada. El principio de funcionamiento se sustenta en la interferencia y solapamiento de los modos acoplados. A diferencia del MMI, aquí se excitan e interfieren una poca cantidad de modos. Luego se desvía la luz mediante guías curvadas. El propósito es incrementar la distancia entre los puertos. Un aspecto clave es el diseño de los desviadores, la distancia G y el largo L . Estos determinarán en gran parte las pérdidas y la huella final del dispositivo.

A continuación se analiza el comportamiento de un divisor de potencia equilibrado, sin considerar pérdidas y utilizando estructuras monomodo. La potencia de entrada se divide en partes iguales, un 50% sale por la rama superior y el otro 50% por la inferior. Ambas salidas están en fase. A partir de lo desarrollado hasta el momento resulta intuitivo comprender este desempeño. Sin embargo, si este mismo dispositivo se utiliza para combinar dos señales el comportamiento es diferente. Efectivamente, el dispositivo fracciona la potencia de entrada mediante un proceso de interferencia, por lo tanto, como todo componente fotónico pasivo es bidireccional

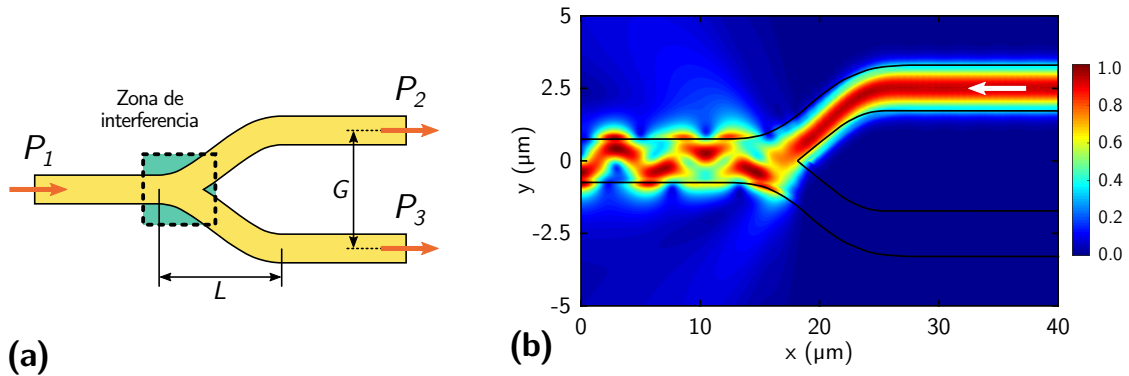


Figura 4.4: Divisor de potencia en Y. (a) Representación esquemática del dispositivo. (b) Distribución de campo eléctrico de un componente en Y utilizado como combinador. Se inyecta el modo fundamental en P_2 . La potencia acoplada al modo fundamental en P_1 es aproximadamente un 50 % del total.

ambas señales se combinarán también por interferencia. Esto quiere decir que cuando se utiliza como combinador, el resultado depende de la fase de las señales de entrada. Para señales en fase la interferencia es constructiva, sino la interferencia es destructiva. Esto mismo sucede con el MMI. En virtud de resumir el comportamiento del dispositivo, en la Tabla 4.1 se muestra la relación de potencia a la salida, según la diferencia de fase $\Delta\Phi$ entre las entradas. Advertir que ante la ausencia de potencia en alguno de los puertos P_2 o P_3 , sólo el 50 % de la energía se combina y acopla al modo fundamental de salida. Este efecto puede apreciarse en la Figura 4.4(b). La geometría utilizada está basada en curvas tipo S con una distancia entre puertos $G=5 \mu\text{m}$ y un largo $L=15 \mu\text{m}$. La longitud de onda de simulación es $1.55 \mu\text{m}$.

Tabla 4.1: Relación de potencias según fase relativa de las entradas.

P_2	P_3	$\Delta\Phi$	P_1
1	0	-	0.5
0	1	-	0.5
0.5	0.5	0	1
0.5	0.5	$\pi/2$	0.5
0.5	0.5	π	0

4.2.4. Interferómetro Mach-Zehnder

El interferómetro Mach-Zehnder es un componente utilizado generalmente como modulador de intensidad en sistemas de comunicaciones ópticas. También es un recurso típico en los sensores fotónicos integrados. Este elemento consiste en dividir una señal de entrada en dos y hacerlas interferir posteriormente. La forma en que se logra es utilizando un divisor en la entrada, seguido de una zona de propagación y finalmente un combinador en la salida. Para dividir y combinar las señales ópticas se emplean alguno de los componentes antes descritos, ya sean acopladores direccionales, interferómetros MMI o dispositivos en Y. Al respecto, en la Figura 4.5 (a) se muestra un bosquejo de un interferómetro Mach-Zehnder basado en acopladores direccionales.

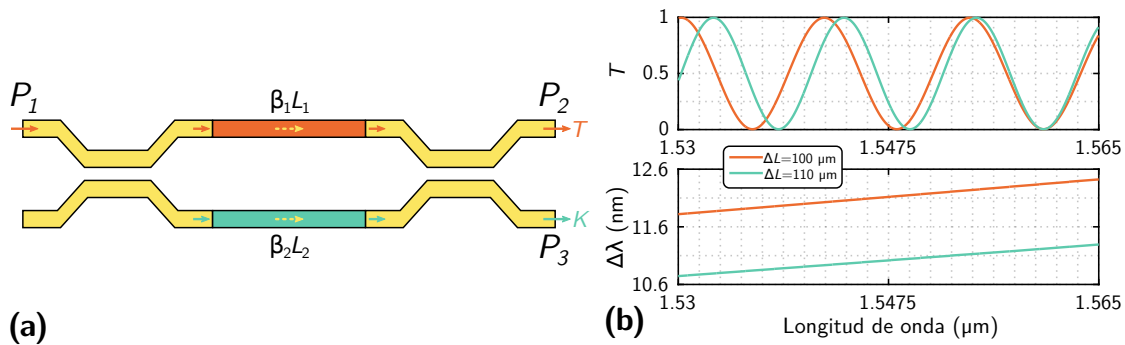


Figura 4.5: Interferómetro Mach-Zehnder. (a) Representación esquemática del dispositivo. (b) Relación de potencia transmitida (superior) y rango espectral libre (inferior) de dos Mach-Zehnder basados en acopladores direccionales equilibrados y simétricos. El rango espectral corresponde a la banda C y las diferencias de caminos utilizadas son $100 \mu\text{m}$ y $110 \mu\text{m}$.

A modo de ejemplo, supongamos una estructura sin pérdidas en donde ambos acopladores son simétricos y las salidas están equilibradas, es decir, el 50% de la intensidad de entrada se extrae por el puerto superior y el otro 50% por el inferior. Considerar que únicamente se inyecta una señal de potencia óptica P_1 , tal como se muestra en la Figura 4.5(a). Esta señal atraviesa el primer acoplador y se divide en dos, ambas se propagan por cada una de las ramas de forma independiente y finalmente se combinan en el segundo acoplador. Como resultado, la relación

de potencias en P_2 y P_3 están dadas por

$$\begin{aligned} T &= \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \\ K &= 1 - T \end{aligned} \quad (4.6)$$

donde $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$, siendo $\phi_i = \beta_i L_i$ la fase acumulada en cada rama. Por lo tanto, de la ecuación (4.6) se observa que las salidas del dispositivo dependen de la diferencia de fase acumulada en cada rama. De aquí se desprenden varias situaciones que pueden ser discutidas. En síntesis, la diferencia de fase se logra ya sea de forma externa, como es el caso de los moduladores de intensidad basados a través del efecto electro-óptico, o bien de forma intrínseca por una diferencia en la trayectoria o la geometría de las guías de onda. Adicionalmente, la diferencia de fase depende de la longitud de onda. La relación de potencias en función de la frecuencia óptica es sinusoidal y al período se lo conoce como rango espectral libre, en inglés *free spectral range*.

Para un dispositivo basado en guías de onda idénticas con iguales constantes de propagación y diferentes trayectorias, el rango espectral libre puede aproximarse como

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{n_g \Delta L} \quad (4.7)$$

donde $\Delta\lambda$ es el rango espectral libre respecto de la longitud de onda, ΔL la diferencia de trayectorias y n_g el índice de grupo definido en la ecuación (3.13).

En virtud de cuantificar el cambio espectral, se pone a prueba un dispositivo con diferentes ΔL . Un dispositivo tiene una diferencia de camino de 100 μm mientras que el otro 110 μm . Los resultados se muestran en las gráficas de la Figura 4.5(b). En la parte superior se muestra la relación de potencia transmitida y en la inferior se ilustra el rango espectral libre. Observar que el rango de longitudes de onda se ajusta a la banda C usada en las comunicaciones ópticas.

4.2.5. Resonador óptico en anillo

Este componente es utilizado para implementar cavidades resonantes. Dentro de las aplicaciones más usuales se pueden destacar filtros frecuenciales, sensores,

moduladores, generación estimulada de luz, entre otras tantas. Básicamente, un resonador óptico en anillo consiste en una estructura donde se divide una señal óptica combinándola, a su vez, con una realimentación de sí misma mediante una guía de onda en forma de anillo. En la Figura 4.6(a) y (b) se muestran las dos configuraciones típicas. Los anillos simples cuentan con una entrada y una salida. Los anillos dobles tienen dos puertos de entrada y dos de salida. Lo interesante de ambas estructuras es que para ciertas longitudes de onda se satisface la condición de interferencia constructiva, en la medida en que para otras longitudes de onda el campo interfiere destructivamente.

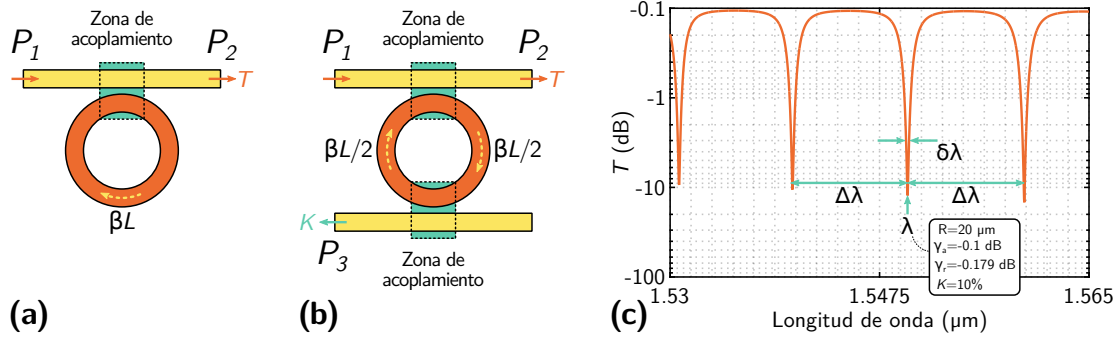


Figura 4.6: Resonador óptico en anillo. Representación esquemática de dos dispositivos: (a) anillo simple y (b) anillo doble. (c) Función de transferencia de un resonador simple de $20 \mu\text{m}$ de radio. Los parámetros del acoplador se suponen constantes y se consideran únicamente las pérdidas por radiación en región curvada.

A continuación se desarrolla un análisis de un anillo simple basado en un acoplador direccional simétrico. Veremos que la transmisión de un resonador óptico en anillo se asemeja a la reflexión de una cavidad Fabry-Perot. Para ello, comenzamos definiendo los coeficientes de reflexión de la estructura como

$$r_1^2 = (1 - \gamma_a)(1 - \gamma_r) \quad (4.8)$$

$$r_2^2 = 1 - K \quad (4.9)$$

donde γ_a es el coeficiente de pérdidas en el acoplador, γ_r es el coeficiente de pérdidas por cada vuelta al anillo y K el coeficiente de potencia acoplada definido en la ecuación (4.2). Observar que el coeficiente de reflexión r_1 está vinculado

únicamente con las pérdidas mientras que r_2 con las características del acoplador. Ambos coeficientes se expresan por simplicidad como una resta a la unidad, ya que así se identifica mejor la energía resonante dentro del anillo. Basándonos en los coeficientes definidos en las ecuaciones (4.8) y (4.9), la función de transferencia de un resonador óptico en anillo puede expresarse como

$$T = (1 - \gamma_a) \frac{(r_1 - r_2)^2 + 4r_1r_2 \sin^2(\phi/2)}{(1 - r_1r_2)^2 + 4r_1r_2 \sin^2(\phi/2)} \quad (4.10)$$

donde $\phi = \beta L$ y corresponde a la fase acumulada por el campo eléctrico por cada vuelta al anillo. Advertir que la longitud es una función del radio del anillo. En conclusión, se puede referir la similitud de la ecuación (4.10) con una cavidad Fabry-Perot asimétrica.

La función de transferencia toma valores máximos y mínimos que están dados por las siguientes relaciones:

$$T_{\max} = (1 - \gamma_a) \frac{(r_1 + r_2)^2}{(1 + r_1r_2)^2} \quad (4.11)$$

$$T_{\min} = (1 - \gamma_a) \frac{(r_1 - r_2)^2}{(1 - r_1r_2)^2} \quad (4.12)$$

Cuando $r_1 = r_2$ la transmitancia mínima es igual a 0. Esta situación es conocida como condición crítica de acoplamiento y se logra cuando las pérdidas coinciden con el coeficiente de transmisión del acoplador. Asimismo, cuando las pérdidas son muy bajas la transmitancia máxima se aproxima a la unidad.

Los parámetros característicos del resonador son el rango espectral libre $\Delta\lambda$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{n_g L} \quad (4.13)$$

y la finesa F

$$F = \frac{\pi\sqrt{r_1r_2}}{1 - r_1r_2} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = Q \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (4.14)$$

donde n_g es el índice de grupo determinado en la ecuación (3.13). Adicionalmente, en la ecuación (4.14) se define el ancho de banda a mitad de altura $\delta\lambda$ y el factor de calidad Q . Este último parámetro describe la fracción de energía almacenada en el resonador sobre la potencia perdida por cada ciclo óptico.

En la Figura 4.6(c) se muestra la respuesta espectral de un resonador óptico en anillo simple de 20 μm de radio en nitruro de silicio basado en un acoplador direccional. Los parámetros del acoplador se suponen constantes para todo el rango espectral. Se utilizó un coeficiente de pérdida en el acoplador de -0.1 dB y un acoplamiento del 10 %. Por otra parte, el coeficiente de pérdidas en el anillo se calculó considerando únicamente las pérdidas por radiación, las cuales dependen de la longitud de onda. A partir de la figura, se puede observar que para la banda C, los modos resonantes están ubicados en 1.5307, 1.5402, 1.5498 y 1.5596 μm . Los parámetros característicos de, por ejemplo, la resonancia centrada en 1.5498 μm son $\Delta\lambda = 9.68$ nm, $\delta\lambda = 0.26$ nm, $F = 37$ y $Q = 5928$.

4.2.6. Redes de Bragg

Una red de Bragg consiste en una guía de onda con un índice efectivo modulado periódicamente. La variación periódica de la estructura produce sucesivos reflejos del campo acoplado, interfiriendo de manera constructiva sólo en una banda estrecha alrededor de una longitud de onda conocida como longitud de onda de Bragg. Para esta condición la señal de entrada se refleja casi por completo, mientras que para el resto de las longitudes de onda la señal es transmitida. En consecuencia, este dispositivo se utiliza en general como filtro pasa banda. Frecuentemente, la manera en que se logra modular el índice efectivo es mediante una variación periódica del ancho o modificando las propiedades del sustrato.

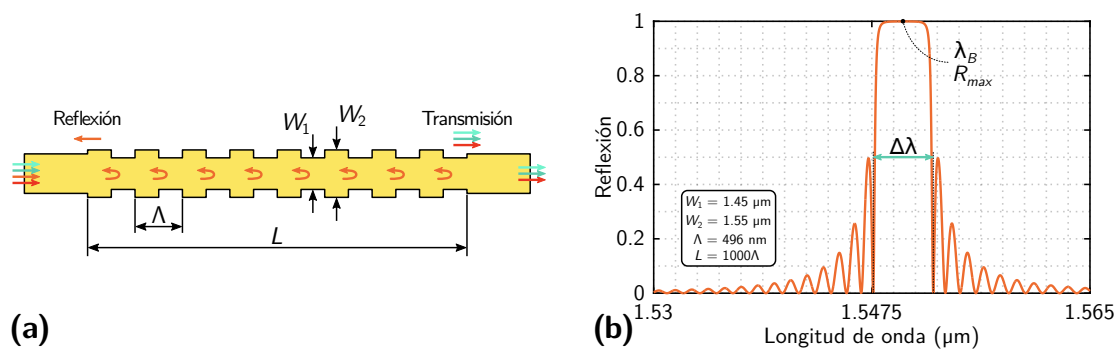


Figura 4.7: Redes de Bragg. (a) Representación esquemática de una red uniforme con una variación de índice escalonada. (b) Espectro de reflexión de una red de Bragg.

La estructura más simple corresponde a una red de Bragg uniforme con una variación de índice escalonada, donde n_1 y n_2 son los índices efectivos de la sección de menor y mayor ancho, respectivamente. En la Figura 4.7(a) se exhibe un esquema de este tipo de configuración. Para esta situación, la longitud de onda de Bragg puede determinarse a partir de

$$\lambda_B = 2\Lambda n \quad (4.15)$$

siendo Λ el período de la red y n el promedio de los índices efectivos. Por otra parte, la reflectividad máxima ubicada en λ_B depende de la longitud total de la red L y el coeficiente de acoplamiento κ

$$R_{\max} = \tanh^2(\kappa L) \quad (4.16)$$

donde $\kappa = 2\Delta n/\lambda_B$ y determina la reflexión por unidad de longitud. Aquí, Δn es la diferencia de los índices efectivos. Por último, cuando se utiliza una estructura con una gran cantidad de períodos, o sea $L \rightarrow \infty$, el ancho de banda presenta un límite inferior según la siguiente relación:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B^2}{n_g (\pi/\kappa)} \quad (4.17)$$

donde n_g es el índice de grupo promedio. Observar que el ancho de banda queda supeditado directamente al coeficiente de acoplamiento.

En la Figura 4.7(b) se pone de manifiesto la reflexión de una red de Bragg sin considerar las pérdidas en nitruro de silicio. Los parámetros geométricos utilizados corresponden a un ancho mayor $W_2 = 1.55 \mu\text{m}$, un ancho menor $W_1 = 1.45 \mu\text{m}$, un período $\Lambda = 496 \text{ nm}$ y un largo total $L = 496 \mu\text{m}$, correspondiente a 1000 períodos. Bajo esta condición $\lambda_B = 1.55 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 3.97 \text{ nm}$ y $R_{\max} \approx 1$.

Referencias

- [46] Amnon Yariv y Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford Univ. Press, 2009.
- [49] Lukas Chrostowski y col. «Design methodologies for silicon photonic integrated circuits». En: *Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits XVI*. Vol. 8989. International Society for Optics y Photonics. 2014, 89890G.
- [50] *Ansys Lumerical*. URL: <https://www.lumerical.com/> (visitado 11-01-2021).
- [51] *Comsol*. URL: <https://www.comsol.com/> (visitado 11-01-2021).
- [52] *Synopsys Rsoft*. URL: <https://www.synopsys.com/photonic-solutions.html> (visitado 11-01-2021).
- [53] *VPIphotonics*. URL: <https://vpiphotonics.com/> (visitado 11-01-2021).
- [54] *Photon Design*. URL: <https://www.photond.com/> (visitado 11-01-2021).
- [55] *WGMODES*. URL: <https://photonics.umd.edu/software/wgmodes/> (visitado 11-01-2021).
- [56] *modesolverpy*. URL: <https://github.com/jtambasco/modesolverpy> (visitado 11-01-2021).
- [57] *EMopt*. URL: <https://github.com/anstmichaels/emopt> (visitado 11-01-2021).
- [58] *meep*. URL: <https://github.com/NanoComp/meep> (visitado 11-01-2021).
- [59] *CAMFR*. URL: <https://github.com/demisjohn/CAMFR> (visitado 11-01-2021).
- [60] Jian-Ming Jin. *The finite element method in electromagnetics*. John Wiley & Sons, 2015.
- [61] Zhaoming Zhu y Thomas G Brown. «Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers». En: *Optics Express* 10.17 (2002), págs. 853-864.
- [62] Stephen D Gedney. «Introduction to the finite-difference time-domain (FDTD) method for electromagnetics». En: *Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics* 6.1 (2011), págs. 1-250.
- [63] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Cambridge, Mass.: Academic Press, 2006.
- [64] Lukas Chrostowski y Michael Hochberg. *Silicon photonics design: from devices to systems*. Cambridge University Press, 2015.

5

Tecnologías de fabricación

Contenido

5.1. Escritura directa por pulsos ultra-cortos	63
5.1.1. Fundamentos y configuración experimental	64
5.1.2. Tipos de guías de ondas	67
5.1.3. Parámetros experimentales	69
5.2. Tecnologías del silicio	70
5.2.1. Procesos y tecnologías fundamentales	70
5.2.2. Fotónica de silicio	75

En este Capítulo se describen las técnicas de fabricación utilizadas en el trabajo de tesis. En particular se hace hincapié en los fundamentos físicos detrás de cada proceso, las configuraciones experimentales y los aspectos tecnológicos. También se abordan los tipos de estructuras fotónicas posibles de implementar con cada tecnología.

5.1. Escritura directa por pulsos ultra-cortos

En 1996, Hirao y sus colaboradores publicaron un artículo demostrando experimentalmente que enfocando pulsos láser ultra-cortos intensos en un sustrato, se pueden generar de forma precisa y localizada, modificaciones permanentes en un material [65]. Este artículo abrió paso a un nuevo campo de investigación y

desarrollo, en efecto, fue ganando madurez a lo largo de los años hasta convertirse en una sólida tecnología en el área del procesamiento de materiales a escala micro y sub-micrométrica. En particular, nosotros nos centramos en el uso de esta técnica aplicada en la fabricación de guías de ondas y estructuras fotónicas integradas.

Las principales ventajas de la escritura directa de guías de onda comparada con otras tecnologías son las siguientes:

- Es una técnica de fabricación directa que no requiere de máscaras. En un solo paso es posible crear dispositivos fotónicos integrados, no requiere de instalaciones complejas y costosas de sala limpia ni la fabricación de máscaras fotolitográficas. Esto permite crear prototipos o producciones a baja escala de forma rápida.
- Se dice que es flexible porque se puede procesar casi cualquier tipo de material y no se limita a un sustrato específico. Se han implementado guías de ondas en vidrios, materiales cristalinos, cerámicas, polímeros orgánicos, etc.
- Es una técnica tridimensional ya que permite definir estructuras fotónicas a diferentes profundidades dentro de un único sustrato.

5.1.1. Fundamentos y configuración experimental

Esta técnica se basa en la ruptura óptica inducida por láser, proceso mediante el cual la energía electromagnética del láser es absorbida por el material, ionizando una gran cantidad de electrones que, a su vez, transfieren energía a la estructura del sustrato. Como resultado se puede modificar las propiedades del material local y permanentemente, por ejemplo, el índice de refracción. A diferencia de lo que sucede al utilizar pulsos más largos, la interacción láser-materia en el régimen de los femtosegundos es de gran interés ya que se logran modificaciones más precisas, en regiones espaciales más reducidas. La razón principal de esto es la escala temporal extremadamente corta de la interacción, haciendo que sea insignificante el acoplamiento térmico de los electrones e iones libres más allá de la zona de interacción.

Los fenómenos de absorción en un material transparente son intrínsecamente no lineales. Para ello, la fuerza del campo eléctrico incidente debe estar en el mismo orden que la fuerza de unión de los últimos electrones con el átomo. Para lograr esto con un único pulso se requieren, además de altas intensidades, un enfoque preciso del haz. Adicionalmente, debido al enfoque y la naturaleza estadística del fenómeno de absorción, esta técnica permite modificar un pequeño volumen dentro de una muestra sin causar daños en la superficie.

Considerando un único pulso, el proceso de interacción se puede dividir en tres regímenes temporales. En una primera instancia, durante el tiempo que dura el pulso, los electrones se excitan absorbiendo una gran cantidad de energía. En esta etapa se combinan fenómenos fundamentales no lineales de fotoionización, como la absorción multifotónica, seguido de una fotoionización lineal por avalancha. La segunda etapa es cuando el pulso láser se ha extinguido, continuando a un estadio de relajación que demora algunas centenas de picosegundos. Por último, luego de algunos microsegundos, la energía absorbida por los electrones se transfiere a la red dejando en su camino modificaciones permanentes del material [66, 67].

El proceso de interacción analizado para un pulso puede extenderse al combinar y repetirse la secuencia de excitación, relajación y modificación, junto con un desplazamiento adecuado de la muestra. De esta manera se pueden inscribir o mecanizar canales con un índice de refracción superior al de su entorno, conformando una guía de onda. Esto es lo que se conoce como escritura directa [68, 69]. La configuración experimental utilizada para llevar a cabo la escritura directa consiste en una fuente láser de pulsos cortos, un sistema óptico para el control de energía, direccionamiento y enfoque del haz, y un sistema motorizado para llevar a cabo el desplazamiento de la muestra. En la Figura 5.1 se muestra un esquema del sistema utilizado.

En particular, en esta tesis se utiliza un sistema láser de femtosegundos de Titanio-Zafiro (Spectra-Physics, USA), compuesto por un oscilador (Tsunami) y un amplificador (Spitfire). Según mediciones, el sistema genera pulsos de 173 fs, a una longitud de onda central 793 nm, con una tasa de repetición 1 kHz y una

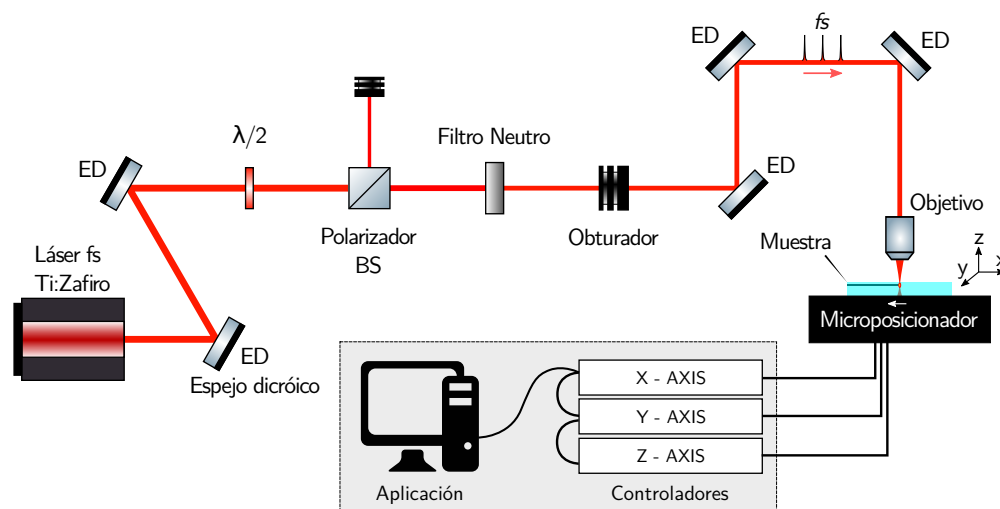


Figura 5.1: Esquema del montaje para la escritura láser y estación de micro-mecanizado.

energía por pulso de 0.5 mJ aproximadamente. Tal como se aprecia en el esquema de la Figura 5.1, la regulación final de la energía se realiza de forma externa y consiste en una lámina de media onda, un beamsplitter/polarizador de haz, y un filtro neutro de 1.3 OD. Mediante este sistema lleva la energía del pulso al orden de los μJ , valores típicos utilizados en la escritura directa [70]. Todos estos elementos se ubican en una sala acondicionada a fin de mantener la estabilidad del sistema láser.

El haz se direcciona a una sala contigua pasando por un obturador que tiene una resolución temporal de 1 ms, una serie de espejos y finalmente, se enfoca en la muestra con un objetivo de microscopio (a definir en cada experimento). La muestra es depositada en una plataforma motorizada compuesta por 3 ejes (Newport, USA). La plataforma está compuesta por tres controladores SMC100CC que comandan dos servomotores UTS50CC (precisión $\pm 1.1 \mu\text{m}$) y uno UZS80CC (precisión $\pm 0.35 \mu\text{m}$) para los dos movimientos horizontales y el vertical, respectivamente. El desplazamiento de la muestra y el obturador son controlados por un software base PC, desarrollado específicamente en lenguaje Python. Esta aplicación permite ejecutar geometrías tridimensionales que previamente se programan en un archivo que contiene las coordenadas a interpolar. Este equipo solo permite movimientos sincronizados bajo un perfil de velocidad del tipo S-gamma. La latencia

de interpolación varía entre 50 y 100 ms, parámetro que define el tiempo que demora el sistema en ejecutar un movimiento luego de finalizado el anterior.

5.1.2. Tipos de guías de ondas

Las guías de ondas fabricadas con esta técnica suelen agruparse en cuatro categorías según la configuración de escritura utilizada, la intensidad del láser y los cambios en el índice de refracción provocados en la muestra [70]. En la Figura 5.2 se muestran las cuatro clasificaciones de forma esquemática. A continuación se detallan los pormenores de cada topología.

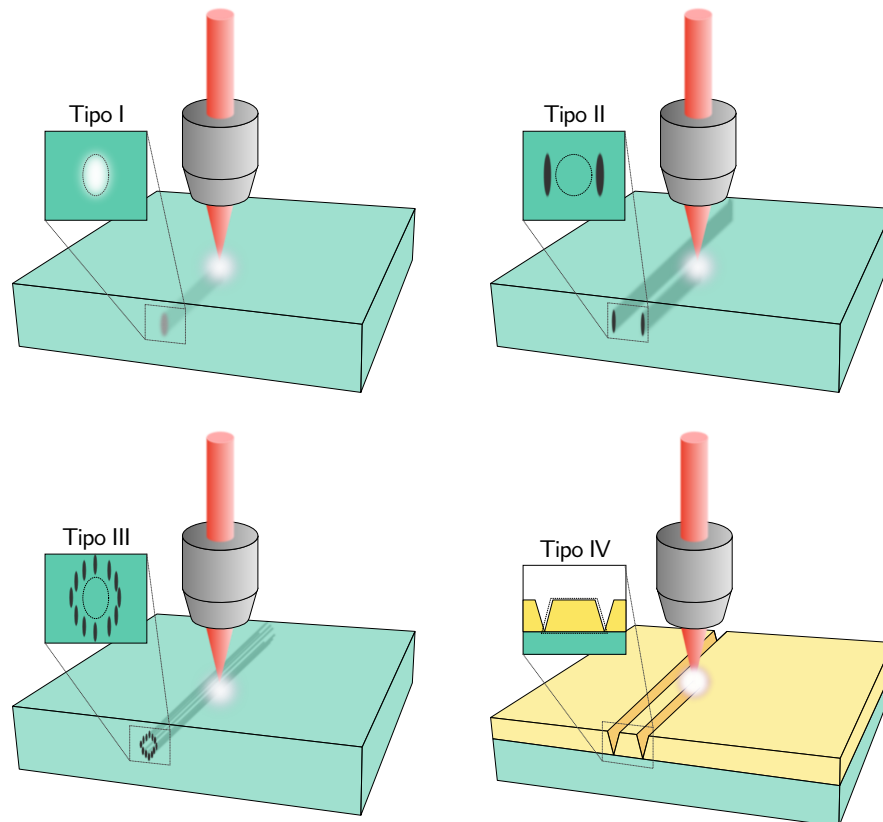


Figura 5.2: Clasificación de guías de onda con escritura directa Tipo I, II, Tipo III y Tipo IV. Las secciones remarcadas con líneas punteadas representan la zona de guiado de las estructuras.

Las guías de ondas Tipo I se ubican dentro de las pistas producidas por láser. En esta configuración se busca inducir un daño débil únicamente en las zonas del volumen focal irradiado, provocando cambios positivos del índice de refracción.

La zona modificada se utiliza como núcleo de la guía. Este tipo de morfología es fácil de realizar en materiales amorfos como los son la mayoría de los vidrios, sin embargo, es más difícil de implementar en cristales. Si bien es un procedimiento simple, directo y muy útil para generar estructuras fotónicas tridimensionales, tienen un inconveniente. Las guías suelen deteriorarse por cambios térmicos abruptos o incluso pueden desaparecer a temperatura ambiente.

