



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.

“DISEÑO Y FABRICACIÓN DE UN DISPOSITIVO FOTÓNICO INTEGRADO PARA APLICACIÓN EN COMUNICACIONES”



Tesis que para obtener el grado de Maestro en Optomecatrónica

Presenta: Ing. Fís. Edgar Medina Segura

Directora de Tesis: Dra. Gloria Verónica Vázquez García

*León · Guanajuato · México
Agosto de 2021*

Agradecimientos

Agradezco a mis padres, Lauro Medina y Verónica Segura, por su apoyo incondicional. Este trabajo representa el fruto de años de esfuerzo y les pertenece a ellos también.

Agradezco a mis hermanos, Jorge y Diego, por su constante motivación para continuar creciendo personal y profesionalmente.

Agradezco a mi directora de tesis, la Dra. Gloria Verónica Vázquez García, por haberme aceptado en su grupo de trabajo, por sus consejos y valiosas correcciones a lo largo del proyecto.

Agradezco a los Dres. Olivier Jean Michel Pottiez y Heriberto Márquez Becerra por la evaluación del proyecto de investigación y sus valiosas observaciones y correcciones del mismo.

Agradezco al Mtro. en Ciencias Juan Samuel Sebastián Durán Gómez por sus consejos y apoyo técnico durante el desarrollo de este trabajo.

Agradezco al Mtro. en Ciencias Miguel Ángel Ramírez Hernández por su amistad incondicional y apoyo técnico durante este trabajo y a su asesor, el Dr. Efraín Mejía Beltrán igualmente por su valioso apoyo.

Agradezco a mis amigos y compañeros del posgrado por las experiencias y apoyo durante esta etapa de mi vida.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo otorgado mediante la beca de Maestría con número de CVU 742790 para realizar mis estudios en el programa de Maestría en Optomecatrónica del Centro de Investigaciones en Óptica, A. C.

Agradezco al Centro de Investigaciones en Óptica, A. C. (CIO) por haberme permitido desarrollarme profesionalmente dentro de sus instalaciones proporcionándome los materiales y equipos necesarios para el desarrollo del presente trabajo y contribuir a mi formación científica.



Resumen

Se utilizó la técnica de escritura láser para fabricar guías de onda en un vidrio sódico cálcico. Mediante un láser pulsado de femtosegundos se irradiaron trayectorias bien definidas dentro del sustrato de vidrio provocando cambios positivos permanentes en el índice de refracción de la zona irradiada. La geometría de las guías de onda se controló mediante una estación de micromaquinado. La potencia óptica promedio irradiada al sustrato y la velocidad de fabricación son los dos parámetros más importantes en el proceso de fabricación. Se fabricaron y caracterizaron guías de onda rectas a potencias promedio de 1, 2, 3, 4 y 5 mW y a velocidades de 300, 400 y 500 $\mu m/s$. Mediante un láser con salida de fibra óptica se inyectó luz a las guías de onda a 642 y 808 nm y con una cámara de perfil de haz y un medidor de potencia se caracterizaron las propiedades de confinamiento de la luz. Se trazaron guías de onda rectas monomodo con cambios en el índice de refracción del orden de 1×10^{-3} , radios del modo fundamental entre 5 y 14 μm , y pérdidas inferiores a 15 dB/cm a 642 y 808 nm con potencias promedio de 2 mW y velocidades de 400 $\mu m/s$. Posteriormente, utilizando los parámetros de fabricación de las mejores guías de onda rectas, se diseñó, fabricó y caracterizó un multiplexor/demultiplexor a partir de un acoplador direccional para aprovechar la técnica de multiplexado por división de longitud de onda en longitudes de onda de 642 y 808 nm con una eficiencia superior al 90 %. Este trabajo representa una prueba de concepto para futuros desarrollos en materiales utilizados en telecomunicaciones ópticas, como lo es la sílice fundida, y en longitudes de onda en los canales de telecomunicaciones.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	III
1. Introducción	1
1.1. Óptica integrada	1
1.2. Escritura de guías de onda	3
1.3. Multiplexación por división de longitud de onda (WDM)	5
1.4. Objetivo	6
1.5. Motivación	6
2. Marco teórico	7
2.1. Reflexión y refracción	7
2.2. Guías de onda planas	8
2.2.1. Modos guiados	9
2.2.2. Distribución transversal de campo eléctrico	12
2.3. Acopladores direccionales	17
2.3.1. Superposición de modos aislados	17
2.3.2. Interferencia de modos normales	18
2.3.3. Teoría de modos acoplados	19
2.3.4. Teoría de modos normales en acopladores direccionales	20
2.3.5. Acoplador direccional con regiones curvas	21
2.3.6. Multi/demultiplexado por división de longitud de onda	23
2.4. Pérdidas por propagación	24
2.4.1. Múltiples reflexiones	25
2.4.2. Acoplamiento de modos transversales	26
2.4.3. Reflexión de Fresnel	28
2.5. Estimación del cambio en índice de refracción	29
3. Desarrollo experimental	31
3.1. Láser de femtosegundos	31
3.1.1. Dosis de energía	31
3.2. Estación de micromaquinado	32
3.3. Control de potencia óptica	33
3.4. Muestra de vidrio sódico cálcico	34

3.5. Trazo de guías de onda rectas	35
3.6. Geometrías complejas de guías de onda	38
3.7. Caracterización de guías de onda	41
4. Resultados	45
4.1. Tamaño del haz del LOU	45
4.2. Guías de onda rectas	45
4.2.1. Tamaño del núcleo	46
4.2.2. Modos soportados	48
4.2.3. Radio del modo fundamental	48
4.2.4. Cambio en el índice de refracción	52
4.2.5. Pérdidas por propagación	53
4.3. Acopladores direccionales	57
4.3.1. Acopladores direccionales rectos	57
4.3.2. Acopladores direccionales con secciones rectas y curvas	64
4.3.3. Multiplexor/Demultiplexor a 642 y 808 nm	69
5. Conclusiones	71
5.1. Áreas de oportunidad	72
Bibliografía	72

Índice de figuras

1.1. Estructuras más comunes para guías de onda: (a) Plana, (b) Canal y (c) Fibra óptica [1].	2
1.2. Circuito fotónico integrado transmisor/receptor [2].	3
1.3. Esquemas de fabricación de guías de onda con láser de femtosegundos [3].	5
1.4. Sistema de comunicación óptico punto a punto.	5
1.5. Multiplexado por división de longitud de onda (WDM).	6
2.1. Incidencia oblicua de una onda plana sobre una interfaz entre dos dieléctricos representando las ondas mediante rayos.	8
2.2. Ángulo crítico a partir del cual se observa Reflexión Total Interna (RTI).	8
2.3. Guía de onda plana dieléctrica simétrica.	9
2.4. Cambio de fase puntual ϕ_r en cada RTI como función de θ acorde a las expresiones en (2.7) para polarizaciones TE y TM.	10
2.5. Soluciones gráficas de las ecuaciones características (2.8) y (2.9) de los modos guiados TE y TM en una guía de onda plana simétrica.	11
2.6. Vectores de onda \vec{k}_m y sus componentes para los modos m.	12
2.7. Evolución del vector de onda \vec{k}_m entre reflexiones dentro de una guía de onda plana.	13
2.8. Perfil transversal del campo eléctrico para los modos 0, 1, 2 y 3 de una guía de onda plana multimodo que soporta 4 modos guiados TE.	15
2.9. Perfil transversal de intensidad para los modos 0, 1, 2 y 3 de una guía de onda plana multimodo que soporta 4 modos guiados TE.	15
2.10. Relación entre los parámetros transversales, constante de propagación, vector de onda e índices de refracción en una guía de onda plana al variar el orden m del modo.	17
2.11. Acoplador direccional compuesto por dos guías de onda cilíndricas paralelas separadas una distancia s entre sus núcleos.	17
2.12. Estructura compuesta de dos guías de onda de canal acopladas y sus correspondientes modos simétrico y antisimétrico de orden más bajo [4].	18
2.13. Diagrama geométrico de un acoplador direccional simétrico con geometría de curva S.	21
2.14. Diagrama geométrico de una curva S con longitud de propagación L y distancia transversal l	22
2.15. Secciones ópticas en un acoplador direccional con curvas.	23
2.16. Distribución transversal del campo eléctrico típico en guías de onda [5].	27

3.1.	Láser Libra HE del Laboratorio de Óptica Ultrarrápida del CIO.	32
3.2.	Diagrama experimental de la estación de micromaquinado.	33
3.3.	Diagrama experimental para el control de la potencia óptica.	34
3.4.	Sustrato de vidrio sódico cálcico utilizado en el desarrollo del proyecto. . .	34
3.5.	Software <i>Newport Laser Microfabrication</i> , <i>Version: 4.9.9</i> , pestaña Mover . . .	35
3.6.	Software <i>Newport Laser Microfabrication</i> , pestaña Mover . Grabado de marca de referencia superficial.	37
3.7.	Sesión experimental del trazo de guías de onda rectas.	38
3.8.	Software <i>DXFConverter</i> , <i>Version 1.1.6</i> . Cargar archivo dxf.	39
3.9.	Software <i>DXFConverter</i> . Guardar archivo csv.	39
3.10.	Software <i>Newport Laser Microfabrication</i> . Generar archivo <i>uFab</i>	40
3.11.	Software <i>Newport Laser Microfabrication</i> , pestaña Ejecutar . Trazo del brazo derecho de un acoplador direccional.	40
3.12.	Diagrama experimental utilizado para la caracterización de guías de onda. . .	42
3.13.	Fibra óptica cerca de la muestra de vidrio sódico cálcico vista a través del microscopio.	42
3.14.	Software <i>Thorlabs Beam 7.0</i> . Perfil transversal de intensidad del modo fundamental de una guía de onda monomodo.	43
3.15.	Imágenes capturadas mediante la cámara de perfil de haz BC106-VIS de Thorlabs: (a) Modo fundamental de una guía de onda recta, (b) modos en los puertos de salida de un acoplador direccional.	43
4.1.	Perfil transversal de intensidad del láser de femtosegundos del LOU. Medición del tamaño del <i>spot</i> durante el proceso de fabricación.	46
4.2.	Medición del núcleo con forma de elipse de las guías de onda rectas 12, 13, 14 y 15, Tabla 4.1	47
4.3.	Variación del radio del núcleo de guías de onda rectas como función de la dosis de energía. Se indican explícitamente las potencia de fabricación de 1, 3 y 5 <i>mW</i> con los marcadores ▼, ■ y ▲, respectivamente.	48
4.4.	Algunos de los modos soportados por las guías de onda de la Tabla 4.2 a una longitud de onda de trabajo de 642 <i>nm</i>	49
4.5.	Algunos de los modos soportados por las guías de onda de la Tabla 4.3 a una longitud de onda de trabajo de 808 <i>nm</i>	49
4.6.	Variación de los radios de los modos en las direcciones horizontal y vertical como función de la dosis de energía para una $\lambda = 642nm$	51
4.7.	Variación de los radios de los modos en las direcciones horizontal y vertical como función de la dosis de energía para una $\lambda = 808nm$	51
4.8.	Cambio en el índice de refracción para la recta 13 de la Tabla 4.1 a una $\lambda = 808 nm$	52
4.9.	Cambio en el índice de refracción como función de la dosis de energía. . . .	53
4.10.	Modos a la salida de la fibra óptica.	54
4.11.	Pérdidas por propagación como función de la dosis de energía para las guías de onda rectas de la Tabla 4.1.	56
4.12.	Diagrama de un acoplador direccional recto con el brazo derecho de la mitad del tamaño del brazo izquierdo y separados una distancia <i>s</i> centro-centro. .	57

4.13. Acopladores direccionales rectos con inserción de luz por el puerto izquierdo a una $\lambda = 642 \text{ nm}$ y separación centro-centro s	59
4.14. Acopladores direccionales rectos con inserción de luz por el puerto izquierdo a una $\lambda = 808 \text{ nm}$ y separación centro-centro s	59
4.15. Gráfica de la ecuación (4.5) donde se observa el comportamiento multiva- luado de $\sin^2[\delta(\lambda)d]$	60
4.16. Simulación de acoplador direccional recto como el de la Figura 4.12 para una $\lambda = 642 \text{ nm}$ y una $s = 8 \mu\text{m}$ con BeamPROP.	60
4.17. Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de las potencias P_{\parallel} y P_{\times} de acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12 como función de s para una $\lambda = 642 \text{ nm}$	61
4.18. Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de las potencias P_{\parallel} y P_{\times} de acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12 como función de s para una $\lambda = 808 \text{ nm}$	62
4.19. Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de $\delta(\lambda = 642 \text{ nm})$ como función de s para acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12.	63
4.20. Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de $\delta(\lambda = 808 \text{ nm})$ como función de s para acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12.	63
4.21. Diagrama de un acoplador direccional con secciones curvas y rectas.	64
4.22. Puertos de salida de acopladores direccionales de las Tablas 4.9 y 4.10 con inserción de luz por el puerto izquierdo.	65
4.23. Tendencia de θ_{np} como función de la separación entre los brazos s para distintos radios de curvatura r de un acoplador direccional para una $\lambda = 642 \text{ nm}$	67
4.24. Tendencia de θ_{np} como función de la separación entre los brazos s para distintos radios de curvatura r de un acoplador direccional para una $\lambda = 808 \text{ nm}$	67
4.25. Potencia óptica en el puerto P_{\times} descrito por las ecuaciones en (4.6) para el Acoplador 1 de las Tablas 4.9 y 4.10.	69
4.26. Multiplexor/Demultiplexor con inserción de luz por el puerto izquierdo.	70

Índice de tablas

4.1. Parámetros de fabricación y radio del núcleo para las guías de onda rectas.	47
4.2. Radio del modo fundamental y Δn para guías de onda rectas con $\lambda = 642 \text{ nm}$	50
4.3. Radio del modo fundamental y Δn para guías de onda rectas con $\lambda = 808 \text{ nm}$	50
4.4. Pérdidas por propagación en las guías de onda rectas con $\lambda = 642 \text{ nm}$	55
4.5. Pérdidas por propagación en las guías de onda rectas con $\lambda = 808 \text{ nm}$	55
4.6. Potencias de salida para acopladores rectos a $\lambda = 642 \text{ nm}$	58
4.7. Potencias de salida para acopladores rectos a $\lambda = 808 \text{ nm}$	58
4.8. Parámetros geométricos de acopladores direccionales como el de la Figura 4.21.	65
4.9. Cálculo de $\theta_{np}(\lambda = 642 \text{ nm})$ para acopladores direccionales con distinto radio de curvatura r y separación s	66
4.10. Cálculo de $\theta_{np}(\lambda = 808 \text{ nm})$ para acopladores direccionales con distinto radio de curvatura r y separación s	66
4.11. Parámetros geométricos para un multiplexor/demultiplexor a 642 y 808 nm.	70

1 Introducción

En este primer capítulo se comienza con una breve explicación sobre qué es la óptica y cómo surge la óptica integrada como una necesidad de miniaturizar los sistemas ópticos tradicionales. Se explica cómo la guía de onda es el bloque constitutivo fundamental de la óptica integrada y cómo ésta en conjunto con otras disciplinas como la electroóptica, entre otras, son capaces de unirse para construir circuitos fotónicos con aplicaciones tales como las telecomunicaciones ópticas. Se da un desglose de las ventajas y desventajas que presentan los circuitos fotónicos de la óptica integrada en relación a sus contrapartes electrónicas. También, se presentan las generalidades de la técnica de escritura de guías de onda con láser de femtosegundos. Posteriormente, se explica el multiplexado por división de longitud de onda y su aplicación en los sistemas de telecomunicaciones ópticas para incrementar el ancho de banda. Finalmente, se dan los objetivos generales y la motivación del presente trabajo de investigación.

1.1. Óptica integrada

La **óptica** es la rama de la física encargada del estudio de la generación y propagación de luz y sus interacciones con la materia [1].

En los sistemas ópticos tradicionales la luz se transmite entre diferentes lugares por el espacio libre a través de lentes, espejos, prismas, etc. Sin embargo, los componentes individuales de estos sistemas tradicionales usualmente son de gran tamaño y peso y requieren espacios de laboratorio controlados para realizar sus funciones correctamente. La **óptica de onda guiada** es la tecnología que permite transmitir haces ópticos a través de conductores dieléctricos en lugar del espacio libre. Un medio de índice de refracción n_1 dentro de un medio de índice de refracción $n_2 < n_1$ actúa como una *trampa* que confina la luz en una o dos dimensiones por medio de reflexión total interna en las interfaces y sirve como un conductor de luz denominado **guía de onda**. En la Figura 1.1 se muestran las estructuras más comunes para guías de onda [1] [2].

La fotónica integrada u **óptica integrada** es la tecnología de combinar en un solo sustrato, varios dispositivos ópticos para generar, enfocar, dividir, combinar, aislar, polarizar, acoplar, enrutar, modular y detectar luz. Las guías de onda son los bloques constitutivos fundamentales de la óptica integrada ya que se encargan de unir estos elementos dentro de los denominados **circuitos fotónicos integrados** (PIC por sus siglas en inglés) que son las versiones ópticas de los circuitos integrados

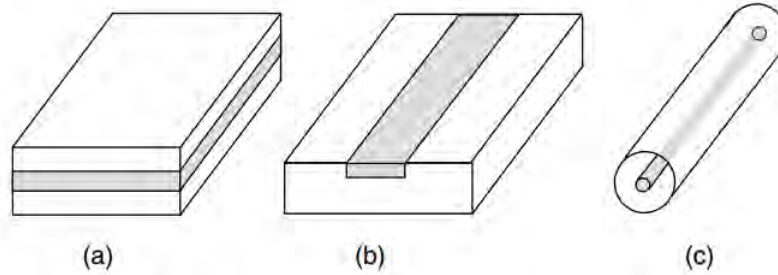


Figura 1.1: Estructuras más comunes para guías de onda: (a) Plana, (b) Canal y (c) Fibra óptica [1].

electrónicos [2]. La óptica integrada está constituida por la combinación de la óptica de onda guiada con otras disciplinas como la electro-óptica, acusto-óptica, óptica no lineal y optoelectrónica. La idea básica detrás de esta tecnología es utilizar los fotones en lugar de los electrones para la transmisión de información y la miniaturización de los sistemas ópticos lo cual es posible gracias a las longitudes de onda pequeñas de la luz que permiten la fabricación de circuitos compactos del orden de las micras [1].

El reemplazo de la electrónica por la fotónica se ve forzado por razones fundamentales físicas que limitan la velocidad de transmisión de información utilizando únicamente la electrónica: conforme la frecuencia de una señal eléctrica propagándose a través de un conductor aumenta, la impedancia del conductor se incrementa también, por lo que las características del conductor se vuelven menos favorables. Para señales eléctricas con frecuencias arriba de 10MHz se deben utilizar ya conductores especiales llamados cables coaxiales. En cambio, con la fotónica, las señales ópticas se propagan a través de medios no conductores dieléctricos operando en rangos de longitudes de onda a las que los materiales son transparentes. Esta ventana de transparencia cae en el visible e infrarrojo cercano del espectro electromagnético, lo que corresponde a frecuencias de la luz entre $150 - 800\text{THz}$, es decir, 10^6 veces la frecuencia utilizada en la transmisión con electrones lo que permite un ancho de banda mayor para el transporte y manejo de grandes cantidades de información [1]. En la Figura 1.2 se observa el diagrama de un circuito fotónico integrado que sirve como transmisor/receptor. En su función de receptor se le inyecta luz al circuito a través de la fibra óptica para posteriormente por medio del acoplador dirigirla hacia el fotodiodo y ser detectada. En su función de transmisor la luz de un diodo láser es guiada, modulada y acoplada a una fibra óptica para posteriormente ser transmitida [2].

A continuación se enlistan algunas de las ventajas que presenta la fotónica [6]:

- Inmunidad a interferencia electromagnética.
- Libre de cortocircuitos eléctricos.
- Seguridad de la información frente al monitoreo.
- Ancho de banda grande y capacidad de multiplexación de señales.

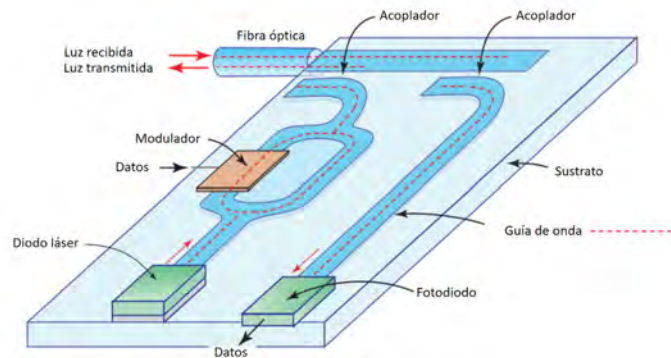


Figura 1.2: Circuito fotónico integrado transmisor/receptor [2].

- Tamaño y peso reducidos.
- Materiales abundantes y baratos.

Una de las pocas desventajas de la fotónica es su dificultad para la transmisión de potencia eléctrica [6].

1.2. Escritura de guías de onda

Existen distintas técnicas para la fabricación de guías de onda como son la implantación iónica, litografía óptica, escritura láser, entre otras. En ese trabajo nos enfocamos en la **técnica de escritura láser** que utiliza un **láser de femtosegundos** para trazar las guías de onda.

En 1996 Hirao y sus colaboradores demostraron que enfocando pulsos del orden de femtosegundos dentro de un vidrio transparente podían inducir incrementos permanentes en el índice de refracción de la zona irradiada [7]. Este fue un *artículo semilla* ya que dio origen a un campo nuevo de investigación. Debido a la naturaleza no lineal de la interacción, la absorción de estos pulsos se confina en el volumen focal dentro del material, por lo que basta únicamente trasladar la muestra de una manera precisa y controlada respecto al haz incidente para trazar guías de onda con cualquier geometría (x, y, z) [8]. Intensidades pico del orden de $10 \text{ TW}/\text{cm}^2$ pueden ser fácilmente producidas enfocando pulsos láser de femtosegundos con los sistemas láser comerciales actuales. Estas altas intensidades provocan procesos de alta absorción no lineal, permitiendo que grandes cantidades de energía se depositen dentro de los vidrios. Después de algunos picosegundos, los electrones excitados por el láser transfieren su energía a la red atómica (*lattice*) provocando una modificación permanente en el material. El proceso de fabricación de guías de onda se puede simplificar en tres pasos principales [8]:

1. La creación inicial de un plasma de electrones libres.
2. La relajación de energía.

3. La modificación permanente del índice de refracción del material.

Los procesos de absorción no lineal de la energía de los pulsos de femtosegundos están bien entendidos en dieléctricos, sin embargo, el mecanismo físico a través del cual se logra un cambio permanente en el índice de refracción aún no está totalmente comprendido [9] [10]. Si la energía absorbida es muy alta se producen daños en el material, pero para energías más bajas se produce un cambio permanente en el índice de refracción. Se han propuesto algunos mecanismos físicos para explicar estas modificaciones, pero ninguno de ellos es lo suficientemente general y en la práctica cada uno tiene una influencia mayor o menor en la modificación del índice de refracción [9]. El primer mecanismo es la formación de **centros de color**, que se producen en el material debido a la radiación con el láser de femtosegundos y modifican su índice de refracción a través del mecanismo Kramers-Kroning [9] [11]. El otro mecanismo es **térmico** y se refiere a que la energía depositada por el láser aumenta la temperatura y derrite el material en el volumen focal, entonces la subsecuente solidificación en el estado de alta temperatura provoca un cambio de densidad y por lo tanto un cambio en el índice de refracción [9]. Un tercer mecanismo se refiere a un **cambio fotoestructural directo**, es decir, una reorganización de la red de enlaces químicos en la red vítrea del material, provocando incrementos en la densidad y por lo tanto en el índice de refracción [9]. En cristales [12], la radiación con láser de femtosegundos generalmente produce un decremento en el índice de refracción, esto debido a que en un cristal los átomos están acomodados lo más cerca posible unos de otros y cualquier cambio en el orden de la red lleva a una disminución de la densidad y por lo tanto del índice de refracción del material [9].

Dependiendo de las propiedades del material dieléctrico y los parámetros de escritura, el Δn producido en el volumen focal puede tomar distintos valores y signos, lo que nos lleva a diferentes tipos de guías de onda trazadas. Para las guías de onda de Tipo I, el cambio en el índice de refracción del material es mayor a cero ($\Delta n > 0$), por lo que el núcleo de la guía de onda se localiza justo en la región modificada. En cambio para las guías de onda de Tipo II, el cambio en índice de refracción es menor a cero ($\Delta n < 0$), por lo que el núcleo se forma en la región entre dos o más trazos paralelos [3] [13]. En la Figura 1.3 se pueden observar estos tipos de guías de onda y se señala gráficamente el núcleo de éstas. En el presente proyecto de investigación se trabaja con guías de onda del tipo I.

La escritura de guías de onda con láser de femtosegundos presenta ciertas ventajas sobre otras técnicas [8]:

- Es directa. Sin necesidad de máscaras es posible fabricar guías de onda o dispositivos más complejos en un solo paso, trasladando la muestra con respecto al láser, lo que evita la necesidad de utilizar cuartos limpios.
- Fácil y rápida creación de prototipos.
- Con la correcta selección de los parámetros de fabricación se pueden grabar guías de onda en casi cualquier tipo de vidrio e inclusive se ha extendido la técnica a cristales y polímeros.

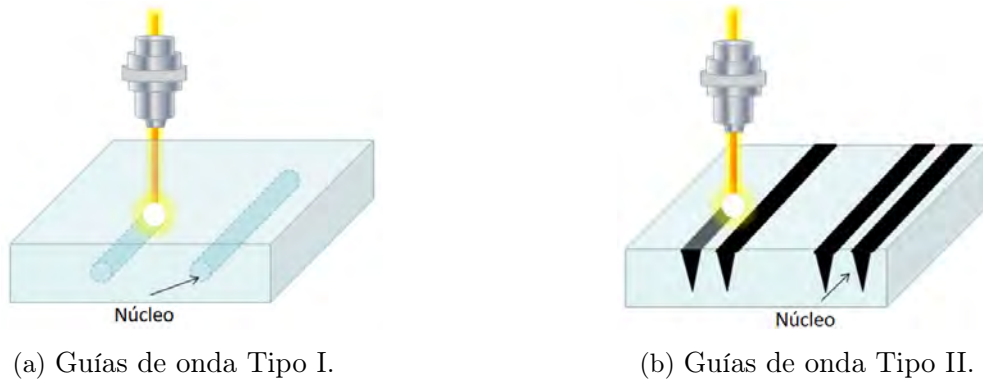


Figura 1.3: Esquemas de fabricación de guías de onda con láser de femtosegundos [3].

- Es una técnica en tres dimensiones, ya que basta con tener alguna plataforma con estos grados de libertad para trazar guías de onda con cualquier geometría.

1.3. Multiplexación por división de longitud de onda (WDM)

El sistema de comunicación más simple consiste en una unión punto a punto como la que se muestra en la Figura 1.4. La información como señal es codificada en alguna variable física, como puede ser la intensidad óptica, transmitida a través de una guía de onda, por ejemplo fibra óptica, y recibida en el otro extremo. Transmitir más de una señal simultáneamente a través del mismo canal físico se denomina **multiplexado** y requiere que las señales cuenten con algún atributo distintivo (tiempo, frecuencia, longitud de onda) [2].