Las guías Tipo II se generan en los alrededores de las pistas. En este esquema, el láser provoca un daño severo reduciendo el índice de refracción en la región directamente irradiada. Debido a la expansión estructural producida en el volumen focal, se induce un estrés en las regiones circundantes resultando en un aumento del índice en los alrededores. En general, se utilizan dos pistas paralelas separadas entre sí que forman una región intermedia con un índice mayor. Este tipo de escritura aplicada a cristales ha demostrado ser más ventajosa. Debido a que los daños provocados por el láser forman parte de los alrededores de la guía, y no del núcleo, este tipo de estructuras presentan ciertas ventajas respecto de las Tipo I. El cambio del índice de refracción se pueden controlar fácilmente, son estables a cambios térmicos abruptos, y conservan las propiedades no lineales y de luminiscencia intrínsecas de cada material.

Una guía de onda Tipo III se construye mediante muchas guías Tipo II próximas entre sí, y formando un núcleo de mayor índice que tiene sección transversal casi cerrada. Teóricamente, las pistas pueden disponerse para producir cualquier forma geométrica. Aunque en la práctica, es común utilizar formas circulares ya que ofrecen un buen acoplamiento de potencia óptica entre el chip y las fibras ópticas comerciales. Una característica muy importante es que pueden construirse guías de onda que soportan ambas polarizaciones, siendo atractivo para aplicaciones de conversión de frecuencia o adaptación de fase en cristales no lineales.

Por último, las guías Tipo IV se basan en generar surcos superficiales en una guía de onda plana mediante la extracción de material aprovechando el mecanismo de ablación ultra-rápida. Al producir dos surcos, en el medio queda construida una guía de onda tipo rectangular, similar a las fabricadas con las tecnologías del silicio.

Una condición necesaria es partir de un sustrato que forme una guía de onda plana. El principal inconveniente de este tipo de estructuras es que las paredes laterales son muy rugosas debido al proceso de ablación. Esto introduce muchas pérdidas en los dispositivos y degradan la calidad de la guía de ondas.

5.1.3. Parámetros experimentales

Las modificaciones inducidas en la muestra dependen de los parámetros experimentales y de las propiedades físicas del material. Los parámetros experimentales 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. En general, la formación de guías de onda Tipo II requiere de energías de pulso más elevadas que las de Tipo I. En ambos casos se debe superar una intensidad umbral crítica, la cual difiere según el material. Cuanta mayor sea la diferencia entre la intensidad umbral y la intensidad del láser, mayor será el daño y el largo del track. Las energías típicas para pulsos de 100 fs generados en láseres de Ti:zafiro están en el rango de 0,1 a 1 μ J.

Respecto a las condiciones de enfoque, los parámetros experimentales que se pueden manipular son la apertura numérica y la profundidad de enfoque dentro de la muestra. Estos parámetros determinan la geometría de las regiones modificadas. Para aperturas numéricas grandes se disminuye la longitud de los tracks. En general, se utilizan objetivos de microscopio con aperturas numéricas que van desde 0,3 hasta 0,8.

Otro parámetro experimental muy importante es la velocidad de desplazamiento. La elección de este parámetro, junto con el diámetro del haz en el foco y la tasa de repetición, determinan la cantidad de pulsos que inciden en cada punto de la muestra. Es aconsejable garantizar una gran cantidad de pulsos para suavizar y homogeneizar las zonas de confinamiento de las guías de onda. Sin embargo, debido a que la cantidad de pulsos es inversamente proporcional a la velocidad, existe una decisión de compromiso entre la calidad y el tiempo de procesamiento. Por ejemplo, para una fuente láser con una tasa de repetición de 1 kHz, las velocidades utilizadas

están comúnmente en el orden de las decenas de $\mu\text{m/s}$. Cuando se emplean láseres de alta repetición, la velocidad puede aumentarse hasta las decenas de mm/s .

Finalmente, la longitud de onda central, la tasa de repetición de pulsos y la duración del pulso también influyen en la escritura directa. Sin embargo, son parámetros que, en nuestra configuración experimental, se establecen como constantes. Por lo tanto, haremos hincapié únicamente en los parámetros experimentales descritos en los párrafos anteriores.

5.2. Tecnologías del silicio

La tecnología del silicio abarca una amplia variedad de procesos y técnicas experimentales específicas [71]. El objetivo es crear estructuras compuestas por diferentes materiales a escalas nanométricas. En su forma más básica, los procesos fundamentales de esta tecnología son: la deposición o crecimiento de materiales en un sustrato, la litografía para crear patrones en materiales de sacrificio (en general fotorresina), el grabado irreversible de los patrones y por último, la extracción o decapado de los materiales utilizados como sacrificio.

Si bien la tecnología utilizada en la fotónica integrada es la misma que la empleada en la producción de semiconductores, los procedimientos cambian de una a otra aplicación. Por lo tanto, es conveniente comenzar introduciendo algunos aspectos experimentales a tener en cuenta, así como también los procesos y las tecnologías disponibles. Luego se desarrolla un procedimiento particular utilizado en la fotónica de silicio. En especial, el flujo de procesos representado en la Figura 5.3.

5.2.1. Procesos y tecnologías fundamentales

Salas limpias

Uno de los aspectos más crítico de la tecnología son las condiciones ambientales y los lugares donde se llevan a cabo cada uno de los procesos. Una partícula de unas pocas micras es comparativamente grande con las escalas de fabricación y puede contaminar el producto final con impurezas. Es por eso que se utilizan lo que

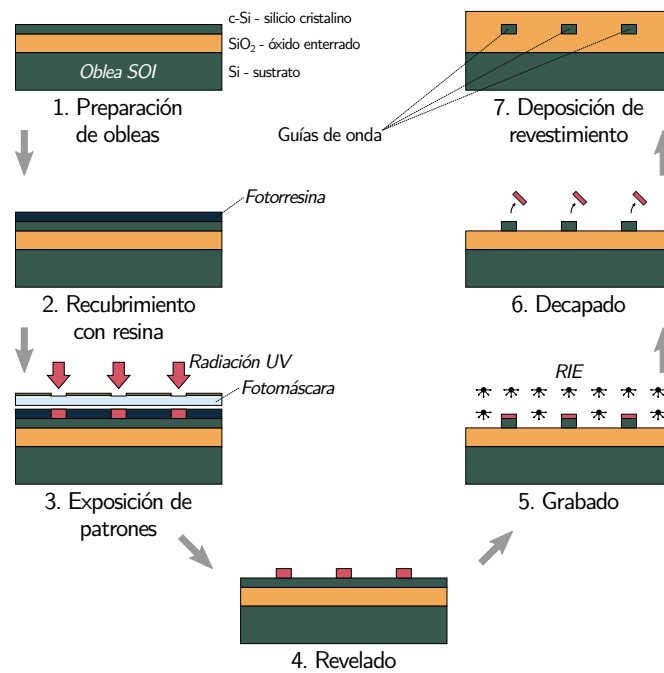


Figura 5.3: Esquema simplificado del flujo de procesos estándar utilizado para la fabricación de guías de onda pasivas del tipo canal utilizando una oblea de SOI.

se conoce como salas limpias, en donde se llevan a cabo todas las operaciones de fabricación. Cabe destacar que operar, mantener y construir este tipo de instalaciones es altamente costoso. Es un espacio diseñado especialmente, todas las superficies son tratadas para evitar la generación de partículas, y además, la cantidad de partículas presentes en el aire se minimiza mediante la recirculación constante de aire limpio [72]. No solo se debe garantizar un buen control de la temperatura, humedad y presión, sino que también todos los elementos utilizados dentro de la sala limpia (muebles, ropa, insumos de librería, etc) deben minimizar la generación de partículas. La fotónica de silicio es compatible con los procesos de fabricación CMOS, los cuales siguen la norma ISO 14.644 y utilizan salas limpias Clase 3. En esta misma línea incluso se deben seguir protocolos y procedimientos estrictos para la limpieza.

Crecimiento de óxido de silicio

Cuando se parte de un sustrato de silicio puro, se debe primero crear la capa de óxido enterrado en la cual posteriormente se depositará el material del núcleo

de las estructuras. En efecto, cuando se parte de esta situación se suele utilizar la técnica de crecimiento mediante la oxidación del sustrato de silicio, aunque también se pueden usar las técnicas de deposición como veremos más adelante. Existen dos técnicas de crecimiento. La primera consiste en oxidar el sustrato de silicio en un horno a temperaturas elevadas (alrededor de los 1100°C). Es proceso lento, no muy práctico en aplicaciones fotónicas, pero el resultado es un óxido de alta calidad. Se lo conoce como oxidación en seco. En el segundo método se depositan moléculas de agua que reducen la temperatura y los tiempos de procesado, a cambio, se logra una calidad inferior. Esta técnica se conoce como oxidación húmeda.

Deposición

La industria de los semiconductores ha desarrollado y optimizado diferentes tipos de técnicas de deposición, que pueden clasificarse de acuerdo al mecanismo o principio en que se basan. A grandes rasgos existen dos tecnología bien establecidas, la deposición química de vapor (CVD) y la deposición física de vapor (PVD).

En CVD se transportan reactivos en fase gaseosa cerca de un sustrato caliente. Estos reactivos se depositan por adsorción sobre la superficie formando una película sólida. Existen tres tipos de procesos CVD, los que se llevan a cabo a presión atmosférica (APCVD), en cámaras a baja presión (LPCVD), o utilizando plasma para mejorar la reacción (PECVD). El APCVD es relativamente simple y se usan bajas temperaturas; el LPCVD ofrece mayor pureza, uniformidad, rendimiento y mejor construcción de geometrías tipo escalón a una temperatura más elevada; y el PECVD ofrece la mismas ventajas del LPCVD a temperaturas más bajas que el APCVD. Esta última tecnología es la preferida para depositar silicio amorfo o policristalino, dióxido de silicio puro o dopado, nitruro de silicio y oxinitruro de silicio de índice ajustado.

En cambio, el PVD consiste en introducir el material a depositar en forma sólida en una cámara al vacío que se evapora por calentamiento, o se lo pulveriza mediante impactos de un haz de electrones o iones de alta energía, o bien por pulverización catódica. Cualquiera de las técnicas mencionadas lo que hace es crear

un flujo de material vaporizado que se condensa sobre el sustrato destino, formando una película de alta pureza y espesor controlado del material objetivo sobre la superficie destino. Esta técnica se usa para depositar materiales que son difíciles de manipular con CVD, como es el caso de aleaciones y óxidos metálicos utilizados en las técnicas de *Lift-Off* que veremos más adelante.

Litografía

El proceso fotolitográfico consiste en transferir y reproducir un diseño o patrón bidimensional en la oblea [73]. Primero, se recubre la oblea con una capa delgada de un material de sacrificio, en general se usa una fotorresina. Esta resina es un polímero fotosensible que tiene la particularidad de cambiar su solubilidad al ser expuesta a radiación, o si es impactada con portadores de carga. Entonces, al hacer irradiar la resina con un patrón definido y de forma controlada, este compuesto cambiará sus propiedades con el diseño patrón utilizado en este paso. Por ejemplo, al proyectar luz ultravioleta a través de una máscara fabricada previamente y montada sobre la oblea, el diseño queda grabado sobre la fotorresina. Lo que le sucede a esta capa de resina es que se somete a un proceso fotoquímico que cambia la solubilidad únicamente en las áreas expuestas para el caso de resinas positivas, a la inversa sucede con las resinas negativas. Comúnmente se requiere de un tratamiento térmico para complementar el proceso fotoquímico. Este proceso litográfico se completa con el revelado, similarmente a las técnicas de impresión de fotografías. Para ello se utiliza un solvente que disuelve selectivamente ciertas zonas de la muestra, dejando a su paso una capa que protege el sustrato con el diseño grabado.

En particular, existen dos técnicas de litografía, la fotolitografía y la litografía con haces de electrones. Nosotros nos enfocaremos a las técnicas fotolitográficas. En esta tecnología se utilizan máscaras que se construyen sobre una oblea de vidrio de cuarzo que tiene una película metálica de cromo. En esta película se desarrollan los patrones a transferir. Para generar los patrones se utiliza comúnmente la técnica de escritura directa con un haz de electrones, o también con fuentes láser ultravioleta. Por otra parte, la deposición de la resina se realiza comúnmente con el método

de centrifugado conocido como *spin-coating*. Este método consiste en verter el producto a depositar en la oblea y hacerla girar a altas revoluciones (≈ 10.000 rpm), resultando en una capa uniforme de resina. Las fotorresinas pueden ser positivas, en donde las regiones expuestas a radiación ultravioleta son las zonas que luego se disuelven, o negativas, que funcionan de forma inversa. Las características de la capa protectora es uno de los parámetros más importantes que se tienen en cuenta en la fotónica de silicio. Las propiedades a tener en cuenta son: la sensibilidad, el contraste, la resistencia al ataque, la rugosidad, la viscosidad y la vida útil. Por ejemplo, en general se desea una alta sensibilidad y una baja resistencia para que el proceso litográfico sea más rápido, sin embargo, a mayor sensibilidad mayor rugosidad y menor control dimensional, lo cual es un problema en aplicaciones fotónicas. Asimismo, el tipo de iluminación ultravioleta utilizada en el curado del polímero depende en gran medida del tipo de resina utilizada. Para la exposición se utilizan lo que se conocen como equipos de alineación de máscaras que son sumamente complejos. Resumidamente, existen tres tipos de posicionamiento de la máscara respecto del sustrato, ya sea por contacto, proximidad o proyección.

Grabado

El grabado consiste en eliminar o reducir el espesor de una capa delgada de un material mediante ataques químicos, físicos o una combinación de ambos. En este paso se hacen efectivos e irreversibles los patrones transferidos durante la litografía. La mayoría de los procesos actuales se realizan en cámaras al vacío que utilizan decapantes en fase gaseosa y en estado plasmático basados en O, F, Cl o Br. Las especies cargadas por el plasma se aceleran por campos eléctricos controlados impactando en el sustrato y provocan una erosión física, conocido como grabado catódico. Las especies reactivas provocan una desorción en forma difusiva en la superficie de los subproductos volátiles, conocido como grabado químico. La tecnología más utilizada se basa en el grabado con iones reactivos (RIE).

Los parámetros más importantes en el grabado son la selectividad de materiales, direccionalidad, transporte de subproductos y la velocidad de grabado, los cuales

determinan la verticalidad y rugosidad de las paredes, la uniformidad y la eficiencia del proceso. De forma genérica, se desea un grabado direccional para copiar fielmente las dimensiones del patrón transferido en la litografía. Por este motivo la velocidad de grabado en el sentido perpendicular a la superficie debe ser rápida e insignificante en cualquier otra dirección. La selectividad es importante a la hora de garantizar un buen grabado en todo el sustrato sin afectar a la capa subyacente. La remoción y el movimiento de los subproductos es importante para mantener una buena relación de aspecto de la altura y el ancho de los surcos grabados en toda la oblea.

Lift-Off

Otro proceso aditivo utilizado en la fotónica de silicio es el *Lift-Off*. En este proceso se deposita un material metálico mediante PVD sobre un patrón transferido previamente en una resina protectora. Al sumergir la oblea en un solvente se extrae únicamente la resina y con ella se remueve también la capa de metal que estaba en contacto con la misma. Sin embargo, las regiones de la deposición metálica que estaban en contacto directo con la superficie del sustrato permanecen adheridas. De esta manera se generan los calentadores y contactos metálicos.

5.2.2. Fotónica de silicio

Es hora de retomar el esquema dispuesto en la Figura 5.3, al inicio de esta sección. Este procedimiento es utilizado en la fabricación de dispositivos fotónicos pasivos basados en silicio sobre aislante (SOI) [74]. La idea detrás del ejemplo es describir el flujo de procesos y las tecnologías utilizadas en base a lo desarrollado en los párrafos anteriores. Notar que el enfoque puede extenderse y sirve como precursor para comprender la estrategia usada en la fabricación de dispositivos ópticos integrados con la tecnología del silicio.

Aquí se parte de una oblea SOI comprada, que tiene silicio cristalino c-Si en la capa superior y es donde se desarrollarán los dispositivos. Observar que en la Figura 5.3 se expone el esquema que describe de forma simplificada el flujo de

procesos a seguir en este ejemplo. Veamos entonces cómo se implementan las técnicas y procesos de la tecnología del silicio, aplicadas a la fotónica integrada.

A continuación se detalla el flujo de procesos a seguir:

1. Preparación de obleas. Se limpian las obleas con acetona, metanol, isopropanol, plasma de oxígeno u otro tipo de procedimiento. Luego se secan y se aplica hexametildisilazano (HMDS) para mejorar la adhesión de la resina y, en algunos casos, se deposita un recubrimiento antirreflectante.
2. Recubrimiento con resina. Primero se recubre la oblea con fotorresina mediante *spin-coating* y luego se realiza un recocido. Esta es la parte más sensible, el tipo de resina utilizada, el espesor y el recocido determinan en gran medida la calidad de las estructuras generadas.
3. Exposición de patrones. Se expone la oblea a radiación ultravioleta a través de una máscara que contiene los patrones. Luego, se somete un horneado para mejorar y/o finalizar el proceso químico que hace más soluble a la resina, así como también mejora la adhesión y reduce la rugosidad del proceso.
4. Revelado. Se sumerge la oblea en un solvente durante un tiempo a temperatura controlada. En muchos casos, se termina este proceso con un último horneado y una limpieza suave mediante plasma de oxígeno, evitando dañar la capa de resina que ha quedado.
5. Grabado. La oblea se somete a un procedimiento irreversible de grabado mediante RIE. Existen técnicas avanzadas y optimizadas basadas en recetas que incluyen muchos pasos en la grabación.
6. Decapado. La capa de resina que ha quedado en la oblea es eliminada con solventes y/o una exposición con plasma de oxígeno.
7. Deposición de revestimiento. Finalmente, se deposita por CVD una capa de SiO_2 que protege las estructuras generadas en la capa de silicio.

Referencias

- [65] K. M. Davis y col. «Writing waveguides in glass with a femtosecond laser». En: *Opt. Lett.* 21.21 (nov. de 1996), págs. 1729-1731. URL: <https://doi.org/10.1364/OL.21.001729>.
- [66] Dezhi Tan y col. «Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications». En: *Prog. Mater. Sci.* 76 (2016), págs. 154-228.
- [67] Katherine C Phillips y col. «Ultrafast laser processing of materials: a review». En: *Adv. Opt. Photonics* 7.4 (2015), págs. 684-712.
- [68] Roberto Osellame, Giulio Cerullo y Roberta Ramponi, eds. *Femtosecond Laser Micromachining*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-23366-1>.
- [69] 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/nphoton.2008.47>.
- [70] 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/lpor.201300025>.
- [71] Laurent Vivien y Lorenzo Pavesi. *Handbook of silicon photonics*. Taylor & Francis, 2016.
- [72] William Whyte. *Cleanroom technology: fundamentals of design, testing and operation*. John Wiley & Sons, 2010.
- [73] L Jay Guo. «Nanoimprint lithography: methods and material requirements». En: *Advanced materials* 19.4 (2007), págs. 495-513.
- [74] Graham T Reed y Andrew P Knights. *Silicon photonics: an introduction*. John Wiley & Sons, 2004.

Parte II

Resultados

6

Divisores de potencia con escritura directa

Contenido

6.1. Introducción	82
6.2. Estudio cinemático de la escritura directa	83
6.2.1. Análisis de la fluencia de escritura	84
6.3. Acoplamiento coherente en dispositivos fotónicos	89
6.3.1. Diseño y modelado de divisores de potencia 1x2	91
6.4. Fabricación y caracterización	92

En este capítulo presentamos un estudio, diseño y caracterización de un divisor de potencia, basado en guías de onda tipo II y fabricado por escritura directa. Se parte de un análisis de las variables del proceso de escritura de las cuales establecemos los criterios de diseño. Luego se propone un tipo de dispositivo basado en la teoría de acoplamiento coherente que optimizamos mediante simulaciones numéricas. El dispositivo fotónico es implementado en un sustrato de LiNbO_3 corte X. Por último, verificamos que el divisor de potencia propuesto es compacto y presenta bajas pérdidas.

6.1. Introducción

Las guías de onda tipo II se basan en un aumento del índice de refracción en las zonas vecinas donde se irradia con pulsos láser de femtosegundos. Específicamente, como resultado de la interacción se inducen cambios negativos del índice de refracción en la región directamente irradiada, provocando una expansión de la red cristalina en el volumen focal y un aumento del índice en las zonas cercanas a través de efectos inducidos por el estrés [75]. En general, se construyen mediante dos pistas paralelas de índice modificado, separadas entre si por una cierta distancia que, en conjunto, conforman los límites del núcleo donde se confinará la luz. Estas guías tienen un mejor desempeño y son más estables desde el punto de vista térmico que otros tipos de estructuras generadas por escritura directa. Muchos autores han reportado cómo influyen las variables de proceso en las características de las guías de onda para diferentes materiales. En especial, la frecuencia de repetición y velocidad de desplazamiento son los parámetros cinemáticos y están asociados a efectos acumulativos de energía y relajación térmica, los cuales definen en gran medida la calidad de la escritura [66, 67, 70]. Es importante entonces, tener conocimiento de la precisión mecánica y las incertidumbres asociadas al desplazamiento durante la escritura directa.

El desplazamiento de la muestra depende de los motores y controladores utilizados. Existen diferentes tipos de estaciones de micromecanizado. En la actualidad, los equipos se basan en el control de un perfil de velocidad alcanzando movimientos suaves, rápidos y precisos. Sin embargo, las trayectorias dependen del tipo de controlador. Los sistemas más simples ejecutan movimientos sincronizados punto a punto conocido como interpolación lineal. Los sistemas más avanzados puede seguir una trayectoria no lineal o diferenciable formadas por múltiples puntos [76, 77]. Los equipos que se basan en la interpolación lineal efectúan movimientos en línea recta, uno a continuación del otro, en consecuencia, la velocidad no es constante. Este tipo de desplazamiento influye significativamente en la dinámica del proceso

de escritura y, por lo tanto, es importante considerar este fenómeno a la hora de fabricar dispositivos para aplicaciones fotónicas [78, 79].

6.2. Estudio cinemático de la escritura directa

Como se dijo, las limitaciones en el desplazamiento de la muestra pueden afectar drásticamente la calidad del dispositivo fabricado, tal es así que previo al diseño de un dispositivo fotónico integrado se deben conocer en profundidad ciertas características de los accionamientos. En líneas generales, existen tres parámetros a tener en cuenta en este sentido: la incertidumbre en la posición, los tipos de movimientos permitidos y el perfil cinemático. En la Figura 6.1 se muestra la respuesta cinemática de la plataforma de desplazamiento utilizada ante una interpolación entre tres puntos a los cuales denominamos como \mathbf{X}_1 , \mathbf{X}_2 y \mathbf{X}_3 . En este esquema, la función $\mathbf{x}(t)$ son las variaciones temporales de la posición y $\mathbf{v}(t)$ la velocidad. Los parámetros a configurar para ejecutar cada uno de los movimientos quedan determinados por la coordenada espacial \mathbf{X} , la velocidad \mathbf{V} , la aceleración \mathbf{A} y el tiempo de sobre aceleración o jerk \mathbf{t}_j . Como se observa en la Figura 6.1, se pueden definir tres intervalos temporales según el comportamiento de la función de velocidad: t_{AB} es el intervalo temporal donde la derivada de la velocidad es distinta de cero, es decir, cuando el sistema está acelerando o frenando; t_{CV} es el momento donde el sistema se desplaza a velocidad constante; y t_L es el tiempo de latencia [80].

Para mantener una escritura estable se desea que las variables del proceso durante la escritura sean constantes, es decir, que la duración y energía del pulso, las características del foco, la frecuencia de repetición y la velocidad de desplazamiento sean las mismas en todo instante del tiempo. Analizando lo visto hasta el momento, se puede observar que los accionamientos utilizados imponen una limitación dinámica en el desplazamiento debido a que la plataforma motorizada de maquinado no nos permite interpolar a velocidad constante. En este sentido, existe un compromiso entre la cantidad de puntos de interpolación y la velocidad del accionamiento. El tiempo de aceleración y frenado se puede minimizar aumentando la constante de aceleración,

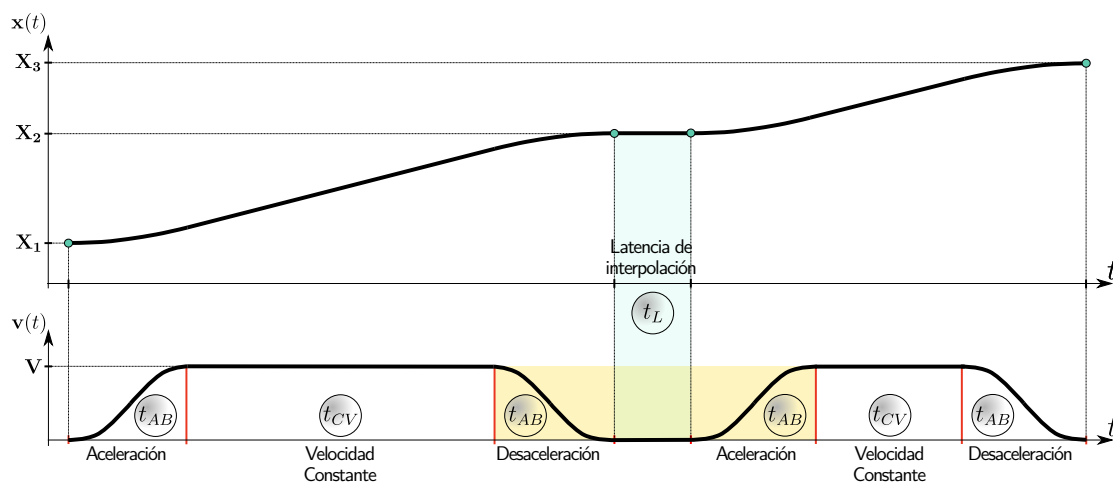


Figura 6.1: Perfil cinemático de los desplazamientos. Relación entre la posición $x(t)$, la velocidad $v(t)$ e intervalos temporales.

sin embargo el valor máximo está limitado por el tiempo de sobre aceleración (t_j , parámetro que se preestablecido a partir de la configuración recomendada por el fabricante a fin de evitar daños del sistema mecánico) y el parámetro de configuración de velocidad. De hecho, la aceleración queda definida como $\mathbf{A} = \mathbf{V}/t_j$, donde la única variable cinemática que puede configurarse es la velocidad \mathbf{V} . Para profundizar en este aspecto, a continuación se analiza la relación entre la cinemática de desplazamiento y la fluencia de escritura.

6.2.1. Análisis de la fluencia de escritura

Desde el punto de vista cinemático la escritura directa se basa en la combinación de un desplazamiento espacial y pulsos emitidos cada un período $\tau = 1/f$ donde f la frecuencia de repetición de pulsos, obteniendo así una secuencia de pulsos incidentes separados por una distancia que depende de la cinemática del propio desplazamiento de la muestra. Como el ancho temporal del pulso es extremadamente pequeño comparado con la dinámica del movimiento, cada pulso puede ser representado como un punto en el espacio de las trayectorias. En este sentido, en la Figura 6.2 se muestra un esquema que intenta describir la situación en un desplazamiento que va desde un punto \mathbf{X}_0 hasta otro punto \mathbf{X}_1 . Como se puede apreciar los pulsos

en el intervalo de tiempo t_{CV} están equidistantes mientras que en los intervalos t_{AB} siguen una relación cúbica [76, 77]. Las coordenadas cartesianas de cada pulso pueden expresarse a partir de la discretización de la trayectoria $\mathbf{x}(t)$ en $\mathbf{x}[n]$:

$$\mathbf{x}[n] = \mathbf{x}(k\tau), \forall k \in \mathbb{N} : k = \{0, 1, 2, 3, \dots, K\} \quad (6.1)$$

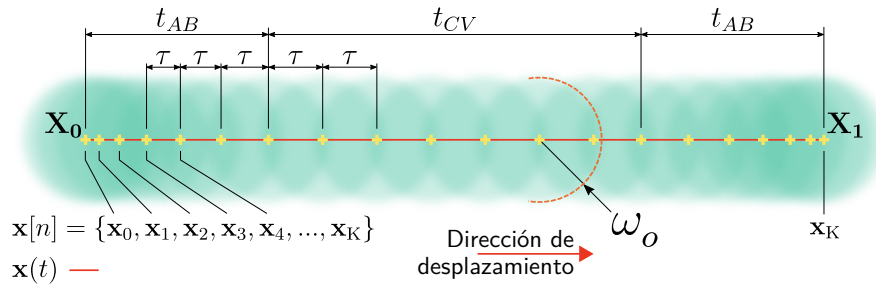


Figura 6.2: Esquema del desplazamiento y discretización de los pulsos cada un período τ . Se acota los tiempos de aceleración, desaceleración y velocidad constante (ver Figura 6.1).

Por otro lado, despreciando las aberraciones de la lente y los efectos de propagación no lineal en el dieléctrico, el punto de escritura o spot tiene una área que depende de las características de enfoque. El perfil espacial de intensidades se puede aproximar mediante la ecuación de onda paraxial y la óptica gaussiana. El punto está ubicado en la distancia focal del objetivo de microscopio y su radio es ω_o , es decir, la cintura del haz. Si bien el haz tiene una distribución espacial de intensidades gaussiana, para los propósitos prácticos de este estudio basta con asumir una distribución constante de energía E , ya que nos interesa describir la fluencia desde una perspectiva macroscópica. Por lo tanto, podemos considerar que la distribución de intensidad dentro del área del spot es constante.

Se sabe que a bajas frecuencias de pulsos, como en nuestro caso 1 kHz, las modificaciones generadas en el sustrato son independientes entre sí, es decir, los efectos de difusión térmica son despreciables. Por lo tanto una guía de onda se conforma mediante una superposición de pulsos en un área (ver Figura 6.3). Como la separación entre dos pulsos adyacentes depende de la velocidad del desplazamiento, se observa que cada punto que interpola la plataforma motorizada impone una

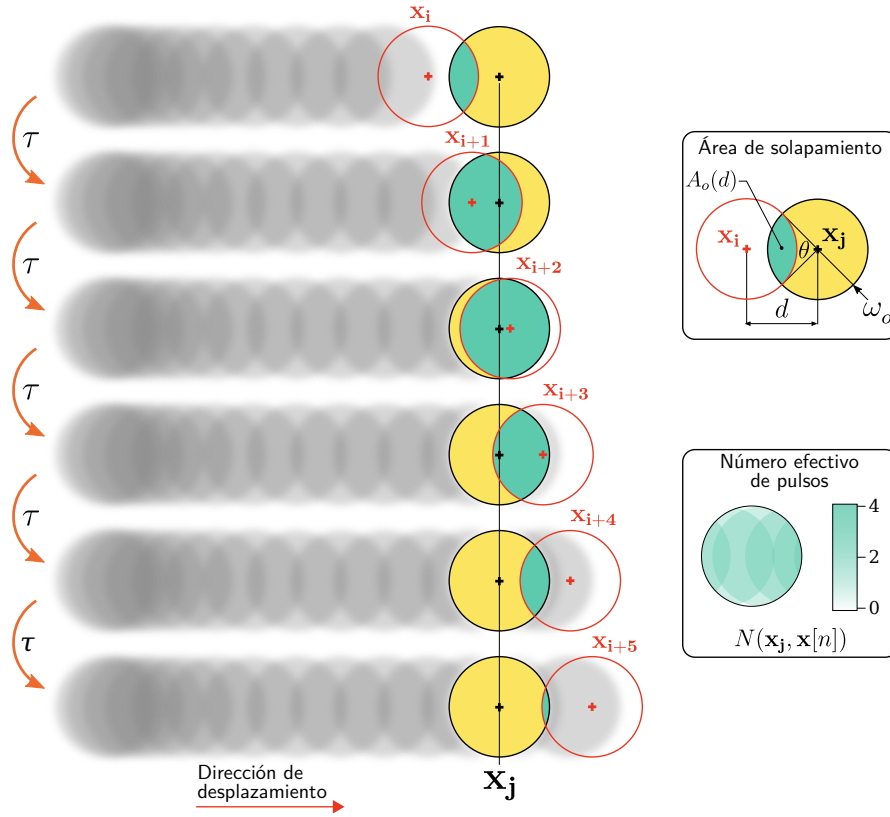


Figura 6.3: Esquema temporal de los pulsos incidentes (izquierda), área de solapamiento (recuadro superior derecho) y número efectivo de pulsos (recuadro inferior derecho). En cada período τ se evalúa el área de solapamiento en la posición \mathbf{x}_j . Notar que el número efectivo de pulsos es el promedio del área de solapamiento total respecto del área del spot.

variación en la superposición de pulsos. Para cuantificar este comportamiento se define el *número efectivo de pulsos*:

$$N(\mathbf{x}_j, \mathbf{x}[n]) = \sum_{i=0}^K \frac{A_o(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}[n]|)}{\pi\omega_o^2} \quad (6.2)$$

donde \mathbf{x}_j es el punto en el espacio de las trayectorias a evaluar y $A_o(|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}[n]|)$ el área de solapamiento entre dos pulsos consecutivos. El área se puede calcular como la región de intersección entre dos circunferencias de radio ω_o ubicadas a una distancia $|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}[n]|$

$$A_o(d) = \omega_o^2 [\theta(d) - \sin(\theta(d))] \quad (6.3)$$

donde $\theta(d)$ es el ángulo que se forma en la intersección y d es la distancia entre

centros, que puede expresarse como

$$\theta(d) = 2 \arccos \left(\frac{|d|}{2\omega_o} \right), \forall d \in \mathbb{R} : |d| < 2\omega_o \quad (6.4)$$

En la Figura 6.3 se ilustra un esquema que describe el enunciado de la ecuación (6.2) para diferentes tiempos y la ecuación (6.1) para diferentes posiciones. Además, en la parte derecha de la figura se esboza el área de solapamiento descrita en las ecuaciones (6.3) y (6.4).

La fluencia de escritura es la energía incidente por unidad de área que, considerando el efecto del solapamiento de pulsos, puede expresarse como

$$F(\mathbf{x}_j) = \frac{E}{\pi\omega_o^2} N(\mathbf{x}_j, \mathbf{x}[n]) \quad (6.5)$$

donde $E/\pi\omega_o^2$ es la fluencia aportada por cada pulso. A partir de la ecuación (6.3) se observa que $F(\mathbf{x}_j)$ es proporcional al número efectivo de pulsos por spot y que, por lo tanto, es un parámetro que depende directamente de la cinemática del proceso de escritura.

En este sentido, en la Figura 6.4 se evalúa y pone a prueba la fluencia de escritura para diferentes situaciones. Para este análisis se utilizan desplazamientos que van desde \mathbf{X}_0 hasta \mathbf{X}_1 con $30 \mu\text{m} < |\mathbf{X}_0 - \mathbf{X}_1| < 5 \text{ cm}$. A su vez, se emplean tres velocidades distintas, a saber, 50, 100 y 150 $\mu\text{m/s}$ y para un tiempo de jerk igual a 0.04 s las aceleraciones son 1250, 2500 y 3750 $\mu\text{m/s}^2$, respectivamente. Los parámetros preestablecidos del proceso son: energía de pulso $E = 0.7 \mu\text{J}$, radio de spot $\omega_o = 1.6 \mu\text{m}$ y el período $\tau = 1 \text{ ms}$. En la figura se muestra la fluencia de escritura promedio y el error relativo en función de la distancia entre los puntos de inicio y fin de los movimientos. Por un lado, se observa claramente que la variación de la fluencia (σ/\bar{F}) decrece con la distancia de desplazamiento y aumenta con la velocidad, mientras que la fluencia promedio de escritura (\bar{F}) tiene un comportamiento inversamente proporcional tanto con la distancia como para la velocidad.

En conclusión, para minimizar la variación de la fluencia de escritura es necesario aumentar la distancia entre los puntos de interpolación. ¿Cómo afecta esta condición

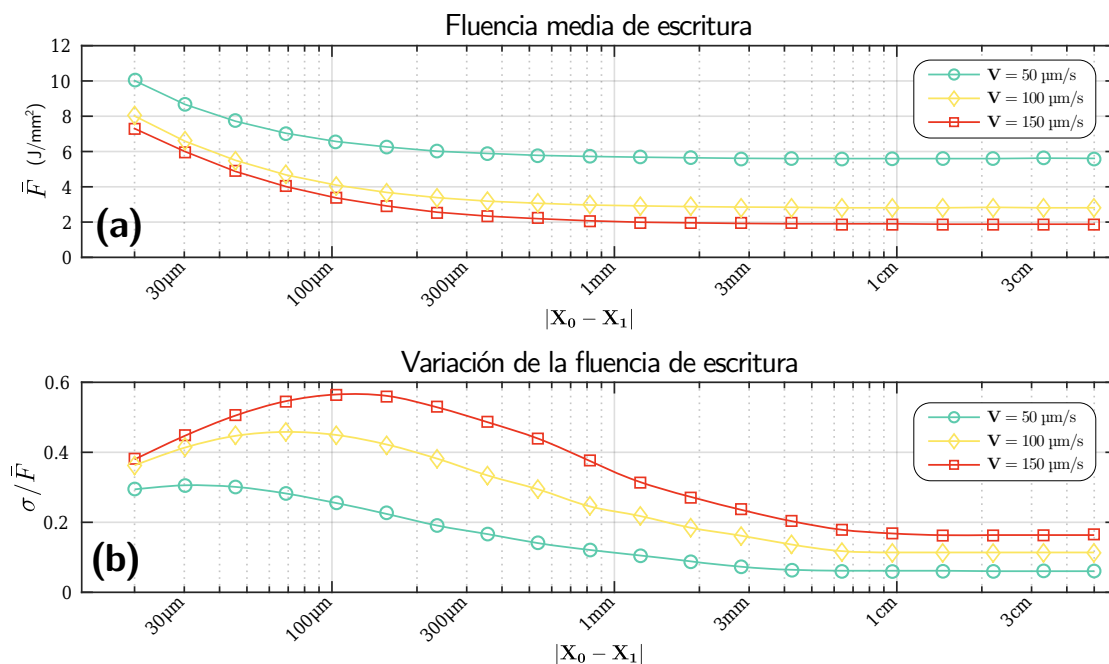


Figura 6.4: Variación de la fluencia de escritura para diferentes velocidades y distancias interpoladas. Fluencia media de escritura (a). Error relativo o variación de la fluencia de escritura (b).

al diseño de los dispositivos fotónicos? Veamos un ejemplo. En un divisor de potencia en Y es común utilizar geometrías curvas, las cuales pueden estar basadas en curvas senoidales, polinomiales o circulares. Como se vio anteriormente, con la plataforma de desplazamiento usada en esta tesis, estas trayectorias solo podrían ser aproximadas mediante pequeños tramos rectos contiguos. Por lo tanto, cuanto menor sea la distancia de esos tramos mejor será el acercamiento a la curva, es decir, será menor el error de la aproximación por tramos. Entonces, aquí es donde nos encontramos con una decisión de compromiso a la hora de pensar el diseño, o bien se reduce el error de la aproximación incrementando la cantidad de puntos de interpolación o se disminuye el error en la fluencia de escritura aumentando la distancia de los tramos rectos. En la siguiente sección se propone un diseño que reduce la cantidad de interpolaciones a partir de la teoría de acoplamiento coherente [81].

6.3. Acoplamiento coherente en dispositivos fotónicos

El acoplamiento coherente es una técnica que permite desviar la luz utilizando pequeñas guías de ondas rectas con una flexión abrupta en cada tramo. En varios trabajos ya se han reportado desviadores y divisores ópticos con bajas pérdidas por curvatura, compactos y eficientes comparados con otro tipo de geometrías. En 1974 Taylor mostró que las pérdidas por curvatura es una función oscilatoria que depende fuertemente de la longitud de los tramos, debido al acoplamiento entre los modos guiados y radiados [82]. Físicamente, luz que se desacopla en una curva puede ser acoplada nuevamente en una curva subsiguiente si la diferencia entre la fase de los modos (guiados y no guiados) es un múltiplo impar de π . A lo largo de la década de 1980 Jhonson et al. han demostrado que optimizando la longitud de las rectas se reduce en gran medida las pérdidas por curvas [83]. En el año 2002 Su y Wang presentaron un diseño simplificado del acoplamiento coherente, desarrollaron geometrías aún más compactas y con menores pérdidas que sus precedentes [84]. La innovación se basó en eliminar la variación de fase del frente de onda en cada curvatura por medio del cambio del ángulo entre cada tramo. A partir de estos resultados, en el año 2003 Hsu et al. propusieron un divisor de potencia 1x2 en ramificación “Y” de bajas pérdidas, compacto y poco sensible a variaciones en la longitud de onda [81]. Por lo tanto, haremos uso de este diseño ya que nos permite disminuir la cantidad de puntos de interpolación y así reducir el error en la fluencia de escritura, además de ser más compacto y eficiente que diseños con curvaturas radiales, senoidales o polinomiales.

En la Figura 6.5(a) se muestra un diagrama del dispositivo propuesto (CCS). Está formado por una guía de onda recta de entrada de 1 mm, una estructura de ramificación y dos guías de ondas rectas de salida de 1 mm de largo. La desviación es simétrica y se realiza a través de una secuencia de cinco segmentos rectos con ángulos φ , 3φ , 4φ , 3φ y φ . Los parámetros por optimizar son L_1 y φ . La separación entre las salidas se establece en $X_{OFF} = 200 \mu\text{m}$ y la longitud L_2 queda en función de L_1 y φ .

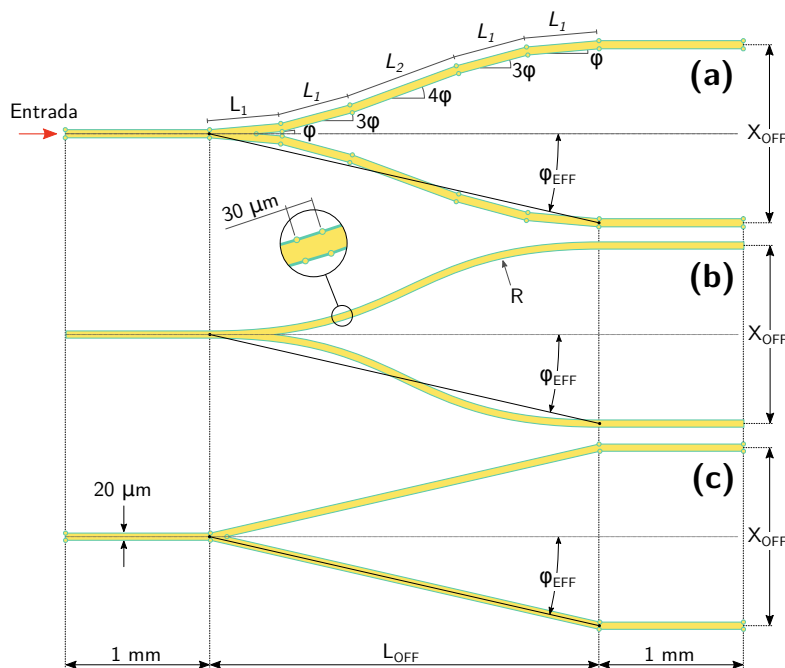


Figura 6.5: Diseño y dimensiones de los divisores de potencia. Divisor basado en el acoplamiento coherente CCS (a). Divisor basado en curvas (b). Divisor basado en guías rectas (c).

El dispositivo diseñado se compara con dos tipos de divisores de potencia que poseen el mismo ángulo efectivo de desvío, pero, con otro tipo de geometría. El primero es el divisor curvo de la Figura 6.5(b), este es un circuito donde la desviación de la luz se logra a partir de dos arcos tangentes que une la entrada con las dos salidas. Las curvas se dividen en pequeños trayectos lineales de $30\ \mu\text{m}$ de longitud que incrementa el error relativo en la fluencia de escritura. El segundo es un divisor recto, donde la entrada y las salidas se unen mediante guías rectas con un ángulo de flexión igual al ángulo efectivo ϕ_{EFF} , como se muestra en la Figura 6.5(c). Aquí se maximiza la distancia entre puntos de interpolación y se disminuye el error relativo en la fluencia de escritura. En consecuencia, se experimenta con tres divisores de potencia óptica, cada uno con una calidad diferente: el divisor curvo reduce el error en la aproximación de las curvas incrementando el número de puntos de interpolación, el divisor recto disminuye el error en la fluencia de escritura aumentando la distancia de los tramos rectos, mientras que el divisor CCS

es un híbrido entre ambos. Tanto el divisor curvo como el recto son dispositivos ampliamente utilizados en la óptica integrada, no así el divisor CCS.

6.3.1. Diseño y modelado de divisores de potencia 1x2

Para optimizar el diseño propuesto se realizan múltiples simulaciones numéricas con el método de propagación del haz (ver descripción en 4.1.2). En particular, se utiliza la herramienta BeamProp del software de cálculo comercial RSoft [85]. La distribución de índice se basa en los modelos de guías de onda tipo II inscritas en niobato de litio [86, 87]. La longitud de onda utilizada es 980 nm. El procedimiento de diseño consiste en variar el ángulo φ desde 0.2° hasta 0.8° y la longitud del tramo L_1 desde $200 \mu\text{m}$ hasta 3.5 mm . La longitud L_2 se ajusta para que la separación entre ramas sea de $200 \mu\text{m}$. En la Figura 6.6(a) se muestran los resultados de las simulaciones, se puede observar que las pérdidas tienen un comportamiento oscilatorio tal como predice la teoría del acoplamiento coherente.

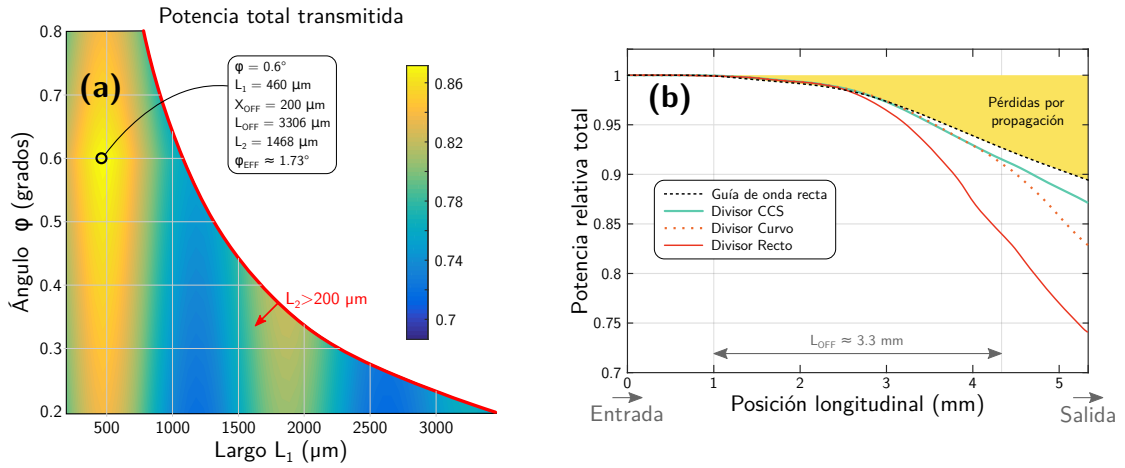


Figura 6.6: Resultados de las simulaciones de los dispositivos diseñados. Potencia total transmitida para diferentes parámetros de diseño (a). Potencia relativa total en función de la posición longitudinal (b).

El máximo de transmisión se obtiene con $L_1 = 460 \mu\text{m}$ y $\varphi = 0.6^\circ$. Para esta configuración L_2 es $1468 \mu\text{m}$, $X_{OFF} = 200 \mu\text{m}$, $L_{OFF} = 3306 \mu\text{m}$ y $\varphi_{EFF} = 1.73^\circ$. El hecho de que el segmento central L_2 sea mucho mayor a las longitudes de acoplamiento L_1 favorece al acoplamiento coherente a la salida. El dispositivo

optimizado es compacto ya que las pérdidas se minimizan con valores de ángulos relativamente grandes y longitudes de acoplamiento L_1 pequeñas.

Una vez optimizada la geometría CCS se procede a simular el otro tipo de estructuras a fin de comparar la potencia transmitida a lo largo de cada una. Adicionalmente, simulamos una guía de onda recta del mismo largo. Para la desviación basada en curvas usamos un radio de 27.3 mm que verifica la condición de bajas pérdidas por curvatura reportadas en la literatura [88]. Las pérdidas de la geometría basada en desviaciones rectas son significativamente mayores debido a la flexión abrupta de 1.73° [89]. Los resultados de las simulaciones se muestran en la Figura 6.6(b). El área sombreada en color amarillo manifiesta las pérdidas por propagación, así pues la separación respecto de este tipo de pérdidas corresponden a las pérdidas adicionales. Resulta interesante analizar la diferencia entre las pendientes y el punto de inflexión. Se aprecia que la geometría basada en curvas se separa hacia el final del dispositivo, mientras que el divisor recto se separa de las pérdidas por propagación desde el inicio. Notar que la pendiente negativa de la guía recta tiene una constante de pérdida de 1.44 dB/cm, típica de las guías de onda tipo II [70].

6.4. Fabricación y caracterización

Se fabricaron cinco muestras de cada tipo de divisor de potencia propuesto, incluyendo las guías rectas para comparar su desempeño. Para la escritura directa se utiliza una energía del pulso de $0.7 \mu\text{J}$, un objetivo de microscopio de 20x (NA 0.4) y el haz se enfoca a $200 \mu\text{m}$ por debajo de la superficie del niobato de litio. La velocidad de escritura utilizada en todos los casos fue de $50 \mu\text{m/s}$.

Previamente a la escritura se preparan las muestras. Para ello se cortan cinco muestras a medida con un disco diamantado, luego se emparejan los cantos con lijas número 180, 360, 500, 600 y 1000, y finalmente se pulen los cantos con pastas de pulir de grosor 30, 15, 9, 6, 3 y $1 \mu\text{m}$. De esta manera se obtiene un acabado de la muestra con calidad óptica, vital para el acoplamiento de luz en los dispositivos.

Para caracterizar el desempeño de los dispositivos se utiliza la transmisión y la eficiencia de los divisores η . La transmisión depende de las pérdidas de inserción y se calcula como el cociente entre la potencia de entrada y la potencia de salida. Por otra parte, la eficiencia del divisor cuantifica únicamente las pérdidas por curvatura y división, y por lo tanto es necesario independizar las pérdidas de propagación. La eficiencia del divisor, entonces, se puede calcular como

$$\eta = \frac{1 - T_0}{1 - T} \quad (6.6)$$

donde T_0 es la transmisión de una guía de onda recta. Este mecanismo nos permite calcular las pérdidas que se hacen presente por el hecho de desviar y dividir la luz. Además, este método nos ayuda a comparar cuantitativamente el desempeño de los tres dispositivos.

Para la caracterización se utiliza un diodo láser de 980 nm con una potencia óptica de 20 mW. La luz se acopla a los dispositivos mediante una fibra óptica y la distribución de campo acoplado se colecta mediante un objetivo, ambos elementos se montan en bases micro-posicionadas a fin de ajustar la entrada/salida de luz. El perfil de intensidad a la salida se colecta y colima formando una imagen en una cámara CCD, en particular, en un analizador de haz Newport LBP2.

La transmisión se evalúa a través de un análisis de los modos acoplados en la salida. En la Figura 6.7 se muestra la medición de los modos de acoplados en guía recta y los divisores de potencia 1x2 basados en el acoplamiento coherente, guías de onda curvas y rectas. En las imágenes se distingue que el perfil del modo no tiene la geometría ideal propuesta en el modelado [86, 87]. También se observa energía acoplada hacia modos radiados, por fuera de la guía de onda. Este efecto es más notorio en el divisor recto que en el resto, tal como se diferencia en la Figura 6.7(d), debido a que el ángulo de flexión provoca un fuerte desacoplamiento. Sin embargo, este efecto se reduce de forma considerable en el divisor CCS, como se aprecia en la Figura 6.7(b).

Luego se lleva a cabo un análisis estadístico de los datos experimentales. Para ello se toman 5 mediciones diferentes de cada dispositivo fabricado, acoplando y

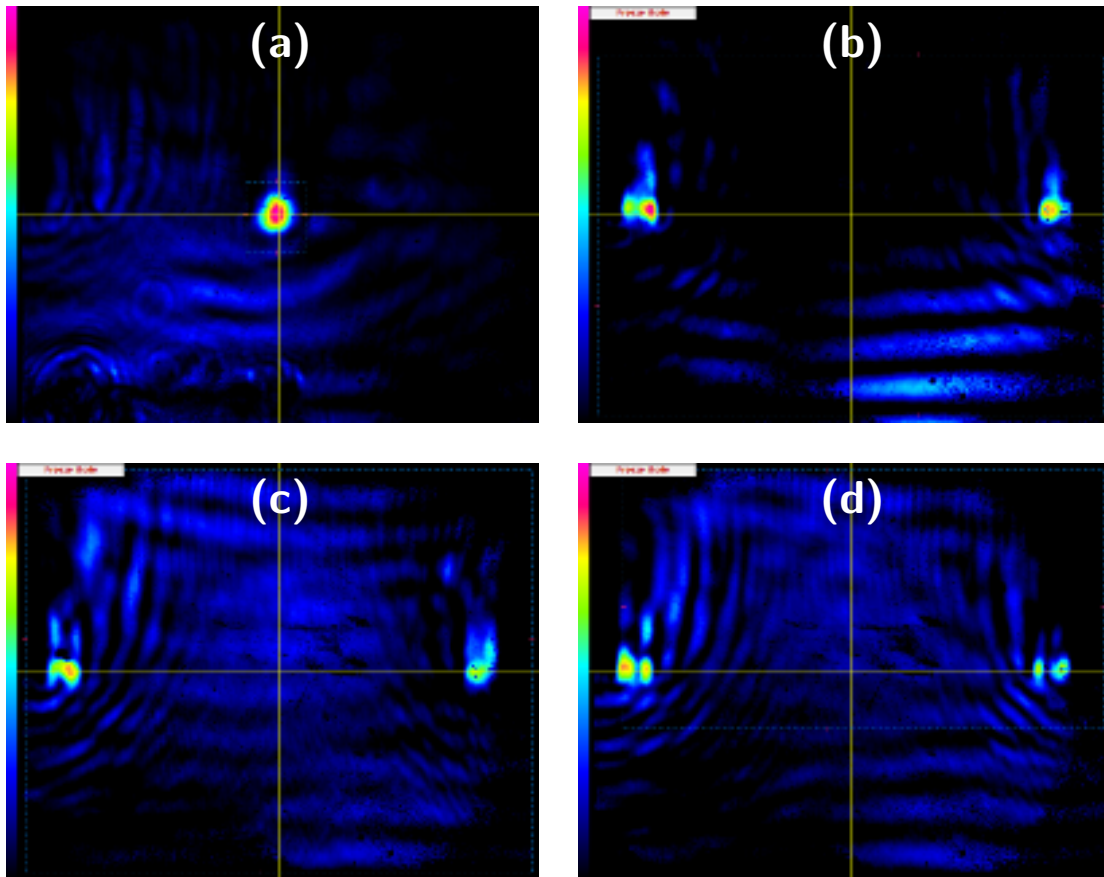


Figura 6.7: Modos acoplados a la salida de los dispositivos: guía de onda recta (a), divisor CCS (a), divisor curvo (a) y divisor recto (a).

desacoplando la entrada de luz en cada caso, con la misma potencia de entrada y en las mismas condiciones. En resumen, se realizaron 100 mediciones, es decir, 5 mediciones de 5 muestras para los 4 tipos de dispositivos implementados. En cada caso se integra el perfil de intensidad de los modos propagados obteniendo así la potencia transmitida. En la Figura 6.8 se muestra un gráfico en donde se compara las 100 mediciones realizadas, separadas según el tipo de dispositivo. En esta figura se representan los máximos y mínimos unidos por línea punteadas, en donde la parte inferior y superior corresponden al primer y tercer cuartil respectivamente. La línea interior es la mediana expresando de esta manera la simetría de las mediciones. Adicionalmente, los valores estadísticos atípicos se denotan con una cruz tal como se aprecian en la Figura 6.9(a).

A partir de las mediciones calculamos las eficiencias de los dispositivos y las

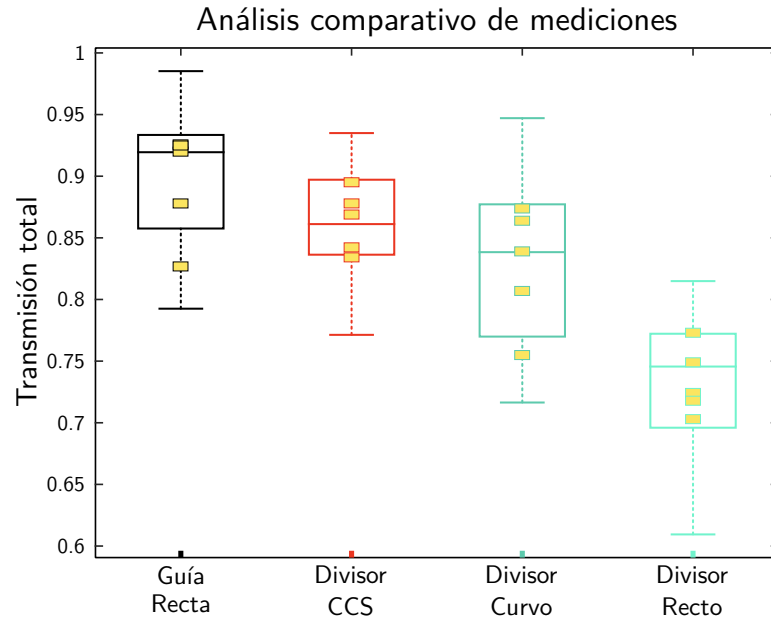


Figura 6.8: Gráfico de cajas con las mediciones de la transmisión total según tipo de dispositivo.

Tabla 6.1: Transmisión y eficiencia de dispositivos. Las pérdidas de propagación se calculan a partir de las simulaciones, ver Figura 6.6(b).

	Guía Recta	Divisor CCS	Divisor Curvo	Divisor Recto
Resultados de simulación				
T	0.895 (T_0)	0.872	0.830	0.742
η	-	0.820	0.618	0.407
Resultados experimentales				
T	0.895 (T_0)	0.864	0.828	0.733
η	-	0.770	0.610	0.394

pérdidas por propagación se determinan a partir de las simulaciones expuestas anteriormente. A modo de resumen, en la Tabla 6.1 se muestran comparativamente los resultados experimentales y las simulaciones. Las pérdidas de inserción para cada dispositivo fabricado son 3.7 dB (Divisor CCS); 3.8 dB (Divisor Curvo); 4.4 dB (Divisor Recto). Por otra parte, utilizamos un test de hipótesis de comparación múltiple tipo Fisher con el cual logramos verificar diferencias significativas con

un error inferior al 5%. Esto nos indica que las medias representan poblaciones diferentes. Además, el divisor de potencia propuesto, diseñado y fabricado es el dispositivo que demostró menores pérdidas, corroborándose así las características listadas en la Tabla 6.1.

Finalmente, en la Figura 6.9 se muestra la relación de acoplamiento entre las ramas de los divisores. Este análisis nos sirve principalmente para caracterizar y visualizar el apartamiento y la distribución de potencia en ambas salidas de cada dispositivo. Se distingue una correlación positiva entre las pérdidas y el tipo de geometría utilizada. Las diferencias en la relación de potencia son de 4.5% para el divisor CCS, 10.2% para el divisor curvo y 28.3% para el divisor CCS recto. Además, la distribución de potencias registradas es significativamente más equilibrada en el diseño basado en el acoplamiento coherente que en el resto de los dispositivos.

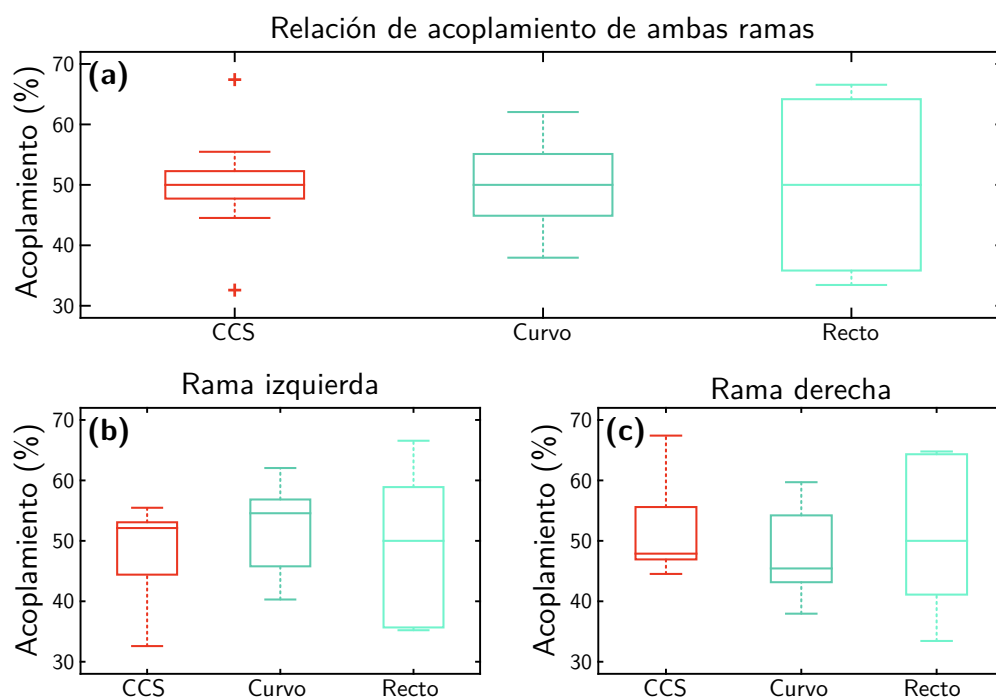


Figura 6.9: Gráfico de cajas con las mediciones de la relación de potencia acoplada en cada rama. Dispersión de la relación de potencias en ambas ramas (a). Acoplamiento en rama izquierda (b). Acoplamiento en rama derecha (c).

Referencias

- [66] Dezhi Tan y col. «Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications». En: *Prog. Mater. Sci.* 76 (2016), págs. 154-228.
- [67] Katherine C Phillips y col. «Ultrafast laser processing of materials: a review». En: *Adv. Opt. Photonics* 7.4 (2015), págs. 684-712.
- [70] 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/lpor.201300025>.
- [75] A. Ródenas y col. «Refractive index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic Nd:YAG waveguides: micro-spectroscopy experiments and beam propagation calculations». En: *Applied Physics B* 95.1 (ene. de 2009), págs. 85-96. URL: <https://doi.org/10.1007/s00340-008-3353-3>.
- [76] Ryszard Jabłoński, Mateusz Turkowski y Roman Szewczyk, eds. *Recent Advances in Mechatronics*. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [77] Kok Kiong Tan, Tong Heng Lee y Sunan Huang. *Precision motion control*. Springer London, 2008.
- [78] Kshitij Mittholiya y col. «Femtosecond Laser Writing Of Optical Power Splitters In BK-7 Glass Using Variable Translation Speed». En: *12th International Conference on Fiber Optics and Photonics*. OSA, 2014.
- [79] Wataru Watanabe y col. «Writing speed dependency of femtosecond laser refractive index modification in poly (dimethylsiloxane)». En: *J. Laser. Micro. NanoEn.* 7.2 (2012), págs. 171-175.
- [80] *SMC100CC and SMC100PP - Single-Axis Motion Controller/Driver for DC or Stepper Motor*. V3.0. Newport Corporation, Inc. 2015.
- [81] Chih-Wei Hsu, Hsuen-Li Chen y Way-Seen Wang. «Compact Y-branch power splitter based on simplified coherent coupling». En: *IEEE Photonic Tech. L.* 15.8 (2003), págs. 1103-1105.
- [82] Henry F Taylor. «Power loss at directional change in dielectric waveguides». En: *Appl. Optics*. 13.3 (1974), págs. 642-647.
- [83] LM Johnson y FJ Leonberger. «Low-loss LiNbO₃ waveguide bends with coherent coupling». En: *Opt. Lett.* 8.2 (1983), págs. 111-113.
- [84] Jenn-Jia Su y Way-Seen Wang. «Novel coherently coupled multisectional bending optical waveguide». En: *IEEE Photonic Tech. L.* 14.8 (2002), págs. 1112-1114.