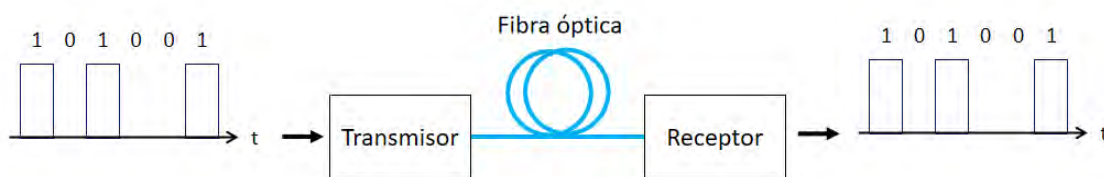


Figura 1.4: Sistema de comunicación óptico punto a punto.

La forma más sencilla de multiplexado óptico es el multiplexado por división de longitud de onda (WDM por sus siglas en inglés) y se refiere a la transmisión de múltiples señales ópticas a través del mismo medio físico a distintas longitudes de onda cada una, ver Figura 1.5 [2] [14]. Para conseguir WDM es necesario un multiplexor que junte las señales hacia la fibra óptica del lado del transmisor y un demultiplexor que las separe al momento de llegar al receptor.

Claramente el utilizar WDM aumenta el ancho de banda de los sistemas de telecomunicaciones ópticas al poder transmitir más de una señal por el mismo medio físico.

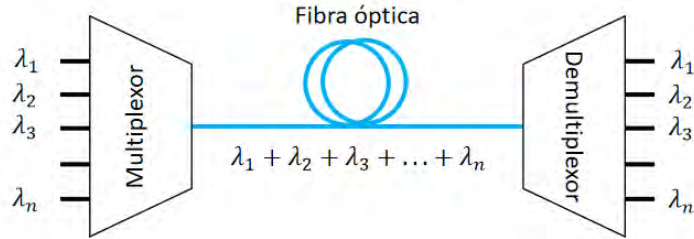


Figura 1.5: Multiplexado por división de longitud de onda (WDM).

1.4. Objetivo

El objetivo principal de este proyecto de investigación es establecer procesos de diseño, manufactura y caracterización de circuitos fotónicos en muestras de vidrio sódico cálcico mediante la técnica de escritura con láser de femtosegundos, obteniendo así una prueba de concepto de la misma para:

1. Guías de onda rectas que presenten comportamiento monomodal y bajas pérdidas por propagación.
2. Acopladores direccionales con aplicación en telecomunicaciones ópticas (WDM).

1.5. Motivación

La motivación del presente trabajo de investigación es la de contribuir a la fabricación de circuitos fotónicos en el CIO y el país. La fotónica es una tecnología que ya se encuentra entre nosotros y de la cual aún se sigue realizando investigación. Con este trabajo se pretende incursionar en este mundo de la manufactura de circuitos fotónicos y la consecuente creación de dispositivos con bases científico-tecnológicas.

2 Marco teórico

En este capítulo se plasman las bases teóricas principales sobre las que se encuentra sustentado todo el proyecto de investigación. Se presenta una secuencia de ideas lógicas que nos llevan a las conclusiones y resultados necesarios que sustentan el trabajo. En ese sentido, se parte desde la ley de la refracción conocida como Ley de Snell que nos lleva al fenómeno de Reflexión Total Interna (RTI). Después, se resuelve el problema de una guía de onda plana aplicando RTI y el principio de autoconsistencia que nos indica los modos guiados a través de esta estructura y la distribución que presentan. También se analiza la propagación de modos guiados en acopladores direccionales con aplicación a multiplexación por división de longitud de onda que termina por ser una interferencia de los modos normales que soporta la estructura. Finalmente, se analizan a detalle las pérdidas de potencia óptica presentes en una guía de onda y un método para estimar el contraste entre los índices de refracción del núcleo y revestimiento de una guía de onda.

2.1. Reflexión y refracción

La incidencia oblicua de una onda plana sobre un interfaz entre dos medios dieléctricos provoca una onda reflejada y una onda refractada. En la Figura 2.1 se pueden observar estas ondas representadas mediante rayos donde la incidencia es desde el medio con índice de refracción n_1 hacia el medio con índice de refracción n_2 . Las **leyes de la reflexión** nos indican parte del comportamiento de estas tres ondas [15]:

1. El rayo incidente, reflejado, refractado y la normal a la interfaz son siempre coplanares perteneciendo al llamado plano de incidencia.
2. El ángulo de reflexión es igual al ángulo de incidencia.

La ley de la refracción o **ley de Snell** viene a completar la descripción ya que relaciona el ángulo de incidencia θ_1 con el ángulo de refracción θ_2 y los índices de refracción de los medios [15]:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (2.1)$$

donde n_1 y n_2 son los índices de refracción del medio desde el que se incide y hacia el que se incide, respectivamente.

De la ley de Snell se deduce que al aumentar el ángulo de incidencia θ_1 el rayo refractado se va acercando hacia la interfaz (θ_2 va aumentando). Se llama ángulo

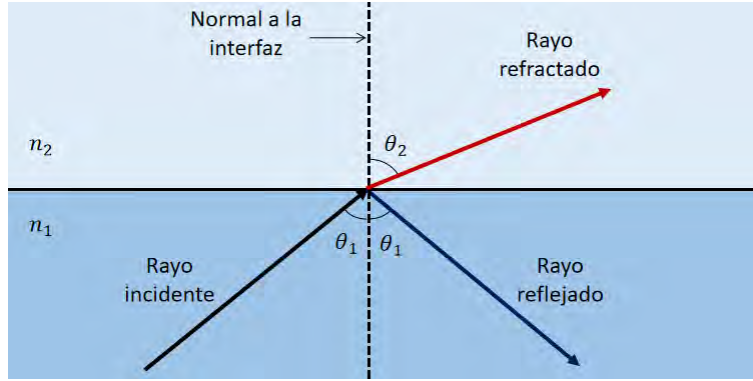


Figura 2.1: Incidencia oblicua de una onda plana sobre una interfaz entre dos dieléctricos representando las ondas mediante rayos.

crítico $\theta_1 = \theta_c$ al ángulo de incidencia para el cual $\theta_2 = \pi/2$, ver Figura 2.2, y está dado por:

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2.2)$$

donde vemos que n_1 debe ser mayor a n_2 .

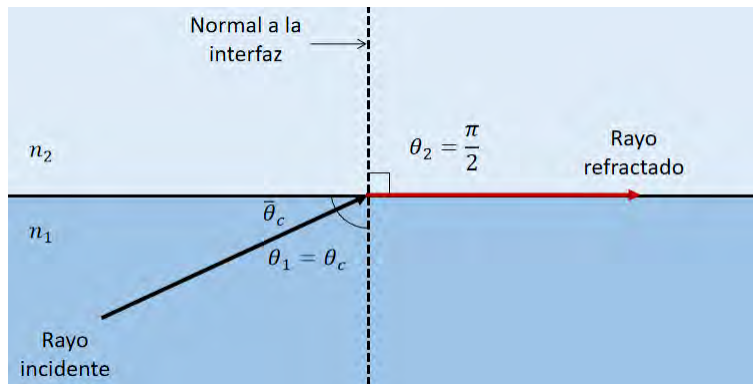


Figura 2.2: Ángulo crítico a partir del cual se observa Reflexión Total Interna (RTI).

Por lo tanto, para todo ángulo de incidencia $\theta_1 > \theta_c$ se observa el fenómeno de **Reflexión Total Interna** (RTI) [15]. En la Figura 2.2 se observa el ángulo $\bar{\theta}_c$ que es el ángulo complementario al ángulo crítico θ_c . Es útil en ocasiones medir el ángulo de incidencia con respecto a la interfaz en lugar de a la normal a la interfaz, de esta manera, ese ángulo debe ser menor al complementario del ángulo crítico para observar RTI.

2.2. Guías de onda planas

Una guía de onda plana dieléctrica está compuesta por un bloque de material dieléctrico con índice de refracción n_1 y ancho d sobre un sustrato de índice de refracción n_2 y cubierto en la parte superior por otro material dieléctrico con índice de

refracción n_3 , con $n_1 > n_2 > n_3$ sin pérdida de generalidad. Un caso particular se da cuando $n_3 = n_2$ y se denomina guía de onda plana dieléctrica simétrica, la cual nos será de gran utilidad para análisis pedagógicos en esta sección. En la Figura 2.3 se muestra el diagrama de una guía de onda plana dieléctrica simétrica. El guiado de luz es posible dentro del bloque debido al fenómeno de **Reflexión Total Interna (RTI)** y la **condición de autoconsistencia** que nos dice que la onda se reproduce a sí misma después de dos reflexiones totales internas [2].

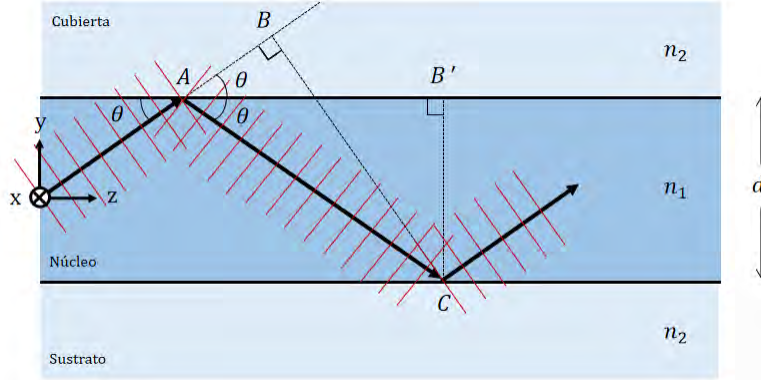


Figura 2.3: Guía de onda plana dieléctrica simétrica.

2.2.1. Modos guiados

Asumimos que la onda óptica dentro de la guía de onda plana es una onda plana monocromática TE con longitud de onda $\lambda = \lambda_0/n_1$ reflejándose en las interfaces a un ángulo θ menor al complementario del ángulo crítico, θ_c [2]. Para determinar los modos guiados calculamos la diferencia de camino geométrico entre la onda inicial y la dos veces reflejada en la Figura 2.3 como:

$$AC - AB = AC - AC \cos(2\theta) = AC[1 - \cos(2\theta)] = AC[2 \sin^2 \theta]. \quad (2.3)$$

Observando la Figura 2.3 se deduce que:

$$B'C = d = AC \sin \theta \quad \Rightarrow \quad AC = \frac{d}{\sin \theta}. \quad (2.4)$$

Sustituyendo (2.4) en (2.3) obtenemos la **diferencia de camino geométrico** entre la onda original y la dos veces reflejada:

$$AC - AB = 2d \sin \theta. \quad (2.5)$$

Utilizando (2.5), calculamos la **diferencia de fase** $\Delta\phi$ entre las dos ondas e imponemos que sea múltiplo entero de 2π para garantizar la condición de autoconsistencia y obtener así interferencia constructiva total entre las dos ondas [2]:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(AC - AB) - 2\phi_r = \frac{2\pi}{\lambda}(2d \sin \theta) - 2\phi_r \equiv m2\pi, \quad (2.6)$$

donde ϕ_r es un cambio de fase puntual en cada RTI y m es un entero. El cambio de fase ϕ_r debido a la reflexión es función de θ y depende de la polarización de la onda incidente, TE o TM. De la teoría electromagnética se deduce que [2]:

$$\tan\left(\frac{\phi_r}{2}\right) = \sqrt{\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \theta} - 1} \quad \text{y} \quad \tan\left(\frac{\phi_r}{2}\right) = \left(\frac{n_1^2}{n_2^2}\right) \sqrt{\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \theta} - 1}, \quad (2.7)$$

para polarizaciones TE y TM, respectivamente. En la Figura 2.4 se puede observar el comportamiento de $\phi_r(\theta)$ dado por (2.7), el cual tiene un valor máximo de $\phi_r = \pi$ para $\theta = 0$ y decrece al aumentar θ hasta alcanzar un valor de $\phi_r = 0$ para $\theta = \bar{\theta}_c$. En la Figura 2.4 se grafica en todo el dominio de valores posibles de θ para los cuales se puede obtener RTI, sin embargo, a continuación se verá que solo ciertos valores discretos son válidos para satisfacer la condición de autoconsistencia y obtener guiado de luz.

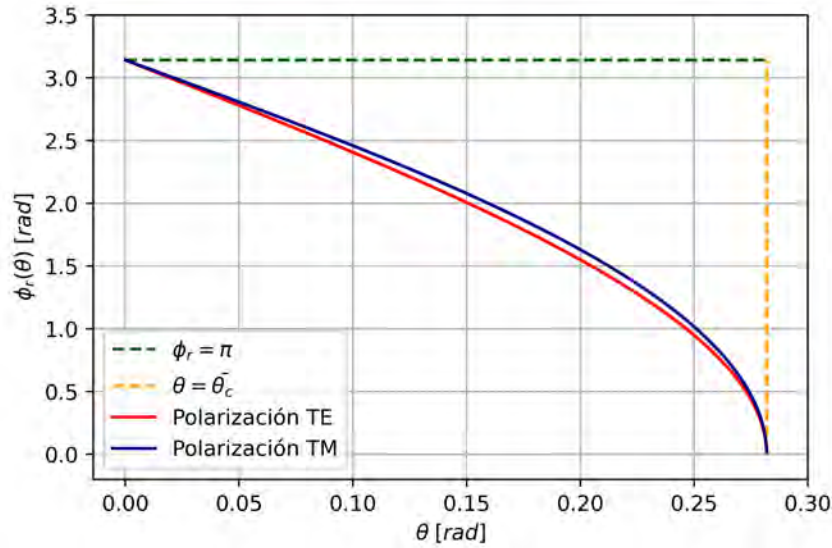


Figura 2.4: Cambio de fase puntual ϕ_r en cada RTI como función de θ acorde a las expresiones en (2.7) para polarizaciones TE y TM.

Entonces, despejando $(\phi_r/2)$ de (2.6) y sustituyendo en (2.7) obtenemos la ecuación característica para los modos TE que se propagan en una guía de onda plana [2]:

$$\tan\left(\frac{\pi}{\lambda}d \sin \theta - \frac{m\pi}{2}\right) = \sqrt{\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \theta} - 1}. \quad (2.8)$$

Análogamente, para los modos TM tenemos la siguiente ecuación característica [2]:

$$\tan\left(\frac{\pi}{\lambda}d \sin \theta - \frac{m\pi}{2}\right) = \left(\frac{n_1^2}{n_2^2}\right) \sqrt{\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \theta} - 1}. \quad (2.9)$$

Las ecuaciones (2.8) y (2.9) son ecuaciones trascendentales de la variable θ cuyas soluciones nos llevan a obtener los ángulos θ_m de los modos guiados en una guía de onda plana dieléctrica simétrica [2]. En la Figura 2.5 se pueden ver las gráficas de (2.8) y (2.9) donde cada cruce en éstas representa el punto donde se cumplen las igualdades, es decir, un modo guiado.

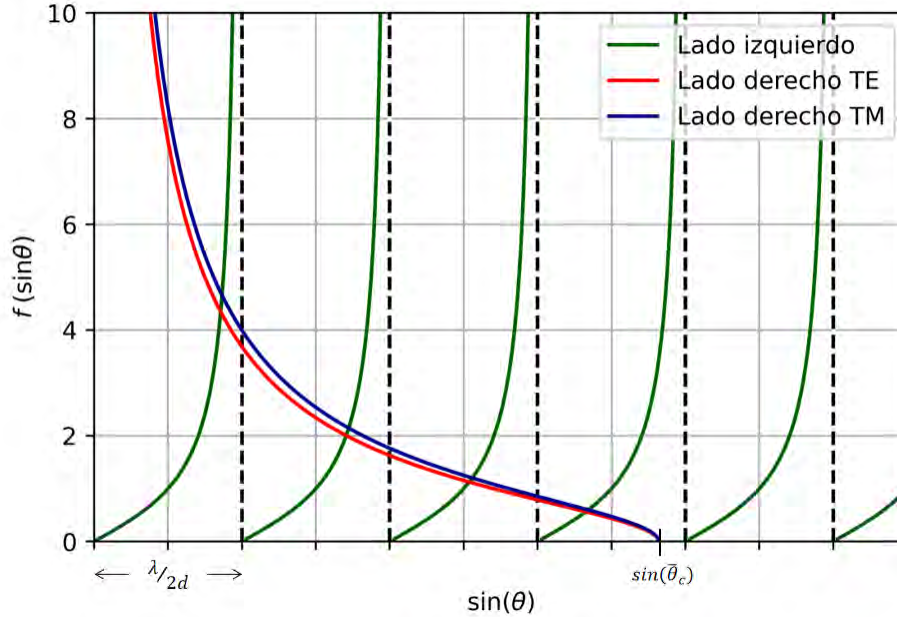


Figura 2.5: Soluciones gráficas de las ecuaciones características (2.8) y (2.9) de los modos guiados TE y TM en una guía de onda plana simétrica.

Analizando la Figura 2.5, podemos observar que las ecuaciones características (2.8) y (2.9) se satisfacen únicamente para ciertos puntos discretos, los puntos donde se cruzan las curvas. Cada uno de esos puntos representa un modo guiado, por lo que bastaría contar el número de puntos donde se intersecan las curvas para obtener el número de modos guiados que soporta la guía de onda.

Acorde al lado izquierdo de (2.8), el periodo de esa función es $\lambda/2d$, por lo que las asintotas de las curvas $\tan(\cdot)$ se encuentran espaciadas $\lambda/2d$. También, existe un modo guiado por cada una de estas curvas hasta un valor de $\sin \bar{\theta}_c$, que es donde el lado derecho de (2.8) se interseca con el eje horizontal. Por lo tanto, podemos plantear que el número de modos guiados M para polarización TE es [2]:

$$M \doteq \frac{\sin \bar{\theta}_c}{\frac{\lambda}{2d}}, \quad (2.10)$$

donde \doteq es la función techo. También existe el mismo número de modos guiados M para polarización TM.

Sabemos que $\lambda = \lambda_0/n_1$, donde λ_0 es la longitud de onda en el vacío y n_1 es el índice de refracción del núcleo de la guía de onda. Además, $\cos \bar{\theta}_c = n_2/n_1$, donde n_2 es el índice de refracción del revestimiento. Realizando estas consideraciones en (2.10)

obtenemos [2]:

$$M \doteq \frac{2d}{\lambda} \sin \bar{\theta}_c = \frac{2dn_1}{\lambda_0} \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}} = \frac{2d}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2d}{\lambda_0} NA, \quad (2.11)$$

donde NA es la apertura numérica. Lo mismo para los modos TM [2].

2.2.2. Distribución transversal de campo eléctrico

Núcleo

Los distintos modos m soportados por la guía de onda tienen distintos vectores de onda \vec{k}_m , pero el módulo del vector es el mismo:

$$|\vec{k}_m| = k_m = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n_1}{\lambda_0} = n_1 k_0, \quad (2.12)$$

tal como se observa en la Figura 2.6, de donde podemos ver que:

$$\vec{k}_m = (0, n_1 k_0 \sin \theta_m, n_1 k_0 \cos \theta_m) \equiv (k_{m_x}, k_{m_y}, k_{m_z}) \equiv (k_{m_x}, k_{m_y}, \beta_m), \quad (2.13)$$

donde los elementos no nulos k_{m_y} y β_m son las constantes de propagación en las direcciones y y z , respectivamente. Podemos observar que el valor máximo que pudiera tomar θ_m es $\bar{\theta}_c$. Entonces, calculamos el intervalo de valores posibles para β_m :

$$\begin{aligned} 0 < \theta_m &\leq \bar{\theta}_c, \\ n_1 k_0 \cos \bar{\theta}_c &\leq \beta_m < n_1 k_0 \cos 0, \\ n_1 k_0 \frac{n_2}{n_1} &\leq \beta_m < n_1 k_0, \\ \therefore n_2 k_0 &\leq \beta_m < n_1 k_0. \end{aligned} \quad (2.14)$$

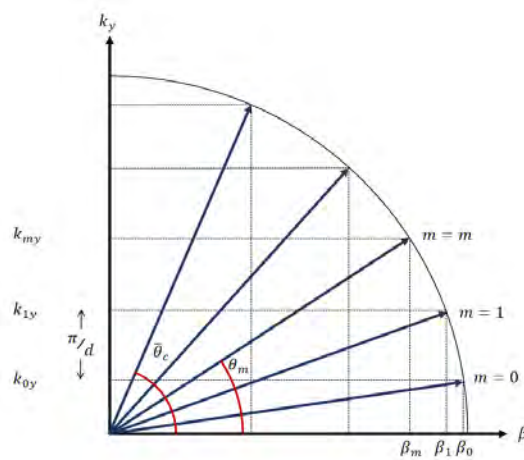


Figura 2.6: Vectores de onda \vec{k}_m y sus componentes para los modos m .

Para ver cómo cambia el vector de onda entre reflexiones dentro de la guía de onda observamos la Figura 2.7. Vemos que es posible plantear los campos eléctricos \vec{E}_1 y \vec{E}_2 como ondas planas monocromáticas:

$$\begin{aligned} |\vec{E}_1| &= E_1 = A_m e^{-i(\vec{k}_m \cdot \vec{r} \pm \omega t)} = A_m e^{-i(k_{my}y + \beta_m z \pm \omega t)}, \\ |\vec{E}_2| &= E_2 = A_m e^{-i(\vec{k}_m \cdot \vec{r} \pm \omega t)} = A_m e^{-i(-k_{my}y + \beta_m z \pm \omega t + m\pi)}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

donde la componente en z de \vec{k}_m se mantiene igual y en y cambia de signo; además de que se agrega un cambio de fase a la onda de $m\pi$ debido a la condición de auto-consistencia. También, los campos E_1 y E_2 tienen la misma amplitud A_m debido al fenómeno de RTI.

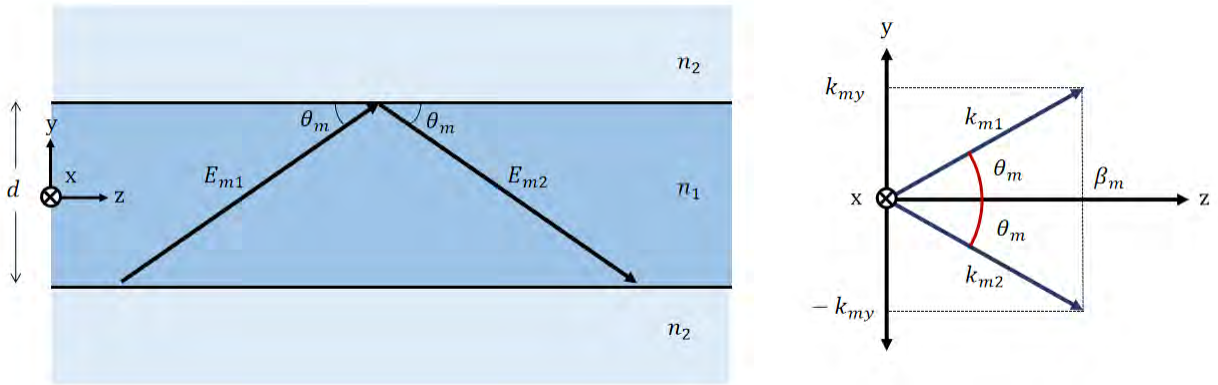


Figura 2.7: Evolución del vector de onda \vec{k}_m entre reflexiones dentro de una guía de onda plana.

Para obtener la distribución transversal de campo eléctrico dentro del núcleo sumamos las expresiones de (2.15) debido a la superposición de los campos:

$$E = E_1 + E_2 = A_m e^{-i(\beta_m z \pm \omega t)} [e^{-ik_{my}} + e^{ik_{my}} e^{im\pi}]. \quad (2.16)$$

En (2.16), dado que $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, entonces $e^{im\pi}$ solo toma dos valores posibles:

$$\begin{aligned} e^{im\pi} &= 1 \quad \forall m \in \text{pares}, \\ e^{im\pi} &= -1 \quad \forall m \in \text{impares}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Entonces, usando (2.17) en (2.16) obtenemos la forma para E :

$$E = a_m u_m(y) e^{-i(\beta_m z \pm \omega t)}, \quad (2.18)$$

donde a_m es una amplitud constante para el modo m en general compleja que incluye todos los coeficientes constantes de (2.16) y

$$u_m(y) = \begin{cases} \cos(k_{my}y) & \forall m \in \text{pares}, \\ \sin(k_{my}y) & \forall m \in \text{impares}. \end{cases} \quad (2.19)$$

Por lo tanto, de (2.18) y (2.19) podemos concluir que:

- Tenemos una onda viajera en la dirección z cuya fase varía linealmente en esta coordenada y tiene amplitud constante.
- Tenemos una onda estacionaria en la dirección y de fase constante y amplitud variable con un comportamiento sinusoidal.

Para calcular el argumento de las funciones en (2.19) utilizamos (2.13) y (2.6):

$$\begin{aligned}
 k_{m_y}y &= n_1 k_0 (\sin \theta_m) y = n_1 k_0 \left(\frac{\lambda}{2d} \left[m + \frac{\phi_r}{\pi} \right] \right) y = n_1 \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\frac{\lambda_0}{n_1 2d} \left[m + \frac{\phi_r}{\pi} \right] \right) y, \\
 \therefore k_{m_y}y &= \frac{\pi}{d} \left[m + \frac{\phi_r(\theta_m)}{\pi} \right] y.
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

De (2.20) podemos observar que para modos de orden superior, m es más grande y entonces el valor del argumento k_{m_y} en (2.19) aumenta, por lo que tenemos más oscilaciones del campo eléctrico en la dirección vertical y . Así mismo, ϕ_r es función de θ , como se denota explícitamente en (2.20), y sigue el comportamiento marcado por la Figura 2.4: ϕ_r toma un valor cercano a π para el modo fundamental $m = 0$ y va decreciendo conforme el orden del modo aumenta hasta llegar a un valor muy cercano a cero para el último modo guiado $m = M - 1$. Esto nos indica que el campo eléctrico en las fronteras núcleo-revestimiento $y = \pm d/2$ es distinto de cero y va creciendo conforme el orden del modo aumenta. En la Figura 2.8 se grafica el perfil transversal del campo eléctrico para los modos 0, 1, 2 y 3 de una guía de onda plana multimodo que soporta 4 modos guiados TE. Podemos observar que el campo eléctrico en las fronteras núcleo-revestimiento $y = \pm d/2$ es muy pequeño para el modo fundamental y va creciendo conforme aumenta el orden del modo. En la Figura 2.9 se pueden observar los perfiles transversales de intensidad ($I \propto |\vec{E}|^2$) de los modos de la Figura 2.8. Hasta este punto se ha descrito únicamente el comportamiento del campo eléctrico de los modos guiados en el núcleo de la guía de onda, curvas de color rojo en las Figuras 2.8 y 2.9, gobernado básicamente por las ecuaciones (2.19) y (2.20), a continuación se discutirá la forma que presenta éste en el revestimiento, curvas de color azul de las mismas figuras.