- [85] Inc. Synopsys. *Beam Prop-Rsoft User Guide*. Ver. 8.3rc6. 2008. URL: <http://optics.synopsys.com/rsoft/>.
- [86] E Neyra, S Suarez y GA Torchia. «Light coupling in single-track guiding structures obtained by femtosecond laser writing in lithium niobate». En: *Opt. Lett.* 39.5 (2014), págs. 1125-1128.
- [87] Damián A 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*. Vol. 11123. International Society for Optics y Photonics. 2019, 111230Q.
- [88] LD Hutcheson, Ian A White y James J Burke. «Comparison of bending losses in integrated optical circuits». En: *Opt. Lett.* 5.6 (1980), págs. 276-278.
- [89] V Guarepi y col. «Bending waveguides made in x-cut lithium niobate crystals for technological applications». En: *J. Micromech. Microeng.* 25.12 (2015), pág. 125023.

7

Escritura directa en películas delgadas

Contenido

7.1. Introducción	100
7.2. Ablación de películas delgadas de PLZT	101
7.2.1. Fluencia umbral	101
7.2.2. Tipos de ablación	105
7.2.3. Análisis de ablación con LIBS	108
7.3. Modelado fenomenológico de la rugosidad	110
7.4. Fabricación y caracterización de guías de ondas	115

En este capítulo se describe la fabricación de guías de ondas tipo IV mediante escritura directa sobre películas delgadas de PLZT. Se estudian las características del fenómeno físico de la ablación con pulsos láser de femtosegundos y los umbrales de escritura para diferentes condiciones cinemáticas de mecanizado. A partir de este estudio, se establece un criterio para determinar los parámetros de procesamiento más convenientes para la confección de estructuras fotónicas de guiado. Se propone y verifica un modelo fenomenológico que describe la rugosidad de las paredes laterales de las guías de onda en función de los parámetros de proceso. Finalmente, se caracteriza la morfología y rugosidad de los dispositivos fabricados utilizando una y múltiples escrituras sucesivas.

7.1. Introducción

Como se comentó en capítulos anteriores, las guías de ondas tipo IV se basan en el mecanismo de ablación ultrarrápida. Este tipo de interacción permite extraer una porción micrométrica de material en los alrededores de la zona irradiada [70]. Este tipo de guías tienen un gran potencial en aplicaciones de microfluídica y sensores, así como también en dispositivos fotónicos activos. En general, se usan guías de ondas planas formadas por múltiples capas, como ser películas delgadas sobre un sustrato. Estas pueden ser de cualquier tipo de material y fabricadas por alguna técnica independiente al proceso de escritura directa [90-93].

El principal inconveniente de las guías de onda de tipo IV son las grandes rugosidades producidas por la ablación, que introducen pérdidas considerables. Otro efecto desafortunado es la deposición del material ablacionado incrementando las pérdidas [70]. Comúnmente, se realizan tratamientos post-ablación o múltiples escrituras para reducir las pérdidas [90, 91]. Si bien existen algunos modelos del proceso de ablación [94-97], estos no predicen las irregularidades de las zonas mecanizadas. Es por ello que resulta interesante conocer la relación entre los parámetros del proceso, la geometría de los surcos y el origen de la rugosidad, así como también, la influencia del sustrato utilizado en la calidad de las guías de onda.

En este caso se utiliza una película de PLZT, material que se describió en el capítulo 3. Este es un material económico con propiedades electro-ópticas muy interesantes para aplicaciones fotónicas. Se han reportado coeficientes de 612 pm/V, valor que supera ampliamente al coeficiente del LiNbO₃ [45]. Además, se ha demostrado la generación de segundos armónicos a una tasa de 100 GHz [98]. No obstante, al no ser compatible con los procesos CMOS, es relevante estudiar, fabricar y caracterizar la técnica de la escritura directa en este tipo de sustrato [99].

7.2. Ablación de películas delgadas de PLZT

7.2.1. Fluencia umbral

La fluencia umbral Φ_{th} se define como la mínima energía por unidad área en la cuál comienza a existir ablación, este factor depende de la cantidad o número de pulsos \mathbf{N} que inciden en la misma región y de un factor de incubación k , propio de cada material [100-104]. Como se ha discutido en trabajos previos, el corrimiento de la fluencia umbral se puede expresar como

$$\Phi_{th} = \Phi_{\infty} + (\Phi_1 - \Phi_{\infty}) e^{-k(\mathbf{N}-1)} \quad (7.1)$$

donde Φ_1 y Φ_{∞} es la fluencia umbral para uno e infinitos pulsos, respectivamente. Inicialmente se determina la relación de fluencias umbrales para diferentes números de pulsos. Para ello se enfoca el láser sobre la superficie de la muestra y se mecanizan surcos a diferentes velocidades, en especial, se empleó un objetivo de microscopio de 10x (NA 0.25) con un diámetro del haz enfocado sobre la superficie y medido en $w_0 = 2.9 \mu\text{m}$. La fluencia para un pulso Φ_1 es 6.1 J/cm^2 , mientras que para Φ_{∞} es 2.9 J/cm^2 , similares a las publicadas por Zhang [99]. Se observa además que entre 300 y 500 número de pulsos el umbral cambia solo un $\sim 4\%$. En consecuencia, el factor de incubación ajustado a partir de los datos experimentales es $k = 0.015$. Los resultados de nuestros experimentos se muestran en la Figura 7.1. Con el fin de comparar el efecto de incubación de pulsos en diferentes materiales, se utiliza la fluencia umbral adimensional Φ_{th}^* definida como $(\Phi_{th} - \Phi_{\infty})/(\Phi_1 - \Phi_{\infty})$. Cabe destacar que para reducir la rugosidad, las condiciones de ablación deben mantenerse constantes, es decir, no deben cambiar drásticamente con el número de pulsos ($\partial\Phi_{th}^*/\partial\mathbf{N} \approx 0$). A esta condición la denominamos *régimen de ablación estable* y se utilizará a lo largo del texto. En la Figura 7.1 se observa que la estabilidad para el PLZT, tomando como criterio el 99%, se logra cuando el número de pulsos \mathbf{N} es mayor a 325.

Cabe destacar que se utilizaron películas delgadas de PLZT (9/65/35) depositadas sobre un sustrato de SiO_2/Si . El espesor final de la película es de 500 nm. El

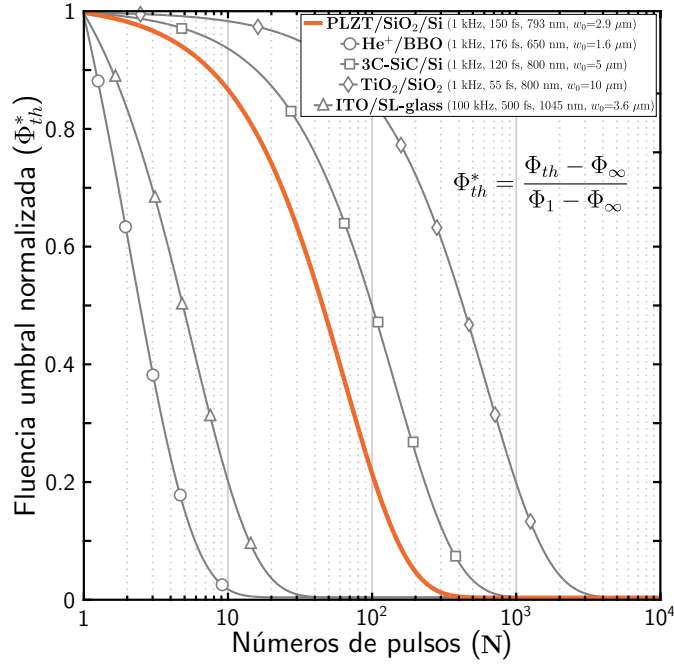


Figura 7.1: Fluencia umbral normalizada en función de la cantidad de de pulsos incidentes para diferentes tipo de películas delgadas [90, 92, 101, 105]. Los valores experimentales obtenidos para las películas delgadas de PLZT son $\Phi_1 = 6.1 \text{ J/cm}^2$, $\Phi_\infty = 2.9 \text{ J/cm}^2$ y $k = 0.015$.

material fue depositado por *spin-coating* y tratado posteriormente por un proceso térmico, obteniendo así una estructura de perovskita cristalizada [106].

Retomando el desarrollo mostrado en el capítulo anterior, se puede obtener un número efectivo de pulsos en función de la frecuencia de repetición de los pulsos láser f y la velocidad de desplazamiento de la muestra v . En este sentido, el número efectivo de pulsos \mathbf{N} a velocidad de avance constante puede expresarse como

$$\mathbf{N} - 1 = \begin{cases} \sum_{i=1}^{\lfloor \mathbf{N}_i \rfloor} \frac{A_o(i \mathbf{N}_i)}{\pi w_o^2} & , \text{if } \mathbf{N}_i > 1. \\ 0 & , \text{if } \mathbf{N}_i \leq 1. \end{cases} \quad (7.2)$$

donde A_o es el área de solapamiento de cada pulso (ver definición en la ecuación 6.3) y \mathbf{N}_i representa la cantidad de pulsos por spot

$$\mathbf{N}_i = \frac{2w_o}{v/f} \quad (7.3)$$

siendo w_o el diámetro del spot. A partir de las ecuaciones (7.1) y (7.2) se observa que la fluencia umbral depende de los parámetros cinemáticos. Por lo tanto, la

velocidad y la frecuencia de repetición determinan el número de pulsos y el efecto de incubación descrito en el párrafo anterior. En la Figura 7.2 se muestra la relación entre N y N_i . Se puede advertir que existe un compromiso entre el diámetro del spot y la estabilidad del proceso. Por ejemplo, si w_0 se reduce, deberíamos reducir también la relación v/f y así mantener la cantidad de superposición de pulsos. Esto se podría lograr ya sea aumentando la frecuencia de repetición hasta el límite del láser o bien reducir la velocidad, lo cual ralentiza de forma considerable el método de fabricación. La región sombreada de la Figura 7.2 se muestra que el régimen estable se alcanza en nuestro experimento a partir de velocidades menores a $15.2 \mu\text{m/s}$.

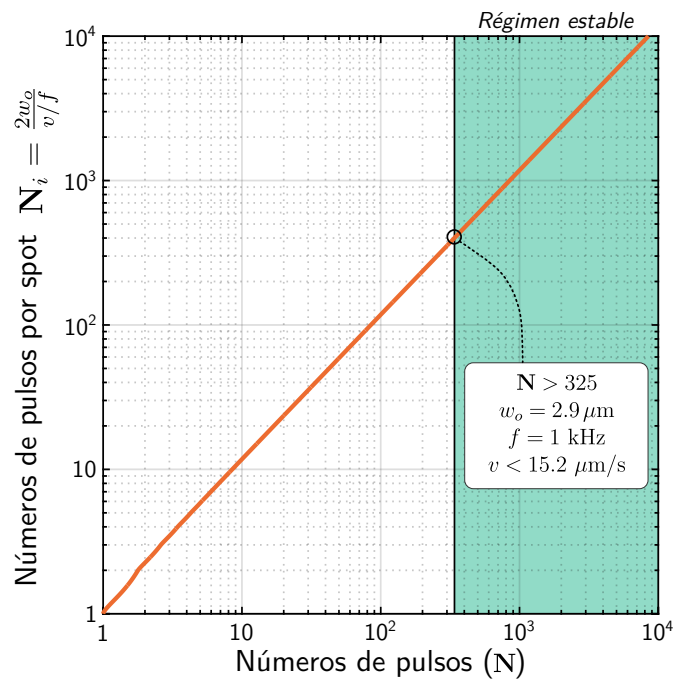


Figura 7.2: Relación entre el número de pulsos incidentes en la muestra, la velocidad de desplazamiento y la frecuencia de repetición de pulsos, ver ecuación (7.2). El área sombreada muestra la zona en donde el umbral de ablación se estabiliza, correspondiente a $N > 325$ pulsos.

Desde el punto de vista productivo, la capacidad de la escritura directa depende fuertemente de las características del sistema. La principal desventaja de esta tecnología es la baja capacidad productiva. En líneas generales, es conveniente contar con un láser de alta tasa de repetición de pulsos ya que nos permite incrementar la velocidad de desplazamiento sin perder estabilidad en la ablación. En nuestra

aplicación nos topamos con un límite en la velocidad de desplazamiento. Para esquematizar esta problemática, en la Figura 7.3 se representa el número de pulsos en función de la velocidad de desplazamiento. Se observa que la velocidad de ablación crece con la tasa de repetición. En nuestros experimentos tuvimos que utilizar velocidades inferiores a $15.2 \mu\text{m/s}$ ya que la tasa de repetición máxima permitida por el sistema láser es $f_{\text{MAX}}=1 \text{ kHz}$. Bajo esta configuración de parámetros se garantiza un régimen de ablación estable. Sin embargo, si la tasa de repetición de los pulsos fuera 1 MHz podríamos operar a máxima velocidad (5 mm/s) y el régimen de ablación se mantendría estable. Vale aclarar que los efectos térmicos no son predominantes por debajo de 1 MHz [68]. De hecho, el tiempo de mecanizado se reduciría mil veces con un sistema láser de alta repetición. Actualmente, existen sistemas comerciales que poseen estas características.

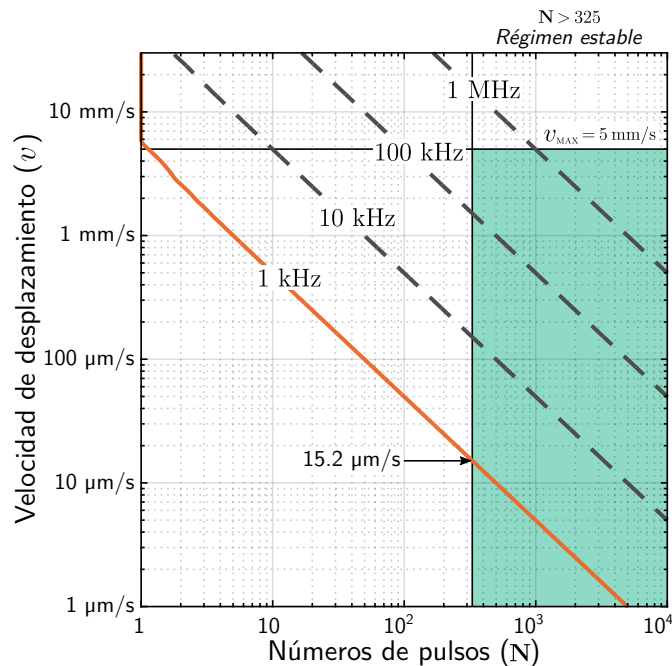


Figura 7.3: Número de pulsos en función de la velocidad de desplazamiento para un diámetro de spot de $w_0=2.93 \mu\text{m}$. En la zona sombreada se representa el régimen de ablación estable, el cual corresponde a $N > 325$. Adicionalmente, se muestra de forma cuantitativa el número de pulsos para diferentes frecuencias de repetición.

7.2.2. Tipos de ablación

En esta sección se estudia cómo afecta la energía del láser de escritura en la fabricación guías de onda tipo IV en películas delgadas de PLZT. La energía de los pulsos está relacionada directamente con la fluencia incidente, que llamaremos Φ . Es evidente que para poder generar los surcos, la fluencia incidente Φ debe superar a la fluencia umbral Φ_{th} . El proceso de la ablación láser ultrarrápida ha sido reportado en varios artículos y se puede clasificar en tres regímenes diferentes (*fusión*, *espalación* y *explosión de fase*). Desde el punto de vista físico, los regímenes representan tres procesos hidrodinámicos diferentes que están relacionados con la dinámica de las transiciones de fase como resultado de la interacción láser-materia. Para este análisis se utilizó un microscopio de barrido electrónico SEM (Quanta 200, Thermo Fisher Scientific).

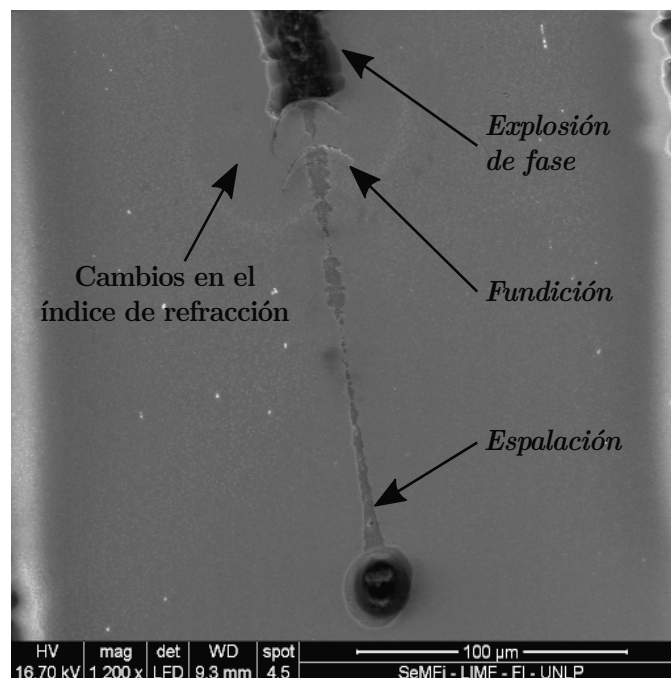


Figura 7.4: Imagen tomada por microscopía SEM de la superficie de la muestra. Escritura directa realizada con una energía de pulso constante ($2.5 \mu\text{J}$). La velocidad y la posición del foco se varían con el desplazamiento, modificando así la fluencia umbral y la fluencia incidente, respectivamente. Se señalan los tipos de ablación inducidos en el material.

De forma muy resumida podemos decir que en el régimen de *fusión* solo hay daño superficial leve; en *espalación* se obtienen cráteres pequeños y la ablación

es relativamente estable y controlable; en *explosión de fase* la fluencia incidente es mucho más alta que el umbral y se generan daños en los alrededores del área irradiada (ver Figura 7.4). El régimen de ablación dominante depende de la relación entre la fluencia incidente y la fluencia umbral propia del material. Definimos entonces la relación de fluencias \mathcal{R} como

$$\mathcal{R} = \Phi / \Phi_{th} \quad (7.4)$$

Por otro lado, como la fabricación de guías de ondas tipo IV se basa en extraer material es deseable tener un control de las dimensiones del surco, y lo más importante, que las paredes laterales sean muy poco rugosas, es decir, el proceso debe ser estable. En consecuencia, las guías de ondas se fabrican bajo el régimen de *espalación*. En la Figura 7.4 se muestra una imagen tomada por microscopía SEM de la superficie de la muestra, en esta figura se pueden apreciar las modificaciones inducidas en el material. La imagen corresponde a un procesado con una energía constante ($2.5 \mu\text{J}$), mientras que la velocidad y la posición del foco varían a medida que la muestra se desplaza. Esto nos permite modificar al mismo tiempo Φ_{th} y Φ . La variación de estas condiciones nos permite mostrar que el proceso de ablación es extremadamente inestable ante variaciones de \mathcal{R} .

Para determinar la fluencia más adecuada para la fabricación de guías de ondas se generaron surcos con diferentes fluencias incidentes, variando la energía del pulso. Todos los experimentos corresponden a una velocidad de $10 \mu\text{m/s}$ y la posición de enfoque sobre la superficie. Bajo estas condiciones la fluencia umbral se mantiene estable $\Phi_{th} = 2.9 \text{ J/cm}^2$. Los resultados se muestran en la Figura 7.5, a simple vista se observa que el ancho del surco aumenta junto con \mathcal{R} . El ancho del surco generado en la superficie se puede describir matemáticamente como

$$D_c = 2 w_0 \sqrt{\frac{1}{2} \ln(\mathcal{R})} \quad (7.5)$$

donde D_c es el diámetro del cráter. Si bien esta ecuación es utilizada para ensayos donde la muestra no se desplaza, más adelante demostraremos que para velocidades constantes con un alto grado de solapamiento la ecuación (7.5) describe

correctamente el ancho del surco ablacionado con escritura directa. Comparando de forma visual las rugosidades de las paredes laterales de la Figura 7.5(a) y 7.5(d), se aprecia una reducción considerable de la rugosidad.

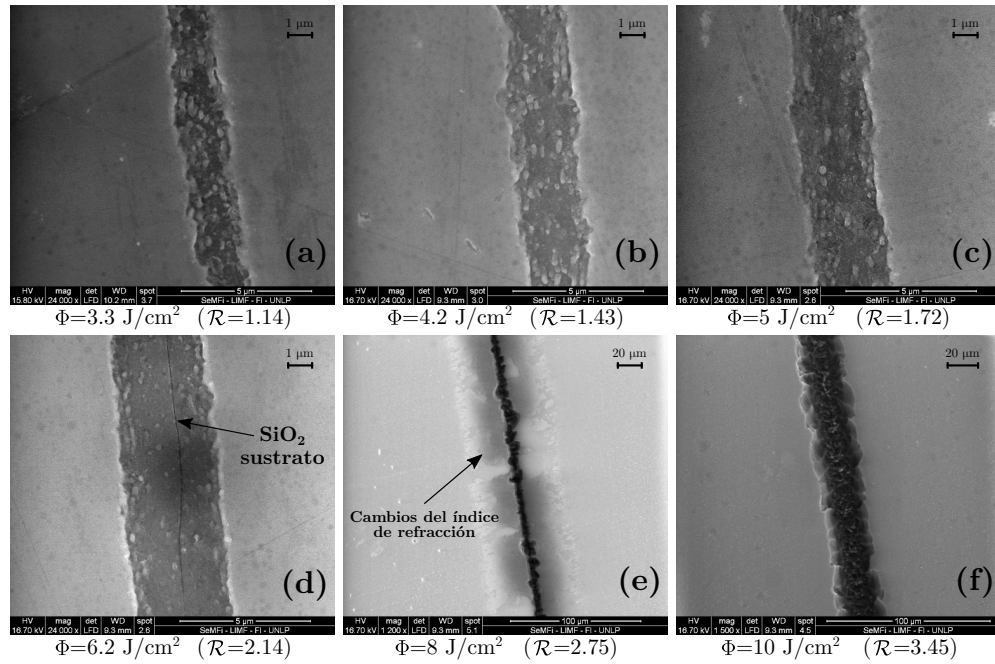


Figura 7.5: Imagen tomada por microscopía SEM de la superficie de la muestra. La velocidad utilizada en todos los casos es de $10 \mu\text{m/s}$ y se enfoca el haz en la superficie, con lo cual la fluencia umbral $\Phi_{th} = 2.9 \text{ J/cm}^2$. Se regula la energía del pulso con el objetivo de experimentar con diferentes fluencias incidente: (a) 3.3 J/cm^2 , (b) 4.2 J/cm^2 , (c) 5 J/cm^2 , (d) 6.2 J/cm^2 , (e) 8 J/cm^2 y (f) 10 J/cm^2 .

Por otro lado, se notó que la profundidad del surco aumenta conforme se incrementa la relación de fluencias debido a la penetración del pulso electromagnético en el material. Asumiendo el modelo de Beer-Lambert la profundidad de penetración H_c es

$$H_c = L \ln(\mathcal{R}) \quad (7.6)$$

donde L determina la profundidad de penetración efectiva del láser [107, 108]. De esta manera, podríamos ajustar \mathcal{R} con el objetivo de remover todo el espesor de la película. Por ejemplo, en la Figura 7.5(d) se observa una línea oscura muy fina en el medio del surco. Aquí la ablación llega hasta la capa de dióxido de silicio. Sin embargo debemos ser cuidadosos con esto. Si la fluencia umbral del sustrato es mucho

menor a la fluencia umbral de la película podrían ocurrir explosiones dentro de la muestra. Los cambios de fases ocurridos debajo de la película delgada generan un efecto expansivo muy inestable. Como la fluencia umbral del SiO_2 es notablemente inferior a la del PLZT es de esperarse que ocurran estos efectos [109, 110]. En la Figura 7.5 se muestran los efectos de ablaciones realizadas a 8 y 10 J/cm^2 , en ambas imágenes se puede apreciar que la rugosidad es mucho mayor que la obtenida con fluencias inferiores. Adicionalmente, se observan daños en los alrededores de la zona radiada aumentando considerable del ancho del surco y la rugosidad.

7.2.3. Análisis de ablación con LIBS

En cada experimento realizado se captura el espectro del plasma de ablación generado durante el proceso, luego realizamos un análisis espectral y pudimos constatar líneas atómicas correspondientes al Si a partir de ciertas energías. Esto nos permite ratificar que una parte del sustrato es extraído en la ablación. Para el análisis se utiliza LIBS (del inglés Laser-Induced Breakdown Spectroscopy) como método para detectar especies referidas al sustrato y así tener un control del proceso. LIBS es una técnica experimental de espectroscopia de emisión atómica que utiliza un láser como fuente de excitación, siendo en esta aplicación el mismo láser de femtosegundos utilizado para fabricar las guías de onda. Los espectros de emisión se capturaron con un espectrómetro HR2000+ (OceanOptics). Un inconveniente durante la captura de los espectros es la baja intensidad de emisión del plasma. Para mejorar la relación señal ruido fue necesario integrar muestras durante 10 segundos, que equivale contar con un espectro cada 100 μm . Así pues, si se deseara utilizar LIBS para medir en tiempo real la interacción de cada pulso, se debería utilizar espectrómetros de alta sensibilidad y una alta velocidad de cómputo. En la Figura 7.6 se muestra el análisis de los espectros para los diferentes valores de \mathcal{R} experimentados.

En todos los casos se observan líneas atómicas a diferentes grados de ionización, provenientes de la película delgada $(\text{Pb},\text{La})(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$, sin embargo, nos encontramos con diferencias significativas según la fluencia utilizada. En la imagen de la Figura 7.6(a) se observa que la ablación no es constante a lo largo de la escritura,

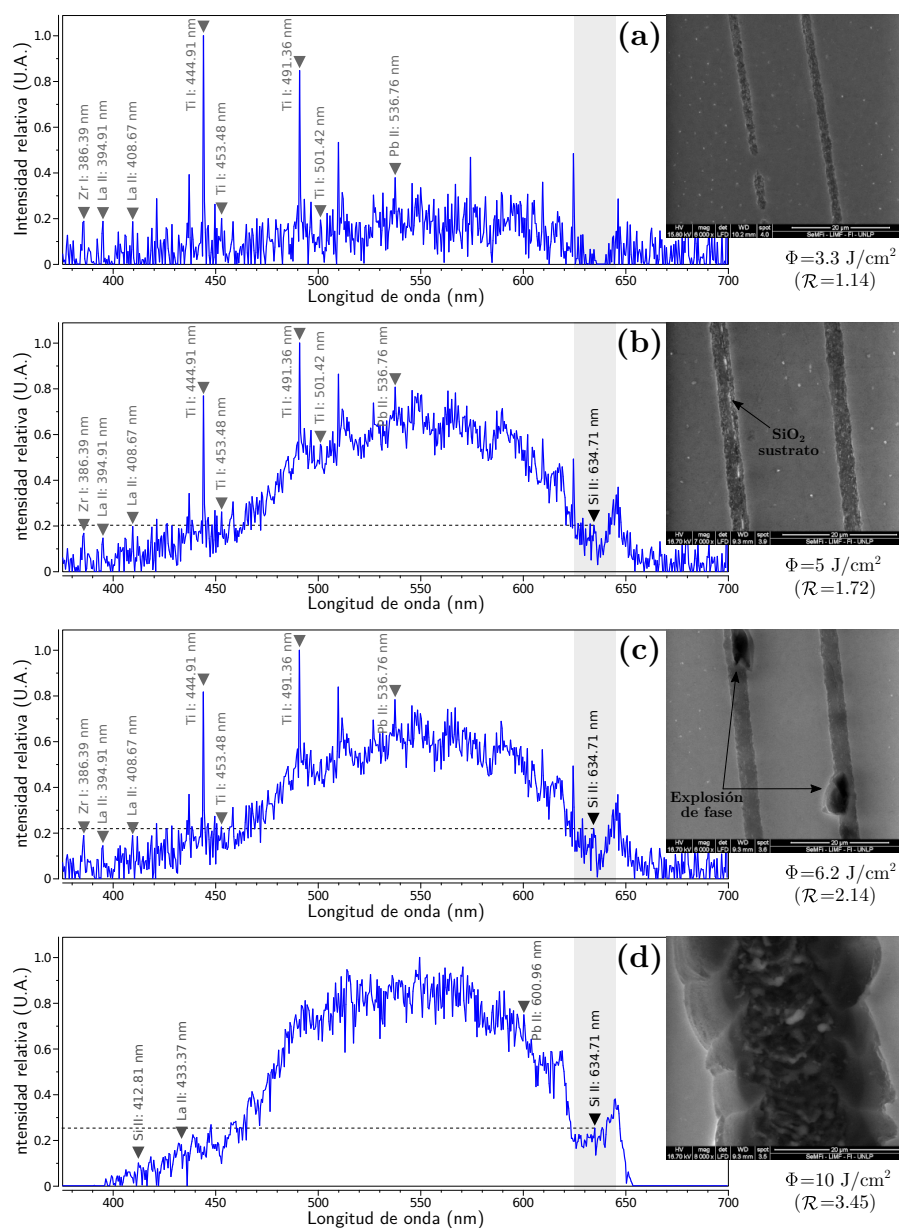


Figura 7.6: Espectros de emisión y análisis de líneas espectrales de ionización inducida por pulsos láser de femtosegundos. A la derecha de cada espectro se expone una imagen de microscopía SEM de la superficie de las muestras junto a la fluencia incidente usada. La velocidad de desplazamiento en todos los casos es $10 \mu\text{m/s}$, la frecuencia de pulsos láser 1 kHz y se integra el espectro durante 10 segundos.

existen sectores donde no se llega a extraer material. Este efecto se relaciona con la penetración pulso láser. Se observa que coincide con que es el único espectro en el cual no se encuentran especies atómicas provenientes del sustrato. En este ensayo se verificó que la discontinuidad en los surcos se reduce mediante múltiples

pasadas por el mismo surco, lo cual aumenta la profundidad de penetración. Más adelante demostramos que este recurso también es útil para reducir la rugosidad. A partir de 5 J/cm^2 se identifica una línea de segundo grado característica del silicio (634.71 nm), que nos indica la existencia de silicio en el plasma de ablación. Aquí la profundidad del maquinado es suficiente como para remover el espesor de la película de PLZT. Sin embargo, en la imagen de la Figura 7.6(c) se observan explosiones de fase provenientes del interior de la muestra y con ellas un leve aumento en la intensidad relativa de la línea espectral de silicio. Aumentando la fluencia predomina la ablación del SiO_2 por sobre el PLZT, esto se correlaciona con un aumento de la intensidad de las líneas de (Si II). Además, al igual que se mostró en la Figura 7.5, el ancho del surco y la rugosidad de las paredes laterales son mayores. Para reducir los tiempos de integración, aumentar la señal ruido y optimizar las mediciones con muestras que contengan dióxido de silicio como sustrato, sería conveniente realizar el análisis espectral en la banda de longitudes de onda entre 625 a 645 nm. Finalmente, los mejores resultados se obtuvieron con fluencias incidentes entre 3.3 y 6.2 J/cm^2 .

7.3. Modelado fenomenológico de la rugosidad

Para lograr estructuras fotónicas con paredes lisas se realiza un estudio fenomenológico de la rugosidad. Este estudio relaciona la fluencia incidente con la rugosidad considerando que la fluencia umbral es constante al usar un gran número de pulsos. El modelo que se propone tiene en cuenta dos factores; uno referido a los efectos determinísticos y el otro efecto aleatorios. Debido a que la rugosidad se puede entender como fluctuaciones en los surcos, definimos el ancho del surco W como:

$$\overline{W} + \delta + \xi \quad (7.7)$$

donde \overline{W} es el ancho medio del surco, δ es una función que describe los fenómenos deterministas y ξ es una variable aleatoria.

La función δ está relacionada con la discontinuidad de la técnica de escritura láser debido al desplazamiento de la muestra y a la naturaleza pulsada del láser [105]. En

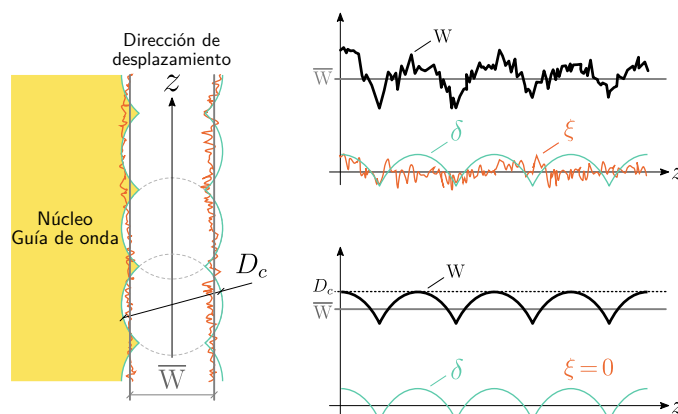


Figura 7.7: Representación esquemática del modelo de rugosidad propuesto. A la izquierda se dibuja una vista superior de la pared lateral del surco ablaionado. Los efectos deterministas se representan con líneas celestes y los efectos aleatorios se muestran con líneas rojas. El ancho promedio del surco se representan con líneas grises. A la derecha se exponen los términos de la ecuación (7.7) con y sin los efectos aleatorios.

cambio, la variable aleatoria ξ está asociada a diferencias en el proceso de ablación, es decir, variaciones en la relación de fluencias, entre un pulso y otro. Los motivos por los cuales la cantidad de material extraído en cada pulso tiene un comportamiento aleatorio pueden ser varios. Por ejemplo, pueden cambiar las condiciones del pulso láser a lo largo del maquinado, o las condición de ablación de la muestra. También se hacen presentes efectos no lineales como mecanismos de delaminación selectiva [111], formaciones de centros de nucleación [112] o tensiones de tracción estructurales [113]. En nuestro modelo, todos estos efectos aleatorios están incluidos en la variable aleatoria ξ . Más adelante mostraremos que se puede reducir estos efectos mediante una selección adecuada de la fluencia incidente y recurriendo a múltiples pasadas. El modelo se esquematizan en la Figura 7.7. Los efectos aleatorios y determinísticos se dibujan con líneas rojas y celestes, respectivamente. A continuación demostramos que los efectos deterministas son despreciables si existe una alta superposición de pulsos y que el origen de la rugosidad está relacionado con la variable ξ .

Suponiendo que no existen efectos aleatorios, es decir $\xi=0$, a partir de la ecuación (7.7) se puede expresar δ como

$$\delta = W - \bar{W} \leq D_c - \bar{W} \quad (7.8)$$

donde D_c es el diámetro del cráter y representa el ancho máximo del surco. Notar que la desigualdad de la ecuación (7.8) establece una cota superior de los efectos determinísticos δ . A continuación definimos la rugosidad máxima normalizada como

$$\delta^* = 1 - \frac{\bar{W}}{D_c} \quad (7.9)$$

Reemplazando la ecuación (7.9) en (7.8) se observa que $\delta \leq D_c \delta^*$. Por lo tanto, si mostramos que δ^* se anula para un número de pulsos elevado, entonces, también lo harán los efectos determinísticos δ .

Considerando una superposición de pulsos y expresando la ecuación (6.4) en función del número de pulsos por spot, el ancho medio del surco se puede escribir como

$$\bar{W} = D_c \left(\frac{\mathbf{N}_i^{-1}}{\frac{\pi}{2} - \arccos(\mathbf{N}_i^{-1})} \right) \quad (7.10)$$

Reemplazando la ecuación (7.10) en (7.9) llegamos a una expresión de δ^* que depende únicamente del número de pulsos

$$\delta^* = 1 - \frac{\mathbf{N}_i^{-1}}{\frac{\pi}{2} - \arccos(\mathbf{N}_i^{-1})} \quad (7.11)$$

De aquí se observa que cuando \mathbf{N}_i tiende a un número muy grande, los efectos determinísticos se anulan ya que tanto δ^* como δ tienden a cero. En conclusión, este modelo nos permite demostrar que para un alto grado de superposición de pulsos, la rugosidad tiene un origen exclusivamente aleatorio.

En la Figura 7.8 se muestra la rugosidad δ^* en función del número de pulsos. Notar que la rugosidad disminuye a razón de 20 dB por década. Anteriormente mostramos que para estabilizar la fluencia umbral de una muestra de PLZT es necesario que $\mathbf{N}_i > 300$. Si ingresamos con este dato en la Figura 7.8 se observa que la rugosidad es inferior a -60 dB. Bajo esta situación los efectos determinísticos pueden considerarse nulos, ya que el diámetro del cráter se encuentra en el orden de los micrómetros mientras que los efectos determinísticos por debajo de los picómetros.

Por otra parte, medimos la rugosidad de los surcos generados con diferentes relaciones de fluencias. La velocidad de escritura utilizada fue 10 $\mu\text{m/s}$. La medición

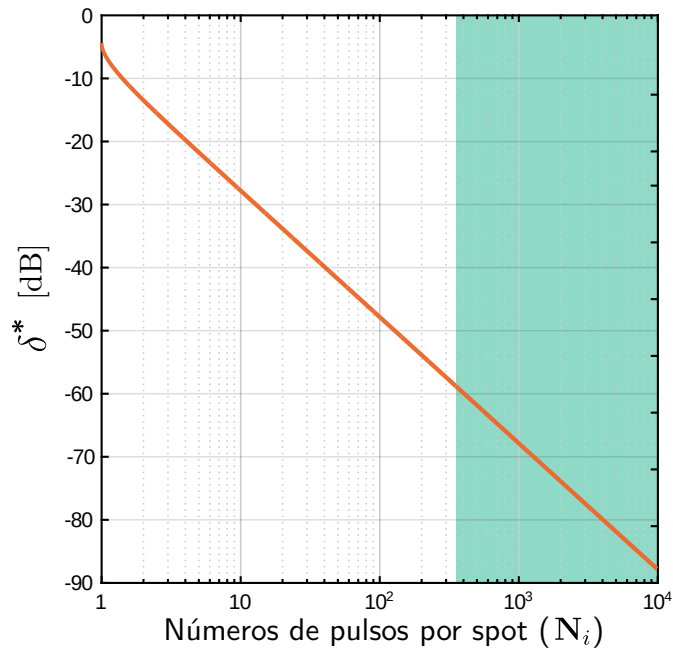


Figura 7.8: Rugosidad máxima normalizada δ^* en función de N_i , ver ecuación (7.11). En la región sombreada se muestra régimen de ablación estable.

se realizó mediante un post-procesamiento de imágenes. Primero se aplicó un algoritmo de detección de bordes y luego se calcularon los valores estadísticos, el ancho medio y el error cuadrático medio de las escrituras. En la Figura 7.9 se muestran las mediciones, las líneas celeste corresponden a los datos experimentales mientras que la línea roja al ajuste teórico. En la figura se puede observar que el ancho medio del surco sigue adecuadamente la ecuación (7.5) que describe el diámetro del cráter, es decir, $D_c \approx \overline{W}$. Aquí, la distancia entre las barras se relaciona directamente con la rugosidad, que decrece con el aumento de la relación de fluencias, tal como se observó en las imágenes de la Figura 7.5. A partir de las mediciones, el modelo propuesto en la ecuación (7.7) se puede expresar como

$$W = D_c + \xi \quad (7.12)$$

La rugosidad ξ_{RMS} está relacionada con el error cuadrático medio del ancho, es decir, con las variaciones del diámetro del cráter [114, 115]. Asimismo, en nuestro modelo consideramos que la rugosidad se hace presente por variaciones en la relación de fluencias, producto de las fluctuaciones en la interacción láser-materia. Por lo

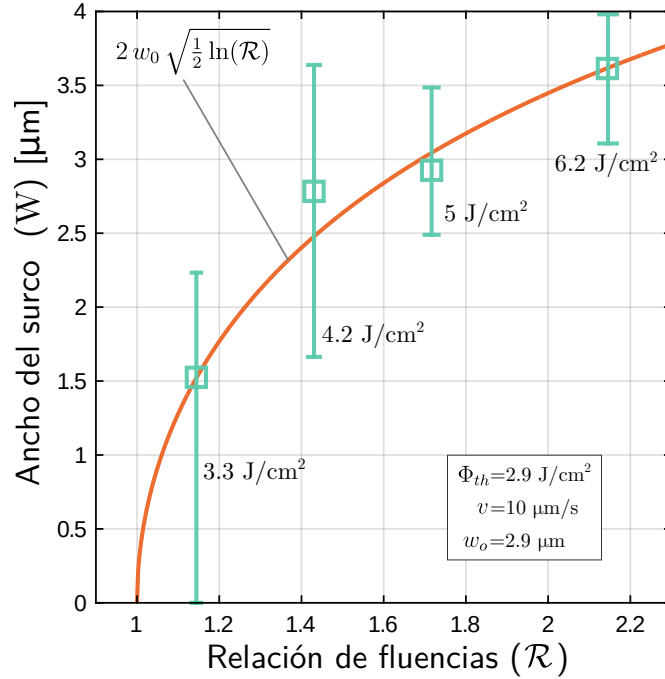


Figura 7.9: Datos experimentales (líneas celestes) y correlación teórica (línea roja) del ancho del surco. Se utilizaron fluencias de incidencia desde 3.3 a 6.2 J/cm² y una velocidad de exploración de 10 $\mu\text{m/s}$. Todas las mediciones fueron realizadas mediante microscopía SEM.

tanto, uniendo estos dos conceptos se propone la siguiente expresión de rugosidad en función de la relación de fluencias:

$$\xi_{\text{RMS}} \approx \mathcal{R}_\xi \frac{\partial D_c}{\partial \mathcal{R}} \quad (7.13)$$

donde \mathcal{R}_ξ es un *factor de calidad de ablación*. Esta expresión se basa en una aproximación de primer orden, por lo que se puede utilizar cuando las fluctuaciones en la relación de fluencia son pequeñas. Finalmente, derivando la ecuación (7.5) respecto de \mathcal{R} y reemplazándola en la expresión (7.13)

$$\xi_{\text{RMS}} \approx \mathcal{R}_\xi \frac{w_0}{\mathcal{R} \sqrt{2 \ln(\mathcal{R})}} \quad (7.14)$$

en donde \mathcal{R}_ξ es un parámetro por ajustar que depende de la calidad del sustrato utilizado y el sistema de escritura láser.

Para verificar el modelo propuesto, se midieron las rugosidades de surcos ablacionados con diferentes relaciones de fluencias. En la Figura 7.10 se muestran

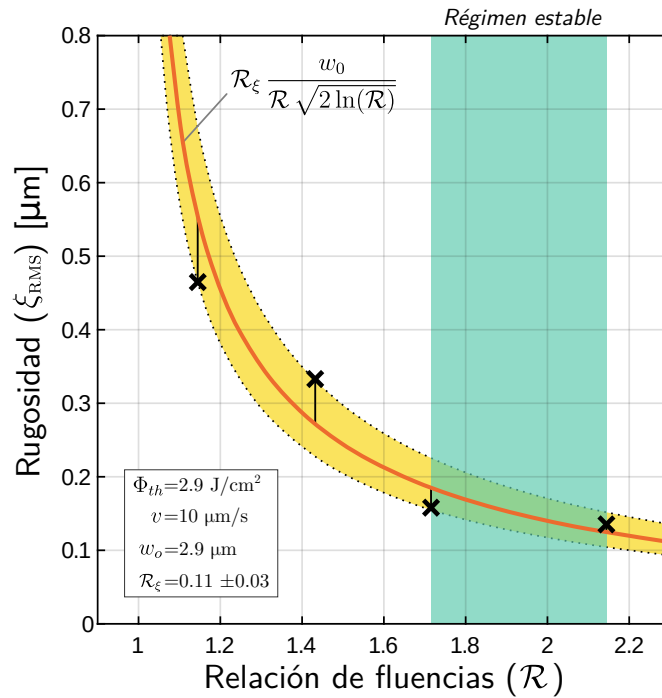


Figura 7.10: Datos experimentales (cruz negra) y correlación teórica de la rugosidad (línea roja). Se utilizaron fluencias de incidencia desde 3.3 a 6.2 J/cm² y una velocidad de exploración de 10 μm/s. El régimen ablación estable se muestra en la región sombreada de color celeste. Todas las mediciones fueron realizadas mediante microscopía SEM.

los resultados experimentales junto al ajuste con el modelo de rugosidad propuesto. Las mediciones corresponden a un *factor de calidad de ablación* de $\mathcal{R}_\xi = 0.11 \pm 0.03$. De esta manera, se verifica la hipótesis de la cual parte nuestro modelo. Además, el modelo describe adecuadamente la naturaleza aleatoria de la rugosidad y del proceso de ablación, así como también la fuerte dependencia con la relación de fluencias \mathcal{R} .

7.4. Fabricación y caracterización de guías de ondas

A partir del estudio realizado en las secciones previas pudimos comprender y definir los parámetros más adecuados a utilizar en la fabricación de guías de onda tipo IV, en particular, sobre películas delgadas de PLZT. Para la fabricación se repitieron todos los pasos experimentales llevados a cabo anteriormente. El haz láser se enfoca sobre la superficie de la muestra y se utiliza como velocidad

de desplazamiento $10 \mu\text{m/s}$ y una fluencia incidente de 5 J/cm^2 . Notar que esta configuración de parámetros corresponden a los surcos ablacionados que presentaron menores rugosidades. Para conformar el núcleo de la guía de onda se generaron dos surcos separados por una distancia de $20 \mu\text{m}$. El ancho efectivo de la guía, medido por microscopía SEM, es de aproximadamente $17 \mu\text{m}$. En virtud de caracterizar la calidad de la estructura efectuamos un análisis de los modos acoplados y de las pérdidas por dispersión. Para acoplar las guías de onda se emplearon objetivos de microscopio de $60\times$ en la entrada y salida de los dispositivos [116]. La fuente láser utilizada fue un diodo láser de 532 nm con una potencia óptica de 50 mW y todos los experimentos se llevaron a cabo a $25 \text{ }^\circ\text{C}$. Las guías de onda son del tipo multimodo soportando modos TE y TM. Además implementamos dos tipos de fabricación, en un caso utilizamos una única pasada del láser mientras que en el otro usamos múltiples pasadas de ida y vuelta por el mismo surco. En la Figura 7.11 se muestra una imagen tomada por microscopía SEM de la superficie de las guías de onda.

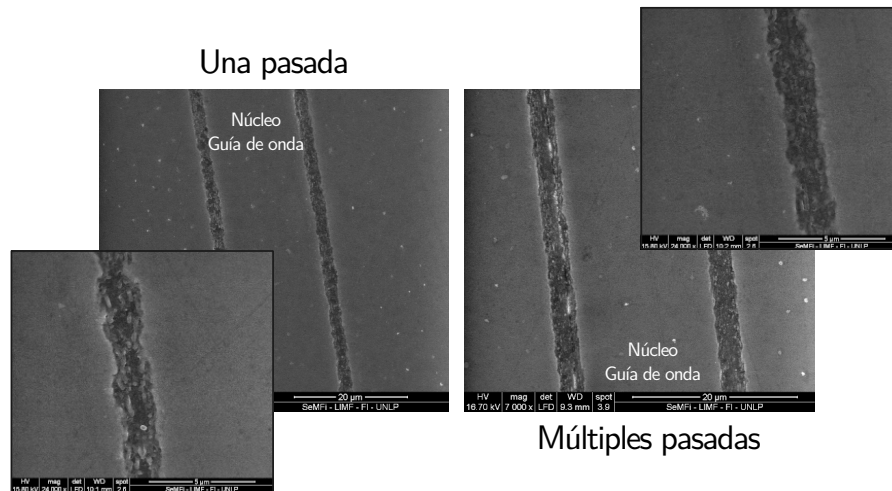


Figura 7.11: Imágenes tomadas por microscopía SEM de la vista superior de las guías de onda fabricadas utilizando una única pasada del láser (izquierda), y múltiples pasadas por cada surco ablacionado (derecha).

En la Figura 7.12 se muestran los modos acoplados en las guías de ondas, en particular, la imagen (a) corresponde a una guía fabricada con una pasada y la imagen (b) con seis pasadas. La distribución de intensidad de los modos a la salida se midieron con una cámara CCD de Thorlabs BC106N-VIS. Podemos observar

que existe una diferencia considerable en la distribución de la intensidad debido a que la geometría de las guías generadas dependen de la cantidad de pasadas utilizadas. Se observa que el perfil del modo de la guía fabricada con múltiples escrituras es similar al perfil teórico esperado para una guía rectangular, pero no sucede lo mismo con la correspondiente a una pasada. Las guías de ondas producidas con múltiples pasadas son más adecuadas para aplicaciones fotónicas por su repetitividad. Al usar múltiples pasadas los efectos aleatorios tienden a reducirse significativamente ya que el proceso de ablación se repite en un mismo lugar muchas veces. Sin embargo, se observa una mayor cantidad de partículas expulsadas durante la ablación y depositadas sobre la superficie.

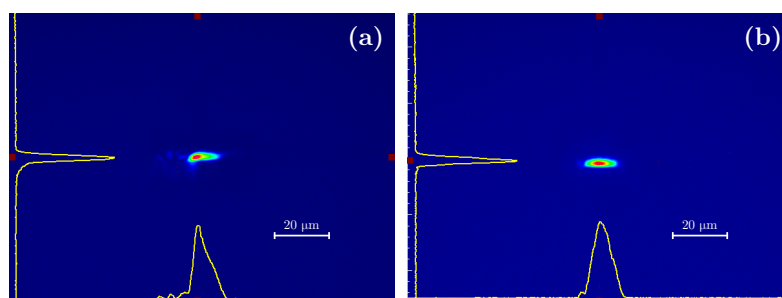


Figura 7.12: Distribución de modos ópticos acoplados en las guías de onda. Las imágenes corresponden a estructuras fabricadas mediante una pasada (a) y múltiples pasadas (b). El ancho efectivo medido de las guías de ondas son de 17 μm .

Las guías de onda fabricadas por múltiples pasadas reportaron menores rugosidades que las realizadas con una sola pasada. Para estudiar el efecto de la rugosidad se midieron las pérdidas por dispersión en la superficie de las guías. En la Figura 7.13 se muestran los resultados de este ensayo. Las imágenes se capturaron utilizando un microscopio digital colocado sobre las muestras. Luego se realiza un análisis teórico de las pérdidas por dispersión [117], con el cual pudimos correlacionar los efectos dispersivos con la rugosidad. Pudimos verificar una reducción significativa de los efectos aleatorios empleando múltiples pasadas. La pérdida de dispersión se ajustan exponencialmente usando un coeficiente de absorción, tal como se muestra en la Figura 7.13. Este método resulta muy útil ya que nos permite estimar fácilmente la rugosidad general en todo el largo de la estructura. Las pérdidas por dispersión para

guías de ondas fabricadas con múltiples pasadas son de 2 dB/cm y 4.7 dB/cm para los modos TE y TM, respectivamente. En contraposición, las pérdidas para una sola pasada son de 4.5 dB/cm y 6.6 dB/cm para TE y modos TM, respectivamente. Se verificó que las mediciones son similares a valores reportados en la literatura [90, 93].

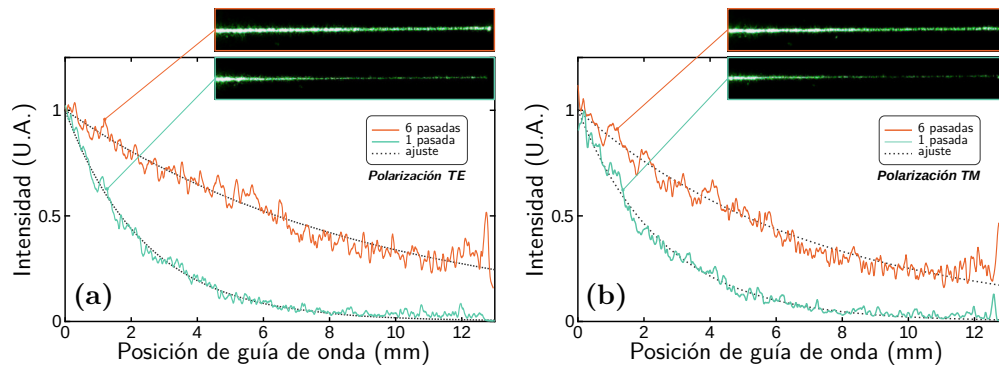


Figura 7.13: Intensidad de luz desacoplada desde la superficie de las guías de onda debido a los efectos dispersivos. Análisis para modos TE (a) y modos TM (b). Para cada caso se estudia la dispersión de las guías fabricadas con una pasada (celeste) y seis pasadas (rojo).

Referencias

- [45] Cailong Bao y Jean-Claude Diels. «Ultrafast nonlinear response in PLZT thin films with ultrashort pulses». En: *Optics Letters* 20.21 (1995), pág. 2186. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.20.002186>.
- [68] Roberto Osellame, Giulio Cerullo y Roberta Ramponi, eds. *Femtosecond Laser Micromachining*. Springer Berlin Heidelberg, 2012. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-23366-1>.
- [70] 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/lpor.201300025>.
- [90] R. Degl'Innocenti y col. «Micromachining of ridge optical waveguides on top of He+-implanted B-BaB2O4 crystals by femtosecond laser ablation». En: *Journal of Applied Physics* 100 (2006), pág. 113121.
- [91] Haiyi Sun y col. «Fabrication of microfluidic optical waveguides on glass chips with femtosecond laser pulses». En: *Optics Letters* 32 (2007), pág. 1536.
- [92] Y. Dong y P. Molian. «Femtosecond pulsed laser ablation of 3CSiC thin film on silicon». En: *Applied Physics A* 77 (2003), págs. 839-846.
- [93] D. Wortmann y J. Gottmann. «Fs-Laser structuring of ridge waveguides». En: *Applied Physics A* 93 (2008), págs. 197-201.
- [94] Delphine Bouilly, Danny Perez y Laurent J. Lewis. «Damage in materials following ablation by ultrashort laser pulses: A molecular-dynamics study». En: *Physical Review B* 76.18 (2007).
- [95] B. H. Christensen y P. Balling. «Modeling ultrashort-pulse laser ablation of dielectric materials». En: *Physical Review B* 79.15 (2009).
- [96] Baerbel Rethfeld y col. «Modelling ultrafast laser ablation». En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50 (2017), pág. 193001.
- [97] P Balling y J Schou. «Femtosecond-laser ablation dynamics of dielectrics: basics and applications for thin films». En: *Reports on Progress in Physics* 76 (2013), pág. 036502.
- [98] K. Nashimoto y col. «PLZT electro-optic waveguides and switches». En: *OFC 2001. Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*.
- [99] Xuejiao Zhang y col. «Research on laser induced damage in PLZT electro-optical transparent ceramic». En: *Optical Materials Express* 6 (2016), pág. 952.
- [100] D Ashkenasi y col. «Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation». En: *Applied Surface Science* 150 (1999), págs. 101-106.

- [101] Zhanliang Sun, Matthias Lenzner y Wolfgang Rudolph. «Generic incubation law for laser damage and ablation thresholds». En: *Journal of Applied Physics* 117 (2015), pág. 073102.
- [102] Tohru Kobayashi y col. «Kinetic energy of ions produced with first-, second-, and multi-shot femtosecond laser ablation on a solid surface». En: *Journal of Physics: Conference Series* 59 (2007), págs. 364-367.
- [103] A. Y. Vorobyev y Chunlei Guo. «Direct observation of enhanced residual thermal energy coupling to solids in femtosecond laser ablation». En: *Applied Physics Letters* 86 (2005), pág. 011916.
- [104] Yoichi Hirayama y Minoru Obara. «Heat-affected zone and ablation rate of copper ablated with femtosecond laser». En: *Journal of Applied Physics* 97 (2005), pág. 064903.
- [105] H. W. Choi y col. «Direct-write patterning of indium-tin-oxide film by high pulse repetition frequency femtosecond laser ablation». En: *Applied Optics* 46 (2007), pág. 5792.
- [106] N. Pellegrini y col. «Chemical solution technique to prepare perovskite PZT and PLZT thin films and powders». En: *Integrated Ferroelectrics* 30 (2000), págs. 111-119.
- [107] Ting-Hsuan Chen, Romain Fardel y Craig B Arnold. «Ultrafast z-scanning for high-efficiency laser micro-machining». En: *Light: Science & Applications* 7 (2018), págs. 17181-17181.
- [108] Eugene G Gamaly y col. «Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics». En: *Physics of plasmas* 9.3 (2002), págs. 949-957.
- [109] A. Rosenfeld y col. «Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation». En: *Applied Physics A* 69 (1999), S373-S376.
- [110] B. Chimier y col. «Damage and ablation thresholds of fused-silica in femtosecond regime». En: *Physical Review B* 84 (2011), pág. 094104.
- [111] Frederik Kiel y col. «Selective delamination upon femtosecond laser ablation of ceramic surfaces». En: *Physical Review Applied* 11.2 (2019), pág. 024038.
- [112] B. Rethfeld y col. «Superfast thermal melting of solids under the action of femtosecond laser pulses». En: *Journal of Optical Technology* 71 (2004), pág. 348.
- [113] S. Yu. Grigoryev y col. «Expansion and Fragmentation of a Liquid-Metal Droplet by a Short Laser Pulse». En: *Physical Review Applied* 10 (2018), pág. 064009.
- [114] Dietrich Marcuse. «Mode Conversion Caused by Surface Imperfections of a Dielectric Slab Waveguide». En: *Bell System Technical Journal* 48 (1969), págs. 3187-3215.
- [115] F. Ladouceur, J.D. Love y T.J. Senden. «Effect of side wall roughness in buried channel waveguides». En: *IEE Proceedings - Optoelectronics* 141 (1994), págs. 242-248.
- [116] Xingcun Colin Tong. «Characterization Methodologies of Optical Waveguides». En: *Advanced Materials for Integrated Optical Waveguides*. Springer International Publishing, 2013, págs. 53-102.

- [117] F. P. Payne y J. P. R. Lacey. «A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides». En: *Optical and Quantum Electronics* 26 (1994), págs. 977-986.

8

Divisores de potencia con la tecnología del silicio

Contenido

8.1. Diseño	124
8.2. Fabricación	129
8.2.1. Layout	132
8.3. Caracterización	136
8.3.1. Plataforma de acoplamiento	136
8.3.2. Resultados experimentales	137

En el presente capítulo se describe el desarrollo de un divisor de potencia 1x2 con la tecnología de silicio e implementado en silicio sobre aislante (SOI). Se propone un diseño basado en la teoría del acoplamiento coherente que demuestra ser compacto y presenta bajas pérdidas de inserción. Se optimizan las dimensiones y se estudia la sensibilidad de los parámetros mediante simulaciones numéricas. Posteriormente, se fabrican con el servicio multi-proyecto CORNERSTONE¹. Este enfoque nos permite ahondar en los procedimientos y procesos industriales usados en la producción masiva de chips basados en esta tecnología. Finalmente, se caracteriza

¹*Facility* gestionada por un conjunto de universidades del Reino Unido y empresas dedicadas a la producción de semiconductores que ofrecen servicios MPW. Para más información ingresar a la página web: <https://www.cornerstone.sotonfab.co.uk>

el rendimiento del divisor de potencia propuesto y se lo compara con componentes estándar utilizados comúnmente en la industria de la fotónica integrada.

8.1. Diseño

El dispositivo se pretende implementar en una estructura de silicio sobre aislante conformada por un núcleo de silicio cristalino de 340 nm de espesor, una capa de óxido de silicio enterrado de 2 μm de espesor y una deposición de dióxido de silicio de 1 μm como revestimiento final. Bajo esta configuración se determina el ancho y el tipo de guías de onda a utilizar. En este sentido, mediante el análisis de modos ópticos se decide usar guías de onda tipo *strip* de 450 nm de ancho. Con estas dimensiones y a partir de simulaciones realizadas con el software de cálculo numérico Lumerical, se observa que el modo fundamental cuasi-TE soportado por la estructura tiene un índice efectivo n_{eff} de 2.662 y el factor de acoplamiento Γ_n es 96.57% para una longitud de onda de 1.550 nm. En la Figura 8.1 se muestra de la distribución de campo para la guía de onda anteriormente definida.

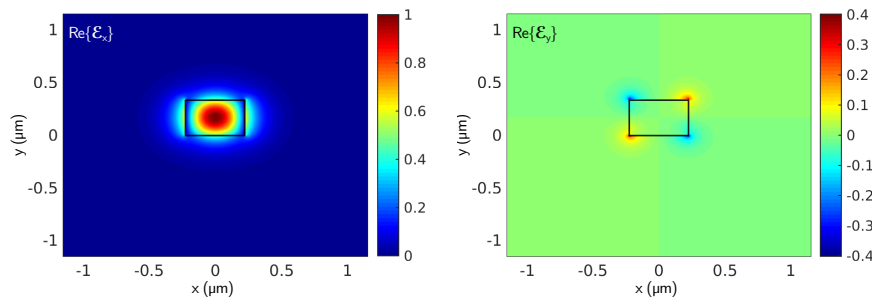


Figura 8.1: Distribución de campo eléctrico del modo fundamental cuasi-TE para una guía de onda tipo *strip* en silicio sobre aislante de 340 nm de espesor y un ancho de 450 nm.

Luego, una vez que se han establecido las dimensiones de las guías de onda y de forma similar al divisor de potencia propuesto en el capítulo 6 se trabajó sobre la teoría de acoplamiento coherente. Este diseño se presenta en la Figura 8.2. El esquema se divide en dos partes, por un lado se usa un sistema de desviación constituido por segmentos rectos que conforman una secuencia determinada de

ángulos, y por otro lado una zona de interferencia multimodal donde se divide la potencia que ingresa al dispositivo. En la Figura 8.2 se pueden apreciar los parámetros dimensionales por optimizarse: L_1 , L_2 , θ , L_{MMI} y W_{MMI} . En comparación con curvas basadas en circunferencias o en polinomios de radio variable, con este criterio de diseño se logran dispositivos de huella pequeña gracias a la reducción de la curvatura efectiva generada con el acoplamiento coherente.

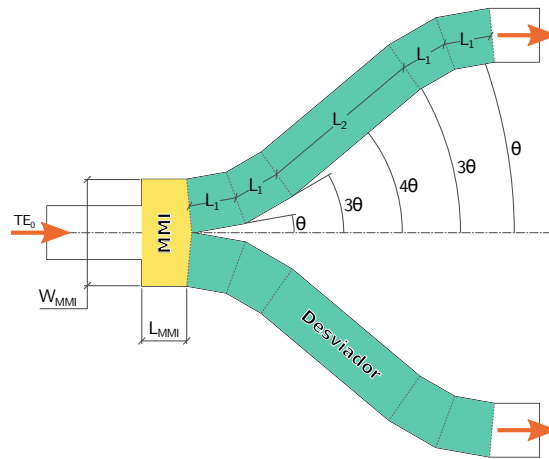


Figura 8.2: Esquema del divisor de potencia propuesto, basado en el acoplamiento coherente y la interferencia multimodal.

En este sentido, el parámetro más importante a tener en cuenta es la longitud del tramo definido como L_1 ya que es quien determinará la diferencia entre la fase del modo acoplado y la fase promedio de los modos radiados [81-84]. El objetivo es lograr que la diferencia de fase sea múltiplo impar de π . Por lo tanto, primero se procede a estudiar la transmisión de un desviador ante variaciones en los parámetros de diseño. Con el fin de simplificar el análisis y teniendo en cuenta que el acoplamiento coherente depende en primer término de la longitud L_1 , la metodología utilizada consiste en disociar las otras variables. Para ello se establece $\theta = 12.5^\circ$ y $L_2 = L_1$. En la Figura 8.3 se muestran los resultados de las simulaciones basadas en el método FDTD ejecutadas con Lumerical, en particular se expone la transmisión para una longitud de onda de 1.550 nm. Como era de esperarse, la transmisión resulta ser una función oscilatoria que depende estrictamente de la longitud L_1 . Se elige trabajar con L_1 igual a 0.62 μm .