Revestimiento

Es momento de determinar la distribución de campo eléctrico externo al núcleo, es decir, en el revestimiento de la guía donde el índice de refracción es n_2 . Partimos de la ecuación de Helmholtz [2]:

$$(\nabla^2 + n_2^2 k_0^2) E_{ext} = 0, \tag{2.21}$$

donde para E_{ext} sustituimos:

$$E_{ext} = A_m u_m^{ext}(y) e^{-i\beta_m z}, \tag{2.22}$$

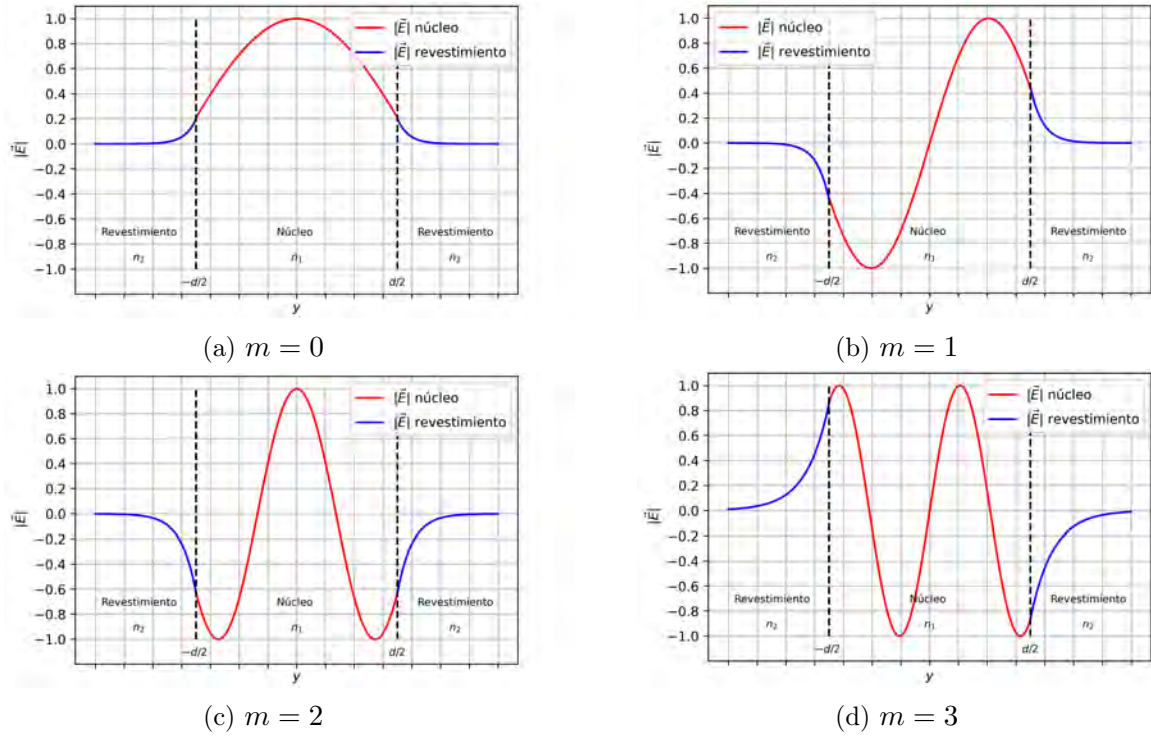


Figura 2.8: Perfil transversal del campo eléctrico para los modos 0, 1, 2 y 3 de una guía de onda plana multimodo que soporta 4 modos guiados TE.

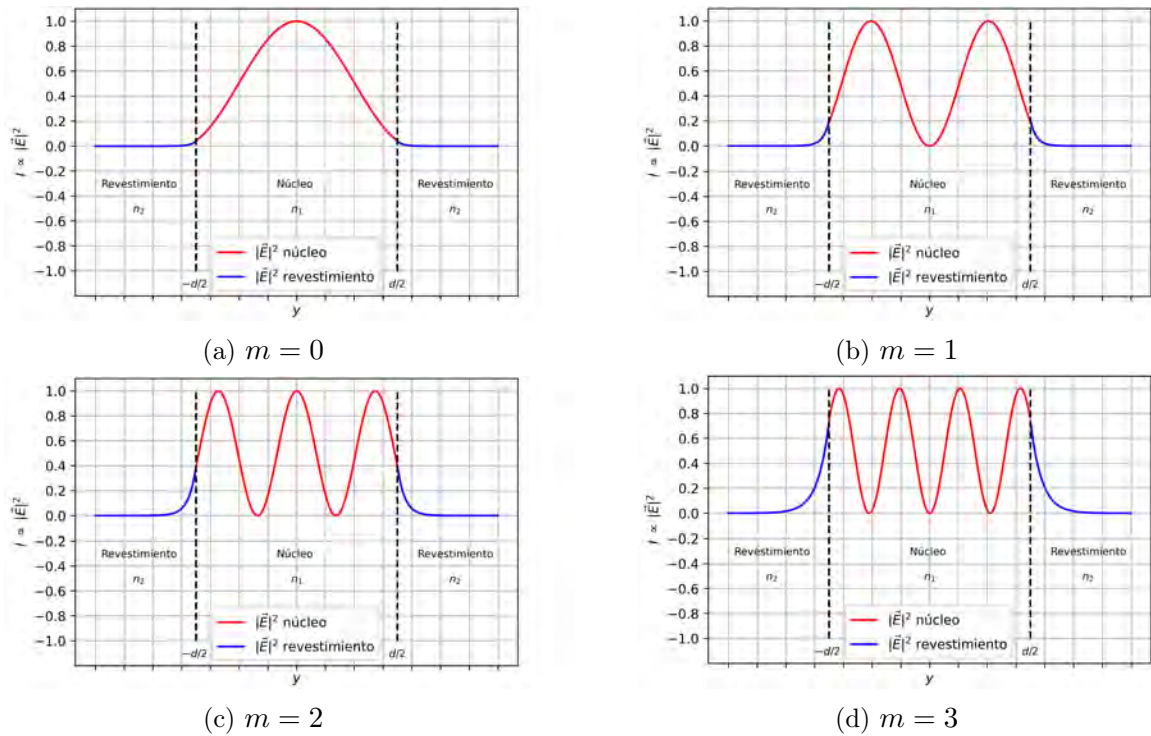


Figura 2.9: Perfil transversal de intensidad para los modos 0, 1, 2 y 3 de una guía de onda plana multimodo que soporta 4 modos guiados TE.

donde la dependencia en z es la misma debido a la continuidad de los campos en la frontera.

Combinando (2.21) y (2.22) obtenemos:

$$\frac{d^2 u_m^{ext}(y)}{dy^2} - \gamma_m^2 u_m^{ext}(y) = 0, \quad (2.23)$$

donde $\gamma_m^2 = \beta_m^2 - n_2^2 k_0^2$ definido de esta forma es obligatoriamente positivo y γ_m es real dado que $\beta_m \geq n_2 k_0$, resultado obtenido en la ecuación (2.14). La ecuación diferencial en (2.23) es fácilmente soluble y nos arroja que:

$$u_m^{ext} \propto e^{\pm \gamma_m y}, \quad (2.24)$$

siendo γ_m el coeficiente de extinción. Entonces, cuando la matemática da dos soluciones, típicamente la naturaleza escoge una, por lo que en (2.24), el signo positivo en el exponente es válido para $y < -d/2$, y el signo negativo para $y > d/2$, para de esta forma tener campos que decrecen conforme nos alejamos del centro de la guía de onda. A este campo que viaja en el revestimiento de la guía de onda se le llama **campo evanescente** [2]. Sabemos que:

$$\begin{aligned} k_{m_y}^2 + \beta_m^2 &= n_1^2 k_0^2 \\ \gamma_m^2 - \beta_m^2 &= -n_2^2 k_0^2 \\ \Rightarrow k_{m_y}^2 + \gamma_m^2 &= n_1^2 k_0^2 - n_2^2 k_0^2 = (NA k_0)^2 = cte. \quad \forall m. \end{aligned} \quad (2.25)$$

De (2.25) podemos construir el diagrama de la Figura 2.10, el cual nos dice que conforme aumenta el orden del modo m , la constante de propagación β_m es menor, acorde a la Figura 2.6, entonces el coeficiente de extinción γ_m disminuye y la componente del vector de onda en la dirección transversal k_{m_y} aumenta, por lo que en el núcleo esperamos más oscilaciones del campo y en el revestimiento que el campo evanescente se extinga más lentamente conforme aumenta el orden del modo, es decir, mayor penetración del campo hacia el revestimiento. Además, por continuidad, el campo evanescente en la frontera núcleo-revestimiento es igual al campo en el núcleo, por lo que esperamos un comportamiento decreciente hacia cero del campo eléctrico desde el valor que presenta en la frontera núcleo-revestimiento, el cual aumenta con el orden del modo. En las Figuras 2.8 y 2.9 se observa el comportamiento descrito del campo evanescente en las curvas color azul para los 4 modos guiados TE de una guía de onda plana dieléctrica, gobernado por la ecuación (2.24). Como consecuencia de que tanto el campo evanescente en la frontera como su penetración en el revestimiento crecen con el orden del modo, el confinamiento de los modos decrece conforme aumenta el orden de éstos, por lo que existe la posibilidad de tener una mayor energía en el revestimiento que en el núcleo para el modo de orden más alto de alguna guía de onda multimodo. El diagrama de la Figura 2.10 resume la relación que existe entre los parámetros transversales de los modos guiados dentro y fuera del núcleo, la constante de propagación, el vector de onda y los índices de refracción de la guía de onda plana al aumentar o disminuir el orden m del modo.

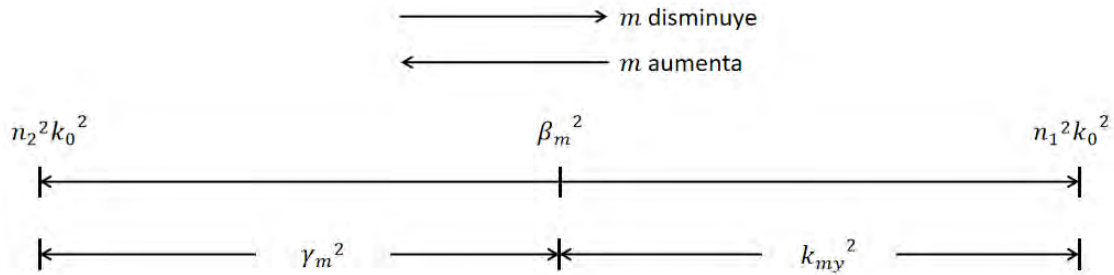


Figura 2.10: Relación entre los parámetros transversales, constante de propagación, vector de onda e índices de refracción en una guía de onda plana al variar el orden m del modo.

2.3. Acopladores direccionales

Un acoplador direccional consiste en dos o más guías de onda situadas una al lado de la otra de tal manera que exista un intercambio de potencia significativo entre ellas. En la Figura 2.11 se puede ver un acoplador direccional compuesto por dos guías de onda cilíndricas paralelas entre sí y separadas una distancia s de sus núcleos. El intercambio de potencia es mayor si las guías de onda son paralelas entre sí y los modos que soporta cada una se propagan con la misma velocidad de fase. Los acopladores direccionales tienen aplicaciones en circuitos fotónicos como switches ópticos, divisores de potencia, combinadores de potencia, multiplexores, demultiplexores, filtros ópticos, moduladores de intensidad, entre otros [4].

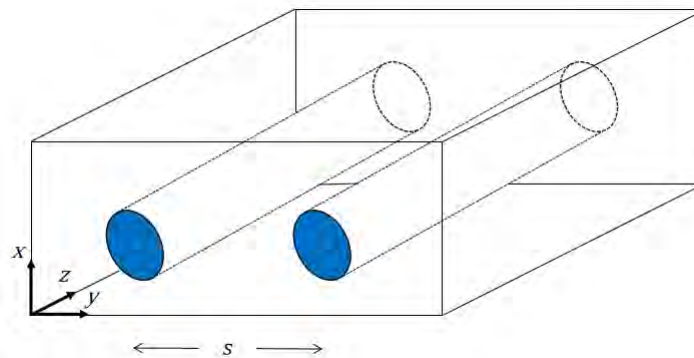


Figura 2.11: Acoplador direccional compuesto por dos guías de onda cilíndricas paralelas separadas una distancia s entre sus núcleos.

2.3.1. Superposición de modos aislados

Consideremos dos guías de onda paralelas y cercanas entre sí como las de la Figura 2.11. Cuando cada una de ellas se encuentra lejos de la otra y aislada, soporta un número de modos guiados. Solo los modos propagándose con la misma, o casi la misma, velocidad de fase y en la misma dirección interactúan fuertemente [4]. Por

simplicidad, consideremos un modo guiado para cada guía de onda, \vec{E}_1 y \vec{E}_2 :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= a_{10}\vec{e}_1(x, y)e^{-i\beta_1 z}, \\ \vec{E}_2 &= a_{20}\vec{e}_2(x, y)e^{-i\beta_2 z},\end{aligned}\tag{2.26}$$

donde a_{10} y a_{20} son las amplitudes, $\vec{e}_1(x, y)$ y $\vec{e}_2(x, y)$ son los campos y β_1 y β_2 son las constantes de propagación de los dos modos guiados de las guías de onda 1 y 2, respectivamente. Cuando las dos guías de onda se encuentran lo suficientemente cerca, E_1 se extiende a la guía de onda 2 y E_2 se extiende a la guía de onda 1. Bajo la hipótesis de una *perturbación débil*, el campo guiado \vec{E} por las dos guías de onda acopladas se puede aproximar mediante una combinación lineal de \vec{E}_1 y \vec{E}_2 como [4]:

$$\vec{E}(x, y, z) \approx a_1(z)\vec{e}_1(x, y)e^{-i\beta_1 z} + a_2(z)\vec{e}_2(x, y)e^{-i\beta_2 z},\tag{2.27}$$

donde $a_1(z)$ y $a_2(z)$ son las amplitudes como función de la distancia de propagación z .

2.3.2. Interferencia de modos normales

Otra manera de tratar el problema es considerar las guías de onda acopladas como una estructura compuesta de guías de onda. Los modos soportados por esta estructura compuesta deben satisfacer las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de frontera del sistema. Estos modos se denominan modos normales y forman una base del espacio vectorial de los modos soportados por la estructura compuesta [4].

En la Figura 2.12 se muestra una estructura compuesta de guías de onda de canal acopladas la cual soporta ciertos modos normales que son campos simétricos o antisimétricos con respecto al eje de simetría en la dirección y . Se muestran en la misma figura las distribuciones de campo de los modos normales simétrico y antisimétrico de orden más bajo de la estructura compuesta [4].

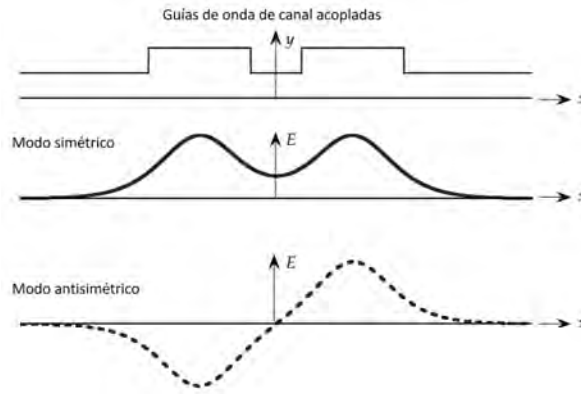


Figura 2.12: Estructura compuesta de dos guías de onda de canal acopladas y sus correspondientes modos simétrico y antisimétrico de orden más bajo [4].

Sean los campos de los modos normales simétricos y antisimétricos de la Figura 2.12 $\vec{e}_s(x, y)$ y $\vec{e}_a(x, y)$ y sus constantes de propagación β_s y β_a . El campo \vec{E} guiado

por la estructura compuesta puede ser escrito como [4]:

$$\vec{E}(x, y, z) = a_{s0}\vec{e}_s(x, y)e^{-i\beta_s z} + a_{a0}\vec{e}_a(x, y)e^{-i\beta_a z}, \quad (2.28)$$

donde a_{s0} y a_{a0} son las amplitudes de los modos simétrico y antisimétrico, respectivamente.

2.3.3. Teoría de modos acoplados

El tratamiento formal para el estudio de la propagación de la luz en acopladores direccionales consistiría en escribir las ecuaciones de Maxwell para las distintas regiones de la estructura y mediante las condiciones de frontera determinar los modos soportados por el sistema completo. Estos modos son diferentes a los modos soportados por cada guía de onda aislada, sin embargo, el análisis exacto no es sencillo. Usualmente se recurre a una teoría aproximada que simplifica los cálculos llamada Teoría de modos acoplados, la cual asume la superposición de modos aislados, sección 2.3.1. Cuando las dos guías de onda se encuentran presentes los modos se suponen aproximadamente inalterados por la presencia del otro modo. Se asume que el acoplamiento modifica únicamente las amplitudes de los modos sin afectar su distribución espacial transversal ni sus constantes de propagación. Por lo tanto las amplitudes de los modos de las guías de onda, a_1 y a_2 , son funciones de z y la teoría está dirigida a determinar la forma en la que dependen estas amplitudes de la distancia de propagación z [2].

Existen diferentes métodos y procedimientos para la obtención de las llamadas **ecuaciones de modos acoplados** las cuales son un sistema de dos ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden que nos describen el cambio en las amplitudes $a_1(z)$ y $a_2(z)$ al variar z . En [2] y [4] se pueden revisar a detalle algunos de estos métodos los cuales nos llevan a obtener las ecuaciones de modos acoplados:

$$\begin{aligned} \frac{da_1(z)}{dz} &= -i\kappa_2 a_2(z)e^{i\Delta\beta z}, \\ \frac{da_2(z)}{dz} &= -i\kappa_1 a_1(z)e^{i\Delta\beta z}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

donde κ_1 y κ_2 son las constantes de acoplamiento y $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ es la diferencia entre las constantes de propagación de los modos aislados de las guías de onda. La constante de acoplamiento κ_1 cuantifica el acoplamiento del campo guiado por la guía de onda 2 en la guía de onda 1 y κ_2 el acoplamiento del campo guiado por la guía de onda 1 en la guía de onda 2 [4].

Es útil escribir (2.29) en una forma equivalente como:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1(z)}{dz} &= -i\beta_1 A_1(z) - i\kappa_2 A_2(z), \\ \frac{dA_2(z)}{dz} &= -i\beta_2 A_2(z) - i\kappa_1 A_1(z), \end{aligned} \quad (2.30)$$

donde $A_1(z) = a_1(z)e^{-i\beta_1 z}$ y $A_2(z) = a_2(z)e^{-i\beta_2 z}$. Las ecuaciones (2.30) también son llamadas ecuaciones de modos acoplados. El lado izquierdo de cada ecuación en (2.30)

es la tasa de cambio de A_1 o A_2 al cambiar z y está directamente relacionado con la tasa de cambio de las amplitudes de los modos a_1 y a_2 . El primer término del lado derecho de cada ecuación es el cambio en A_1 o A_2 debido a la propagación del modo en cada guía de onda aislada y el segundo término del lado derecho de cada ecuación nos da el efecto de la perturbación debido a la presencia del campo de la otra guía de onda [4].

2.3.4. Teoría de modos normales en acopladores direccionales

Es posible resolver las ecuaciones en (2.30) expresando el campo como modos normales de la estructura compuesta de guías de onda acopladas, sección 2.3.2. Para este fin, escribimos (2.30) en forma matricial [4]:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{bmatrix} = -i \begin{bmatrix} \beta_1 & \kappa_1 \\ \kappa_2 & \beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{bmatrix}. \quad (2.31)$$

Resolvemos (2.31) como un problema de eigenvalores y eigenvectores para encontrar los modos normales soportados por la estructura compuesta de guías de onda y llegamos a que [4]:

$$\begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{s1}a_{s0}e^{-i\beta_s z} + v_{a1}a_{a0}e^{-i\beta_a z} \\ v_{s2}a_{s0}e^{-i\beta_s z} + v_{a2}a_{a0}e^{-i\beta_a z} \end{bmatrix}, \quad (2.32)$$

donde $\beta_{s,a}$ son los eigenvalores de la matriz de coeficientes en (2.31) dados por:

$$\beta_{s,a} = \frac{1}{2} \left[\beta_1 + \beta_2 \pm \sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4\kappa_1\kappa_2} \right], \quad (2.33)$$

y v_{s1} , v_{s2} , v_{a1} y v_{a2} son los elementos de los correspondientes eigenvectores:

$$v_s = \begin{bmatrix} v_{s1} \\ v_{s2} \end{bmatrix} \quad y \quad v_a = \begin{bmatrix} v_{a1} \\ v_{a2} \end{bmatrix}. \quad (2.34)$$

Para acopladores direccionales con dos guías de onda idénticas, $\beta_1 = \beta_2$ y $\kappa_1 = \kappa_2$. Entonces $\beta_s = \beta_1 + \kappa_1$, $\beta_a = \beta_1 - \kappa_1$ y los eigenvectores quedan como:

$$v_s = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad y \quad v_a = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}, \quad (2.35)$$

por lo que (2.32) se simplifica a :

$$\begin{bmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{s0}e^{-i\beta_s z} + a_{a0}e^{-i\beta_a z} \\ a_{s0}e^{-i\beta_s z} - a_{a0}e^{-i\beta_a z} \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

y nos lleva a la solución planteada en la sección 2.3.2, ecuación (2.28), en términos de los modos simétrico y antisimétrico de la Figura 2.12. Por lo tanto, podemos concluir que el intercambio periódico de potencia óptica entre las dos guías de onda se debe a la interferencia de los modos normales simétrico y antisimétrico [4].

2.3.5. Acoplador direccional con regiones curvas

Un acoplador direccional simétrico con secciones rectas y curvas consiste en un par de guías de onda como el mostrado en la Figura 2.13. Cada brazo del acoplador direccional se compone geoméricamente de dos regiones rectas no acopladas en los extremos de longitud a , dos regiones curvas tipo S acopladas de distancia longitudinal L y distancia transversal l y una zona central de longitud d denominada longitud de interacción. Los brazos del acoplador se encuentran separados a una distancia s centro a centro en la dirección transversal en la zona de interacción y la distancia centro-centro entre los puertos es de $l_T = 2l + s$. La longitud total del acoplador es de $L_T = 2(a + L) + d$.

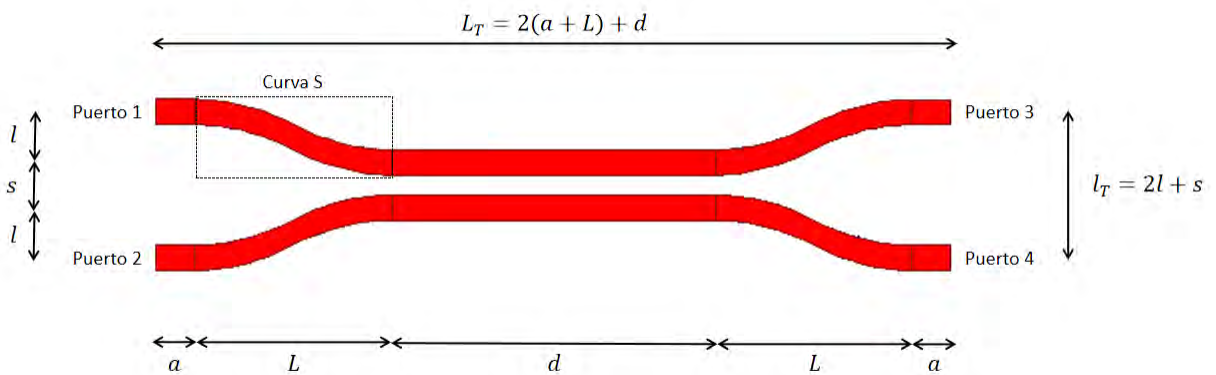


Figura 2.13: Diagrama geométrico de un acoplador direccional simétrico con geometría de curva S.

Curva S

En el diagrama del acoplador direccional de la Figura 2.13 aparece una curva tipo S resaltada en un rectángulo punteado, los detalles geométricos de este tipo de curvas se muestran en la Figura 2.14 para su fácil construcción [16]. Se puede observar cómo la curva S original fue dividida verticalmente a la mitad en las secciones A y B; posteriormente, se dibujaron las secciones A' y B' como trazos auxiliares y reflexiones de las correspondientes secciones A y B, de tal manera que la recta vertical que pasa por el punto P_2 es el eje de simetría de las secciones A y A' y la recta vertical que pasa por el punto P_4 es el eje de simetría de las secciones B y B'. Después, se trazó la recta horizontal que parte a la figura por la mitad y contiene a los puntos P_1 , P_3 y P_5 . De esta manera, para trazar una curva S con longitud de propagación L y distancia transversal l podemos trazar la circunferencia que pasa por los puntos P_1 , P_2 y P_3 y la circunferencia que pasa por los puntos P_3 , P_4 y P_5 , los cuales se encuentran bien definidos una vez conocidos L y l . Por supuesto es necesario borrar todos los trazos auxiliares para conservar únicamente los puntos que se encuentran dentro de las secciones A y B.

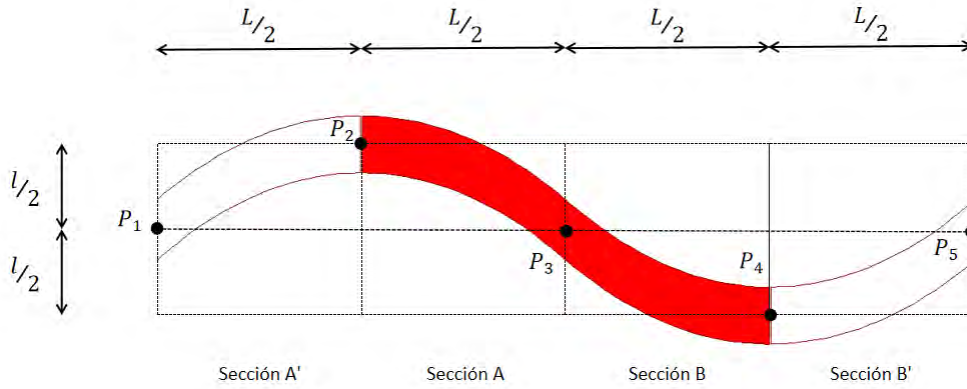


Figura 2.14: Diagrama geométrico de una curva S con longitud de propagación L y distancia transversal l .

Si bien es cierto una curva tipo S está bien definida por sus parámetros L y l , es común hablar sobre el radio de curvatura r de una curva S. Este radio corresponde al radio de la circunferencia que contiene a los puntos P_1 , P_2 y P_3 o al radio de la circunferencia que contiene a los puntos P_3 , P_4 y P_5 , que por construcción tienen el mismo valor. Para encontrar una expresión analítica para r , basta con hacer un pequeño análisis geométrico para encontrar el circuncentro del triángulo $P_1 P_2 P_3$, el cual es el centro C de la circunferencia que pasa por estos puntos. Una vez obtenidas las coordenadas de este punto, se calcula la distancia entre el centro C y cualquiera de los puntos P_1 , P_2 o P_3 y se obtiene el radio de la curva S:

$$r = \frac{1}{4} \left(l + \frac{L^2}{l} \right), \quad (2.37)$$

donde L es la longitud de propagación y l es la distancia transversal [16].

Propagación de luz en un acoplador direccional con regiones curvas

El análisis de un acoplador direccional con la geometría descrita en la Figura 2.13 se basa en las ecuaciones de modos acoplados (2.29) y (2.30). Un acoplador direccional simétrico puede ser dividido en 4 secciones ópticas como las mostradas en la Figura 2.15. Las secciones 1 y 2 son las secciones paralela y no paralela no acopladas, respectivamente, y las secciones 3 y 4 son las secciones no paralela y paralela acopladas, respectivamente [17].

Se utilizan las ecuaciones de modos acoplados para describir la propagación de los modos normales en cada una de las secciones y se llega a que el comportamiento completo del acoplador direccional está dado por [17]:

$$\begin{bmatrix} a_{out1}(z) \\ a_{out2}(z) \end{bmatrix} = e^{i\phi} \begin{bmatrix} \cos(\delta d + \theta_{np}) & i \sin(\delta d + \theta_{np}) \\ i \sin(\delta d + \theta_{np}) & \cos(\delta d + \theta_{np}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{in1}(0) \\ a_{in2}(0) \end{bmatrix}, \quad (2.38)$$

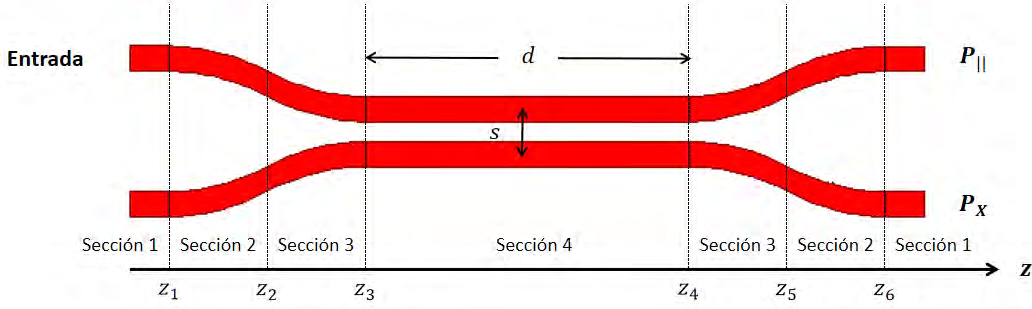


Figura 2.15: Secciones ópticas en un acoplador direccional con curvas.

donde δ tiene que ver con la diferencia entre las constantes de propagación de los modos simétrico y antisimétrico y está dado como:

$$\delta = \frac{\beta_s - \beta_a}{2}, \quad (2.39)$$

θ_{np} es la fase adicional que se agrega en las secciones no paralelas acopladas y está dada como:

$$\theta_{np} = \int_{z_2}^{z_3} [\beta_s(z) - \beta_a(z)] dz \quad (2.40)$$

y ϕ es una fase que se agrega en las secciones no acopladas paralela y no paralela [17].

Cuando solo se excita una de las entradas del acoplador direccional, ver **Entrada** indicada en la Figura 2.15, $\Rightarrow a_{in1}(0) = 1$, $a_{in2}(0) = 0$, la potencia óptica en el *estado barra* ($P_{||}$) y el *estado cruz* (P_{\times}) se calculan usando (2.38) como:

$$\begin{aligned} P_{||} &= a_{out1} a_{out1}^* = \cos^2[\delta(\lambda)d + \theta_{np}(\lambda)], \\ P_{\times} &= a_{out2} a_{out2}^* = \sin^2[\delta(\lambda)d + \theta_{np}(\lambda)], \end{aligned} \quad (2.41)$$

donde se ha agregado la dependencia explícita de δ y θ_{np} con la longitud de onda λ debido a que son parámetros que dependen de las constantes de propagación, éstas a su vez de los vectores de onda y finalmente estos últimos de la longitud de onda de trabajo λ . Dado que podemos medir la potencia óptica en las salidas del acoplador direccional, es posible determinar experimentalmente el valor de estos parámetros para cada longitud de onda [17].

La longitud de acoplamiento $d = L_c$ se define como la longitud mínima necesaria para que toda la potencia óptica abandone el acoplador por el estado P_{\times} , *i.e.*, $P_{\times} = 1$ y $P_{||} = 0$. Es sencillo darse cuenta a partir de (2.41) que:

$$L_c = \frac{\pi/2 - \theta_{np}}{\delta}. \quad (2.42)$$

2.3.6. Multi/demultiplexado por división de longitud de onda

El **multiplexado** por división de longitud de onda (WDM por sus siglas en inglés) se refiere a combinar señales montadas en dos o más longitudes de onda distintas a

través del mismo canal físico de transmisión, típicamente fibra óptica para el caso de telecomunicaciones ópticas. Inicialmente estas dos (o más) longitudes de onda se encuentran en canales de transmisión separados y se utiliza un multiplexor para unirlos y hacer que viajen juntas pero manteniendo la información separada en cada una de sus longitudes de onda. El **demultiplexado** se refiere al proceso inverso, consiste en separar estas dos (o más) señales en sus longitudes de onda constituyentes.

Para un acoplador direccional con secciones rectas y curvas como el mostrado en la Figura 2.15 es posible definir la razón de potencia acoplada, $r(\lambda)$, a partir de (2.41) como [18]:

$$r(\lambda) = \frac{P_{\times}}{P_{\times} + P_{\parallel}} = \sin^2[\delta(\lambda)d + \theta_{np}(\lambda)]. \quad (2.43)$$

Para el demultiplexado de dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 que ingresan juntas por la entrada del acoplador direccional se ofrecen dos caminos distintos a partir de (2.43):

1. $r(\lambda_1) = 1$ y $r(\lambda_2) = 0$.
2. $r(\lambda_1) = 0$ y $r(\lambda_2) = 1$.

Se propone medir experimentalmente el valor de $\delta(\lambda_1)$ y $\delta(\lambda_2)$ bajo la hipótesis de que es posible separar el comportamiento recto del acoplador direccional y atribuirle totalmente el parámetro $\delta(\lambda)$ para posteriormente unirlo con el comportamiento curvo. Entonces, eliminando el efecto de θ_{np} relacionado con la fase en la región curva, es decir, fabricando acopladores rectos y midiendo las potencias a la salida de sus puertos para λ_1 y λ_2 determinamos δ para cada una de las longitudes de onda. Posteriormente, se fabrican acopladores direccionales con secciones rectas y curvas y midiendo nuevamente la razón de potencias en los puertos de salida se calculan $\theta_{np}(\lambda_1)$ y $\theta_{np}(\lambda_2)$. Teniendo esos parámetros bien medidos se calcula la d deseada en (2.43) para satisfacer cualquiera de los dos caminos que nos lleven al demultiplexado de la señal en la entrada con λ_1 y λ_2 . Es sencillo concluir que un acoplador direccional que funcione como demultiplexor en un sentido de propagación, lo hará como multiplexor en el sentido inverso.

2.4. Pérdidas por propagación

Las pérdidas de potencia óptica, $Loss_{dB}$, están dadas en decibeles [dB] como:

$$Loss_{dB} = -10 \text{Log}_{10} \left(\frac{I_{out}}{I_{in}} \right), \quad (2.44)$$

donde I_{in} es la potencia de entrada e I_{out} es la potencia de salida del sistema. Es posible calcular las pérdidas por unidad de longitud, α [dB/cm], dividiendo (2.44) entre la longitud física, L [cm], de la guía de onda:

$$\alpha = \frac{Loss_{dB}}{L} = -\frac{10}{L} \text{Log}_{10} \left(\frac{I_{out}}{I_{in}} \right). \quad (2.45)$$

Estamos interesados en evaluar la *calidad* de la guía de onda fabricada, por lo que debemos calcular las **pérdidas debidas a la propagación** de la luz dentro de la misma [19]. En (2.45), se considera que toda la potencia de entrada I_{in} se acopla a la guía de onda, sin embargo, existen **pérdidas por acoplamiento** debido a una *alineación deficiente* de los ejes ópticos al momento de acoplar luz a la guía de onda por medio de una fibra óptica (ver diagrama experimental en la Figura 3.12), *múltiples reflexiones* entre los medios fibra-aire-guía al momento de acoplar la luz en la entrada y *desacoplamiento de modos transversales* debido a las diferencias entre las distribuciones de campo del modo de la fibra y el modo soportado por la guía. También, existe **pérdida de potencia a la salida de la guía** de onda debido a la reflexión de Fresnel en la interfaz guía-aire y debemos considerar esta pérdida que no se debe a la propagación dentro de la guía de onda. De esta manera, la potencia de entrada I_{in} se ve disminuida y solo se acopla a la guía de onda una cantidad de potencia I_{ac} dada por:

$$I_{ac} = \eta_{ac} I_{in}, \quad (2.46)$$

donde η_{ac} es el coeficiente de acoplamiento que toma en cuenta la alineación deficiente, múltiples reflexiones y el acoplamiento de modos transversales.

Por lo tanto, para calcular el coeficiente de pérdidas por propagación $\alpha_p [dB/cm]$ se sustituye la potencia acoplada I_{ac} de (2.46) en el lugar de la potencia de entrada I_{in} en (2.45) obteniendo:

$$\alpha_p = -\frac{10}{L} \text{Log}_{10} \left(\frac{I_{out}}{\eta_{ac} I_{in} T_F} \right), \quad (2.47)$$

donde se ha agregado también T_F que es la transmitancia de luz debida a la reflexión de Fresnel en la interfaz guía-aire y el coeficiente de acoplamiento η_{ac} está dado por:

$$\eta_{ac} = \eta_{des} \eta_{mul} \eta_{modos}, \quad (2.48)$$

donde η_{des} es el coeficiente de pérdidas por desalineación que se considera uno dado que se cuenta con una buena alineación, η_{mul} es la eficiencia debida a las múltiples reflexiones entre los medios fibra-aire-guía y η_{modos} es la eficiencia debida al acoplamiento de modos transversales.

2.4.1. Múltiples reflexiones

Para acoplar luz a la guía de onda se utiliza una fibra óptica lo más cercana posible al sustrato donde se encuentran las guías. La separación se monitorea mediante un microscopio y se consigue que la distancia fibra-guía sea del orden de las micras ($< 10 \mu m$). Debido a que el espacio de aire entre la fibra y la guía es del orden de la longitud de onda de la luz incidente, se forma una película delgada de aire en la que existen múltiples reflexiones de ida y de regreso entre los medios fibra-aire-guía provocando interferencia entre los distintos haces. La reflectancia, R_{mul} , de la película

delgada está dada por [19] [20]:

$$R_{mul} = \frac{\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)^2 + \left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)^2 + 2\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)\left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)\cos\left(\frac{4\pi n_z z}{\lambda}\right)}{1 + \left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)^2 + \left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)^2 + 2\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)\left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)\cos\left(\frac{4\pi n_z z}{\lambda}\right)}, \quad (2.49)$$

por lo que la eficiencia o transmitancia, η_{mul} , debida a la múltiples reflexiones se calcula como:

$$\eta_{mul} = T_{mul} = 1 - R_{mul}, \quad (2.50)$$

donde n_f es el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica, n_g es el índice de refracción del núcleo de la guía de onda, n_z es el índice de refracción del medio entre la fibra y la guía de onda, z es la separación entre la fibra y la guía y λ es la longitud de onda de trabajo.

2.4.2. Acoplamiento de modos transversales

El acoplamiento de los modos transversales de cualesquiera dos guías de onda está dado por:

$$\eta_{modos} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(x, y) \psi_2(x, y) dx dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_1(x, y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_2(x, y)|^2 dx dy}, \quad (2.51)$$

donde ψ_1 y ψ_2 representan las amplitudes de campo eléctrico de los modos en la fibra y en la guía de onda, respectivamente [5] [19] [21].

Solución analítica para guías de onda monomodo

El modo de una fibra óptica monomodo se encuentra bien descrito por un modo Gaussiano circular como:

$$\psi_1(x, y) = A_0 e^{-\left(\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right)}, \quad (2.52)$$

donde ω_0 es el radio del modo. El modo en la guía de onda es en general excéntrico y asimétrico, por lo que puede ser representado como una combinación de modos Gaussianos:

$$\psi_2 = f(x) \cdot g(y), \quad (2.53)$$

donde

$$f(x) = F_0 e^{-\frac{x^2}{\omega_2^2}} \quad (2.54)$$

y

$$g(y) = \begin{cases} G_0 e^{-\frac{y^2}{\omega_1^2}}, & y < 0 \\ G_0 e^{-\frac{y^2}{\omega_3^2}}, & y \geq 0, \end{cases} \quad (2.55)$$

donde ω_1 , ω_2 y ω_3 son los radios del modo de la guía de onda mostrado en la Figura 2.16.

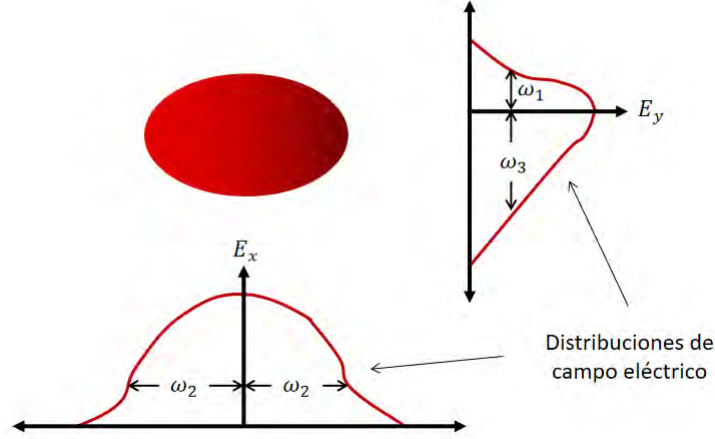


Figura 2.16: Distribución transversal del campo eléctrico típico en guías de onda [5].

Podemos observar que en (2.51) hay tres integrales a resolver, resolvemos primero la que se encuentra en el numerador sustituyendo los valores para $\psi_1(x, y)$ y $\psi_2(x, y)$ según corresponda a cada rango, entonces:

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(x, y) \psi_2(x, y) dx dy \right|^2 = \left| \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} A_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}} F_0 e^{-\frac{x^2}{\omega_2^2}} G_0 e^{-\frac{y^2}{\omega_1^2}} dx dy + \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}} F_0 e^{-\frac{x^2}{\omega_2^2}} G_0 e^{-\frac{y^2}{\omega_3^2}} dx dy \right|^2. \quad (2.56)$$

Sumando los exponentes de e , factorizando x^2 y y^2 en los mismos y aplicando los siguientes cambios de variable en (2.56):

$$u = x \sqrt{\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_2^2}}, \quad v = y \sqrt{\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_1^2}}, \quad z = y \sqrt{\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_3^2}}, \quad (2.57)$$

obtenemos:

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1(x, y) \psi_2(x, y) dx dy \right|^2 = \left| A_0 F_0 G_0 \left[\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \right|^2 \times \left| \left[\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_1^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(u^2+v^2)} du dv + \left[\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_3^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(u^2+z^2)} du dz \right|^2 \quad (2.58)$$

Las integrales en (2.58) son fácilmente solubles, pasando a coordenadas polares obtenemos:

$$\int_{-\infty}^0 \int_{\infty}^{\infty} e^{-(u^2+v^2)} dudv = \frac{\pi}{2}, \quad \int_0^{\infty} \int_{\infty}^{\infty} e^{-(u^2+z^2)} dudz = \frac{\pi}{2}. \quad (2.59)$$

Análogamente, es posible resolver las otras dos integrales en (2.51) para obtener la solución para η_{modos} como:

$$\eta_{modos} = \frac{2 \left[\left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_1^2} \right)^{-\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_3^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right]^2}{\omega_0^2 \omega_2 (\omega_1 + \omega_3) \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \right)}, \quad (2.60)$$

donde si suponemos que el perfil transversal del modo en la Figura 2.16 es excéntrico pero simétrico ($\omega_3 = \omega_1$) finalmente obtenemos que la eficiencia de modos transversales η_{modos} está dada como [19] [21]:

$$n_{modos} = \frac{4}{\left(\frac{\omega_1}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega_1} \right) \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega_2} \right)}, \quad (2.61)$$

donde ω_0 es el radio del modo incidente, ω_1 el radio vertical del modo de salida y ω_2 el radio horizontal del modo de salida.

Procesamiento digital de imágenes para guías de onda multimodo

Cuando se tiene que las guías de onda son multimodo, la distribución de campo no será un modo gaussiano, por lo que no es posible aplicar directamente (2.61) para obtener la eficiencia de acoplamiento de modos transversales. En su lugar, se debe usar directamente la expresión general de (2.51). Para hacer este cálculo es necesario contar con las imágenes de perfil de haz de los modos transversales de la fibra y de la guía de onda y discretizar (2.51) como:

$$\eta_{modos} = \frac{\left| \sum_i \sum_j \psi_1(i, j) \psi_2(i, j) \Delta i \Delta j \right|^2}{\sum_i \sum_j |\psi_1(i, j)|^2 \Delta i \Delta j \sum_i \sum_j |\psi_2(i, j)|^2 \Delta i \Delta j}, \quad (2.62)$$

$$\eta_{modos} = \frac{\left| \sum_i \sum_j \psi_1(i, j) \psi_2(i, j) \right|^2}{\sum_i \sum_j |\psi_1(i, j)|^2 \sum_i \sum_j |\psi_2(i, j)|^2},$$

donde $\psi_1(i, j)$ y $\psi_2(i, j)$ son los valores del campo eléctrico en el pixel (i, j) de los modos de la fibra y la guía de onda, respectivamente.

2.4.3. Reflexión de Fresnel

El coeficiente de transmisión de Fresnel del medio 1 al medio 2, para incidencia normal entre dos medios no conductores está dado por [15]:

$$t_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}, \quad (2.63)$$

donde n_1 y n_2 son los índices de refracción de los medios 1 y 2 respectivamente. Entonces, la transmitancia del medio 1 al medio 2 se define como:

$$T_F = \frac{n_2}{n_1} t_{12}^2 = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}. \quad (2.64)$$

2.5. Estimación del cambio en índice de refracción

Una de las características más importantes de una guía de onda son los índices de refracción del núcleo y del revestimiento. Para este proyecto, el índice de refracción del revestimiento es directamente el índice de refracción del sustrato. El reto está en medir el índice de refracción del núcleo para tener un estimado del cambio en índice de refracción, Δn , provocado por el proceso de fabricación.

Se utiliza un método no destructivo para medir la distribución de índice de refracción por medio del perfil transversal de intensidad a través de la inversión de la ecuación de onda escalar [22]. Para poder aplicar este método se necesita:

1. La guía de onda sea del tipo *guiado débil*, es decir, Δn pequeño.
2. Excitar únicamente el modo fundamental.

Partimos de la ecuación de onda escalar:

$$\nabla_T^2 \Psi(x, y) + (k_o^2 n^2(x, y) - \beta^2) \Psi(x, y) = 0, \quad (2.65)$$

donde $\Psi(x, y)$ es la distribución de campo eléctrico del modo fundamental, $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $k_o = 2\pi/\lambda_o$, β es la constante de propagación y $n(x, y)$ es la distribución de índice de refracción. Despejando $n^2(x, y)$ de (2.65):

$$n^2(x, y) = \left(\frac{\beta}{k_o} \right)^2 - \frac{\nabla_T^2 \Psi(x, y)}{k_o^2 \Psi(x, y)}. \quad (2.66)$$

Sustituyendo la distribución de intensidad $I(x, y) = \Psi^2(x, y)$ y $n(x, y) = n_s + \Delta n(x, y)$, donde n_s es el índice de refracción del sustrato y $\Delta n(x, y)$ el cambio en índice de refracción producido durante el proceso de fabricación, obtenemos:

$$(n_s^2 + 2n_s \Delta n(x, y) + [\Delta n(x, y)]^2) = \left(\frac{\beta}{k_o} \right)^2 - \frac{\nabla_T^2 \sqrt{I(x, y)}}{k_o^2 \sqrt{I(x, y)}}. \quad (2.67)$$

Dado que $\Delta n(x, y)$ es pequeño, $[\Delta n(x, y)]^2$ es mucho más pequeño y podemos hacer la aproximación de que $[\Delta n(x, y)]^2 \approx 0$, por lo que despreciando este término y despejando para $\Delta n(x, y)$ en (2.67) obtenemos:

$$\Delta n(x, y) = \frac{\beta^2}{2n_s k_o^2} - \frac{n_s}{2} - \frac{\nabla_T^2 \sqrt{I(x, y)}}{2n_s k_o^2 \sqrt{I(x, y)}} = C - \frac{\nabla_T^2 \sqrt{I(x, y)}}{2n_s k_o^2 \sqrt{I(x, y)}} \quad (2.68)$$

donde los dos primeros términos del lado derecho los agrupamos como una constante desconocida C , un *offset* que puede ser determinado asumiendo que el índice de refracción lejos del núcleo es igual al del sustrato. Por lo tanto, a partir de (2.68) podemos estimar el cambio en el índice de refracción producido en el sustrato.

3 Desarrollo experimental

En este capítulo se detallan los procedimientos experimentales utilizados para la fabricación y caracterización de guías de onda rectas y acopladores direccionales. En primer lugar, se describen las características del láser de femtosegundos utilizado para el trazo de guías de onda. Después, se detallan los componentes ópticos y mecánicos que son parte de la estación de micromaquinado y se dan las instrucciones para su operación. Posteriormente, se describe el proceso para el trazo de guías de onda rectas y guías de onda con geometrías más complejas en base a diseños dxf. Y finalmente, se da una detallada descripción del montaje y proceso utilizado para la caracterización de las guías de onda fabricadas.

3.1. Láser de femtosegundos

El proceso de fabricación de las guías de onda se realizó en el Laboratorio de Óptica Ultrarrápida (LOU) del CIO, en la zona de la **Estación de micromaquinado** a la que llegan aproximadamente 460 mW de potencia óptica. En la Figura 3.1 se observa una fotografía del LOU donde se ve el láser Libra HE de Coherent utilizado para el trazo de guías de onda y al fondo la estación de micromaquinado. Este es un láser pulsado ultrarrápido con un sistema de amplificación de Ti:Safiro que emite en una longitud de onda centrada en 800 nm pulsos con una duración de 50 fs a una tasa de repetición de 1 kHz . Es un láser clase 4 el cual puede causar quemadura en la piel, sus reflexiones inclusive difusas pueden dañar el ojo y pudiera llegar a iniciar un incendio si incide sobre un material flamable ¹. Se recomienda el uso de lentes de seguridad.

3.1.1. Dosis de energía

Para el proceso de fabricación de guías de onda, es posible controlar la velocidad de traslación v de los motores de la microestación dada en $[\mu\text{m}/\text{s}]$ y la potencia promedio de fabricación P_{fab} dada en $[\text{mW}]$. Esta P_{fab} se refiere a los milijoules por segundo irradiados al sustrato, por lo que para calcular la energía de cada pulso E_p basta con dividir la potencia promedio entre el número de pulsos por segundo, es decir, la tasa

¹<https://content.coherent.com/legacy-assets/pdf/Libra-Series-Data-Sheet.pdf>.



Figura 3.1: Láser Libra HE del Laboratorio de Óptica Ultrarrápida del CIO.

de repetición del láser:

$$E_p = \frac{P_{fab}[\frac{mJ}{s}]}{Tasa_{rep}[\frac{1}{s}]} = \frac{P_{fab}}{1000} [mJ]. \quad (3.1)$$

Ahora, con la finalidad de comparar los resultados para distintas condiciones de escritura, se utiliza la definición de dosis de energía D recibida por el material, la cual es energía por unidad de volumen y está dada por:

$$D = \frac{E_p f}{Av}, \quad (3.2)$$

donde E_p es la energía de cada pulso, f es la tasa de repetición del láser, A es el área del spot donde se encuentra el $(1 - 1/e^2) \approx 86\%$ de intensidad para un haz Gaussiano, y v es la velocidad de traslación de la muestra [23].

3.2. Estación de micromaquinado

Una vez que el haz sale de la mesa óptica principal del LOU, ingresa al montaje de la estación de micromaquinado que se muestra en la Figura 3.2. En esta parte pasa a través de un montaje óptico para el control de la potencia, después sale hacia un conjunto de 4 espejos (periscopio) que son utilizados para alinear correctamente el láser y finalmente enfocarlo en la muestra con ayuda de un objetivo de microscopio de $20\times$. También se puede observar en la parte superior una fuente de luz blanca para iluminar la muestra y observar el proceso de fabricación a través de una cámara. Ambas están conectadas a la computadora, lo que permite controlar el nivel de iluminación de la muestra y observar lo que ve la cámara.

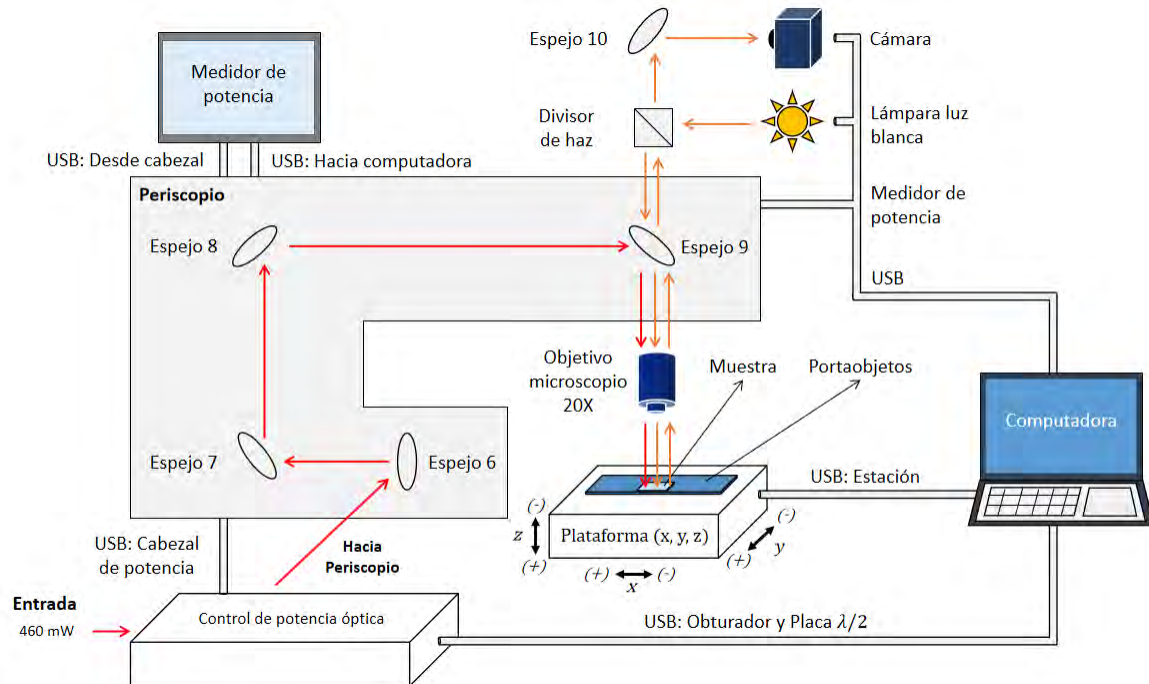


Figura 3.2: Diagrama experimental de la estación de micromaquinado.

La estación de micromaquinado cuenta una plataforma con los tres grados de libertad cartesianos (x, y, z) y se controla a través de la computadora, en la Figura 3.2 se puede observar la convención de signos para estos ejes. La muestra sobre la que se van a trazar circuitos fotónicos se encuentra pegada a un portaobjetos mediante cinta doble cara y éste está fijo sobre la plataforma de la estación a través de unos sujetadores. Es importante mencionar que lo que se mueve es la plataforma de la estación de micromaquinado, es decir, la muestra respecto al haz que permanece en el mismo lugar, de esta forma se pueden fabricar infinidad de estructuras geométricas con coordenadas en las tres dimensiones.

3.3. Control de potencia óptica

En la Figura 3.3 se puede observar el detalle del montaje óptico para el control de la potencia que llega hasta la muestra. Este montaje está compuesto por el obturador que se controla mediante la computadora y permite o bloquea el paso del haz de entrada a la estación, posteriormente se encuentra un iris que es un elemento auxiliar en la alineación del láser, después están dos espejos que dirigen el haz hasta una placa retardadora $\lambda/2$ que junto con el polarizador constituyen el atenuador de potencia. La placa de $\lambda/2$ rota la polarización del haz incidente y el polarizador solo deja pasar las componentes que coincidan con su eje, mediante la computadora es posible controlar el ángulo de giro de la placa $\lambda/2$. Después, un espejo dirige el haz atenuado hasta una placa retardadora $\lambda/4$, luego hacia un cuarto espejo que manda el haz hasta un divisor de potencia, el cual deja pasar casi toda la luz y desvía un pequeño porcentaje

hacia un medidor de potencia cuya finalidad es calibrar el atenuador, es decir, a través de este medidor de potencia se buscará el ángulo de la placa $\lambda/2$ en el que se obtenga mayor potencia. Finalmente el haz sale de este sistema y se dirige hacia el periscopio.