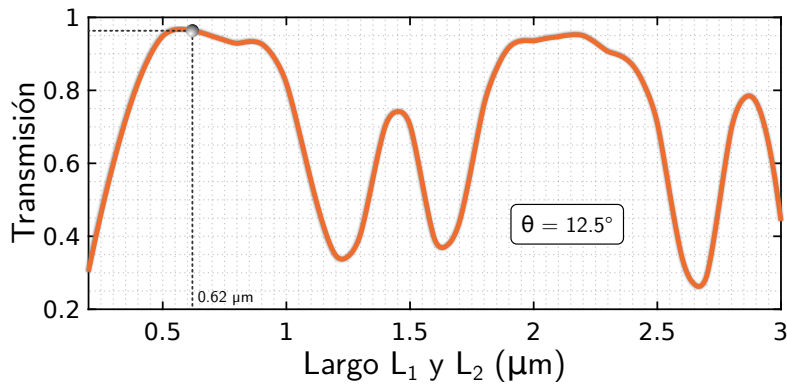


Figura 8.3: Transmisión del desviador basado en el acoplamiento coherente para una longitud de onda de $1.55 \mu\text{m}$ y un ángulo $\theta = 12.5^\circ$.

En el siguiente paso se estudia la sensibilidad del desviador, para ello exploramos la transmisión respecto a variaciones de las tres variables de diseño. Hemos realizado dos tipos de simulaciones, las cuales se muestran en la Figura 8.4. La primera simulación consiste en barrer simultáneamente el ángulo θ y las longitudes de los tramos, definiendo L_1 igual a L_2 . Estos resultados se exponen en la Figura 8.4(a). Por otra parte, en la segunda simulación se establece el ángulo en 12.5° mientras se varía conjuntamente las longitudes L_1 y L_2 , los resultados se pueden ver en la Figura 8.4(b). Se usa una línea punteada blanca para destacar la transmisión representada en la Figura 8.3. Observar que en ambas figuras con L_1 igual a $0.62 \mu\text{m}$ nos ubicamos en el entorno donde la transmisión es máxima, se puede apreciar que el diseño es claramente más sensible al aumento del ángulo θ que a la longitud del tramo L_2 . Resulta evidente que al aumentar el ángulo de flexión se incrementa la transferencia de la energía acoplada en la guía de onda hacia los modos radiados, siendo este el fenómeno predominante y solo una pequeña parte de la energía se acopla nuevamente a las guías por coherencia de fase.

Según el valor de L_1 , en la Figura 8.4(b) se distinguen dos regiones interesantes. Considerando el primer máximo de transmisión entre $0.5 \mu\text{m}$ y $0.8 \mu\text{m}$, se observa que la transmisión se mantiene alrededor del máximo en todo el rango de largos L_2 simulados. Ahora bien, cuando L_1 se ubica entre $0.8 \mu\text{m}$ y $2 \mu\text{m}$ la transmisión se vuelve muy sensible al valor que tome L_2 . Este comportamiento predice en cada caso

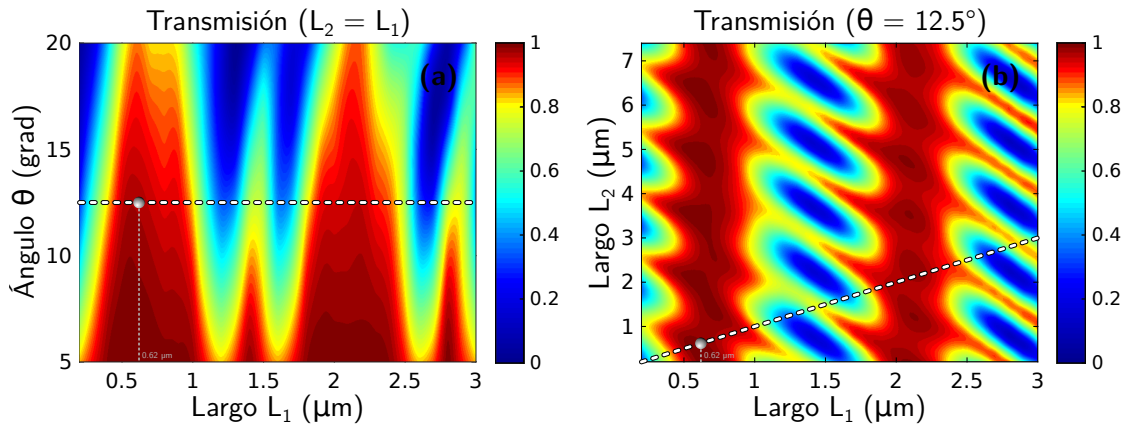


Figura 8.4: Sensibilidad de transmisión del desviador basado en el acoplamiento coherente. Resultados correspondientes a una longitud de onda de 1.550 nm. (a) Barrido del ángulo θ para diferentes largos L_1 , donde $L_1 = L_2$. (b) Barrido de longitudes con $\theta = 12.5^\circ$.

cuál es la longitud dominante en el acoplamiento coherente. Por lo tanto, ya contamos con toda la información necesaria para tomar una decisión de diseño. Teniendo en cuenta todos los aspectos discutidos adoptamos como parámetros fijos $L_1 = 0.62 \mu\text{m}$ y $\theta = 12.5^\circ$. Este diseño demostró ofrecer una alta transmisión, un ángulo de desviación elevado y una baja sensibilidad ante variaciones de la longitud L_2 . A su vez, el tramo L_2 se deja como parámetro libre, el cual puede ajustarse convenientemente según sea necesario. Este parámetro se puede modificar ya sea para reducir las pérdidas, mejorar la respuesta espectral, o bien para personalizar la distancia entre las ramas de salida y construir divisores de más salidas en configuración cascada.

Luego procedemos a optimizar la sección de interferencia multimodal donde se divide la luz. Este componente se basa en el efecto de auto-imagen [118, 119]. Es un elemento ampliamente usado en la fotónica integrada para múltiples aplicaciones, tal como se discutió en el capítulo 4. Aunque son estructuras diseñadas para admitir una gran cantidad de modos, nosotros utilizamos una estructura relativamente pequeña que soporta una poca cantidad de ellos. Con esta elección se mejora la respuesta espectral y reducimos la huella ya que el largo tiene una dependencia cuadrática respecto del ancho del interferómetro. En resumen, decidimos definir el ancho W_{MMI} igual a $0.9 \mu\text{m}$ que es equivalente al doble del ancho de las guías de onda.

Para determinar la longitud óptima de división efectuamos una serie de simulaciones. Primero estudiamos la propagación de ondas suponiendo una longitud infinita a fin de conocer el patrón de interferencia. Esto es útil para aproximar la longitud a la cual se duplica el campo eléctrico de entrada. Finalmente, se optimiza la longitud del interferómetro mediante una simulación completa del dispositivo. Para ello se usa el método FDTD implementado en Lumerical. La metodología consiste en buscar la longitud L_{MMI} que minimiza las pérdidas. La condición de mayor transmisión se encuentra cuando $L_{\text{MMI}} = 0.415 \mu\text{m}$. En la Figura 8.5 se muestra la distribución de intensidad de campo al inyectar el modo fundamental cuasi-TE a la entrada. El dispositivo tiene los siguientes parámetros de diseño: $\theta = 12.5^\circ$, $L_1 = 0.62 \mu\text{m}$, $W_{\text{MMI}} = 0.9 \mu\text{m}$ y $L_{\text{MMI}} = 0.415 \mu\text{m}$. El parámetro libre se ajusta a $L_2 = 1.55 \mu\text{m}$. Podemos ver que la potencia se replica correctamente en los puertos de salida y, además, se aprecian bajas pérdidas en la zona de los desviadores gracias a la optimización del efecto del acoplamiento coherente.

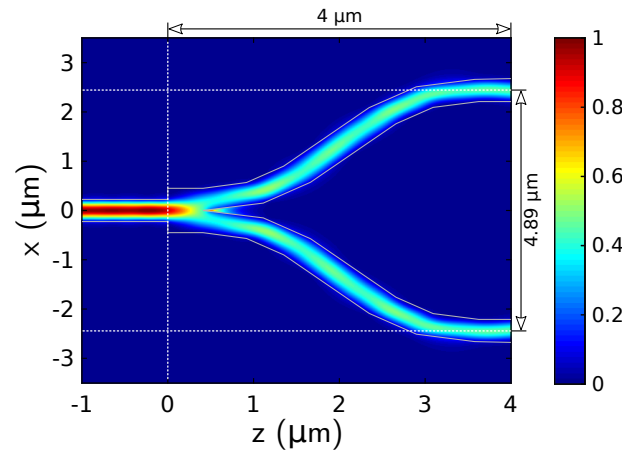


Figura 8.5: Distribución de intensidad de campo eléctrico para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Los parámetros del dispositivo son: $\theta = 12.5^\circ$, $L_1 = 0.62 \mu\text{m}$, $W_{\text{MMI}} = 0.9 \mu\text{m}$ y $L_{\text{MMI}} = 0.415 \mu\text{m}$. El parámetro libre se ajusta a $L_2 = 1.55 \mu\text{m}$.

Una característica importante por conocer es la transmisión de cada salida en función de la longitud de onda. En este sentido, en la Figura 8.6 se muestra la respuesta espectral del divisor de potencia 1x2 para diferentes valores del parámetro libre L_2 . Debido al desajuste de fase en la región de desviación y al cambio en

la condición de interferencia en la zona de multimodal, el dispositivo presenta máximos y mínimos en su transmisión. Sin embargo, estos se encuentran en un rango aceptable de operación, a saber, entre -3.04 dB y -3.22 dB dependiendo de la longitud de onda. Así pues, podemos considerar que idealmente el exceso de pérdidas para diferentes largos L_2 no son significativos en absoluto.

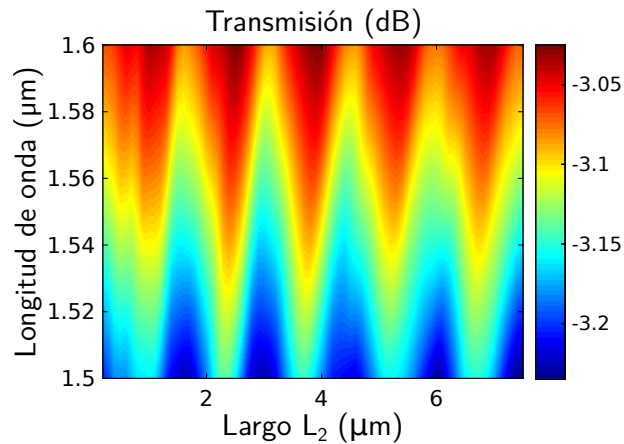


Figura 8.6: Transmisión de los puertos de salida en función del largo L_2 y la longitud de onda.

8.2. Fabricación

Para la implementación del dispositivo se recurrió al servicio multi-proyecto de CORNERSTONE, empresa dedica a la fabricación de prototipos basados en la tecnología de silicio de código abierto y licencia libre [120, 121]. Todos los procedimientos utilizados por la *facility* son compatibles con los procesos industriales usados típicamente en la fotónica de silicio, permitiendo así pasar de forma rápida y segura del prototipado a la producción masiva. En particular, se usan procesos litográficos basados en haz de electrones y proyección de luz ultravioleta profunda, lo cual garantiza una alta resolución. Ofrecen diferentes tipos de configuraciones en las plataformas de silicio sobre aislante y nitruro de silicio. En nuestro caso utilizamos la plataforma SOI con un núcleo de 340 nm de espesor.

Cada convocatoria multi-proyecto se planifica con varios meses de anticipación y, junto a estos llamados, se publica toda la información y los recursos necesarios

para la elaboración del archivo de fabricación. Este archivo o *layout* contiene el diseño del chip que se quiere fabricar. El formato de archivo CAD es el conocido GDS, el mismo que se utiliza la industria de la microelectrónica. Este es un archivo binario que contiene las geometrías de las estructuras fotónicas a producir y la información del flujo de proceso. El layout se usa para la fabricación de fotomáscaras, la transferencia de patrones y el grabado. Los procesos se identifican mediante capas asignadas por el fabricante en las “reglas de diseño”.

En esta convocatoria se parte de una oblea de silicio sobre aislante (SOI) pulida, constituida en un sustrato de silicio (Si), una capa de sílice (SiO_2) crecido térmicamente de $2\ \mu\text{m}$, y un núcleo de silicio cristalino (c-Si) de espesor $340\ \text{nm} \pm 20\ \text{nm}$. El chip se recubre con una deposición superior de dióxido de silicio de $1\ \mu\text{m} \pm 100\ \text{nm}$ de espesor. En particular, los procesos ofrecidos por CORNERSTONE en esta convocatoria fueron los siguientes:

- Grabado poco profundo de $140\ \text{nm} \pm 10\ \text{nm}$.
- Grabado completo hasta el óxido enterrado de sílice.
- Deposición *Lift-Off* de filamentos metálicos de calentamiento.
- Deposición *Lift-Off* de contactos metálicos para los calentadores.

Cada paso litográfico se identifica dentro del archivo GDS mediante un número de capa, pueden ser de campo oscuro o campo claro. En las primeras se dibuja el área que se quiere procesar y lo contrario con el segundo tipo. El grabado poco profundo se asigna a la capa número 6 (campo oscuro) y se usa principalmente para generar los acopladores basados en redes de difracción. Para el grabado profundo se utiliza la capa número 3 (campo claro) y la número 4 (campo oscuro). La capa número 3 se emplea para definir las guías de onda y cualquier otra geometría de $340\ \text{nm}$ de espesor. Alrededor de la figura dibujada se deja una zanja de $5\ \mu\text{m}$ de ancho. En cambio, la capa número 4 se utiliza para definir las regiones donde se extraerá el silicio hasta la base de sílice, por lo tanto es útil para crear, por ejemplo, estructuras de cristal fotónico. Es requerimiento que el área dibujada en la capa 4 esté superpuesta con la número 3. Por otro lado, los filamentos y contactos metálicos tienen asignadas las capas de campo claro número 39 y 41, respectivamente. Finalmente, el resto

de las capas se asigna a los textos y etiquetas (número 100), el contorno del chip (número 99) y la zona de corte para un acoplamiento de canto (número 98).

Tabla 8.1: Reglas de diseño, dimensiones críticas y números de capas.

Descripción de capa y/o proceso	Número Capa	Tipo Campo	Tamaño mínimo	Espacio mínimo	Ancho máximo	Tamaño nominal
Grabado 140 nm	6	oscuro	200 nm	250 nm	20 μm	265 nm
Grabado 340 nm	3	claro	350 nm	200 nm	N/A	450 nm
Grabado 340 nm	4	oscuro	200 nm	350 nm	N/A	450 nm
Calentadores	39	claro	900 nm	10 μm	N/A	900 nm
Contactos	41	claro	2 μm	10 μm	N/A	2 μm
Corte de canto	98	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
Contorno chip	99	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
Etiquetas	100	oscuro	250 nm	250 nm	N/A	N/A

En la Tabla 8.1 se resumen las reglas de diseño a seguir junto a los números de capas y las dimensiones críticas a tener en cuenta a la hora de realizar el diseño del layout en GDS. Asimismo, a continuación se detallan otras de las consignas de diseño a seguir. Se recomienda un espacio mayor a 5 μm entre guías de ondas para evitar problemas de *cross-talk*. Los dibujos deben superponerse al menos 200 nm para contrarrestar problemas de alineación entre capas. Las estructuras dibujadas en la capa 6 deben tener al menos 200 nm de superposición con la capa número 3. Se recomienda una superposición mayor de 10 μm entre la capa 39 y la capa 41 para un rendimiento óptimo de los calentadores. Además, es necesario que todas las estructuras dibujadas en la capa 6 no se superpongan con las capas 39 y 41.

La fabricación es caracterizada en las instalaciones de CORNERSTONE mediante pruebas estandarizadas, garantizando pérdidas de propagación menores a 2 dB/cm y una dependencia térmica de 30 mW/ π . Este último parámetro es puesto a prueba mediante un dispositivo Mach-Zehnder integrado con calentadores de 200 μm de longitud. Por otra parte, se proveen los diseños de acopladores verticales para guías de onda cuasi-TE. La eficiencia de acoplamiento reportada es de -10 dB, un ancho de banda de 35 nm a 1 dB y una longitud de onda central entre 1.550 y 1.570 nm.

8.2.1. Layout

Teniendo en cuenta todas las reglas de diseño antes aclaradas se desarrolla el diseño del chip. En él se dispusieron diferentes tipos de dispositivos a fin de probar, además del desempeño del diseño propuesto en la sección anterior, el procedimiento de elaboración y envío. En la Figura 8.7 se muestra una vista global del diseño GDS y una imagen compuesta tomada con un microscopio. La dimensión general del chip es de 11.5 mm de ancho por 4.9 mm de alto. En la Figura 8.7(a) se destaca el uso de diferentes colores en representación de las distintas capas.

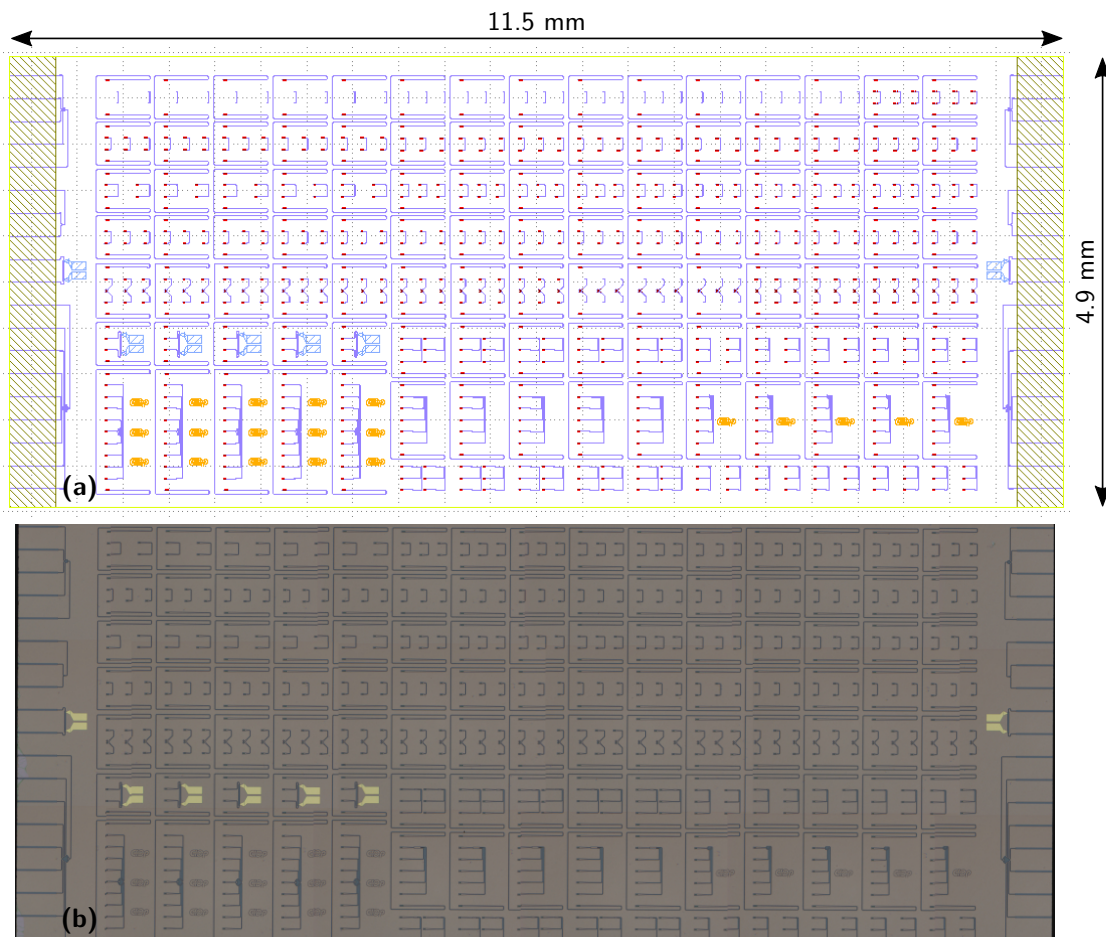


Figura 8.7: Layout completo del chip fabricado en silicio sobre aislante. (a) Vista global del diseño GDS. (b) Imagen compuesta tomada con un microscopio.

Se incluyeron dos tipos de componentes en cuanto al acoplamiento se refiere, la mayoría están basados en el mecanismo de acoplamiento superficial con acopladores

verticales mientras que los diseños ubicados en los límites horizontales utilizan acopladores de canto. Debido a que el área del chip es muy grande comparada con los dispositivos, a continuación se irán exponiendo diferentes zonas del chip mostrando en cada caso el diseño GDS y la respectiva imagen de microscopio.

En la Figura 8.8 se muestra con suficiente detalle el layout de los divisores de potencia 1x2 basados en el acoplamiento coherente (CCS). La distancia entre cada uno de los acopladores es de $127\ \mu\text{m}$, al igual que todos los demás dispositivos fabricados. Esta distancia corresponde a una separación estándar de arreglos de fibras ópticas. Los arreglos de fibras son los elementos que se utilizan comúnmente en la fotónica de silicio para interconectar los chips con el mundo exterior. Estos elementos se pueden conseguir fácilmente en el mercado bajo diferentes tipos de configuraciones. En particular, nosotros utilizamos un enfoque de acoplamiento donde por el mismo arreglo de fibras se inyecta y extraen las señales ópticas. La ventaja de emplear este tipo de acoplamiento radica en el uso de guías de onda que cumplen con la función de alineación y referencia al mismo tiempo. Notar que los acopladores verticales utilizados para la alineación difieren levemente de los usados para los divisores.

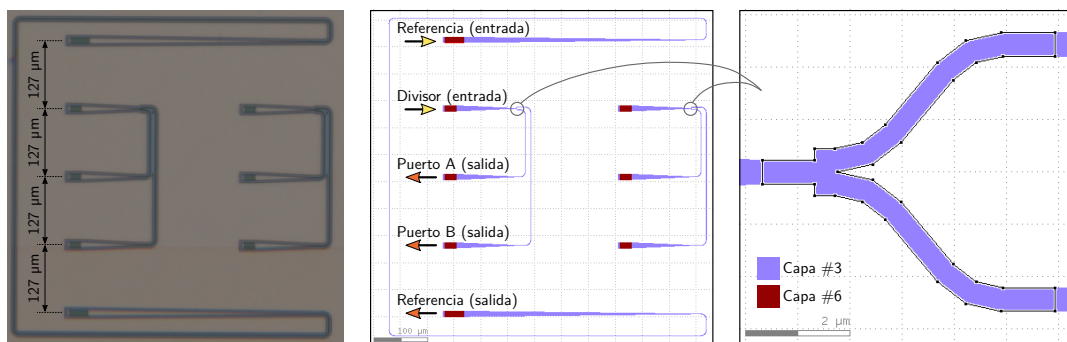


Figura 8.8: La imagen superior izquierda es una captura con un microscopio del bloque que contiene el divisor de potencia 1x2 basado en el acoplamiento coherente. En la figura central se muestra el layout completo del bloque y en la inferior el dispositivo en detalle.

En la Figura 8.8 se definen los puertos de entrada y salida correspondientes a los divisores 1x2. Las ramas se diferencian según el puerto A y puerto B. A su vez, se utilizará como referencia de transmisión la pieza empleada para la alineación

del bloque. Este elemento está compuesto por dos acopladores de entrada/salida conectados mediante guías de ondas tipo *strip* rectas y curvadas. Todas las curvas usadas en el layout son de 90° y $10\ \mu\text{m}$ de radio. El elemento de referencia nos permite separar las pérdidas de acoplamiento de las pérdidas intrínsecas de los divisores. Como se verá más adelante, las mayores pérdidas se producen en los acopladores.

En la Figura 8.9 se exhiben los divisores de potencia 1x2 estándar basados en la interferencia multimodal (MMI). La idea es usar este dispositivo para desarrollar una caracterización comparativa de comportamiento con nuestro diseño. El diseño es provisto por el propio fabricante y suele usarse para crear circuitos fotónicos más complejos. En este sentido, pondremos a prueba los dos tipos de divisores de potencia 1x2. Notar que la huella de nuestro diseño es significativamente más pequeña que el dispositivo estándar MMI.

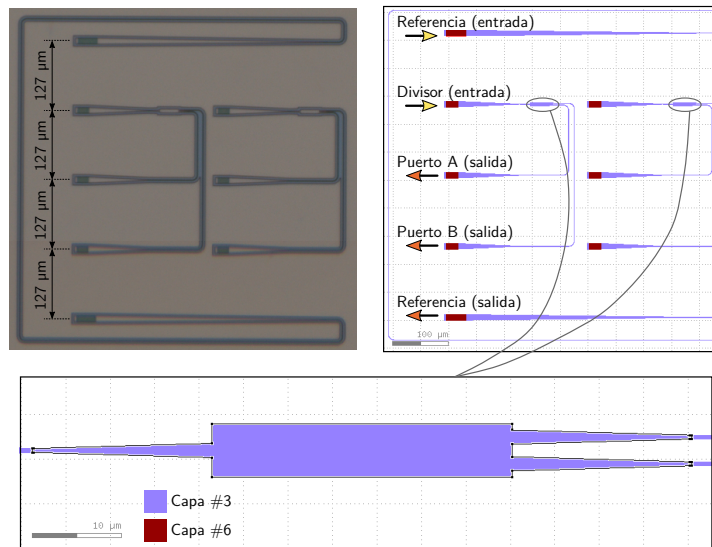


Figura 8.9: La imagen superior izquierda es una captura con un microscopio del bloque que contiene el divisor estándar, diseño provisto por el fabricante. En la figura superior derecha se muestra el layout completo del bloque y en la inferior el dispositivo en detalle.

Como se mencionó anteriormente, debido a que el área del chip es muy grande en relación con el tamaño de los elementos individuales, se pueden incluir una gran cantidad de componentes fotónicos. Por lo tanto, a fin de poner a prueba la relación entre el diseño CAD y el flujo de procesos, así como también el entendimiento

de las reglas de diseño se incluyeron en el layout algunos elementos adicionales. Entre ellos se destacan interferómetros Mach-Zehnder con calentadores integrados, dispositivos para acoplar por canto y etiquetas con el logos institucionales. También se implementaron diseños de dispositivos divisores de potencia 1x4 y 1x8 recurriendo a la modificación del parámetro libre de diseño L_2 . En la Figura 8.10 se muestra el diseño GDS y una imagen real de un divisor 1x8 basado en el acoplamiento coherente.

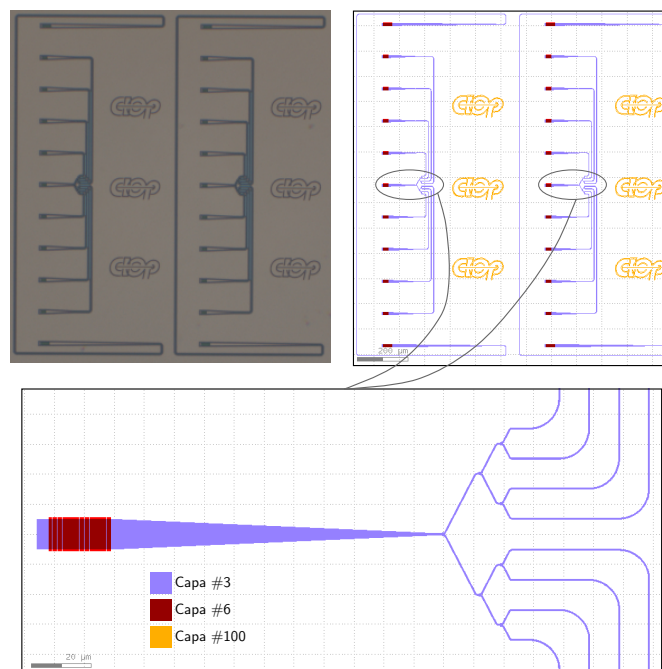


Figura 8.10: La imagen superior izquierda es una captura con un microscopio de dos bloques que contienen divisores de potencia 1x8 basado en acoplamiento coherente. En la figura superior derecha se muestra el layout completo de los bloques y en la inferior el dispositivo en detalle.

Cabe destacar que en esta tesis nos enfocamos únicamente en los divisores 1x2 por una cuestión de extensión. Sin embargo, la metodología empleada aquí es extensible a dispositivos con un mayor número de puertos de salida.

8.3. Caracterización

8.3.1. Plataforma de acoplamiento

Para efectuar las mediciones de los dispositivos fabricados con la tecnología de silicio se desarrolla un sistema de acoplamiento de 6 grados de libertad. Este equipo consiste en un sistema experimental que nos permite alinear espacialmente los arreglos de fibras ópticas con las entradas y salidas del chip. Para ello se cuenta con dos plataformas motorizadas basadas en el modelo MOA-30 de la empresa Optics Focus Instruments [122]. En una de las plataformas se deposita el chip fotónico dispuesto de forma paralela a la mesa óptica. Aquí se puede recorrer en coordenadas cartesianas bidimensionales cada uno de los diseños fabricados. Por otro lado, en la segunda plataforma se ubica el arreglo de fibras ópticas, montado sobre sistema de desplazamiento de 4 ejes. De esta manera, la trama que contiene el ramillete de fibras puede alinearse de forma angular con 3 grados de libertad, así como también ajustarse la distancia entre las fibras ópticas y la superficie del chip. En la Figura 8.11 se muestra un esquemático del sistema.

Los movimientos se realizan con motores paso a paso comandados por un controlador de 6 ejes desarrollado en el laboratorio. Las plataformas ofrecen una resolución de ± 200 nm para los desplazamientos lineales y $\pm 1 \times 10^{-3}$ grados para los angulares. A su vez, los movimientos son controlador por medio de comandos enviados por puerto serie desde una PC. Por otro lado, se utiliza un sistema de visión compuesto por un conjunto de lentes de enfoque y un microscopio digital. Las imágenes capturadas con el microscopio son proyectadas en la PC de control mediante un software de captura. Es vital contar con esta herramienta para ajustar y elegir dentro del chip la posición del dispositivo por explorar.

Al mismo tiempo, se emplea un láser sintonizable integrado ITLA de la empresa Shenzhen Box Optronics Technology que trabaja en la banda C [123]. Este equipo puede ser configurado en potencia y longitud de onda mediante una conexión serie con la PC. La potencia máxima permitida es de 20 mW y la longitud de onda abarca desde 1.530 nm hasta 1.560 nm aproximadamente. El incremento de frecuencia

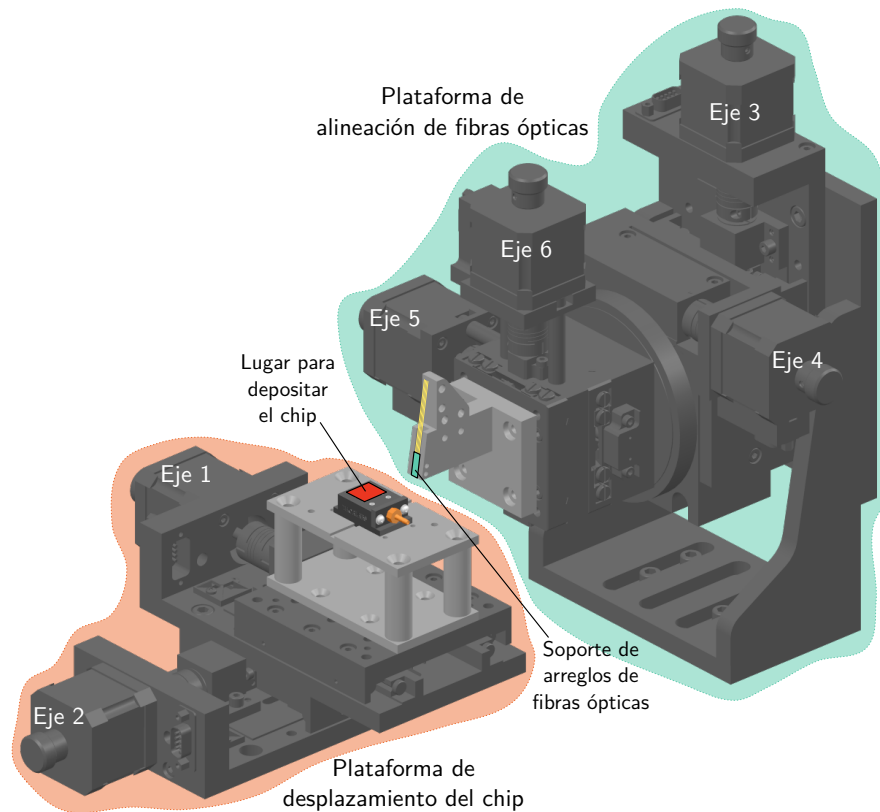


Figura 8.11: Dibujo esquemático del sistema motorizado de acoplamiento desarrollado para la caracterización. Los ejes números 1, 2 y 3 ejecutan desplazamientos lineales. Los ejes números 4, 5 y 6 realizan movimientos angulares.