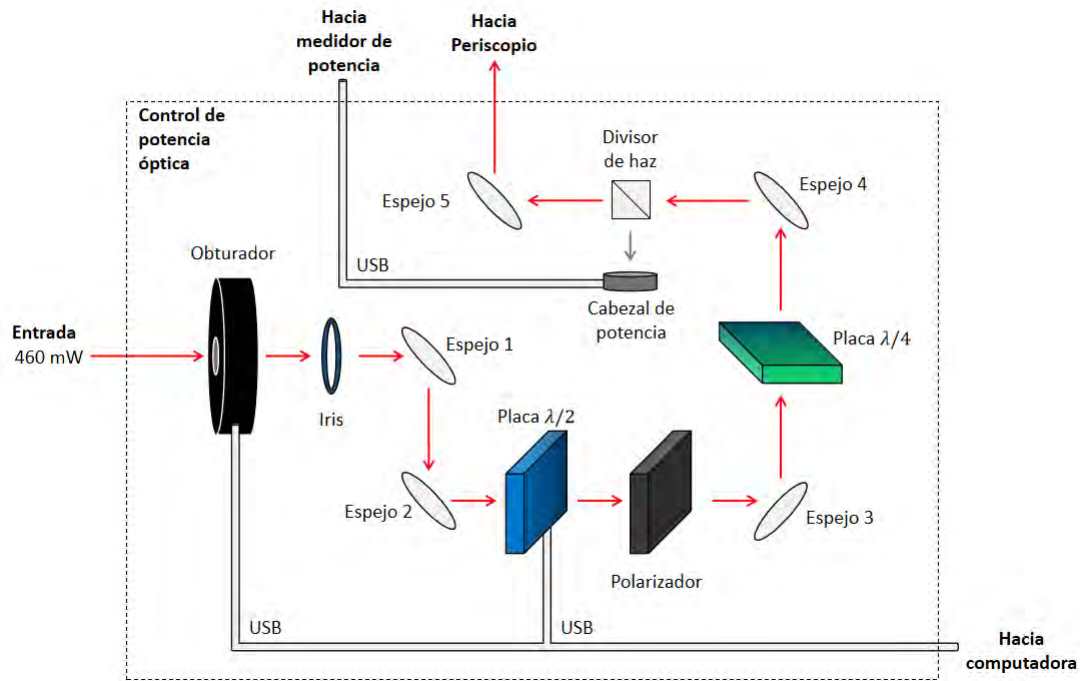


Figura 3.3: Diagrama experimental para el control de la potencia óptica.

3.4. Muestra de vidrio sódico cálcico

Durante este proyecto, se trabajó con una muestra de vidrio sódico cálcico la cual fue cortada y pulida en el Taller Óptico del CIO. Este sustrato cuenta con un par de caras pulidas que fueron las caras de entrada y salida de luz de las guías de onda, a su vez estas caras también fueron las caras de entrada y salida del haz durante el proceso de grabado. El sustrato tiene un espesor de $1.03 \times 10^3 \mu m$, un largo de $24.76 \times 10^3 \mu m$ y un ancho (distancia entre caras pulidas) de $7725 \mu m$, ver Figura 3.4.

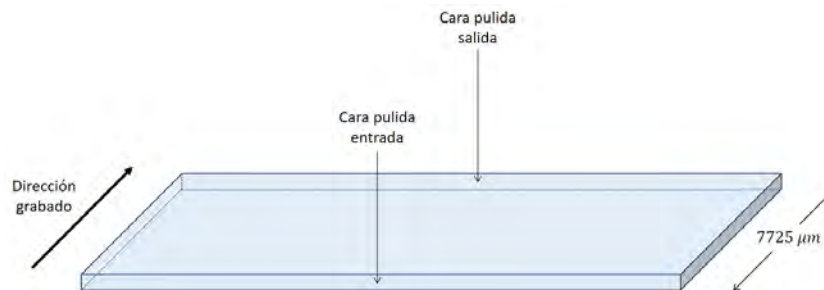


Figura 3.4: Sustrato de vidrio sódico cálcico utilizado en el desarrollo del proyecto.

3.5. Trazo de guías de onda rectas

Una vez colocada la muestra, como en la Figura 3.2, se coloca el objetivo de microscopio a la distancia correcta para enfocar uno de los bordes superiores del sustrato. El objetivo de microscopio está unido a una plataforma con unos microposicionadores para moverlo en la dirección vertical. En la Figura 3.5 se puede ver una captura de pantalla de la pestaña **Mover** (*Move*) del software *Newport Laser Microfabrication*, *Version 4.9.9*, utilizado a lo largo de todo el proyecto para el control de la estación de micromaquinado. Existen varios detalles a resaltar de la Figura 3.5:



Figura 3.5: Software *Newport Laser Microfabrication*, *Version: 4.9.9*, pestaña **Mover**.

1. El software cuenta con 4 pestañas: **Diseño** (*Design*), **Mover** (*Move*), **Ejecutar** (*Run*) y **Herramientas** (*Tools*); en la Figura 3.5 nos encontramos en la pestaña **Mover**.
2. En la parte superior derecha se encuentran las coordenadas cartesianas (x , y , z) en tiempo real en las que se encuentra posicionada la plataforma de la estación de micromaquinado.
3. Justo a la derecha de las coordenadas, nos encontramos con el indicador del Obturador (*Shutter*), que está directamente enlazado al estado del obturador, este indicador tomará un color de fondo rojo cuando el obturador se encuentre abierto, por lo que en la Figura 3.5 se encuentra cerrado.
4. A la derecha del Obturador nos encontramos con la lectura del medidor de potencia que nos brinda el cabezal de potencia mostrado en la Figura 3.3 y cuya lectura es la misma que el medidor de potencia externo en la parte superior izquierda de la Figura 3.2. Esta lectura está en el orden de los μW cuando las

potencias de grabado son de mW dado que se utiliza únicamente para calibrar el ángulo del atenuador (placa $\lambda/2$).

5. Abajo de la lectura de Potencia (*Power*), encontramos un espacio para ingresar el porcentaje de ángulo de giro (*% Power*) de la placa $\lambda/2$ y de esta manera controlar la potencia de grabado de las guías de onda. La potencia óptica de grabado debe ser medida justo antes de que el haz ingrese al objetivo de microscopio en la Figura 3.2 y de esta manera asociar este % de giro con potencia óptica.
6. Del lado izquierdo, abajo de los títulos de las pestañas nos encontramos con los botones Abrir Obturador (*Open Shutter*) y Cerrar Obturador (*Close Shutter*) que como intuitivamente se lee son utilizados para abrir y cerrar el obturador de la Figura 3.2.
7. Abajo de estos botones, nos encontramos con tres espacios para ingresar por teclado las coordenadas (x, y, z) a las que deseemos que se mueva la plataforma de la estación.
8. A la derecha de estos tres espacios se encuentra el botón ¡Ir! (*GO!*) en color verde, que mueve la plataforma a la posición ingresada en (x, y, z) .
9. A la derecha del botón ¡Ir! se encuentra el botón Abortar Movimiento (*Abort Move*), el cual es bastante útil cuando se desea que la estación detenga una trayectoria que no ha finalizado.
10. Bajo estos controles, se localizan también las casillas de Velocidad (*Velocity (um/sec)*) y Aceleración (*Accel. (mm/sec²)*) a través de las cuales se puede controlar la velocidad y aceleración de los motores de la estación.
11. Del lado derecho y ocupando casi todo el espacio en la Figura 3.5 se encuentra la imagen que envía la cámara. En esa imagen en particular vemos enfocado uno de los bordes de la muestra. La cruz de color rojo se puede activar/desactivar con el botón del Punto de mira (*Crosshairs ON*) que se encuentra en la parte inferior de la vista de la cámara. Esta cruz nos sirve para posicionarla en el lugar donde incida el láser y entonces cuando esté cerrado el obturador saber la posición donde se va a irradiar la muestra, entre otras cosas.
12. Finalmente, en la parte inferior derecha se encuentra el control para el nivel de luz blanca deseada (*Light %*) que se ajusta para observar la muestra/el haz según el criterio del experimento. El resto de elementos no comentados de la pestaña **Mover** no fueron explorados ni necesarios en este proyecto.

Durante una sesión de grabado, es conveniente trazar marcas de referencia fáciles de reconocer en la muestra para posteriormente en la caracterización ubicar el lugar del sustrato donde se encuentran nuestros dispositivos. En la Figura 3.6 se puede observar el trazo de una marca de referencia en la superficie de la muestra ($z = 0$) a una velocidad de $200\mu m/s$ y un porcentaje de ángulo de giro de la placa $\lambda/2$ de 27.0 %.

Para las líneas de referencia sólo se debe observar cómo el haz deja marcado su camino sobre el sustrato, el valor exacto de la potencia de grabado no es tan importante, aunque se debe cuidar de no trabajar con potencias excesivas. Para este trazo, así como para las guías de onda rectas se deben ubicar las coordenadas inicial y final en y para abarcar toda la muestra, además de ser conveniente dejar aproximadamente $100\mu\text{m}$ de exceso a cada uno de los lados en el inicio y final del trazo. Una vez ubicado el punto inicial se posiciona la estación ahí, se dan las coordenadas de la posición final por teclado, se abre el obturador y mediante el botón ¡Ir! se da la indicación a la estación de desplazarse hacia el punto final. Al llegar al punto final se debe cerrar nuevamente el obturador. Es importante mencionar que al trazar guías de onda enterradas con bajas potencias es difícil ver claramente el haz realizando el grabado, sin embargo, estas son las potencias necesarias para obtener estructuras monomodo en 642 nm en vidrio sódico cálcico, por ejemplo. Cuando se ve muy claramente el haz durante el trazo de una guía de onda recta enterrada es un claro indicador de que se está trabajando con una potencia elevada y muy probablemente se van a obtener estructuras multimodo o daños excesivos al material.

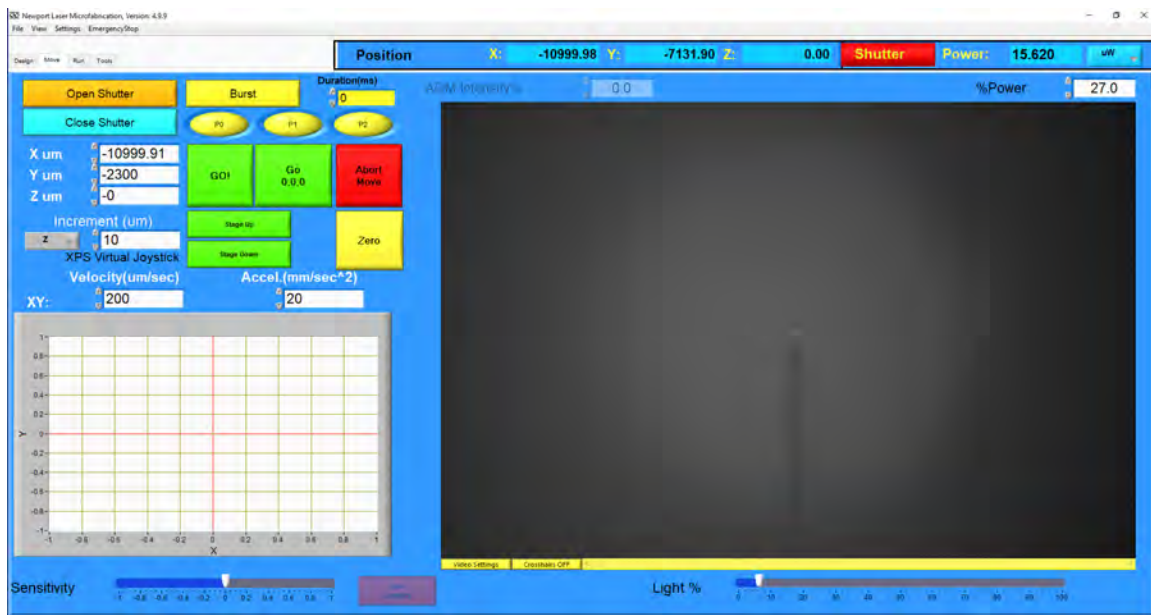


Figura 3.6: Software *Newport Laser Microfabrication*, pestaña **Mover**. Grabado de marca de referencia superficial.

En la Figura 3.7 se observa de manera pictográfica una sesión experimental del trazo de guías de onda rectas. El inicio de la sesión experimental está marcado por la Referencia 1, después le siguen 3 guías de onda rectas enterradas terminadas y se encuentra en proceso una cuarta de ellas. Es recomendable que la sesión experimental se cierre con una Referencia 2 superficial para ubicar posteriormente las guías de onda.

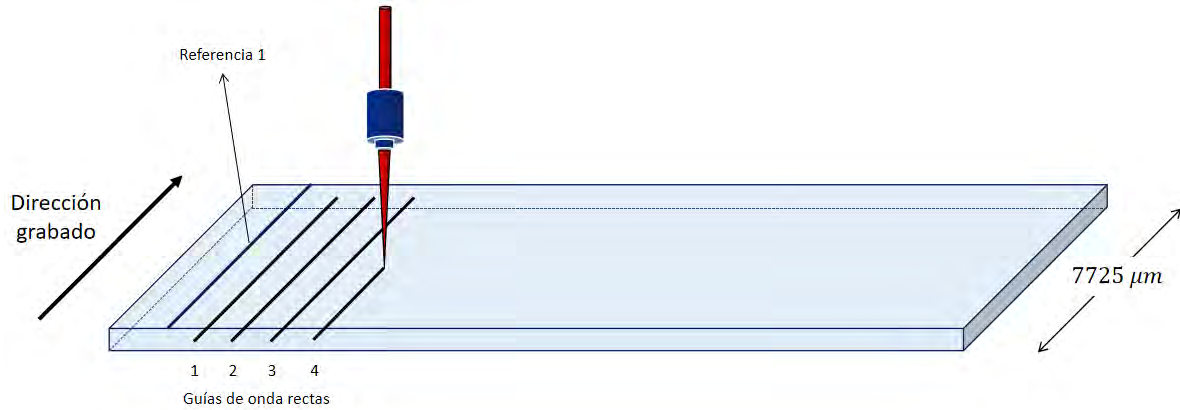


Figura 3.7: Sesión experimental del trazo de guías de onda rectas.

3.6. Geometrías complejas de guías de onda

Para el trazo de geometrías más complejas de guías de onda, como pueden ser acopladores direccionales, se utilizó LibreCAD, la cual es una aplicación informática de diseño asistido por computadora en 2D y de código abierto ². En esta aplicación se trazan las geometrías deseadas, siendo conveniente dividir los circuitos en sus componentes individuales, por ejemplo, para un acoplador direccional se recomienda crear un archivo distinto para cada uno de los brazos. LibreCAD debe ser configurado para que sus unidades sean μm . Una vez teniendo los diseños en LibreCAD se guardan en formato dxf.

Posteriormente, es necesario convertir los diseños dxf a archivos de coordenadas csv, para este fin utilizamos la aplicación *DXFConverter*, *Version 1.1.6* mostrada en la Figura 3.8. El archivo dxf se carga presionando el botón que tiene el ícono de la carpeta en la esquina superior derecha, al presionarlo se abre un explorador de archivos, se ubica el archivo de diseño deseado y se selecciona. Es importante situarse en la pestaña **Gráfico** (*Graph*) del software para comprobar que los puntos siguen una trayectoria continua y no presentan irregularidades, de no ser el caso se debe regresar a LibreCAD y revisar los diseños. En la Figura 3.8 se observa el diseño del brazo izquierdo de un acoplador direccional, notar que los ejes en esta imagen tienen distinta escala ya que no se encuentra marcada la casilla de Visualización Proporcional (*Proportional Display*) situada en la parte superior derecha de la gráfica. También, se ha seleccionado un espaciamiento entre puntos de una unidad (μm) en la casilla de Espaciado de puntos (*Point Spacing*) ya que esta es la resolución que nos alcanzan a dar los motores de la estación de micromaquinado.

A continuación, se guarda el archivo de puntos csv utilizando la pestaña **Guardar** (*Save*), véase Figura 3.9. Para esto se selecciona primero la carpeta en donde se desea guardar utilizando la casilla de Carpeta de destino predeterminada (*Default Destination Folder*) y se escribe un prefijo para el nombre del archivo en Prefijo de nombre de archivo predeterminado (*Default Filename Prefix*), el resto del nombre

²Disponible en: <https://librecad.org/>.

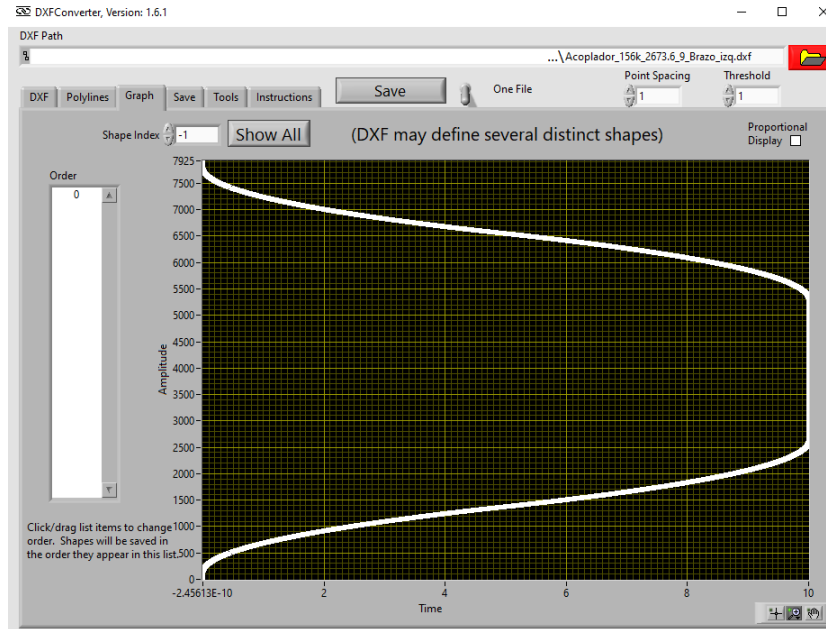


Figura 3.8: *Software DXFConverter, Version 1.1.6.* Cargar archivo dxf.

del archivo serán la fecha y la hora a la que se guardó el archivo csv. Finalmente se guarda el archivo utilizando el botón Guardar (*Save*) situado en la parte superior de la interfaz. El archivo de puntos generado contiene las coordenadas en orden entre las que se moverá la plataforma de la estación de micromaquinado para realizar el trazo de la geometría diseñada. Es recomendable revisar este archivo para corroborar que no existan discontinuidades en los puntos que pudieran llegar a dañar la estación.

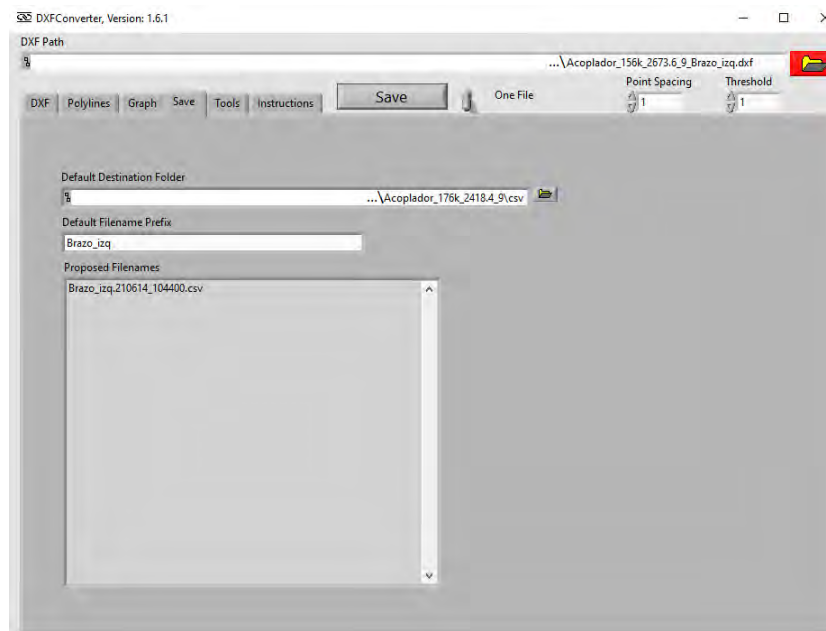


Figura 3.9: *Software DXFConverter.* Guardar archivo csv.

Después, en el software *Newport Laser Microfabrication*, pestaña **Diseño**, cargamos el archivo csv siguiendo la ruta Archivo > Importar > Polilínea(3D) (*File > Import > Polyline (3D)*), ver Figura 3.10a. Una vez cargado el archivo csv se procede a agregar la estructura mediante el botón Agregar Estructura (*Add Structure*) mostrado en la Figura 3.10b y después se guarda con el botón Guardar a archivo (*Save to File*) mostrado en la Figura 3.10c. De esta forma se ha generado ya el archivo con extensión *uFab* que será el que leerá la estación de micromaquinado para el trazo de nuestros circuitos.

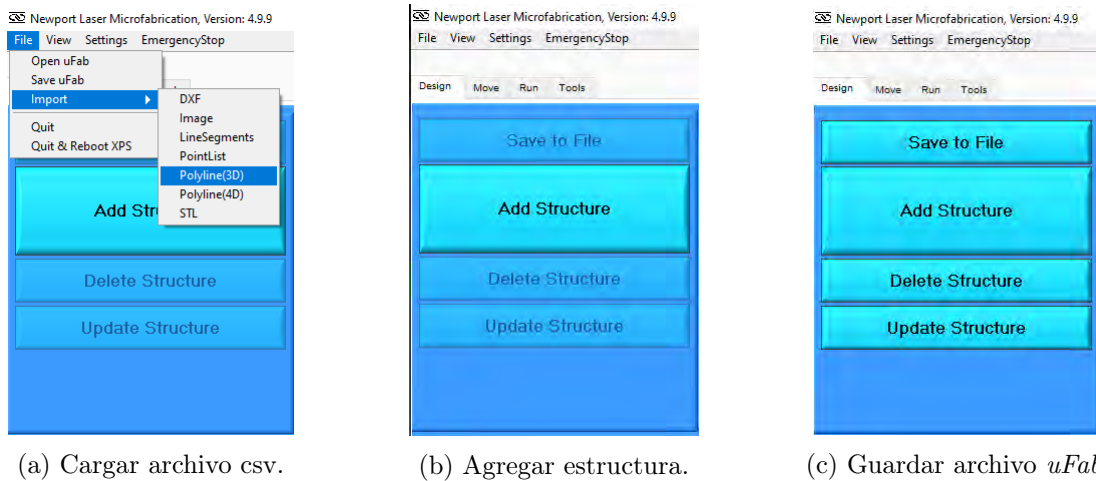


Figura 3.10: Software *Newport Laser Microfabrication*. Generar archivo *uFab*.

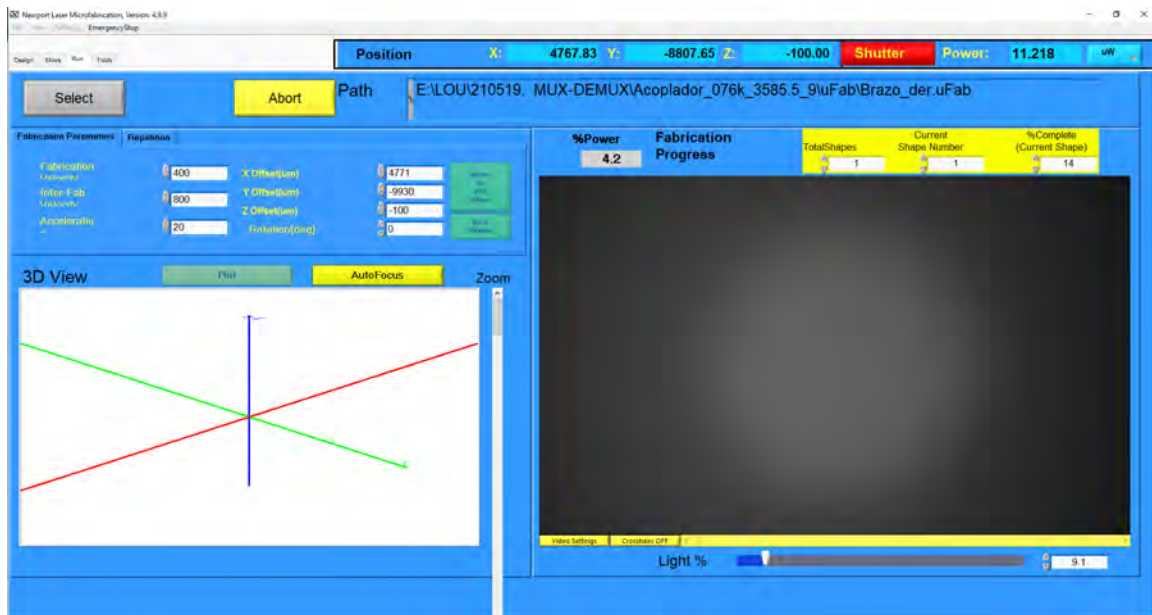


Figura 3.11: Software *Newport Laser Microfabrication*, pestaña **Ejecutar**. Trazo del brazo derecho de un acoplador direccional.

Posteriormente, nos vamos a la pestaña **Ejecutar** del software de la microestación,

ver Figura 3.11 y utilizamos el botón Seleccionar (*Select*) para seleccionar el archivo *uFab* deseado. Las casillas de *X*, *Y* y *Z Offset (um)* deben tener las coordenadas del origen deseado, la estación de micromaquinado tomará ese punto como (0, 0, 0) y a partir de esa referencia seguirá las coordenadas que encuentre en el archivo *uFab*. En esta pestaña también se configura el parámetro de Velocidad de fabricación. La potencia de grabado se selecciona en la pestaña **Mover**.

Una vez cargado el archivo deseado y configurados los parámetros de grabado, se presiona el botón Ejecutar (*Run*), en la Figura 3.11 no se aprecia este botón porque esta imagen fue tomada en medio de un proceso de grabado pero este botón se encuentra posicionado exactamente en el lugar de Abortar (*Abort*) y su fondo es de color verde. Una vez que se presiona Ejecutar, la etiqueta del botón cambia a Abortar y su fondo se vuelve amarillo; también automáticamente se abre el obturador y comienza el grabado. La interfaz muestra el porcentaje de grabado en la parte superior derecha de la imagen que nos brinda la cámara.

3.7. Caracterización de guías de onda

Para la caracterización de las guías de onda rectas fabricadas se utilizó el montaje experimental mostrado en la Figura 3.12, donde se siguieron los siguientes pasos:

1. Mediante la fuente de diodo láser multicanal con salida de fibra óptica se inyectó luz a las guías de onda. El cable de fibra óptica utilizado tiene en el extremo que va conectado a la fuente láser un conector tipo FC y del otro lado se encuentra la fibra óptica desnuda. La punta desnuda de la fibra óptica se fijó a la montura de traslación derecha y se acercó lo más posible a la muestra, monitoreando este acercamiento con el microscopio conectado a la computadora. En la Figura 3.13 se puede observar la imagen que brinda el microscopio de la fibra óptica y la muestra; se consiguen distancias de aproximadamente $10\mu\text{m}$ de separación entre la fibra óptica y la muestra. Las monturas mostradas en la Figura 3.12 se controlan mediante actuadores piezoeléctricos que van conectados a sus respectivos controles los cuales tienen perillas que al girarlas permiten mover la montura. Identificamos cada actuador con su respectivo control por dos letras que se relacionan con la montura (I=Izquierda, C=Central, D=Derecha) y el eje que controlan (x , y , z).
2. En la montura central se coloca la muestra a evaluar.
3. En la montura izquierda se coloca un objetivo de microscopio de $20\times$ a una distancia de la muestra tal que se logre enfocar la imagen sobre la pantalla. Nos apoyamos en la imagen que nos da el microscopio y las marcas de referencia previamente trazadas sobre la superficie de la muestra para acoplar luz en el lugar correcto. En la Figura 3.13 se observan dos marcas de referencia sobre la muestra, una de ellas corresponde a la marca de referencia de cierre de una sesión previa y la otra a la marca de referencia de apertura de la sesión a evaluar.