óptica ajustable es de 50 GHz (≈ 0.4 nm) correspondiente a cada canal estándar usado en las telecomunicaciones. La conexión entre el láser y el arreglo de fibras ópticas se realiza con adaptadores FC/APC. Se emplearon fibras ópticas monomodo estándar. Por último, para la detección usamos fotodiodos InGaAs modelo GAP100 junto con un transductor de transimpedancia y un pre-amplificador de ganancia ajustable modelo SR560 de la empresa Stanford Research Systems.

8.3.2. Resultados experimentales

Se midieron cinco divisores de potencia 1x2 basados en el acoplamiento coherente y cinco basados en un interferómetro multimodal. Asimismo, cada medición se realizó usando tres niveles de potencia. Para ello se configuró la potencia del láser a 5 dBm, 10 dBm y 13 dBm. También capturamos la potencia transmitida

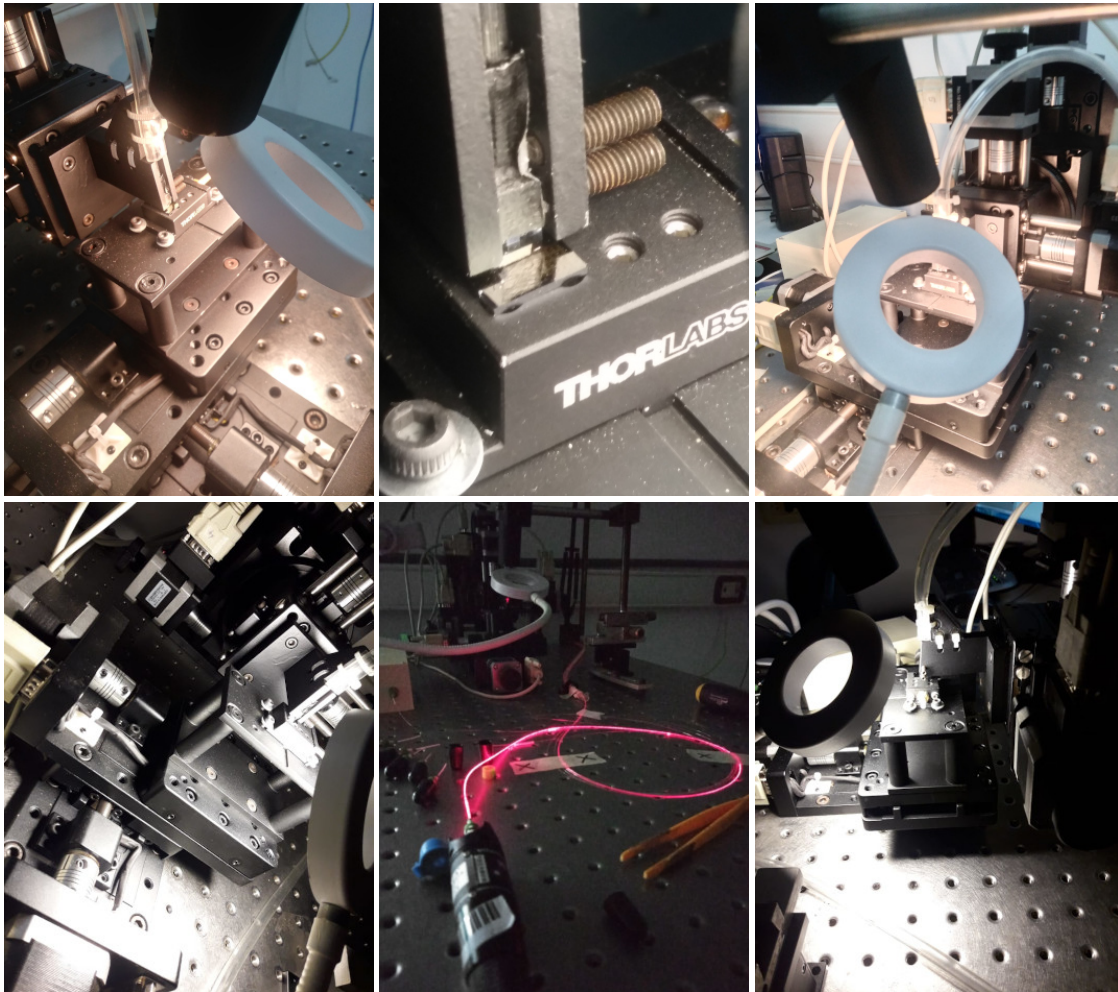


Figura 8.12: Imágenes del sistema motorizado de acoplamiento.

barriendo la longitud de onda desde 1.530 nm hasta 1.560 nm. Para separar las pérdidas relacionadas al acoplamiento y desacoplamiento de la luz se registró la transmisión del componente de referencia.

Para llevar a cabo las mediciones se ejecutó como primer paso una alineación del sistema motorizado de acoplamiento y la orientación del chip. Una vez alineada la plataforma, con ayuda del sistema de visión microscópico se buscaron los bloques correspondientes a cada divisor de potencia. En este punto, ya ubicados cerca del bloque que se quiere medir, se efectúa un programa semi-automático de alineación que consiste en desplazar el chip al mismo tiempo que se inyecta y detecta luz. Para ello se utiliza el elemento de alineación y referencia de transmisión. Cuando

detectamos potencia óptica en el puerto de salida de la referencia, el sistema se detiene y, por último, realizamos un ajuste fino recurriendo a los seis ejes de la plataforma hasta maximizar la potencia detectada. En esta situación estamos en condiciones de capturar la transmisión de referencia en función de la longitud de onda por cada sistema explorado. Finalmente, se intercambian los puertos de entrada y salida para medir la potencia espectral transmitida en el puerto A y luego en el puerto B. Este es el procedimiento que se repitió en todas las mediciones.

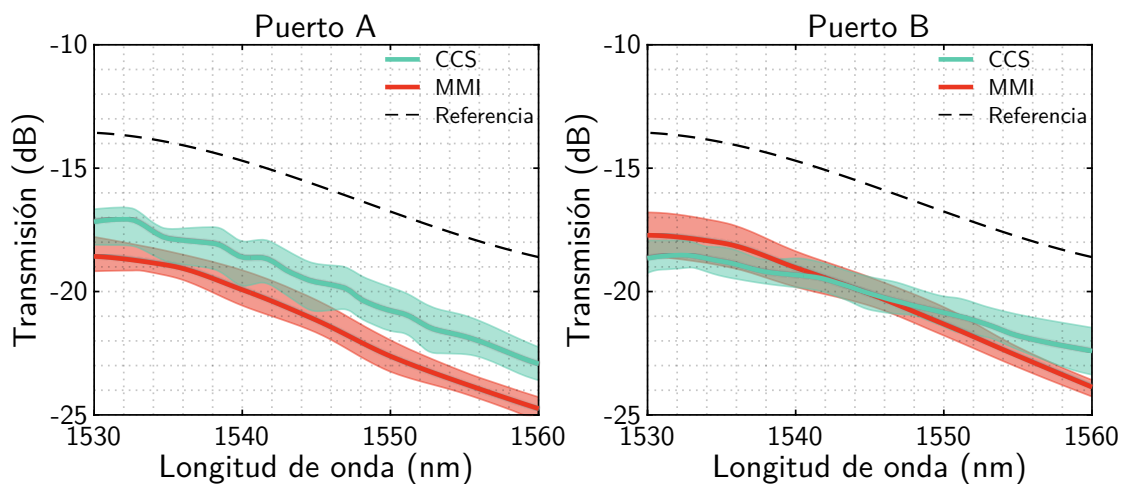


Figura 8.13: Transmisión de los puertos A (izquierda) y B (derecha) en función de la longitud de onda. La región sombreada denota los límites y las líneas corresponden al promedio de las mediciones.

Los resultados de las mediciones se muestran en la Figura 8.13, se superpone la potencia transmitida en función de la longitud de onda en cada uno de los puertos según tipo de divisor. La línea de trazos representa la transmisión de referencia. A simple vista se aprecia una marcada diferencia en la respuesta de ambos dispositivos, sin embargo, se distingue que la pérdida predominante está relacionada, tal como era de esperarse, a las pérdidas acoplamiento. En todas las mediciones notamos que las pérdidas son mayores hacia longitudes de onda más largas. Según los datos reportados por el fabricante se espera que la pérdida tenga un mínimo en el entorno de los 1.560 nm. Esta discrepancia puede deberse a una desalineación en el ángulo de acoplamiento [124]. No obstante, las pérdidas de acoplamiento se mantienen cerca del valor reportado por el fabricante.

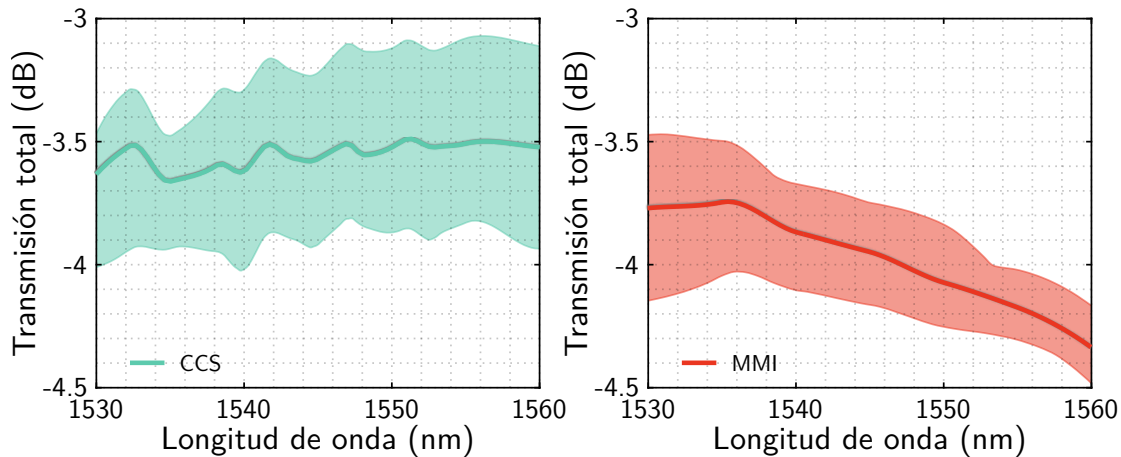


Figura 8.14: Transmisión de los puertos de salida sin tener en cuenta las pérdidas por acoplamiento. La región sombreada denota los límites y las líneas corresponden al promedio de las mediciones.

Desacoplado las pérdidas de referencia observamos que, en efecto, las pérdidas de inserción de ambos divisores se encuentra en un rango aceptable. En la Figura 8.14 se muestran la transmisión de cada tipo de dispositivo. De esta figura podemos destacar dos aspectos importantes en el desempeño de los divisores. Por un lado se observa que las pérdidas del componente basado en el acoplamiento coherente son inferiores a las pérdidas del componente estándar. En este contexto la pérdida del dispositivo propuesto es de -3.5 dB en promedio mientras que las del divisor estándar de -4.0 dB, aproximadamente. Un aspecto crucial es la dependencia espectral de las pérdidas, las cuales son significativamente más pronunciadas en el dispositivo estándar. Por otra parte, se distingue un fuerte comportamiento oscilatorio de las pérdidas del divisor de potencia propuesto. Esto se relaciona directamente con los efectos propios del acoplamiento coherente, tal como se comentó y demostró en la sección de diseño.

El último parámetro evaluado es la relación de acoplamiento entre los puertos. Para ello calculamos la relación de potencia referida al puerto A. Los resultados se muestran en la Figura 8.15. La relación de acoplamiento promedio del divisor propuesto es de $0.53/0.47 \pm 0.11$, mientras que la relación de acoplamiento promedio del dispositivo estándar es $0.44/0.56 \pm 0.03$. Aquí se observa una marcada disparidad en el comportamiento de ambos dispositivos. Por un lado, el dispositivo estándar

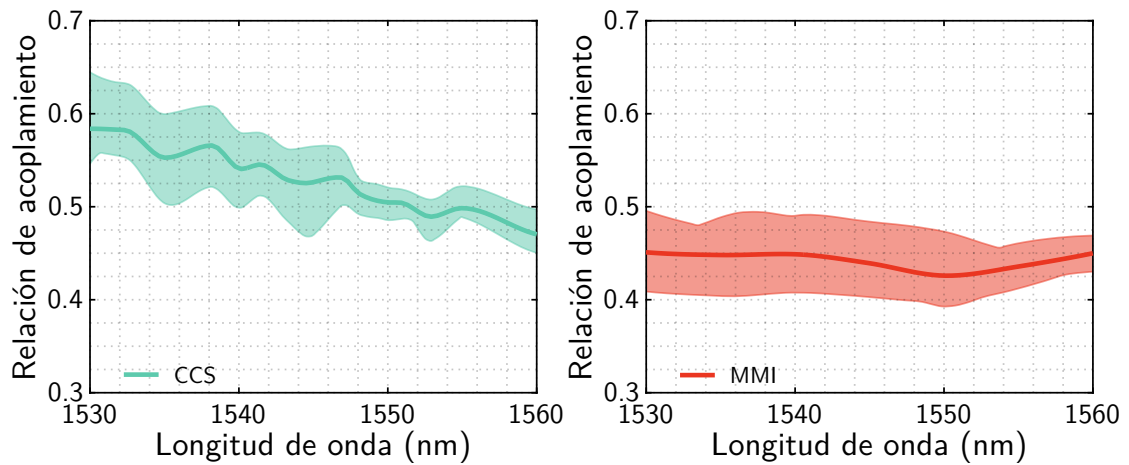


Figura 8.15: Relación de acoplamiento referida al puerto A. La región sombreada denota los límites y las líneas corresponden al promedio de las mediciones.

demonstró en todos los casos un sesgo de acoplamiento constante hacia el puerto B. Sin embargo, se puede ver que nuestro divisor es más sensible a la relación de acoplamiento. Asimismo se distingue un comportamiento oscilatorio predominante, fenómeno que se relaciona directamente con las variaciones dimensionales de fabricación [125]. La razón principal de esta conducta se debe a que las dimensiones en la región de interferencia multimodal del divisor propuesto son demasiado pequeñas y son susceptibles a la tolerancia de fabricación. Este es un fenómeno típico de los divisores de potencia tipo Y. Una forma de solucionarlo es modificando la sección de división del dispositivo propuesto.

Referencias

- [81] Chih-Wei Hsu, Hsuen-Li Chen y Way-Seen Wang. «Compact Y-branch power splitter based on simplified coherent coupling». En: *IEEE Photonic Tech. L.* 15.8 (2003), págs. 1103-1105.
- [82] Henry F Taylor. «Power loss at directional change in dielectric waveguides». En: *Appl. Optics.* 13.3 (1974), págs. 642-647.
- [83] LM Johnson y FJ Leonberger. «Low-loss LiNbO₃ waveguide bends with coherent coupling». En: *Opt. Lett.* 8.2 (1983), págs. 111-113.
- [84] Jenn-Jia Su y Way-Seen Wang. «Novel coherently coupled multisectional bending optical waveguide». En: *IEEE Photonic Tech. L.* 14.8 (2002), págs. 1112-1114.
- [118] Qingzhong Deng y col. «Arbitrary-ratio 1×2 power splitter based on asymmetric multimode interference». En: *Optics Letters* 39.19 (sep. de 2014), pág. 5590. URL: <https://doi.org/10.1364/ol.39.005590>.
- [119] Liangshun Han y col. «Two-mode de/multiplexer based on multimode interference couplers with a tilted joint as phase shifter». En: *Optics letters* 40.4 (2015), págs. 518-521.
- [120] Callum G. Littlejohns y col. «CORNERSTONE's silicon photonics prototyping platform: present status and future outlook». En: *Integrated Photonics Platforms: Fundamental Research, Manufacturing and Applications*. SPIE, abr. de 2020. URL: <https://doi.org/10.1117/12.2559132>.
- [121] CORNERSTONE. URL: <https://www.cornerstone.sotonfab.co.uk> (visitado 11-01-2021).
- [122] *Optics Focus*. URL: <https://www.optics-focus.com> (visitado 11-01-2021).
- [123] *Box Optronics Tech*. URL: <http://www.boxoptronics.com> (visitado 11-01-2021).
- [124] Dirk Taillaert y col. «Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides». En: *Japanese Journal of Applied Physics* 45.8R (2006), pág. 6071.
- [125] Lukas Chrostowski y col. «Impact of fabrication non-uniformity on chip-scale silicon photonic integrated circuits». En: *Optical Fiber Communication Conference*. Optical Society of America. 2014, Th2A-37.

9

Sensor fotónico integrado con la tecnología del silicio

Contenido

9.1. Introducción a los sensores fotónicos	146
9.2. Análisis de los principios de funcionamiento	147
9.3. Diseño del circuito fotónico	151

En este capítulo se aborda el diseño de un sensor fotónico inspirado en la tecnología de silicio, en especial nos enfocamos en la plataforma de oxinitruro de silicio (SiON). Comenzamos exponiendo los principios fundamentales detrás de la medición con estructuras de guiado y luego abordamos el diseño de redes de Bragg. Se muestra el comportamiento espectral y se determinan los parámetros de sensado intrínsecos de cada estructura. A partir de este estudio proponemos una topología de detección basada en un análisis de potencia diferencial utilizando una matriz de sensores fotónicos. La estructura del circuito fotónico está compuesta por un divisor de potencia 1x4, tres redes de Bragg y una rama de referencia. En todas las instancias se verifican los resultados con simulaciones numéricas.

9.1. Introducción a los sensores fotónicos

Tal como se comentó en los capítulos iniciales, la fotónica de silicio se ha establecido como una tecnología de aplicación directa gracias a la alta integración y la compatibilidad con procesos de fabricación estándar CMOS. Aquí haremos hincapié en el desarrollo de sensores, en particular, para usos biológicos, de punto de atención (POC)¹ y de diagnóstico de atención médica en el hogar. Las ventajas que ofrecen la fotónica integrada radica en la alta sensibilidad temporal y espectral, la inmunidad a interferencia electromagnética y la posibilidad de producción a gran escala. En este sentido, un gran número de sensores basados en detección fotónica se han diseñado e implementado en guías de ondas rectas, acopladores direccionales, redes de Bragg integradas, estructuras de resonancia plasmónica superficial, cavidades de cristal fotónico, entre otros [126-130]. Los parámetros más importantes a la hora de diseñar e implementar estos tipos de dispositivos son la huella, la sensibilidad, el límite de detección, como así también la factibilidad, la repetibilidad y el costo [131]. Según la aplicación se deberá elegir el tipo de estructura más adecuada para cada caso. En general se busca diseñar nuevas estructuras fotónicas que intentan mejorar los parámetros de sensado, como es el caso de guías de onda de ranura, resonadores en forma de micro-discos, cristales fotónicos en 1D y 2D construidos sobre guías de ondas, redes de Bragg junto a cavidades resonantes, y otros que combinan los antes mencionados [132-135]. Sin embargo, en algunas ocasiones estas estructuras hacen que los dispositivos sean muy costosos de implementar debido a incompatibilidades con las reglas de diseño estándar y/o el uso de equipos externos para la medición espectral.

En consecuencia, se han demostrado sistemas de sensado compuestos por arreglos de múltiples sensores que integran componentes pasivos, activos, fuentes de luz y fotodetectores [136]. Con este tipo de dispositivos que ofrecen mediciones rápidas, sensibles y multiplexadas, son muy útiles en aplicaciones POC [137-140]. Un ejemplo muy interesante son los interferómetros integrados fabricados en tecnología SiON

¹Siglas que derivan del inglés *Point of Care*, hacen referencia a equipos de análisis de diagnóstico médico que se realizan en el lugar y momento de atención al paciente.

[141]. Primero la luz se divide en múltiples caminos, algunos utilizados como referencia y otros se ponen en contacto con el producto por sensar. El patrón de interferencia generado a la salida del chip es registrado por una cámara CCD y posteriormente analizado con un algoritmo. Bajo este esquema se logra reducir significativamente el límite de detección gracias a los efectos de interferencia de fase generada en la propagación del campo electromagnético.

Nos propusimos entonces diseñar un circuito fotónico integrado que reúna todas las características mencionadas y, a partir de esta idea, se desarrolló un sistema de sensado mediante la detección directa y diferencial de la transmisión de diferentes componentes. En particular, el circuito propuesto se basa en un arreglo de redes de Bragg integradas en la tecnología del silicio.

9.2. Análisis de los principios de funcionamiento

De la teoría de modos, se sabe que el índice efectivo (n_{eff}) de una guía de onda depende de la longitud de onda, la geometría y los índices de refracción. Por lo que variaciones en cualquiera de estas componentes resulta en un cambio del índice efectivo. Este es el principio utilizado por los sensores fotónicos para determinar cambios en el índice de refracción del entorno de una estructura. Por ejemplo, se puede poner en contacto una guía de onda con una solución acuosa conocida previamente para inferir la concentración de la misma. Para comprender este fenómeno, a continuación se realiza un exhaustivo estudio numérico de los modos con el entorno de cálculo Lumerical. En particular, simulamos una guía de onda rectangular embebida en una solución con ADN a diferentes concentraciones.

En la Figura 9.1 se muestran los resultados del índice efectivo de una guía de onda en función del ancho ante variaciones del índice de cobertura y a diferentes longitudes de onda. Para ello utilizamos una estructura de 300 nm de espesor de SiON sobre un sustrato de 1.5 μm de SiO₂, tal como se puede apreciar en Figura 9.1(a). En las simulaciones se utilizaron índices de cobertura (n_c) entre 1.33-1.35, longitudes de onda entre 640-650 nm y anchos (W) de 300-700 nm, rango en el

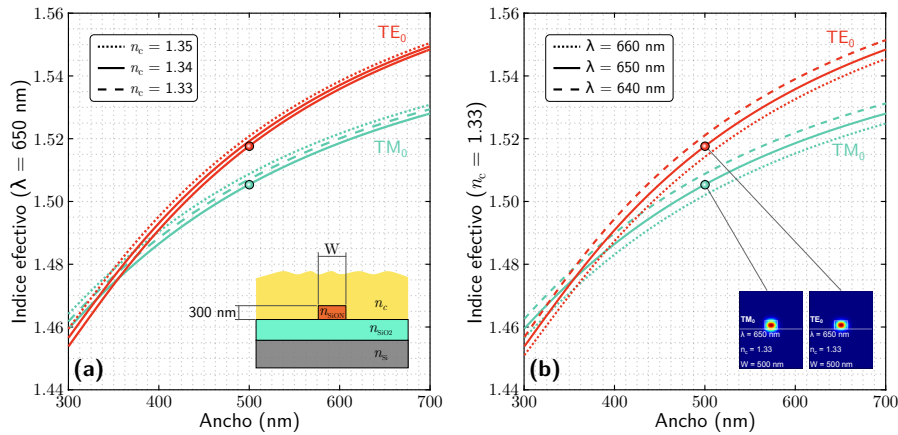


Figura 9.1: Variación del índice efectivo, solución numérica de los modos fundamentales en función del ancho de la guía de onda, para diferentes longitudes de onda e índice de cobertura.

cual la guía de onda es monomodo. El índice de refracción de cobertura corresponde al de una solución de ADN a diferentes concentraciones, que abarca desde agua pura hasta una su nivel máximo de saturación [142-144]. En la Figura 9.1(a) se expone el comportamiento ante variaciones del índice de cobertura para una longitud de onda fija, mientras que el caso contrario se detalla en Figura 9.1(b).

En Figura 9.1 se puede apreciar que la variación de n_{eff} depende en mayor medida de W , seguido de la longitud de onda y por último de n_c , consideramos los rangos de simulación. Si bien este es el principio de funcionamiento, se usan diversos tipos de circuitos fotónicos buscando en todos los casos incrementar la sensibilidad de medición (S), el rango y el límite de detección (LOD). Un dispositivo típico utilizado en aplicaciones de sensado son los basados en redes de Bragg, ya que variaciones en n_c producen cambios relativamente grandes en las condiciones de resonancia.

Siguiendo los preceptos desarrollados en el capítulo 4 diseñamos tres redes de Bragg basada en SiON. En la Figura 9.2 se muestra la transmisión de las tres estructuras donde el único parámetro que cambia es el período de las redes. Los resultados corresponden a simulaciones realizadas con el método de propagación de modos en Lumerical. Aunque hemos decidido usar el modo fundamental TE cabe destacar que este análisis puede extenderse fácilmente al modo fundamental

TM. En la Figura 9.2(a) se muestra la respuesta del primer diseño que tiene un período $\Lambda_1 = 218.0$ nm y $n_c = 1.33$; en la Figura 9.2(b) el segundo diseño con $\Lambda_2 = 217.7$ nm y $n_c = 1.34$; y en la Figura 9.2(c) el tercer diseño con $\Lambda_3 = 217.4$ nm y $n_c = 1.35$. Al modificar el período de la estructura en cada diseño se logra obtener las mismas respuestas espectrales, pero a distintos valores de n_c . Notar que en todos los diseños la longitud de onda de Bragg (λ_B) es de 650 nm. Todas las estructuras están compuestas por 1.000 períodos de largo, el ancho menor (W_1) es 390 nm y el ancho mayor (W_2) es 410 nm.

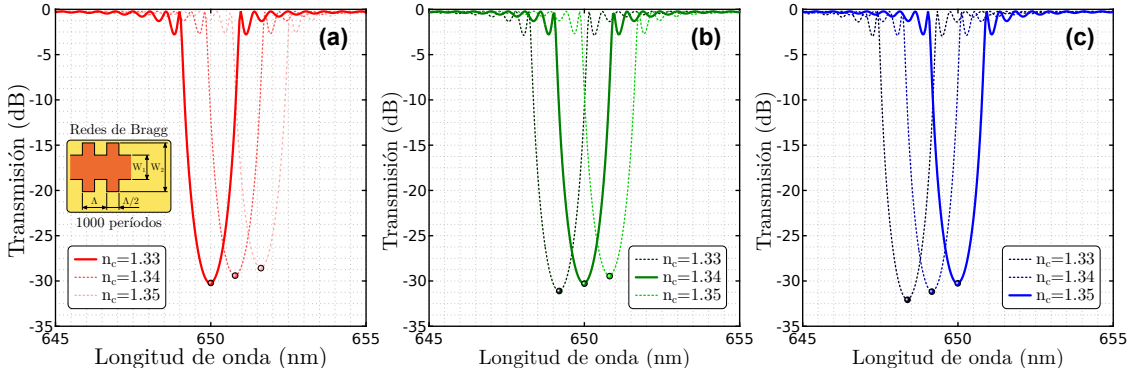


Figura 9.2: Transmisión de redes de Bragg para diferentes índices de cobertura. Se utilizaron tres diseños diferentes, todos centrados en 650 nm para: (a) $n_c = 1.33$, (b) $n_c = 1.34$ y (c) $n_c = 1.35$.

En Figura 9.2 se puede ver claramente que variaciones en n_c impactan directamente en λ_B , inversamente en el pico de transmisión, e imperceptiblemente en el ancho de banda ($\Delta\lambda_B$). Este comportamiento espectral es ampliamente conocido y puede explicarse cualitativamente con las ecuaciones de las redes de Bragg. Un parámetro muy importante para el diseño es la sensibilidad S , la cual puede describirse como la razón de cambio entre la variable directa e indirecta de medición. En una red de Bragg suele utilizarse por ejemplo el corrimiento de λ_B para medir n_c , en este caso la sensibilidad es $\partial\lambda_B/\partial n_c$ que se expresa en nm/RIU. Siguiendo este concepto de medición hemos desarrollado un método analítico para aproximar la sensibilidad en el entorno del punto de diseño [3]:

$$S \approx \frac{\lambda_B}{n_g} \cdot \frac{\partial n}{\partial n_c} \quad (9.1)$$

donde el índice efectivo (n) y el índice de grupo (n_g) son los promedios según ancho mayor y menor. Lo interesante del método es que no requiere de un excesivo costo computacional y basta con un análisis de modos.

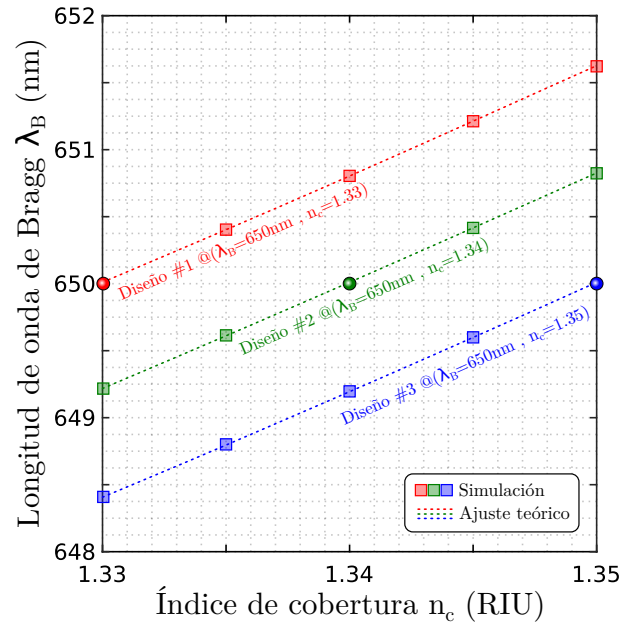


Figura 9.3: Desplazamiento de la longitud de onda de Bragg en función de variaciones en el índice de cobertura de los tres diseños propuestos.

En este sentido, procedemos a estudiar el desplazamiento espectral observado en las simulaciones. En Figura 9.3 se muestra el corrimiento de la longitud de onda de Bragg respecto del índice de cobertura. Se utilizan los diseños propuestos anteriormente identificados con el par de datos λ_B y n_c . Los puntos en la gráfica denotan los parámetros de diseño y, a partir de los cuales, se desplazará tanto para longitudes de onda mayores o menores según corresponda. En general, este tipo de dispositivos ofrecen bajas sensibilidades y bajos valores del límite de detección intrínseco comparados con otro tipo de estructuras. Se han publicado trabajos modificando la clásica geometría de la red de Bragg con el objetivo de mejorar el desempeño. Nuestros diseños han mostrado una sensibilidad de 73 nm/RIU, un factor Q de 356 y un límite de detección intrínseco de 0.025 RIU. Esto nos indica que no sería un dispositivo adecuado para el rango de índices establecido. Por lo

tanto, de aquí surge la idea de desarrollar un circuito fotónico que permite aumentar los parámetros de sensado basado en un arreglo de redes de Bragg convencionales.

9.3. Diseño del circuito fotónico

Se propone un sistema de sensado compuesto por tres redes de Bragg, diseñadas cada una para resonar especialmente en tres lugares del rango de medición. Además se utiliza una cuarta rama como referencia de medición. Como se puede observar en el esquema de Figura 9.4, utilizamos para ello un divisor de potencia 1x4 en donde solamente las ramas que contienen las redes se exponen al producto por medir. Con este tipo de diagramas podemos mejorar la sensibilidad y el límite de detección aumentando los grados de libertad del sensor. Adicionalmente, este sistema no requiere de un espectrómetro de alta resolución, basta con 4 sensores de potencia en el rango visible para efectuar la detección, por lo que lo convierte en un método muy atractivo desde el punto de vista económico. Tener en cuenta que la división espectral debido a cambios en el índice de la cobertura está efectuada directamente por el principio de funcionamiento del dispositivo.

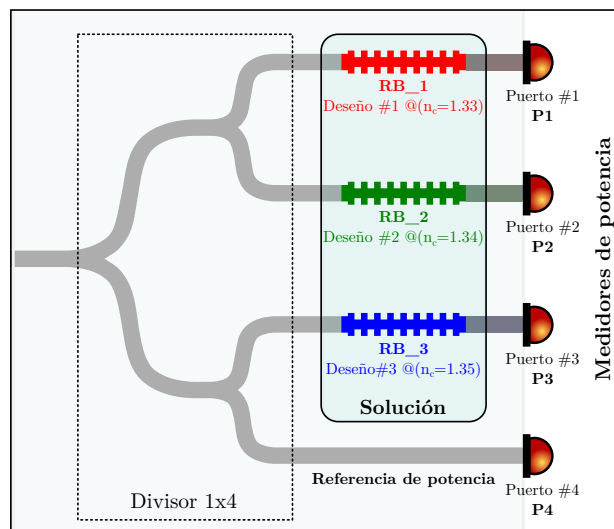


Figura 9.4: Dibujo esquemático del circuito fotónico basado en un arreglo de redes de Bragg. Se utiliza un divisor de potencia 1x4, seguido de tres redes de Bragg y una rama de referencia. La transmisión es detectada con medidores de potencia a la salida de cada rama.

El principio de funcionamiento consiste en utilizar múltiples redes de Bragg, cada una diseñada para resonar a la misma longitud de onda pero a diferentes índices de cobertura. Asimismo, para maximizar la sensibilidad de sensado imponemos dos requerimientos que se relacionan con la fuente de luz. Primero la longitud de onda de Bragg debe coincidir con la longitud de onda de la fuente ($\lambda_B = \lambda_0$); y segundo, que tanto el ancho de banda de la red como el mayor desplazamiento en frecuencia concuerden con el ancho de banda de la fuente ($\Delta\lambda = \Delta S = S_{\max}$). El primer requerimiento está directamente relacionado con el período de la red, mientras que el segundo se vincula con el largo de la estructura, el ancho mínimo y el ancho máximo. En Figura 9.5 mostramos de forma esquemática la superposición de los espectros de transmisión de los dispositivos y de la fuente lumínica, resaltando en cada caso la potencia espectral de salida con áreas sombreadas. Notar que la variación de potencia en cada rama respecto del índice de cobertura se maximiza cuando se cumplen los requerimientos propuestos. Empleamos para ello los mismos diseños anteriormente expuestos, los cuales además de cumplir con la condición propuesta nos permite mantener una claridad en este desarrollo.

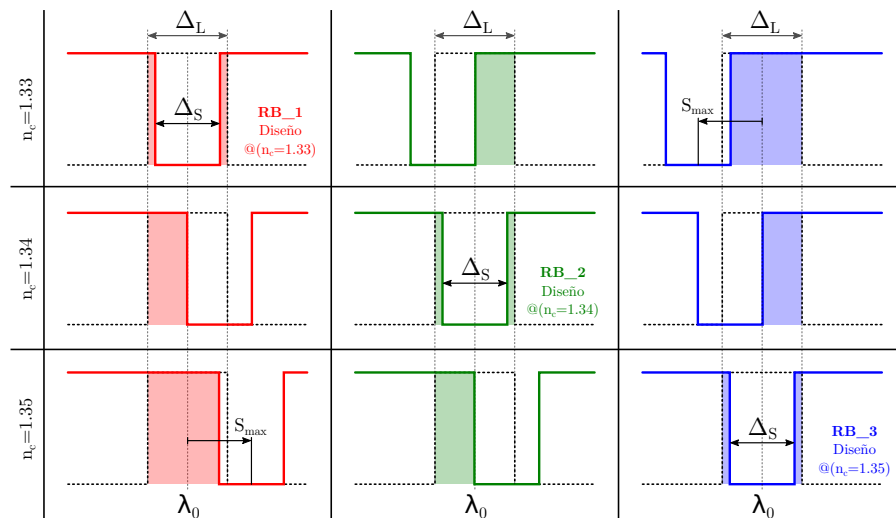


Figura 9.5: Dibujo esquemático de la variación de la potencia transmitida según la longitud de onda y el índice de cobertura. En este esquema se intenta describir la optimización de la sensibilidad y los anchos de banda de diseño, para una dada fuente de luz.

En Figura 9.6 se muestran los espectros de transmisión de cada una de las ramas del sistema para diferentes valores de índice de cobertura. Los diseños utilizados presentan un ancho de línea de 1.8 nm a mitad de altura y un corrimiento máximo de 1.94 nm ($\Delta S \approx S_{\max}$). Como excitación utilizamos un láser centrado en 650 nm con un ancho de línea de 1 nm a mitad de altura. Bajo esta condición, verificamos que el ancho de banda de la red abarca un 97.5% de la potencia espectral de excitación ($\Delta S \approx \Delta \lambda$). En Figura 9.6 se superpone además el espectro de referencia para cada caso.

Finalmente, llegamos a un sistema que nos permite capturar de forma directa una terna de potencias para un dado índice de cobertura. Estas tres señales de potencia son comparadas con la rama de referencia. La señal de potencia relativa resultante es Φ_i , donde el subíndice i hace referencia a la rama medida. En Figura 9.7(a) se muestran los resultados de las potencias relativas obtenidos de simulaciones numéricas con FDTD. Los datos numéricos de las simulaciones son ajustados con las relaciones analíticas de Bragg. A continuación desarrollamos un método que permite mejorar la sensibilidad y el límite de detección del sensado, como así también eliminar fluctuaciones de la fuente, utilizando para ello señales diferenciales.

El método diferencial propuesto en este trabajo consiste en restar las potencias detectadas, utilizando el resultado de esta operación como medición. En Figura 9.7(b) se muestran las señales diferenciales Ψ_{ij} , donde $\Psi_{ij} = \Phi_i - \Phi_j$. Para evitar repetición de valores, es decir, para que no exista dos posibles valores de índice de cobertura para un valor de Ψ_{ij} , debe definirse el rango de medición según el índice de resonancia correspondiente. Por ejemplo, el rango de la señal Ψ_{12} está entre 1.33 y 1.34, el rango de la señal Ψ_{32} entre 1.34 y 1.35, mientras que el rango de la señal Ψ_{13} entre 1.33 y 1.35. De la Figura 9.7(b) podemos observar que las señales valen cero para el valor medio de los índices de cobertura correspondiente a cada diseño. Por ejemplo, la señal Ψ_{12} vale cero para cuando $n_c = 1.335$, Ψ_{32} cuando $n_c = 1.345$, y Ψ_{13} cuando $n_c = 1.34$. Lo que estamos haciendo al utilizar estas señales diferenciales, independientemente de las magnitudes detectadas en cada rama, es comparar directamente la respuesta espectral de cada estructura lo que

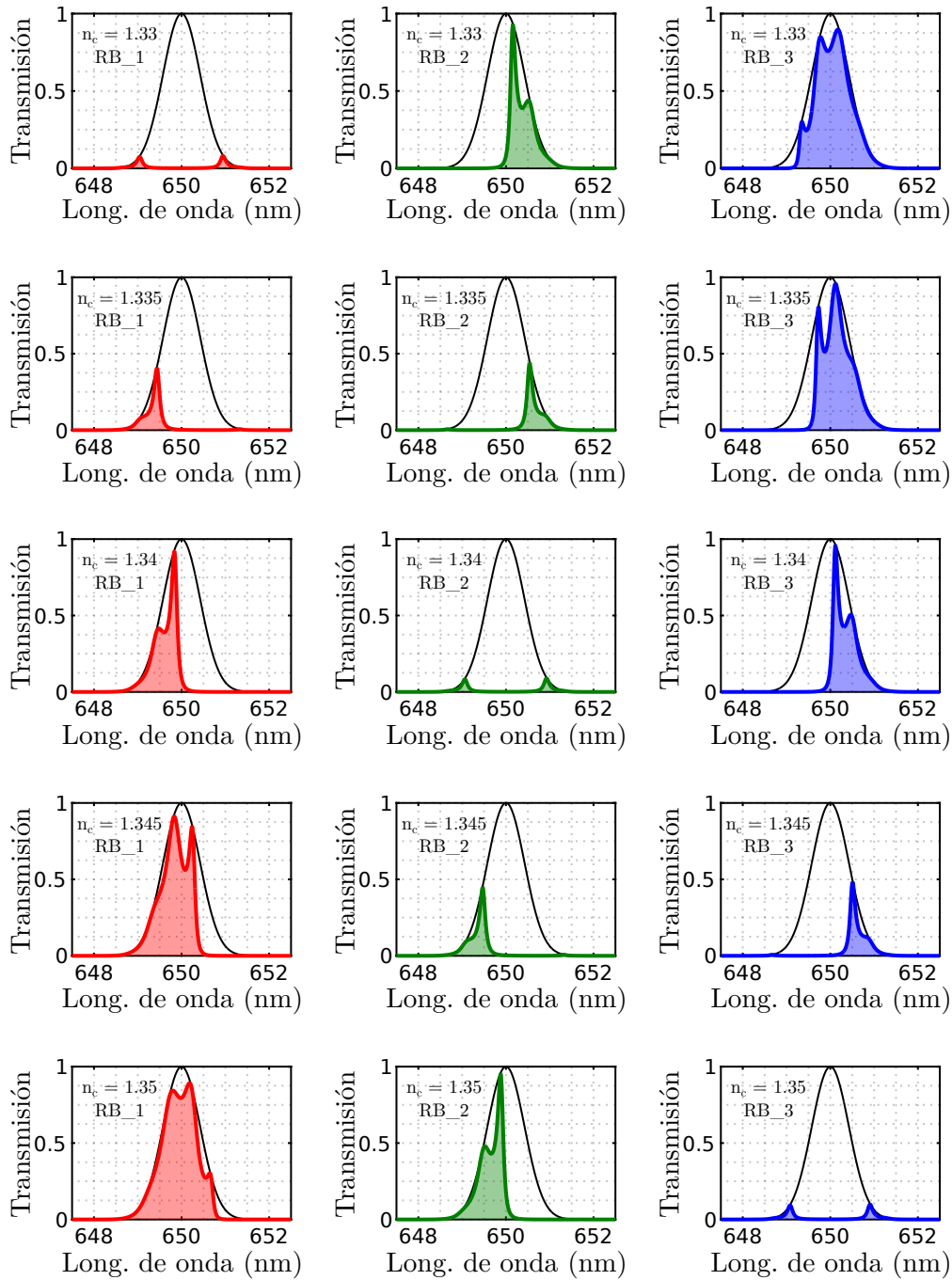


Figura 9.6: Transmisión del sistema bajo diferentes índices de cobertura.

nos permitirá además aumentar la señal ruido de la medición. En este sentido, tanto la sensibilidad como el límite de detección queda determinado por la respuesta del detector de potencia, como así también de la electrónica utilizada para ejecutar la diferencia y amplificación de las señales. Adicionalmente, el método exhibe una

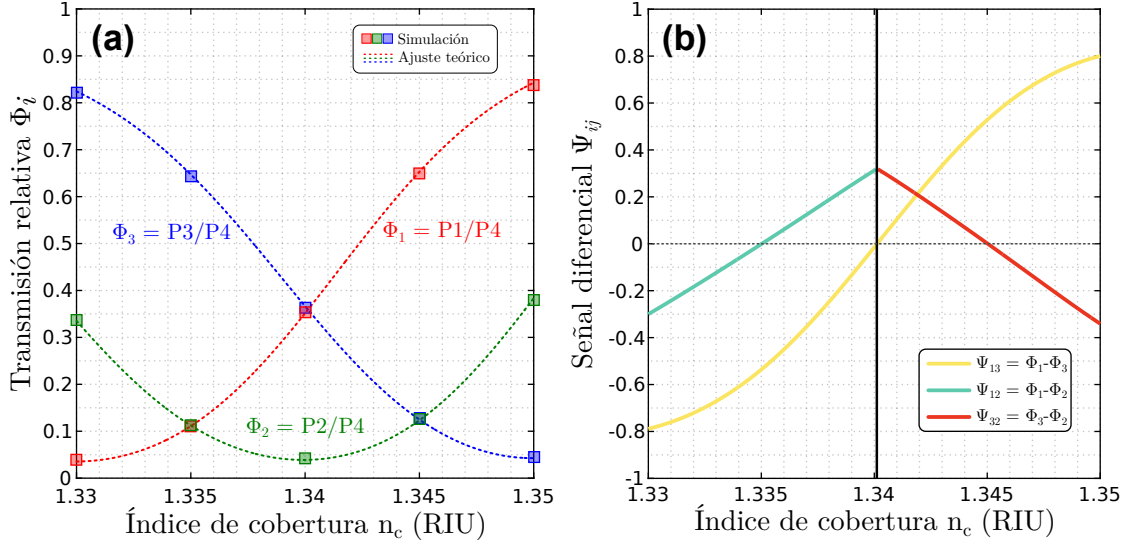


Figura 9.7: Señales de medición del circuito. (a) Potencias relativas de transmisión referidas a la rama de referencia. Resultados obtenidos con simulaciones FDTD. (b) Señales diferenciales de potencias derivadas del ajuste de los resultados numéricos.

mayor linealidad cuanto más cercanas están las resonancias espectrales.

En Figura 9.8(a) se muestra el valor absoluto de la sensibilidad $|S_{ij}|$ correspondiente a cada señal diferencial, calculada a partir de $|\partial\Psi_{ij}/\partial n_c|$. Debido a que en este sistema de sensado el desplazamiento de longitudes de onda se relaciona con diferencias de potencias relativas, la sensibilidad queda normalizada en RIU^{-1} . Una desventaja de la metodología presentada es la no linealidad, y esta, es proporcional a la distancia entre las resonancias espectrales. Como se puede apreciar en Figura 9.8(a), para el caso de Ψ_{13} la sensibilidad varía desde 24 a 120 RIU^{-1} , mientras que para Ψ_{12} y Ψ_{32} se mantiene entre 56 y 70 RIU^{-1} .

En Figura 9.8(b) se muestra el límite de detección del sistema bajo diferentes magnitudes de ruido. Cabe destacar que LOD cuantifica la variación de índice para una desviación estándar del ruido de medición (σ). Por otra parte, debido a que el ruido quedará determinado por el detector y la electrónica, para cuantificar el límite de detección, consideramos diferentes magnitudes porcentuales respecto de la máxima variación admisible de las señales diferenciales. Observando que las señales pueden variar entre -1 y 1, la máxima variación de Ψ_{ij} es igual a 2. En Figura 9.8(b) se presenta el LOD para errores de detección del 10%, 5% y 1%, se observa que los

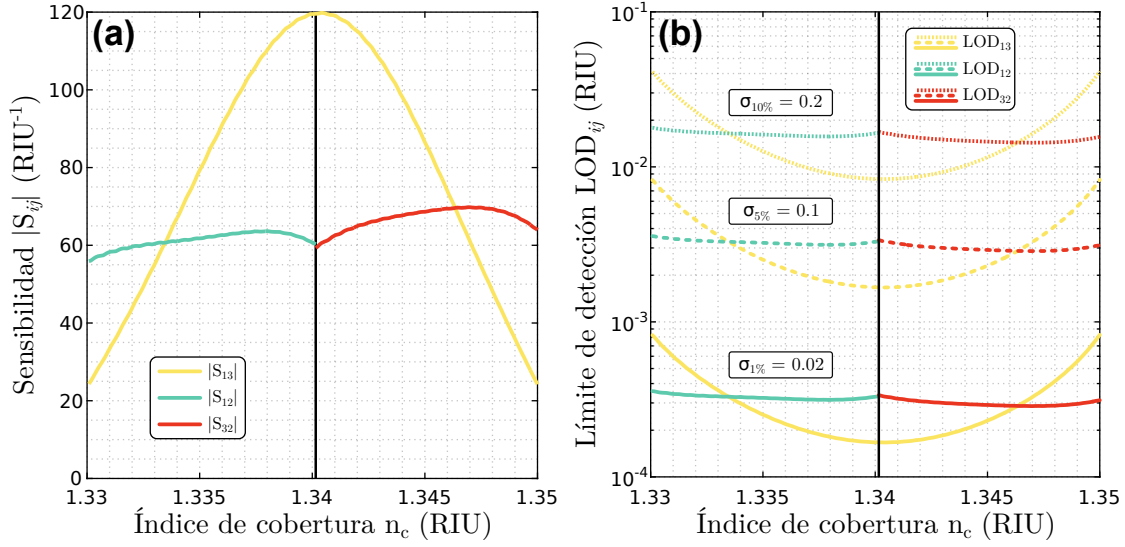


Figura 9.8: Parámetros característicos del sistema de sensado. (a) Sensibilidad normaliza. (b) Límite de detección para diferentes magnitudes de ruido.

límites están por debajo de 2×10^{-2} , 4×10^{-3} y 4×10^{-4} RIU, respectivamente para LOD_{12} y LOD_{23} . Por otra parte, LOD_{13} revela una mayor variación, en particular, para un error del 10 % el límite de detección se encuentra entre 4×10^{-2} y 7×10^{-3} ; para 5 % entre 7×10^{-3} y 1.7×10^{-3} ; mientras que para 1 % entre 8×10^{-4} y 1.8×10^{-4} . Al igual que se menciona anteriormente, se observa una mayor linealidad cuanto más cercanos están los índices resonantes de las señales diferenciales.

En esencia, el uso de múltiples líneas de medición nos permitió mejorar significativamente las características intrínsecas de detección de las redes de Bragg de forma aislada. Siguiendo esta metodología propuesta, además, se puede mejorar sin problemas la resolución del sistema aumentando la cantidad de puntos de resonancia del sistema, es decir, utilizando más líneas de medición. Además hemos distinguido un incremento de la relación señal ruido debido al uso de señales relativas y diferenciales.

Referencias

- [3] R Peyton y col. «Sensibility approximation for Bragg gratings structures: An interesting tool for sensing design». En: *Frontiers in Optics*. Optical Society of America. 2020, JTh4B-22.
- [126] Erik Agrell y col. «Roadmap of optical communications». En: *J. Opt.* 18.6 (2016), pág. 063002.
- [127] M.C. Estevez, M. Alvarez y L.M. Lechuga. «Integrated optical devices for lab-on-a-chip biosensing applications». En: *Laser Photonics Rev.* 6.4 (2011), págs. 463-487.
- [128] S. Mukherji y D. Mondal. «Lab-on-chip (LOC) devices for point of care (POC) applications». En: *Medical Biosensors for Point of Care (POC) Applications*. Elsevier, 2017, págs. 99-131.
- [129] Enxiao Luan y col. «Silicon photonic biosensors using label-free detection». En: *Sensors* 18.10 (2018), pág. 3519.
- [130] Ahmad B. Ayoub y col. «Silicon plasmonic integrated interferometer sensor for lab on chip applications». En: *Opt. Commun.* 427 (2018), págs. 319-325.
- [131] Lukas Chrostowski y col. «Silicon photonic resonator sensors and devices». En: *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIV*. Vol. 8236. 2012, págs. 387-402.
- [132] Chao Ying Zhao, Lei Zhang y Cheng Mei Zhang. «Compact SOI optimized slot microring coupled phase-shifted Bragg grating resonator for sensing». En: *Opt. Commun.* 414 (2018), págs. 212-216.
- [133] Chao Wu y col. «High-sensitivity silicon-based photonic crystal refractive index biosensor based on defect-mode coupling». En: *Opt. Commun.* 427 (2018), págs. 409-417.
- [134] Chaoying Zhao, Lei Zhang y Jiaxiao Liao. «Compact silicon-on-insulator asymmetric embedded dual microring resonators for sensing». En: *Opt. Eng.* 57.05 (2018), pág. 1.
- [135] Yongjiao Wen y col. «High sensitivity and FOM refractive index sensing based on Fano resonance in all-grating racetrack resonators». En: *Opt. Commun.* 446 (2019), págs. 141-146.
- [136] Adam L. Washburn y Ryan C. Bailey. «Photonics-on-a-chip: recent advances in integrated waveguides as enabling detection elements for real-world, lab-on-a-chip biosensing applications». En: *Analyst* 136.2 (2011), págs. 227-236.
- [137] A. Densmore y col. «Silicon photonic wire biosensor array for multiplexed real-time and label-free molecular detection». En: *Opt. Lett.* 34.23 (2009), pág. 3598.

- [138] Muzammil Iqbal y col. «Label-Free Biosensor Arrays Based on Silicon Ring Resonators and High-Speed Optical Scanning Instrumentation». En: *IEEE J Sel Top Quantum Electron.* 16.3 (2010), págs. 654-661.
- [139] James T. Kirk y col. «Multiplexed inkjet functionalization of silicon photonic biosensors». En: *Lab Chip* 11.7 (2011), pág. 1372.
- [140] Debabrata Sikdar y col. «Polarization multiplexed interrogation technique for FBG sensor array». En: *Photonic Sens.* 5.3 (2015), págs. 193-201.
- [141] Aurel Ymeti y col. «Realization of a multichannel integrated Young interferometer chemical sensor». En: *App. Opt.* 42.28 (2003), pág. 5649.
- [142] Basappa S Chincholi, Anton J Havlik y Robert D Vold. «Specific refractive index increments of polymer systems at four wavelengths». En: *Journal of Chemical and Engineering Data* 19.2 (1974), págs. 148-152.
- [143] Geoffrey L Brown, MARJORIE B M'EWEN y MARGARET I PRATT. «Macromolecular weight and size of deoxypentose nucleic acids». En: *Nature* 176.4473 (1955), págs. 161-162.
- [144] TG Northrop, RL Nutter y RL Sinsheimer. «Refractive increment of thymus nucleic acid». En: *Journal of the American Chemical Society* 75.20 (1953), págs. 5134-5135.

10

Conclusiones

Contenido

10.1. Perspectivas a futuro	163
--	------------

En este trabajo de tesis hemos abordado el desarrollo de dispositivos fotónicos integrados utilizando dos tecnologías de fabricación diferentes: la técnica de la escritura directa con pulsos ultracortos intensos y la tecnología del silicio. En particular, profundizamos en las problemáticas y los tipos de enfoques de cada técnica. En cada caso nos focalizamos en los aspectos que hacen de la fotónica integrada un campo de investigación interesante desde una perspectiva tanto académica como productiva. En este proceso pudimos comprobar las ventajas y desventajas que ofrece cada tecnología, las cualidades y los aspectos más importantes a tener en cuenta a la hora de elegir la técnica más conveniente a utilizar. A continuación describimos comparativamente las características de cada tecnología.

La escritura directa resultó ser una herramienta útil para la creación de prototipos ya que su implementación es directa. No requiere de múltiples procesos para alcanzar estructuras fotónicas ni infraestructuras complejas. En efecto, tanto el costo operativo como el equipamiento necesario para iniciarse en la óptica integrada con esta técnica es relativamente bajo. Hemos verificado también la facilidad y rapidez

con la que se pueden fabricar dispositivos de prueba. Además pudimos procesar diferentes tipos de material sin inconvenientes, lo cual es muy interesante para aplicaciones específicas. Sin embargo, constatamos que la escritura directa impone algunos condicionamientos a tener en cuenta. Es muy susceptible a variaciones en las condiciones experimentales, siendo así un método difícil de repetir. Las dimensiones de los componentes resultantes son relativamente grandes lo cual incrementa la huella. Además, no es una herramienta adecuada para la producción a gran escala a causa de los tiempos de mecanizado.

La tecnología de silicio, en cambio, ha demostrado ser la herramienta por excelencia para fabricar chips a gran escala. Gracias a la reutilización de los equipamientos de la microelectrónica y el enfoque estandarizado que se utilizan en la fotónica de silicio se logra alcanzar un grado de precisión, integración y repetibilidad que no lo ofrece ninguna otra técnica en la actualidad. Hemos utilizado un enfoque multi-proyecto en donde los costos de prototipado se reducen significativamente. Además, las propias *foundries* ofrecen componentes que ya han sido implementados y probados, con lo cual se reduce la incertidumbre y los tiempos de diseño. Esto permite ampliar los horizontes de aplicación de la fotónica integrada a circuitos más complejos. Así pues, desde un punto de vista productivo esta es la tecnología más adecuada. No obstante, la desventaja de este método de fabricación radica en los costos y la complejidad de implementación y caracterización que acarrear los mismos.

Por otra parte, hemos identificado y puesto en valor los procedimientos fundamentales necesarios a seguir para implementar dispositivos ópticos integrados en diferentes sustratos. La metodología de desarrollo se divide en tres etapas claves, se parte del diseño de los dispositivos, luego su fabricación y finalmente la caracterización. A continuación exponen a modo de conclusión los resultados más relevantes de cada técnica aplicada a lo largo de la tesis:

- Capítulo 6: Se presenta el desarrollo de un divisor de potencia implementado en LiNbO_3 fabricado con la técnica de la escritura directa. A lo largo del capítulo se abordan diferentes problemáticas subyacentes a la tecnología. Primero realizamos un análisis de la cinemática del proceso demostrando que

la fluencia de escritura depende de las variables de proceso así como también del diseño. A partir de este estudio se propone una geometría fotónica basada en la teoría de acoplamiento coherente. Luego se describe el procedimiento llevado a cabo para la optimización de los parámetros de diseño, se implementan simulaciones numéricas que predicen adecuadamente el desempeño de los dispositivos. Finalmente, luego de fabricar y caracterizar los dispositivos se observa que la pérdida del divisor de potencia propuesto es $3.7 \text{ dB} \pm 0.1 \text{ dB}$ y la dispersión en la relación de potencias entre ramas es de 4.5 %.

- Capítulo 7: Presentamos un análisis completo de la técnica de fabricación de guías de onda tipo IV por escritura directa. En particular se generan estructuras de guiado sobre películas delgadas de PLZT. El desarrollo se enfoca, en primer término, en el estudio del fenómeno físico en donde se relacionan los parámetros cinemáticos de la técnica con las condiciones de extracción por ablación, mientras que en segunda instancia se investigan en los efectos de la fluencia en la geometría de los surcos generados. Además, se propone un modelo fenomenológico que describe adecuadamente la rugosidad del mecanizado. Lo más interesante del modelo es la correlación descubierta entre la rugosidad y la fluencia incidente, la cual se modela a través de un *factor de calidad de ablación* en la ecuación (7.14).

Se fabricaron guías de onda con una única pasada del láser y con múltiples pasadas de ida y vuelta por el mismo surco. Hemos observado que las guías fabricadas con seis pasadas reducen las pérdidas en 2.5 dB/cm y 1.9 dB/cm para los modos TE y TM, respectivamente. Sin embargo, la desventaja de usar múltiples pasadas es el tiempo de escritura. En nuestro caso, como cada pasada del láser demora 45 minutos, para realizar un surco con seis pasadas se requiere de 4 horas y 30 minutos aproximadamente. Esto hace que la técnica sea extremadamente lenta si se quiere escalar la producción. No obstante, los tiempos de procesado se pueden reducir al utilizar sistemas láser comerciales de pulsos ultracortos integrados en fibra óptica, los cuales operan en el rango de los MHz.

- Capítulo 8: Presentamos de forma detallada el desarrollo completo de un divisor de potencia 1x2 basado en el acoplamiento coherente en la plataforma de silicio sobre aislante (SOI). En cada sección se mostró el procedimiento usado en la industria de la fotónica integrada que abarca desde el diseño, la fabricación y su caracterización. En particular, para el diseño se utilizó un enfoque sistemático, repetible y adaptable a otro tipo de tecnología empleando potentes herramientas de cálculo numérico para la optimización. El dispositivo demostró presentar bajas pérdidas de inserción, una huella pequeña y un parámetro libre que resulta útil para construir divisores de más cantidad de salidas. En cuanto a la fabricación, los dispositivos fueron implementados en un servicio del tipo multi-proyecto, lo cual nos abrió paso a la tecnología de producción masiva de dispositivos fotónicos integrados. Finalmente, se construyó un sistema experimental para caracterizar este tipo de elementos. Se pudo mostrar que el diseño propuesto impone unas pérdidas de -3.5 dB y una relación de acoplamiento de $0.53/0.47 \pm 0.11$ en promedio. En su contra parte, los dispositivos estándar tienen unas pérdidas de -4.0 dB y una relación de acoplamiento de $0.44/0.56 \pm 0.03$.
- Capítulo 9: Nos enfocamos en el diseño de un sensor fotónico integrado utilizando las herramientas numéricas de simulación de estructuras fotónicas. Se intenta idear un circuito fotónico para medir las variaciones de índice de refracción de un producto que se pone en contacto con el dispositivo. La propuesta se fundamenta en el uso de señales diferenciales de las potencias relativas transmitidas en un arreglo de resonadores. El circuito está compuesto por un divisor de potencia 1x4, donde tres de las salidas se conectan a redes de Bragg y la última se utiliza como referencia. Cada red de Bragg se diseña para resonar a un índice de cobertura específico. Aunque en este diseño se utilizan tres puntos de resonancia, la idea puede extenderse fácilmente a una mayor cantidad de resonadores aumentando así la resolución espectral. Entre las ventajas encontradas se pueden destacar las siguientes: no requiere de un equipo externo de medición espectral, mejora la relación señal ruido

debido al uso de señales relativas y diferenciales, y presentan un aumento en la sensibilidad debido al uso de detectores de potencias. Por otra parte, se ha observado en algunos casos un comportamiento no lineal, el cual podría ser mitigado con un post-procesamiento de señales.

10.1. Perspectivas a futuro

En base a todo lo expuesto en este trabajo de tesis se pueden proyectar una serie de desarrollos a implementar. En lo inmediato podemos destacar los siguientes puntos de interés:

- A partir del modelo fenomenológico propuesto en el Capítulo 7 resulta interesante llevar a cabo un estudio de los efectos aleatorios del procesado y relacionarlos con los primeros principios. En particular, se requiere determinar la dependencia de las fuentes de rugosidad de escritura, por ejemplo las imperfecciones de la muestra, variaciones en la potencia del láser, cambios en las condiciones de foco, etc.
- Caracterizar los divisores de potencia 1x4 y 1x8 fabricados con la plataforma SOI en el Capítulo 8, así como también implementarlos en otras plataformas. Cabe destacar que hemos avanzado en el desarrollo y la optimización de la fabricación de dispositivos fotónicos en silicio a nivel nacional, por lo que en los próximos años se aspira a fabricar los divisores y transferirlos al mercado local.
- Implementar y poner a prueba el sistema de sensado basado en múltiples redes de Bragg propuesto en el Capítulo 9.

Por otra parte, hemos visto un latente campo de aplicación a explotar en el área de los sensores fotónicos integrados. A partir de los resultados obtenidos con ambas tecnologías de fabricación sería interesante poder combinar las bondades de ambas técnicas en una única plataforma. Por ejemplo, confeccionar un chip fotónico en la plataforma de silicio y post-procesarlo mediante escritura directa. Aquí se podría generar una ventana quitando la cobertura de sílice para poner en contacto

un producto a medir. Notar que en este caso se utilizaría un proceso estándar de fabricación en silicio, por lo que no se requiere modificar el diagrama de flujo de procesos para modificar la estructura. Con esto estaríamos verificando que la técnica de la escritura directa se puede utilizar como herramienta complementaria a la fotónica de silicio y ayudaría a reduciría el costo de ciertos procesos específicos.

Adicionalmente, a futuro se pretende diseñar y desarrollar un circuito fotónico un tanto más complejo que los expuestos en esta tesis. Combinando una variedad de componentes ópticos integrados fundamentales se podrían procesar señales directamente en el plano óptico a fin de determinar variaciones de las propiedades ópticas mediante un elemento sensor externo al chip. Por ejemplo, empleando una fibra óptica estirada en contacto con un producto a medir. Por esta fibra óptica se hace pasar una señal óptica que luego será comparada con una referencia. Combinando las operaciones de los componentes básicos (interferómetros, redes de Bragg, anillos resonadores, etc), tal como se demostró en el sistema de sensado propuesto, podremos detectar variaciones en el índice efectivo, pérdidas, índice de grupo y/o dispersión, y a través de alguna o varias de estas magnitudes determinar el valor deseado.