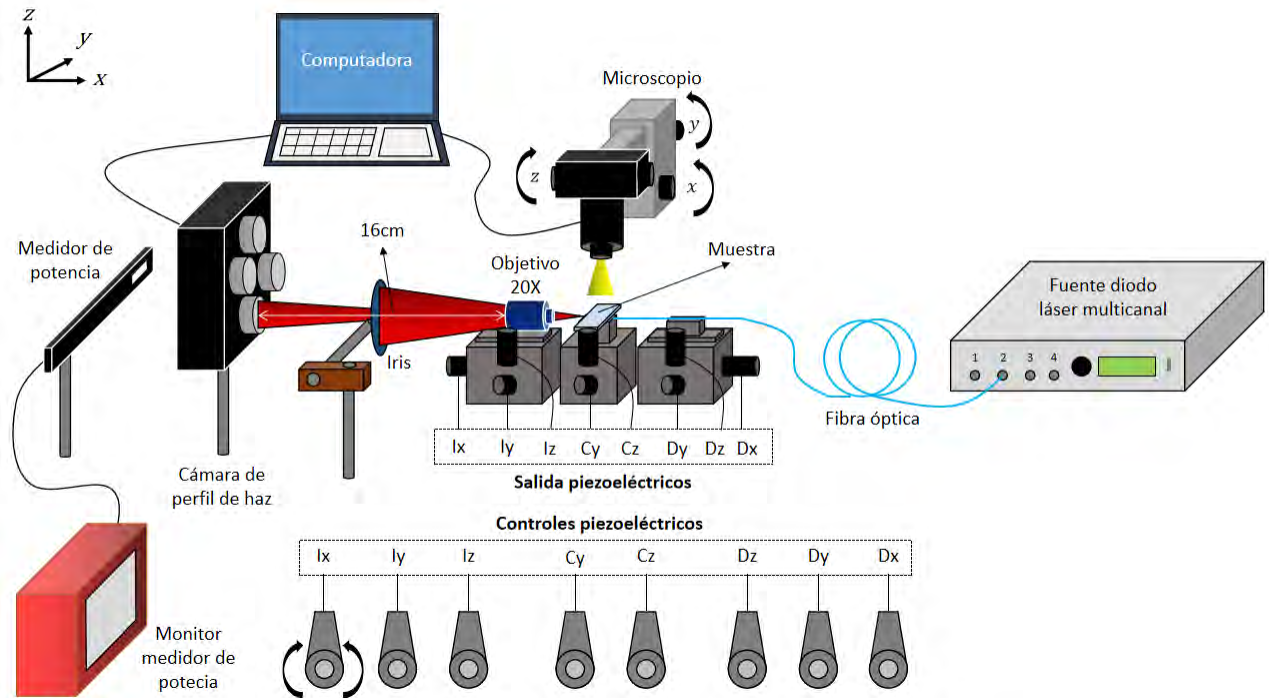


Figura 3.12: Diagrama experimental utilizado para la caracterización de guías de onda.

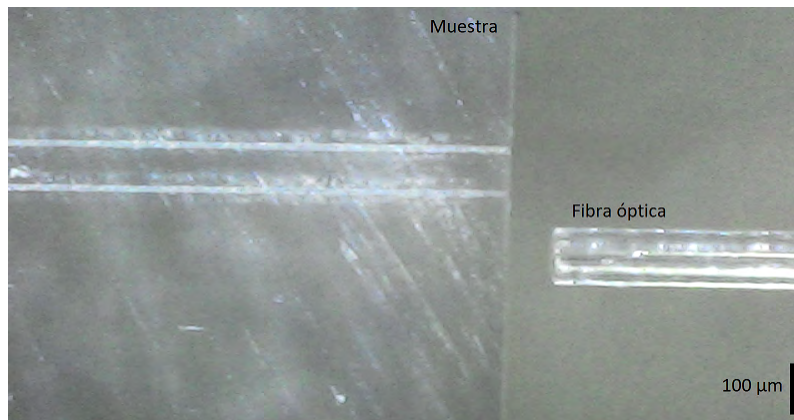


Figura 3.13: Fibra óptica cerca de la muestra de vidrio sódico cálcico vista a través del microscopio.

4. A continuación, medimos el perfil transversal de intensidad de los modos de las guías de onda rectas grabadas en el sustrato. Para esto utilizamos la cámara de perfil de haz BC106-VIS de Thorlabs que se observa en la Figura 3.12 y el software *Thorlabs Beam 7.0*. Con ayuda del iris, encerramos la región en la que se encuentra el modo y posicionamos el sensor de la cámara en el centro de ésta. En la Figura 3.14 se puede observar el perfil transversal de intensidad del modo fundamental de una guía de onda monomodo visto a través de la cámara. Es necesario colocar la cámara a una distancia de 16cm de la cara de salida del objetivo de microscopio porque es a esta distancia donde el objetivo

presenta una amplificación de 20 veces el tamaño real del objeto del cual forma la imagen. Con una amplificación de $20\times$ y un tamaño de pixel de $6.5 \times 6.5 \mu\text{m}$ (dato obtenido del manual de usuario de la cámara), entonces cada pixel de las imágenes que tomemos medirá $0.3225 \times 0.3225 \mu\text{m}$.

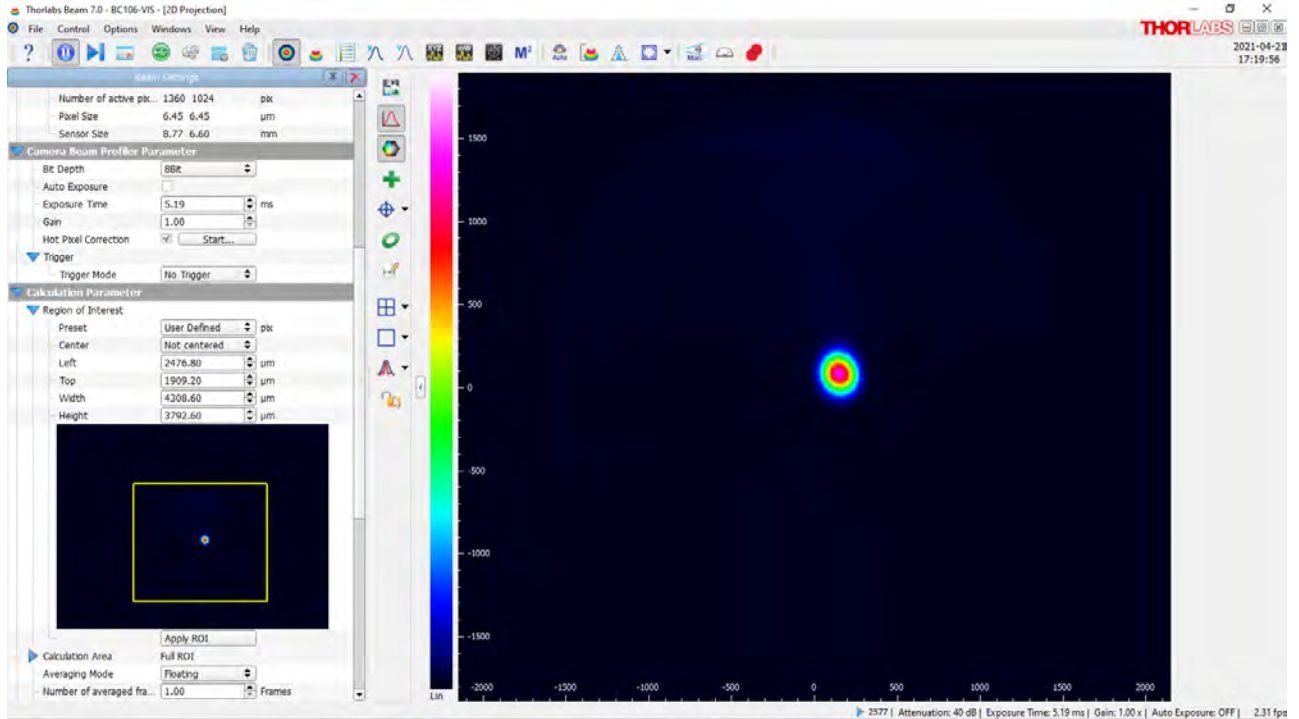
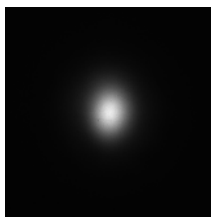
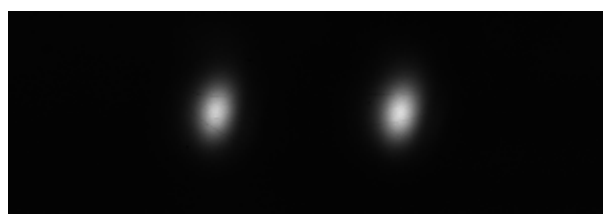


Figura 3.14: Software *Thorlabs Beam 7.0*. Perfil transversal de intensidad del modo fundamental de una guía de onda monomodo.

- Se obtienen imágenes de modos como la mostrada en la Figura 3.15a. Mediante un código en Matlab se procesa la imagen y se obtiene el tamaño del modo (radio del campo del modo) con el criterio de $1/e^2$.



(a)



(b)

Figura 3.15: Imágenes capturadas mediante la cámara de perfil de haz BC106-VIS de Thorlabs: (a) Modo fundamental de una guía de onda recta, (b) modos en los puertos de salida de un acoplador direccional.

- Medición de las potencias de entrada y salida de la guía de onda. Con el medidor de potencia se mide la potencia óptica que sale de la punta desnuda de la fibra

óptica. De igual forma se mide la potencia óptica a la salida de la guía de onda utilizando el iris para asegurarnos de medir potencia óptica únicamente del modo guiado y descartando el resto de potencia óptica a los alrededores debido a esparcimiento de luz dentro de la muestra.

Para la medición de acopladores direccionales se sigue básicamente el mismo procedimiento y se obtienen imágenes como las de la Figura 3.15b.

4 Resultados

En este capítulo se detallan los resultados obtenidos durante los procesos de fabricación y caracterización de guías de onda rectas y acopladores direccionales. Primero, se caracterizan las propiedades de las guías de onda rectas fabricadas como el tamaño del núcleo, los modos soportados, el tamaño del modo fundamental, el cambio en el índice de refracción y las pérdidas por propagación. Posteriormente, se analiza el comportamiento de acopladores direccionales rectos y curvos y se explica el diseño y fabricación de uno de estos dispositivos como multi/demultiplexor para longitudes de onda de trabajo de 642 y 808 nm .

4.1. Tamaño del haz del LOU

Se midió el tamaño del haz incidente durante las sesiones de grabado en el LOU mediante una imagen y utilizando el software Tracker¹, ver Figura 4.1 donde se muestra el perfil transversal de intensidad del láser de femtosegundos del LOU. El eje horizontal es igual a $9.787 \pm 0.559 \mu m$ y el eje vertical es de $6.561 \pm 0.559 \mu m$. Se obtuvo el área A del spot considerando que tiene una forma elíptica:

$$A = \frac{\pi}{4} a b = \frac{\pi}{4} (9.787 \mu m) (6.561 \mu m) = 50.432 \pm 7.177 \mu m^2, \quad (4.1)$$

donde a y b son los diámetros horizontal y vertical, respectivamente. Se sustituye en (3.2) el área calculada para obtener la dosis de energía de cada guía de onda fabricada.

4.2. Guías de onda rectas

Se trazaron guías de onda rectas con potencias de fabricación promedio de 1, 2, 3, 4 y 5 mW y velocidades de traslación de la muestra respecto al haz incidente de 300, 400 y 500 $\mu m/s$. Inicialmente se realizaron experimentos en un rango mayor de potencias de fabricación promedio pero para potencias muy altas se obtenía daño en el material y no había guiado de luz y para potencias más bajas la influencia sobre el material era tan pequeña que tampoco se lograba guiar luz. Se exploraron también rangos menores y mayores de velocidades de fabricación y se encontró que para estos valores seleccionados se obtenía mejor guiado de luz y por lo tanto menos pérdidas por propagación en la guía de onda.

¹Disponible en: <https://tracker.physlets.org/>.

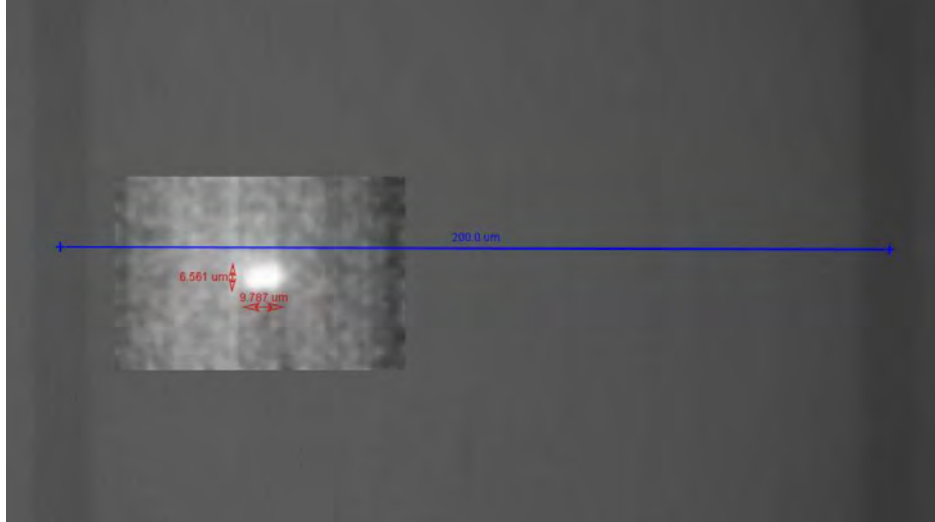


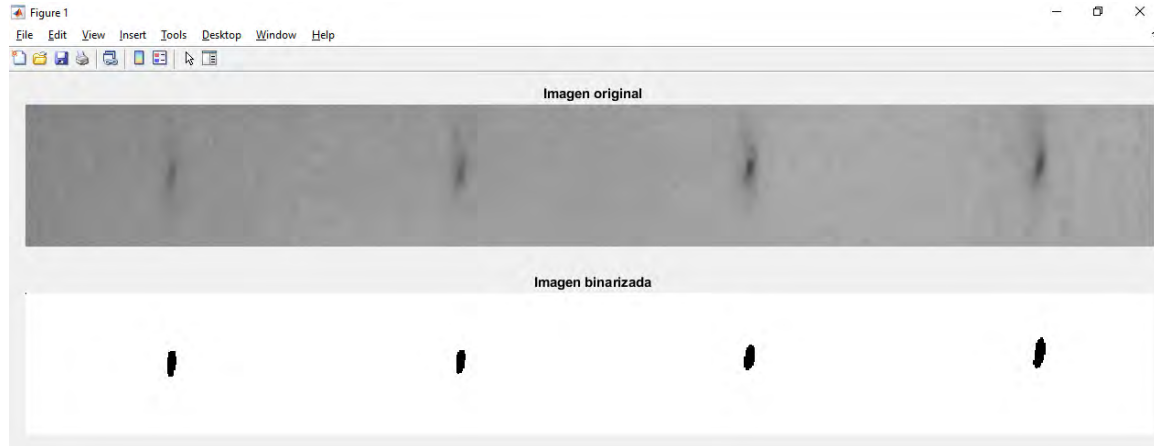
Figura 4.1: Perfil transversal de intensidad del láser de femtosegundos del LOU. Medición del tamaño del *spot* durante el proceso de fabricación.

4.2.1. Tamaño del núcleo

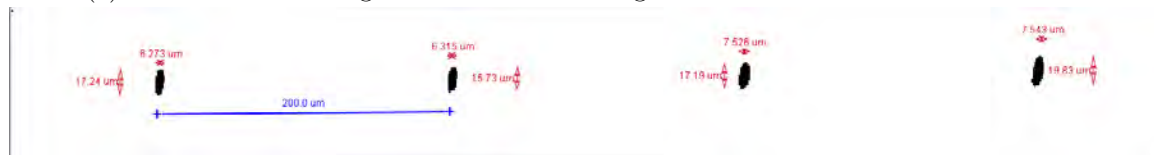
Uno de los parámetros más importantes en la caracterización de guías de onda es el tamaño del núcleo. Para medirlo, se tomaron imágenes con un microscopio de las caras pulidas del sustrato. A estas imágenes se les aplicó un filtrado y binarización a través de Matlab y se obtuvieron imágenes más claras de los núcleos de las guías de onda, los cuales parecen ser elípticos, ver Figura 4.2a. Conociendo la separación entre las guías de onda, controlada en el proceso de fabricación, es posible medir el tamaño del núcleo nuevamente mediante Tracker. En la Figura 4.2b se observa como ejemplo la medición del tamaño del núcleo para las guías rectas 12, 13, 14 y 15 de la Tabla 4.1.

Los parámetros de fabricación junto con el radio del núcleo², r_x para el radio horizontal y r_y para el radio vertical de las guías de onda rectas se muestran en la Tabla 4.1. En la Figura 4.3 se puede observar la variación del radio del núcleo de la guía de onda como función de la dosis de energía aplicada durante el proceso de fabricación. Los marcadores en color azul corresponden a los radios en la dirección horizontal y los marcadores en color rojo a la dirección vertical. También, se han utilizado marcadores ▼, ■ y ▲ para representar los puntos que corresponden a 1, 3 y 5 *mW* de potencia de fabricación, esto con la finalidad de identificar un comportamiento curioso: pareciera ser que las dimensiones r_x y r_y del núcleo de la guía de onda no son función únicamente de la dosis de energía, sino también individualmente de la potencia y velocidad de fabricación. En general, el tamaño del núcleo aumenta con la dosis de energía, pero en particular se observa que los valores más altos de r_x y r_y se obtienen para potencias y velocidades de fabricación mayores.

²En general, los núcleos obtenidos presentan una sección transversal elíptica, cuando se habla de radio se refiere a los semiejes de la elipse: radio horizontal para el semieje en la dirección horizontal r_x y radio vertical al semieje en la dirección vertical r_y .



(a) Binarización de imágenes de los núcleos de guías de onda rectas mediante Matlab.



(b) Medición de longitudes mediante Tracker.

Figura 4.2: Medición del núcleo con forma de elipse de las guías de onda rectas 12, 13, 14 y 15, Tabla 4.1

Recta	$P_{fab}[mW]$	$v[\mu m/s]$	$D[\mu J/\mu m^3]$	$r_x[\pm 0.43 \mu m]$	$r_y[\pm 0.43 \mu m]$
1	1	300	0.07	3.29	5.92
2	2	300	0.13	2.69	6.84
3	3	300	0.20	2.28	5.48
4	4	300	0.26	3.68	11.41
5	5	300	0.33	3.27	8.75
6	1	400	0.05	3.21	7.20
7	2	400	0.10	2.70	4.52
8	3	400	0.15	2.38	5.46
9	4	400	0.20	2.32	5.87
10	5	400	0.25	3.10	7.67
11	1	500	0.04	3.17	4.77
12	2	500	0.08	3.14	8.62
13	3	500	0.12	3.16	7.87
14	4	500	0.16	3.76	8.60
15	5	500	0.20	3.77	9.92

Tabla 4.1: Parámetros de fabricación y radio del núcleo para las guías de onda rectas.

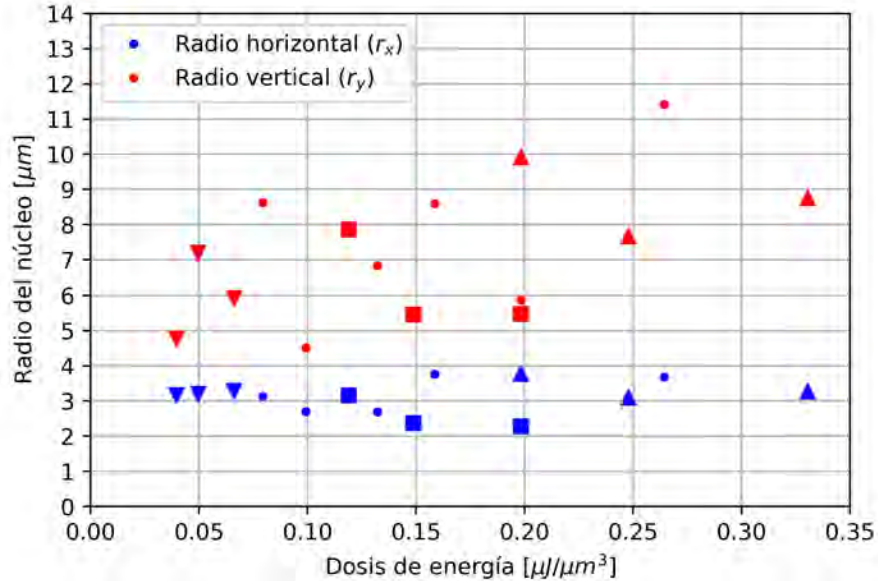


Figura 4.3: Variación del radio del núcleo de guías de onda rectas como función de la dosis de energía. Se indican explícitamente las potencia de fabricación de 1, 3 y 5 mW con los marcadores ∇ , \blacksquare y \blacktriangle , respectivamente.

4.2.2. Modos soportados

A continuación, se caracterizaron las propiedades de guiado de luz de la guía de onda. Primero se revisó experimentalmente qué modos soportaba la guía variando el ángulo de incidencia para observar si se lograba excitar solo el modo fundamental o también algún modo de orden superior. En la Figura 4.4 se observan algunos de los modos soportados por las guías de onda rectas con una longitud de onda de trabajo de 642 nm , se puede ver cómo las rectas 1 y 7 son monomodo y las rectas 2 y 14 son multimodo. También, en la Figura 4.5 se observan algunos de los modos soportados por las guías de onda rectas con una longitud de onda de trabajo de 808 nm , se puede ver cómo las rectas 1 y 7 son monomodo y las rectas 9 y 14 son multimodo.

4.2.3. Radio del modo fundamental

Se mide el radio del modo fundamental³ soportado por cada guía de onda de la Tabla 4.1, los resultados se observan en la Tablas 4.2 y 4.3 y en las Figuras 4.6 y 4.7. Se observa que la variación del radio del modo fundamental soportado por las guías de onda como función de la dosis de energía sigue un comportamiento aproximadamente cuadrático: para dosis de energía baja el radio es mayor, decrece hasta un mínimo conforme aumenta la dosis de energía y aumenta de nuevo al seguir aumentando la

³En general, los modos obtenidos presentan una forma elíptica, cuando se habla de radio se refiere a los semiejes de la elipse: radio horizontal para el semieje en la dirección horizontal ω_x y radio vertical al semieje en la dirección vertical ω_y .

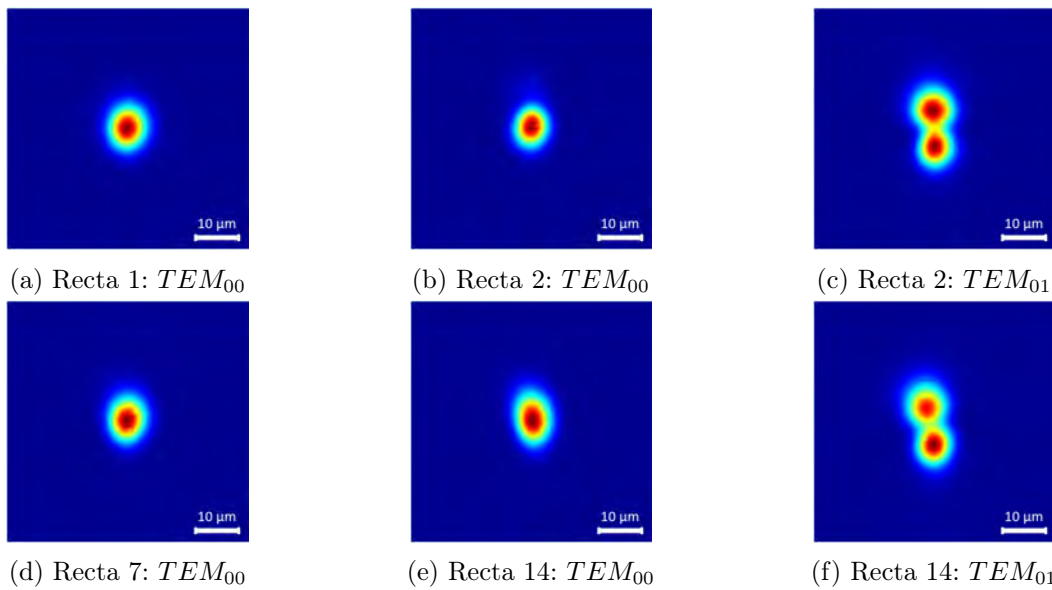


Figura 4.4: Algunos de los modos soportados por las guías de onda de la Tabla 4.2 a una longitud de onda de trabajo de 642 nm .

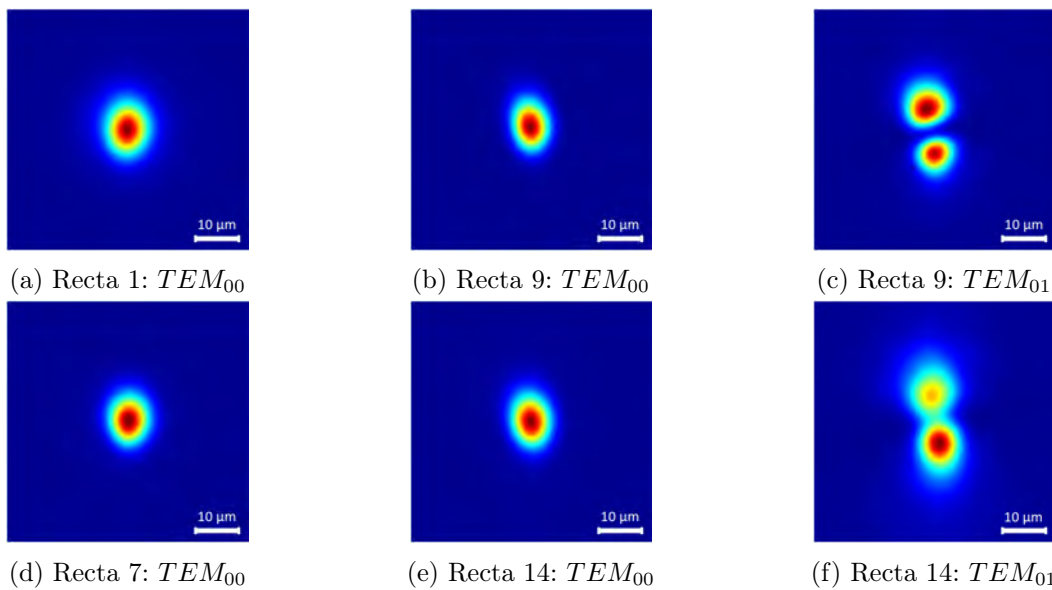


Figura 4.5: Algunos de los modos soportados por las guías de onda de la Tabla 4.3 a una longitud de onda de trabajo de 808 nm .

dosis de energía. Podemos ver que el tamaño del modo es mayor para una longitud de onda de trabajo de $808nm$ respecto a $642nm$, lo cual es un comportamiento esperado porque a longitudes de onda mayores aumenta el campo evanescente.

Recta	Comportamiento	$\omega_x [\mu m]$	$\omega_y [\mu m]$	$\Delta n [\times 10^{-4}]$
1	Monomodo	5.81	6.93	6.86
2	Multimodo	5.00	6.13	8.54
3	Multimodo	5.00	5.97	9.62
4	Multimodo	7.42	9.84	5.55
5	Multimodo	6.77	8.22	9.72
6	Monomodo	6.29	7.74	5.24
7	Monomodo	5.64	6.93	7.45
8	Multimodo	5.10	6.93	8.74
9	Multimodo	5.00	7.74	7.93
10	Multimodo	5.32	6.29	7.41
11	Monomodo	7.10	9.19	4.26
12	Monomodo	5.64	7.10	6.07
13	Multimodo	5.64	7.90	6.84
14	Multimodo	5.16	7.74	8.14
15	Multimodo	5.32	7.74	7.05

Tabla 4.2: Radio del modo fundamental y Δn para guías de onda rectas con $\lambda = 642 nm$.

Recta	Comportamiento	$\omega_x [\mu m]$	$\omega_y [\mu m]$	$\Delta n [\times 10^{-4}]$
1	Monomodo	7.10	8.87	6.55
2	Monomodo	5.48	6.93	10.80
3	Multimodo	5.16	7.26	12.07
4	Multimodo	5.16	7.42	12.53
5	Multimodo	5.48	7.90	11.38
6	Monomodo	8.39	10.16	6.82
7	Monomodo	6.29	7.74	8.92
8	Multimodo	5.48	7.26	11.56
9	Multimodo	5.32	7.74	11.23
10	Multimodo	5.32	8.06	11.15
11	Monomodo	10.97	13.22	4.70
12	Monomodo	6.93	8.87	6.23
13	Monomodo	6.45	8.06	8.09
14	Multimodo	5.97	8.06	9.16
15	Multimodo	5.81	8.39	10.16

Tabla 4.3: Radio del modo fundamental y Δn para guías de onda rectas con $\lambda = 808 nm$.

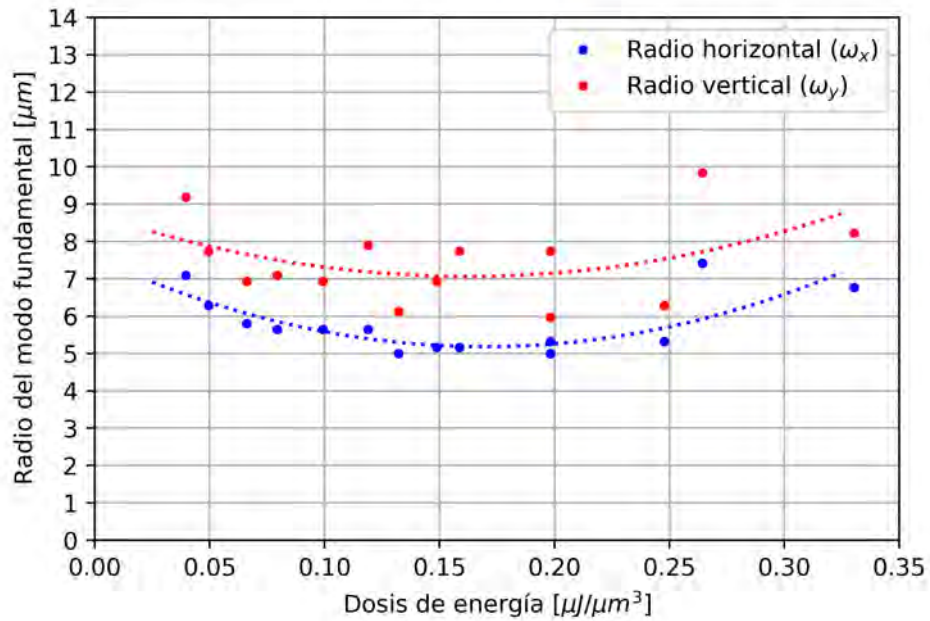


Figura 4.6: Variación de los radios de los modos en las direcciones horizontal y vertical como función de la dosis de energía para una $\lambda = 642\text{nm}$.

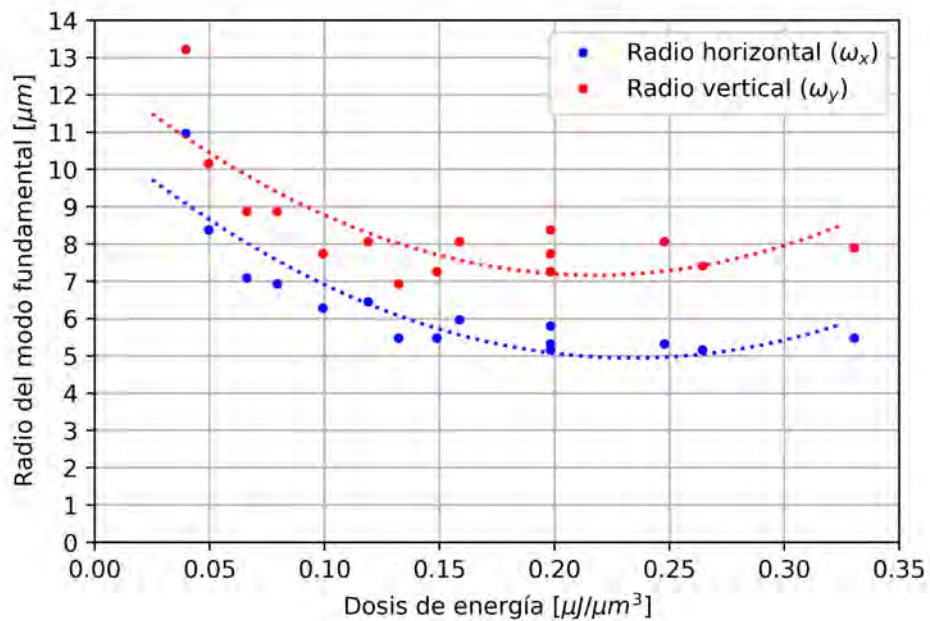


Figura 4.7: Variación de los radios de los modos en las direcciones horizontal y vertical como función de la dosis de energía para una $\lambda = 808\text{nm}$.

4.2.4. Cambio en el índice de refracción

Se aplica el procedimiento descrito en la sección 2.5 para estimar el cambio en el índice de refracción a partir del perfil transversal del modo fundamental soportado por la guía de onda. En la Figura 4.8 se observan los resultados obtenidos para el cálculo en el cambio de índice de refracción de la guía de onda recta 13 de la Tabla 4.1 para una $\lambda = 808 \text{ nm}$. Se observa un comportamiento monótono decreciente desde el centro hacia los lados y posteriormente un incremento brusco que oscila alrededor de cero. Se considera que el perfil de índice de refracción de la guía de onda trazada corresponde únicamente a la parte central bien portada y el resto está relacionado con un resultado más matemático que físico del cálculo en las regiones fuera del modo soportado por la guía de onda. Como se puede observar, esta zona bien portada en los perfiles de cambio de índice de refracción obtenidos presenta un mínimo abajo de cero, pero tal como se menciona en la sección 2.5 esto tiene que ver con la constante desconocida C de la ecuación (2.68), un *offset* que puede ser determinado asumiendo que el índice de refracción lejos del núcleo es igual al del sustrato. Se aplica este procedimiento para las guías de onda rectas de la Tabla 4.1 y se obtienen los resultados mostrados en las Tablas 4.2 y 4.3 para longitudes de onda de trabajo de 642 y 808nm, respectivamente. El comportamiento del cambio en el índice de refracción mostrado en la Figura 4.8 es consistente con la distribución de energía y posterior aumento en la temperatura de la zona irradiada por el láser de femtosegundos [24], la cual se concentra mayormente en la parte central y disminuye conforme nos alejamos radialmente de la zona.

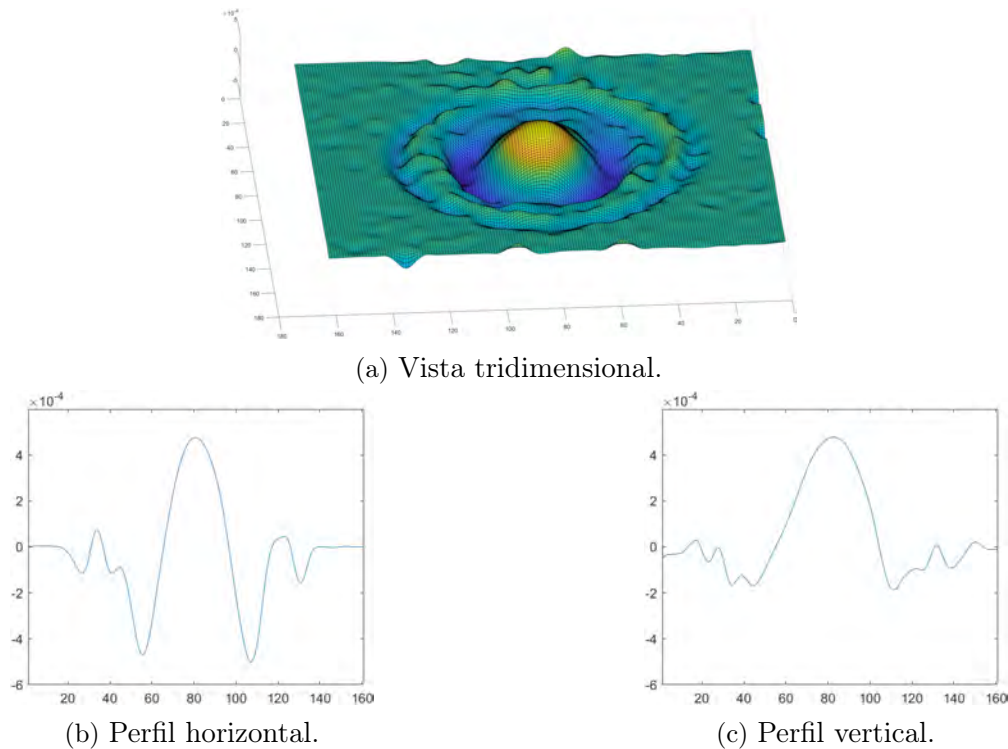


Figura 4.8: Cambio en el índice de refracción para la recta 13 de la Tabla 4.1 a una $\lambda = 808 \text{ nm}$.

En la Figura 4.9 se observa la variación del índice de refracción provocado en el sustrato como función de la dosis de energía aplicada. Podemos observar un comportamiento aproximadamente cuadrático: para dosis de energía bajas el cambio es pequeño, sube hasta un máximo y vuelve a disminuir al aumentar más la dosis de energía. Esto se explica debido a la naturaleza del proceso de fabricación, para energías pequeñas el cambio en el índice es pequeño, hay una dosis de energía para la cual se obtiene un máximo y después de este punto lo que se provoca en el material es un daño mecánico tipo microfrazuras, por lo que el cambio en el índice de refracción disminuye. Este comportamiento va de la mano con el tamaño del modo fundamental de las Figuras 4.6 y 4.7 dado que conforme aumenta el índice de refracción el modo se encuentra mejor confinado y el campo evanescente es menor, disminuyendo el tamaño del modo, por lo que el cambio en índice de refracción sigue un comportamiento inverso al tamaño del modo fundamental.

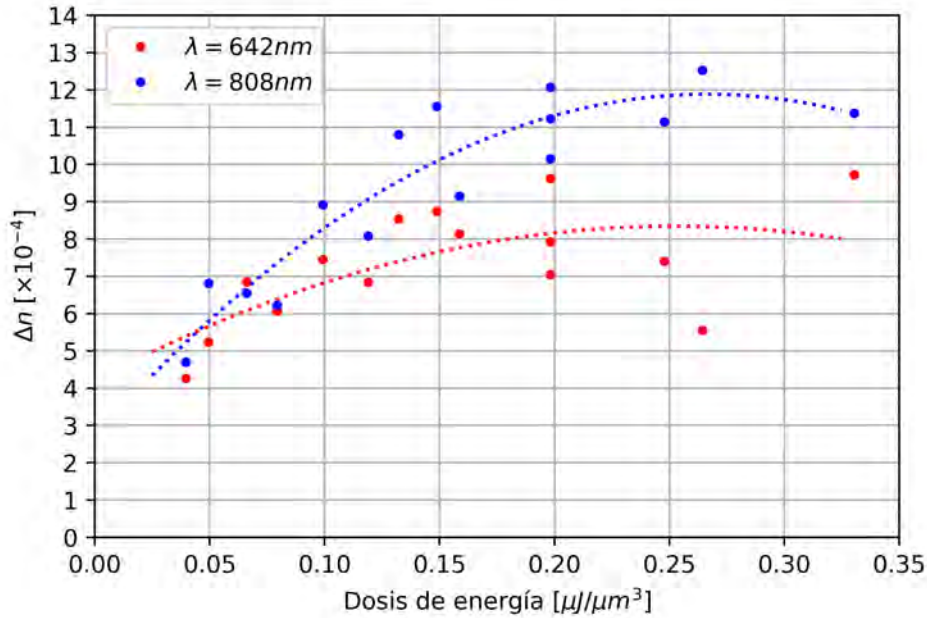


Figura 4.9: Cambio en el índice de refracción como función de la dosis de energía.

4.2.5. Pérdidas por propagación

La eficiencia de acoplamiento por desalineación entre la fibra y la guía es muy cercana a uno gracias a una buena alineación del sistema, por lo tanto se considera:

$$\eta_{des} = 1. \quad (4.2)$$

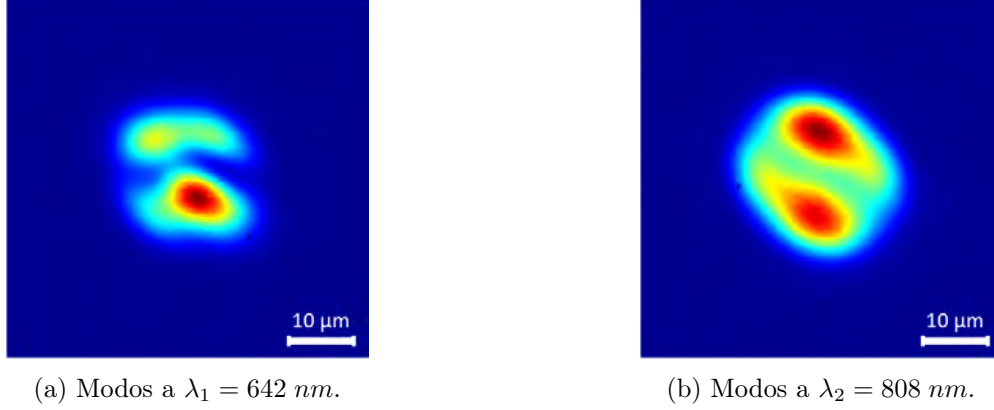


Figura 4.10: Modos a la salida de la fibra óptica.

Para la eficiencia por **múltiples reflexiones**, η_{mul} , se utilizan las expresiones (2.49) y (2.50) con los siguientes datos:

$$\begin{aligned}
 n_f &= 1.46, \quad n_z = 1.00, \quad n_g = 1.5165, \\
 z &= 10 \mu m, \\
 \lambda_{1,2} &= 642 \text{ nm}, \quad 808 \text{ nm},
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

y se obtiene $\eta_{mul} = 0.88$ y 0.92 para longitudes de onda de 642 y 808 nm , respectivamente.

Para la eficiencia por **acoplamiento de modos transversales**, η_{modos} , se utiliza la expresión (2.62), dado que la fibra óptica utilizada para introducir luz a la guía tiene un comportamiento multimodal. En la Figura 4.10, podemos ver el perfil transversal de los modos a la salida de la fibra óptica para longitudes de onda de trabajo de 642 nm y 808 nm , claramente esta fibra óptica presenta un comportamiento multimodo a estas longitudes de onda. Estos perfiles de intensidad fueron utilizados para excitar las guías de onda fabricadas y tienen asociado un campo eléctrico $\psi_2(i, j)$ para cada uno de sus pixeles, el cual es la raíz cuadrada del valor de intensidad del pixel. Para el campo eléctrico $\psi_1(i, j)$ se utilizan los perfiles de intensidad del modo fundamental soportado por las guías de onda a evaluar. Una vez calculados η_{des} , η_{mul} y η_{modos} es posible calcular η_{ac} como el producto de los tres anteriores utilizando (2.48).

Para calcular T_F se utiliza (2.64) con los siguientes datos:

$$n_1 = n = 1.5165 \quad \text{y} \quad n_2 = n_z = 1.0, \tag{4.4}$$

donde n es el índice de refracción del sustrato de vidrio sódico cálcico y n_z es el índice de refracción del aire. Se obtiene $T_F = 0.96$. Las potencias ópticas a la entrada y a la salida de la guía de onda fueron medidas experimentalmente y las pérdidas por propagación $\alpha_p [dB/cm]$ se calculan utilizando (2.47). Las potencias de entrada fueron $659 \mu W$ y $11.70 \mu W$ para longitudes de onda de trabajo de 642 nm y 808 nm , respectivamente. Los resultados de las pérdidas para las guías de onda rectas de la Tabla 4.1 se muestran en las Tablas 4.4 y 4.5 para longitudes de onda de trabajo de 642 nm y 808 nm , respectivamente. La última columna de estas tablas muestra la

transmisión T total en porcentaje de la guía de onda y corresponde al argumento del logaritmo en (2.47).

Recta	η_{modos}	η_{ac}	P_{out} [μW]	α [dB/cm]	T [%]
1	0.80	0.71	29.1	15.37	6.50
2	0.76	0.67	35.7	13.94	8.38
3	0.74	0.66	41.3	12.96	9.97
4	0.87	0.77	51.3	12.64	10.55
5	0.76	0.67	49.7	12.04	11.74
6	0.85	0.75	21.4	17.43	4.51
7	0.78	0.69	32.9	14.55	7.51
8	0.77	0.68	31.8	14.62	7.42
9	0.80	0.71	42.7	13.20	9.55
10	0.80	0.70	42.6	13.18	9.59
11	0.90	0.79	19.3	18.29	3.86
12	0.81	0.72	25.7	16.15	5.66
13	0.82	0.72	30.7	15.16	6.75
14	0.80	0.71	34.3	14.42	7.70
15	0.81	0.72	41.8	13.40	9.22

Tabla 4.4: Pérdidas por propagación en las guías de onda rectas con $\lambda = 642$ nm.

Recta	η_{modos}	η_{ac}	P_{out} [μW]	α [dB/cm]	T [%]
1	0.86	0.80	0.72	14.15	8.07
2	0.74	0.68	1.02	11.29	13.43
3	0.73	0.67	1.13	10.65	15.03
4	0.72	0.66	1.21	10.22	16.25
5	0.74	0.68	1.47	9.29	19.16
6	0.89	0.82	0.63	15.06	6.87
7	0.89	0.82	0.86	13.35	9.30
8	0.74	0.68	1.08	11.02	14.08
9	0.74	0.69	1.22	10.35	15.86
10	0.75	0.69	1.27	10.19	16.31
11	0.88	0.81	0.39	17.67	4.32
12	0.86	0.79	0.76	13.81	8.57
13	0.80	0.74	0.86	12.76	10.34
14	0.79	0.73	1.03	11.65	12.58
15	0.78	0.72	1.09	11.25	13.52

Tabla 4.5: Pérdidas por propagación en las guías de onda rectas con $\lambda = 808$ nm.

En la Figura 4.11 se grafican las pérdidas por propagación como función de la dosis de energía, se observa un comportamiento logarítmico con buen ajuste, superior

al 90 %. El comportamiento logarítmico es bastante esperado por la forma en que se calculan las pérdidas en decibeles y solo nos indica un comportamiento lineal en el porcentaje de transmisión de potencia óptica en la guía de onda como función de la dosis de energía.

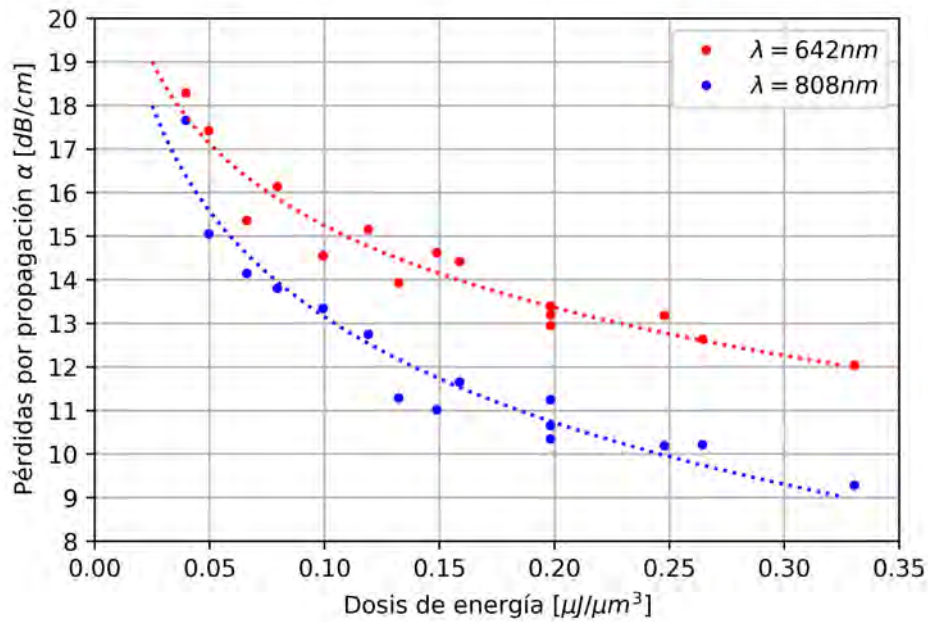


Figura 4.11: Pérdidas por propagación como función de la dosis de energía para las guías de onda rectas de la Tabla 4.1.

4.3. Acopladores direccionales

Para la fabricación de acopladores direccionales se seleccionaron los parámetros de fabricación cuyas guías de onda rectas presentaron el mejor comportamiento: en las Tablas 4.2 y 4.3 que tuviera un comportamiento monomodo a 642 nm y 808 nm y el mayor cambio en índice de refracción para confinar más el modo y en las Tablas 4.4 y 4.5 que presentara las menores pérdidas. Analizando estos criterios se seleccionaron los parámetros de fabricación de la Recta 7, ver Tabla 4.1, para la fabricación de los acopladores direccionales.

4.3.1. Acopladores direccionales rectos

Inicialmente, se fabricaron acopladores direccionales rectos con un brazo completo y el otro a la mitad, como se muestra en la Figura 4.12, se trabajó con la muestra de vidrio sódico cálcico con una longitud entre caras pulidas de $7725 \mu\text{m}$. La decisión de trazar uno de los brazos a la mitad se tomó para asegurarnos de acoplar luz únicamente por el brazo izquierdo debido a las pequeñas distancias de separación s , comparables con el diámetro del núcleo de la fibra óptica utilizada para acoplar luz a las guías.

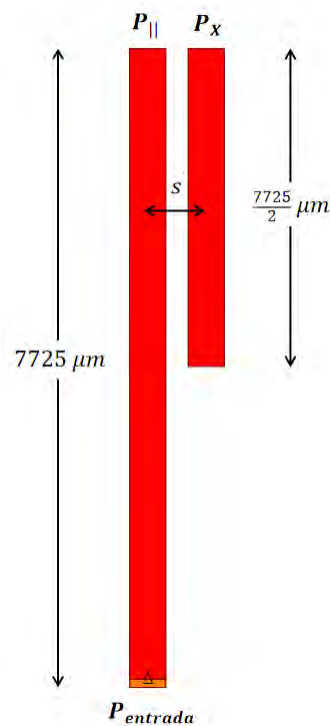


Figura 4.12: Diagrama de un acoplador direccional recto con el brazo derecho de la mitad del tamaño del brazo izquierdo y separados una distancia s centro-centro.

Se trazaron 9 acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12 con una separación centro-centro $s = 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16 \mu\text{m}$ con la finalidad de

medir $\delta(\lambda = 642, 808 \text{ nm})$ de la ecuación (2.43) que para acopladores direccionales rectos queda como:

$$r_{recto}(\lambda) = \frac{P_{\times}}{P_{\times} + P_{\parallel}} = \sin^2[\delta(\lambda)d]. \quad (4.5)$$

En las Figuras 4.13 y 4.14 se muestran las imágenes de perfil de haz a la salida de los acopladores direccionales rectos para longitudes de onda de trabajo de 642 y 808 nm, respectivamente, para cada una de las distancias de separación s . Las potencias P_{\parallel} y P_{\times} , salida del puerto izquierdo y derecho respectivamente en la Figura 4.12, fueron medidas a partir de esas imágenes mediante un código en Matlab. Como lo que nos interesa es conocer la razón de potencias en cada puerto respecto a la salida total de potencia, lo que se hizo fue normalizar la imagen, sumar la intensidad de los pixeles que pertenecen a los modos de cada puerto de salida y obtener la razón entre éstos y la salida total. De esta manera $P_{\times} + P_{\parallel} = 1$, por lo que $r_{recto}(\lambda) = P_{\times}$ en (4.5). Los resultados de estas mediciones se muestran en las Tablas 4.6 y 4.7 para 642 nm y 808 nm, respectivamente.

$s[\mu m]$	P_{\parallel}	$P_{\times} = r_{recto}$	$\delta_{exp}[\times 10^{-4}/\mu m]$	$\delta_{sim}[\times 10^{-4}/\mu m]$
8	0.4472	0.5528	5.96	7.39
9	0.1852	0.8148	5.22	4.39
10	0.3693	0.6307	2.38	3.74
11	0.3509	0.6491	2.43	2.46
12	0.6866	0.3134	1.54	1.17
13	1.0000	0.0000	0.00	0.52
14	1.0000	0.0000	0.00	0.24
15	1.0000	0.0000	0.00	0.11
16	1.0000	0.0000	0.00	0.05

Tabla 4.6: Potencias de salida para acopladores rectos a $\lambda = 642 \text{ nm}$.

$s[\mu m]$	P_{\parallel}	$P_{\times} = r_{recto}$	$\delta_{exp}[\times 10^{-4}/\mu m]$	$\delta_{sim}[\times 10^{-4}/\mu m]$
8	0.9978	0.0022	8.26	8.84
9	0.8179	0.1821	6.99	6.74
10	0.0004	0.9996	4.12	4.34
11	0.2778	0.7222	2.63	3.75
12	0.0000	1.0000	4.07	2.69
13	0.4555	0.5445	2.15	1.44
14	0.7448	0.2552	1.37	0.70
15	0.9427	0.0573	0.63	0.34
16	1.0000	0.0000	0.00	0.17

Tabla 4.7: Potencias de salida para acopladores rectos a $\lambda = 808 \text{ nm}$.

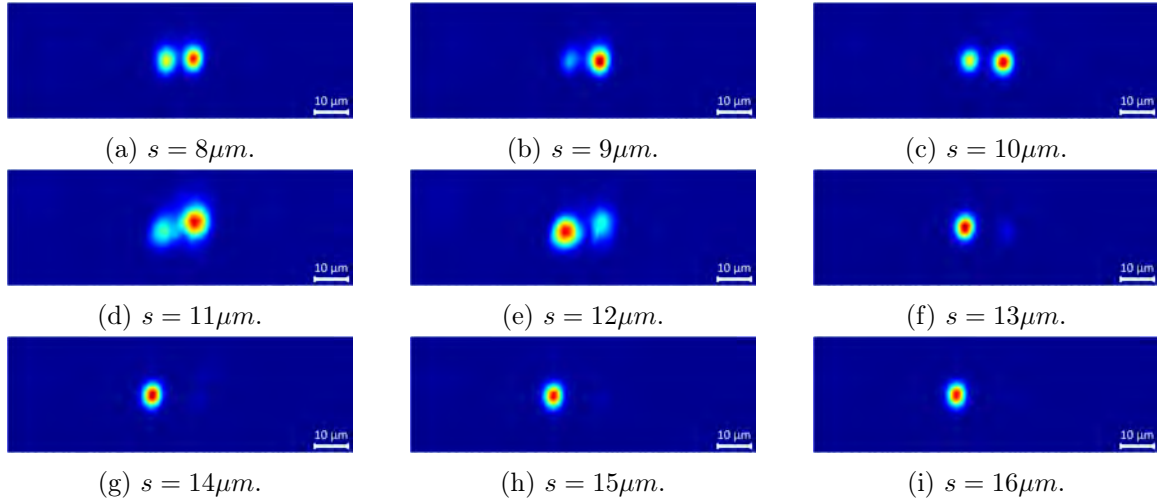


Figura 4.13: Acopladores direccionales rectos con inserción de luz por el puerto izquierdo a una $\lambda = 642 \text{ nm}$ y separación centro-centro s .

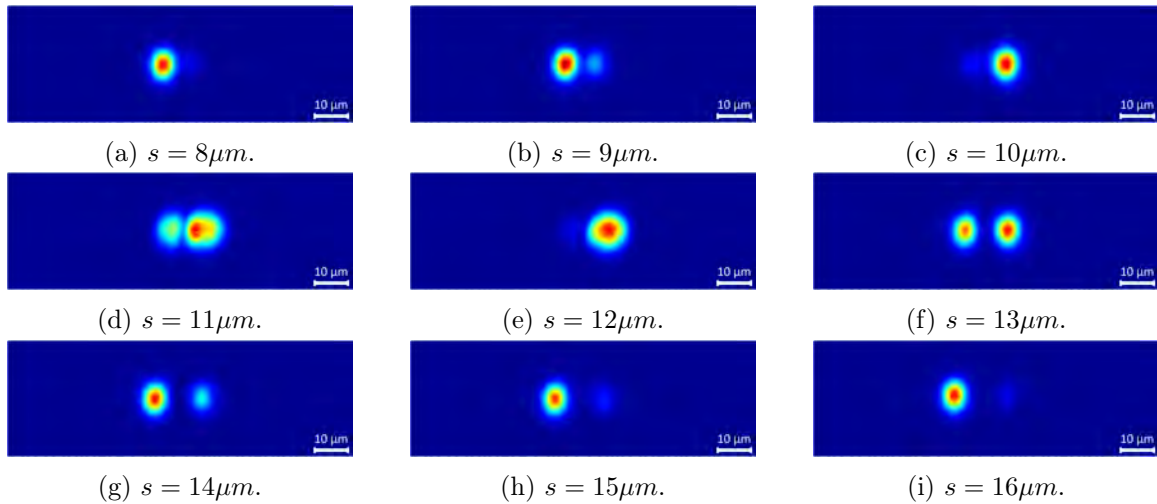


Figura 4.14: Acopladores direccionales rectos con inserción de luz por el puerto izquierdo a una $\lambda = 808 \text{ nm}$ y separación centro-centro s .

Como en este experimento, lo único que podemos ver es la entrada y la salida del sistema, nos apoyamos en simulaciones hechas mediante el software BeamPROP de RSoft para saber lo que sucede dentro con el acoplamiento de luz. La idea es conocer en qué semiperiodo de la función $\sin^2[\delta(\lambda)d]$ se encuentra la luz al momento de llegar a los puertos de salida. Por ejemplo, en la Tabla 4.6 se obtiene una razón de potencia $r_{recto} = 0.5528$ para una separación $s = 8\mu\text{m}$. En la Figura 4.15 se grafica la ecuación (4.5) y se observa que para este valor de $r(\lambda)$ existen infinitas soluciones $\delta(\lambda)d$ que cumplen la ecuación dado que $\sin^2[\delta(\lambda)d]$ es una función multivaluada. Sin embargo, gracias a la simulación podemos ver que el campo eléctrico se encuentra en el segundo semiperiodo en el puerto cruzado (derecho), Figura 4.16, por lo que el valor correcto es $\delta(\lambda)d = 0.7332\pi$, de donde obtenemos que $\delta(\lambda) = 5.96 \times 10^{-4}/\mu\text{m}$ que es el valor

reportado en la Tabla 4.6 para una $s = 8\mu m$. Análogamente se obtienen el resto de mediciones de las Tablas 4.6 y 4.7.

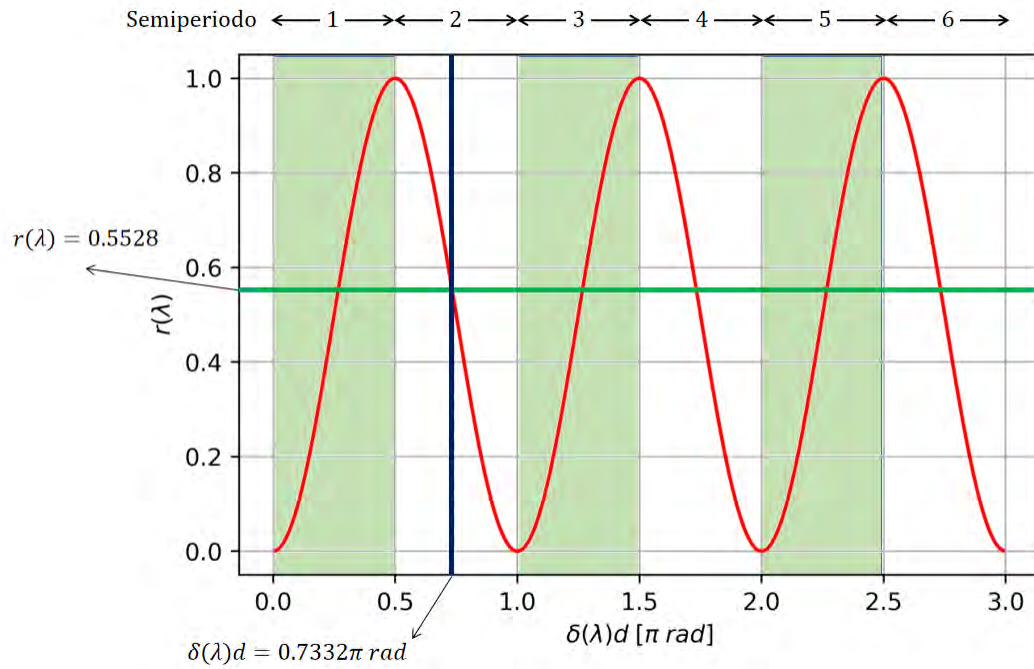


Figura 4.15: Gráfica de la ecuación (4.5) donde se observa el comportamiento multivaluado de $\sin^2[\delta(\lambda)d]$.

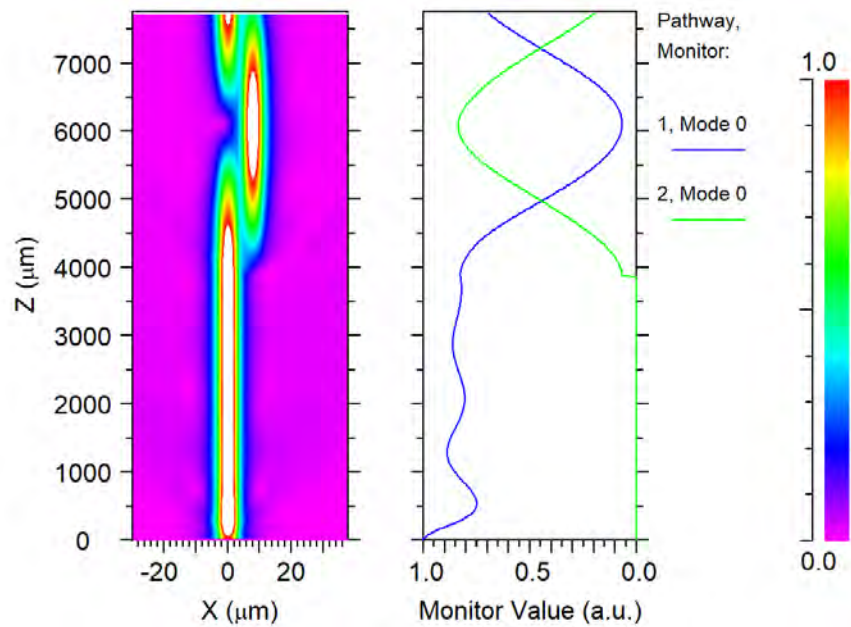


Figura 4.16: Simulación de acoplador direccional recto como el de la Figura 4.12 para una $\lambda = 642nm$ y una $s = 8\mu m$ con BeamPROP.

Durante las sesiones experimentales, siempre es recomendable trazar algunas guías de onda rectas con los mismos parámetros de fabricación que los dispositivos más complejos, esto para caracterizar las propiedades de las rectas por separado y así inferir las propiedades de los dispositivos fabricados en la misma sesión. Para el caso de estos acopladores direccionales rectos se trazaron tres guías de onda rectas en la misma sesión con los parámetros de fabricación de la Recta 7, Tabla 4.1, y se obtuvo que éstas presentaban un cambio de índice de refracción de 1.028×10^{-3} con una desviación estándar de 0.355×10^{-3} para una $\lambda = 642nm$ y un cambio de índice de refracción de 1.386×10^{-3} con una desviación estándar de 0.557×10^{-3} para una $\lambda = 808nm$.

A manera de comprobación, se utilizó la herramienta *MOST Optimizer/Scanner* de *BeamPROP* para simular las potencias P_{\parallel} y P_{\times} de acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12 variando su separación s desde 8 hasta $16\mu m$. En las Figuras 4.17 y 4.18 se observan los resultados de estas simulaciones con curvas sólidas y las mediciones experimentales de las Tablas 4.6 y 4.7 como puntos para longitudes de onda de 642 y 808nm, respectivamente. Se observa un buen comportamiento entre el experimento y la simulación: los puntos experimentales van siguiendo la curva dada por la simulación.

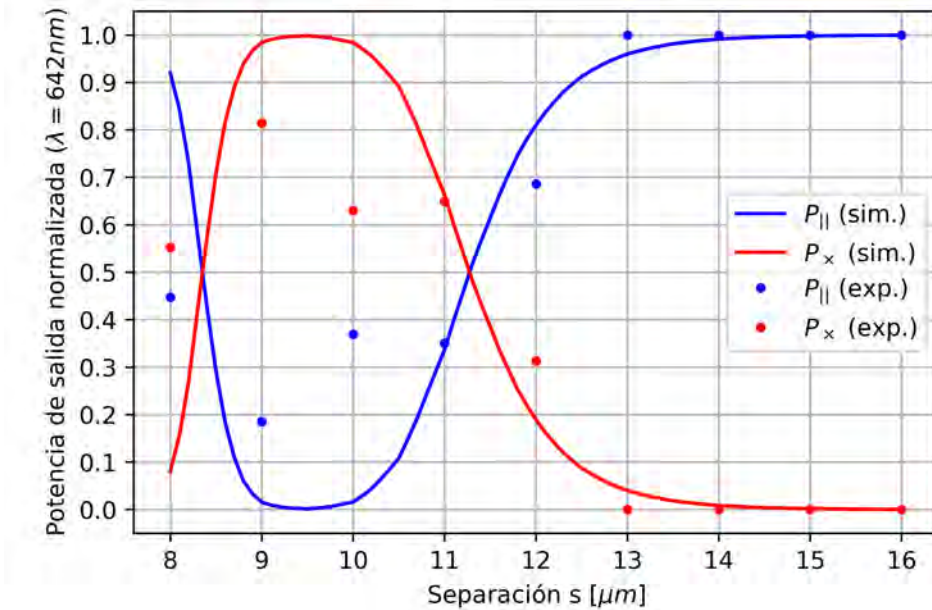


Figura 4.17: Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de las potencias P_{\parallel} y P_{\times} de acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12 como función de s para una $\lambda = 642nm$.

A partir de los datos de la simulación de las potencias P_{\parallel} y P_{\times} , es posible calcular el valor de $\delta(\lambda)$ de la ecuación (4.5). En las Figuras 4.19 y 4.20 se grafica mediante curvas sólidas los datos simulados y con puntos los datos experimentales de las Tablas 4.6 y 4.7 el comportamiento de $\delta(\lambda)$ como función de la distancia de separación de los

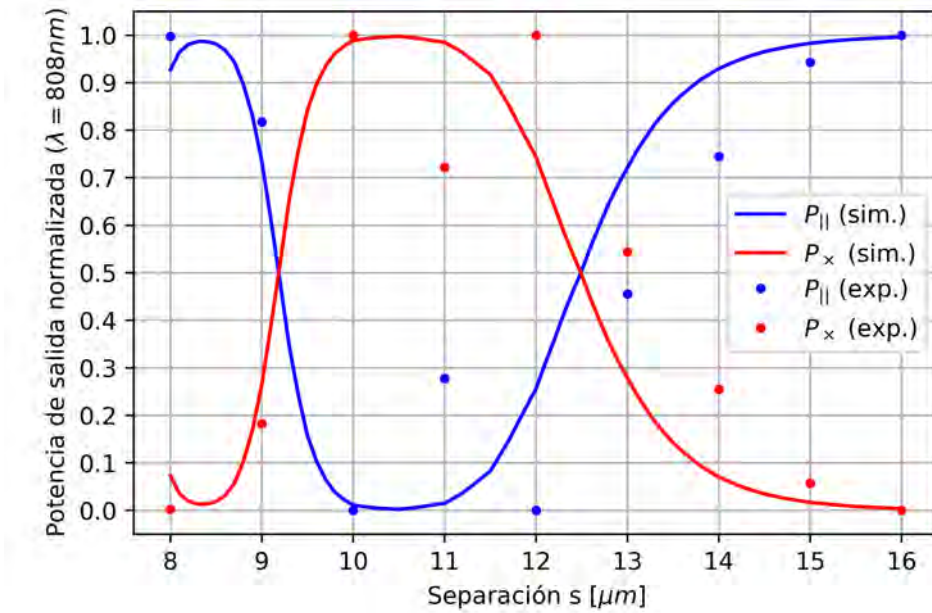


Figura 4.18: Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de las potencias $P_{||}$ y P_x de acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12 como función de s para una $\lambda = 808\text{nm}$.

brazos de acopladores rectos como los de la Figura 4.12 para longitudes de onda de 642 y 808nm , respectivamente. El valor de $\delta_{sim}(\lambda)$ se reporta también en las Tablas 4.6 y 4.7. Podemos ver que en ambas gráficas la concordancia entre el experimento y la simulación es bastante buena, también en general $\delta(\lambda)$ sigue un comportamiento monótono decreciente conforme aumenta la separación entre los brazos del acoplador, el cual es un comportamiento esperado porque a mayor separación se acopla menos campo evanescente de un brazo a otro y por lo tanto la longitud de interacción requerida para acoplar luz entre los brazos es mayor. Así mismo, para la misma distancia de separación s tenemos que $\delta(808\text{nm}) > \delta(642\text{nm})$, lo cual hace sentido con la realidad porque el tamaño del modo para 808nm es mayor que para 642nm por lo que a mayores longitudes de onda existe más campo evanescente que se acopla entre los brazos. Podemos concluir también que la simulación es un aliado muy útil para el diseño de circuitos fotónicos.

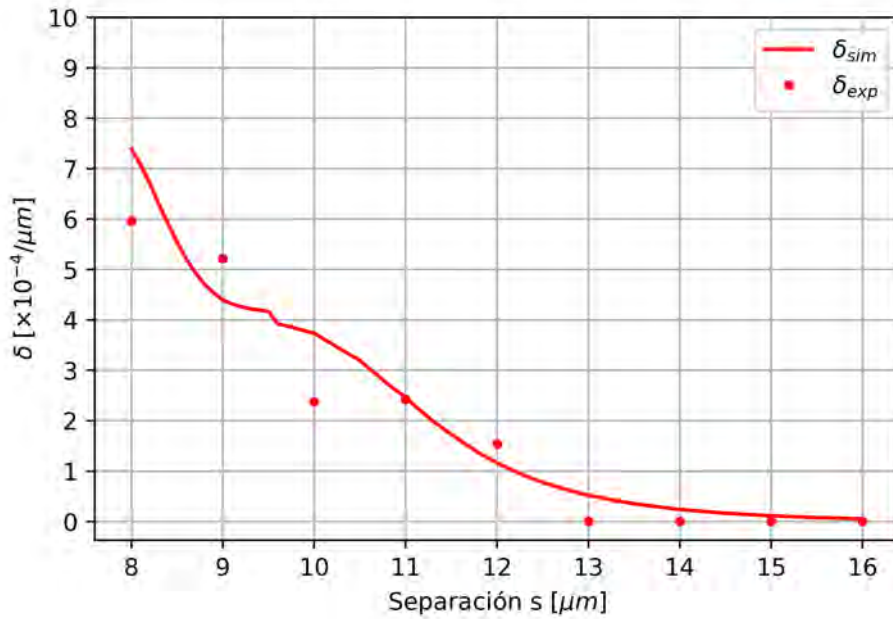


Figura 4.19: Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de $\delta(\lambda = 642nm)$ como función de s para acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12.

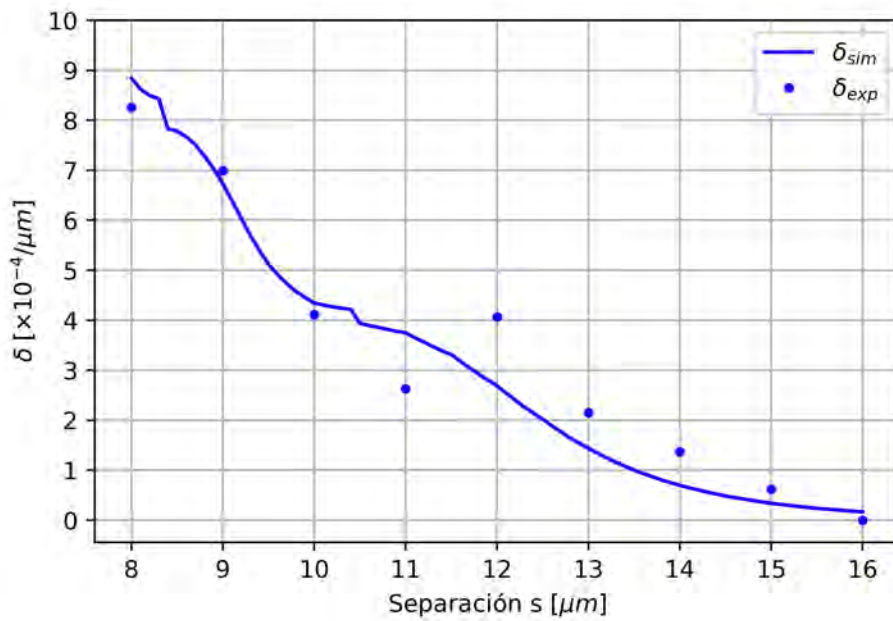


Figura 4.20: Simulación mediante BeamPROP y datos experimentales de $\delta(\lambda = 808nm)$ como función de s para acopladores direccionales rectos como los de la Figura 4.12.

4.3.2. Acopladores direccionales con secciones rectas y curvas

A continuación, medimos el valor de $\theta_{np}(\lambda)$ de la ecuación (2.43). Para este fin, fabricamos acopladores direccionales con secciones rectas y curvas como el mostrado en la Figura 4.21 y seleccionamos las distancias s de las Tablas 4.6 y 4.7 cuyo $\delta(\lambda)$ nos permitiera intercambio de potencia significativo en distancias relativamente cortas. Para el experimento seleccionamos las distancias $s = 9, 10$ y $11\mu\text{m}$ entre los brazos en la zona de interacción. También, apoyados en la simulación, seleccionamos radios de curvatura de las curvas S de tal forma que tuviéramos potencia óptica en los puertos de salida, en general se debe cumplir que $L \gg l$ [25]. Se seleccionó una $l = 10\mu\text{m}$ y una $d = 500\mu\text{m}$ para estos acopladores direccionales, el resto de parámetros geométricos de diseño se muestran en la Tabla 4.8. Nuestro limitante en el diseño de estos acopladores direccionales, además de radios de curvatura muy grandes, tiene que ver con la longitud física de la muestra utilizada (Figura 3.4) más $100\mu\text{m}$ de exceso que se sugiere dejar a cada uno de los lados en los diseños. Por lo tanto, la suma $2a + 2L + d$ para cada una de las filas de la Tabla 4.8 debe ser igual a $7925\mu\text{m}$ y las secciones rectas de longitud a en los extremos deben ser de al menos $100\mu\text{m}$.

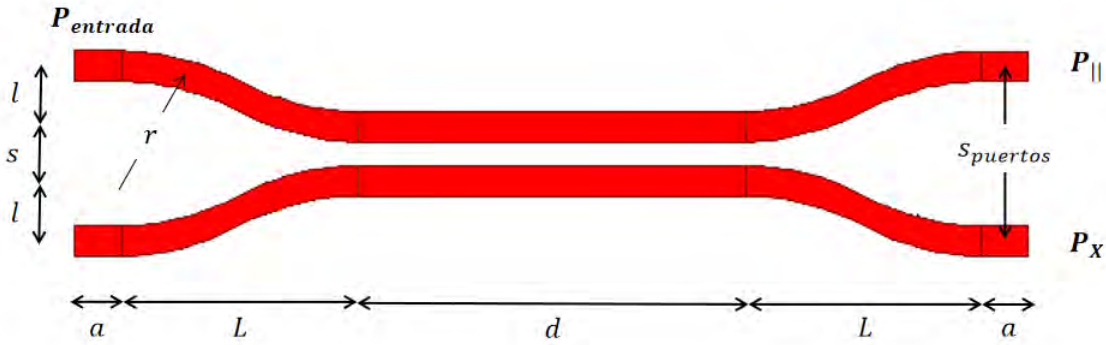


Figura 4.21: Diagrama de un acoplador direccional con secciones curvas y rectas.

Una vez fabricados los acopladores direccionales de la Tabla 4.8 se midieron sus potencias $P_{||}$ y P_{\times} para poder calcular $\theta_{np}(\lambda)$ a partir de la ecuación (2.43) para cada radio de curvatura r y separación s . Se utilizaron los valores medidos experimentalmente para $\delta(\lambda)$ reportado en las Tablas 4.6 y 4.7 para estos cálculos.

En la Figura 4.22 se ven algunos ejemplos de los puertos de salida de acopladores direccionales de la Tabla 4.8 con inserción de luz por el puerto izquierdo. Los datos calculados de $\theta_{np}(\lambda)$ para cada uno de los acopladores se reportan en las Tablas 4.9 y 4.10.

Acoplador	$r [\times 10^3 \mu m]$	$L [\mu m]$	$s [\mu m]$	$s_{puertos} [\mu m]$	$a [\mu m]$
1	76	1743.53	9	29	1968.97
2	76	1743.53	10	30	1968.97
3	76	1743.53	11	31	1968.97
4	96	1959.57	9	29	1752.93
5	96	1959.57	10	30	1752.93
6	96	1959.57	11	31	1752.93
7	116	2154.04	9	29	1558.46
8	116	2154.04	10	30	1558.46
9	116	2154.04	11	31	1558.46
10	136	2332.36	9	29	1380.14
11	136	2332.36	10	30	1380.14
12	136	2332.36	11	31	1380.14
13	156	2497.98	9	29	1214.52
14	156	2497.98	10	30	1214.52
15	156	2497.98	11	31	1214.52
16	176	2653.28	9	29	1059.22
17	176	2653.28	10	30	1059.22
18	176	2653.28	11	31	1059.22

Tabla 4.8: Parámetros geométricos de acopladores direccionales como el de la Figura 4.21.

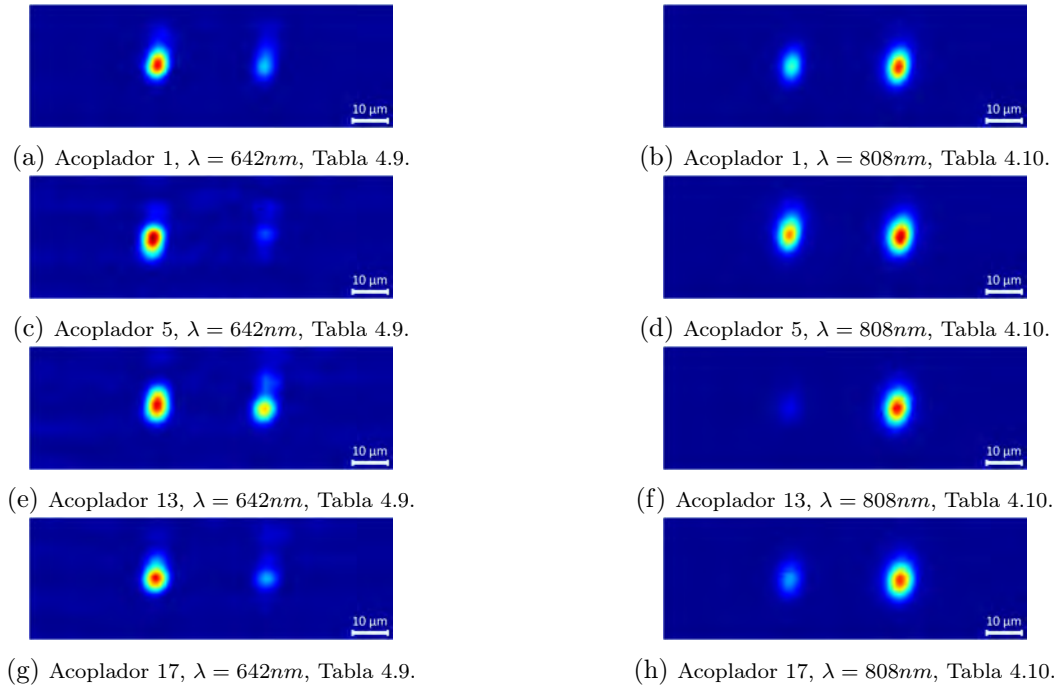


Figura 4.22: Puertos de salida de acopladores direccionales de las Tablas 4.9 y 4.10 con inserción de luz por el puerto izquierdo.

Acoplador	$P_{ }$	P_{\times}	θ_{np} [rad]
1	0.7620	0.2380	0.25
2	0.9400	0.0600	0.13
3	1.0000	0.0000	0.00
4	0.6525	0.3475	0.37
5	0.9344	0.0656	0.14
6	0.9990	0.0010	0.00
7	0.8039	0.1961	0.20
8	0.9811	0.0189	0.02
9	1.0000	0.0000	0.00
10	0.7002	0.2998	0.32
11	0.9066	0.0934	0.19
12	1.0000	0.0000	0.00
13	0.5862	0.4138	0.44
14	0.8529	0.1471	0.27
15	0.9778	0.0222	0.03
16	0.5514	0.4486	0.47
17	0.8101	0.1899	0.33
18	0.9915	0.0085	0.00

Tabla 4.9: Cálculo de $\theta_{np}(\lambda = 642nm)$ para acopladores direccionales con distinto radio de curvatura r y separación s .

Acoplador	$P_{ }$	P_{\times}	θ_{np} [rad]
1	0.2717	0.7283	0.67
2	0.5240	0.4760	0.56
3	0.7439	0.2561	0.40
4	0.1383	0.8617	0.84
5	0.4520	0.5480	0.63
6	0.6644	0.3356	0.49
7	0.2765	0.7235	0.67
8	0.4589	0.5411	0.62
9	0.6609	0.3391	0.49
10	0.0808	0.9192	0.93
11	0.3302	0.6698	0.75
12	0.5671	0.4329	0.59
13	0.0000	1.0000	1.22
14	0.2307	0.7693	0.86
15	0.4836	0.5164	0.67
16	0.0000	1.0000	1.22
17	0.1753	0.8247	0.93
18	0.5932	0.4068	0.56

Tabla 4.10: Cálculo de $\theta_{np}(\lambda = 808nm)$ para acopladores direccionales con distinto radio de curvatura r y separación s .

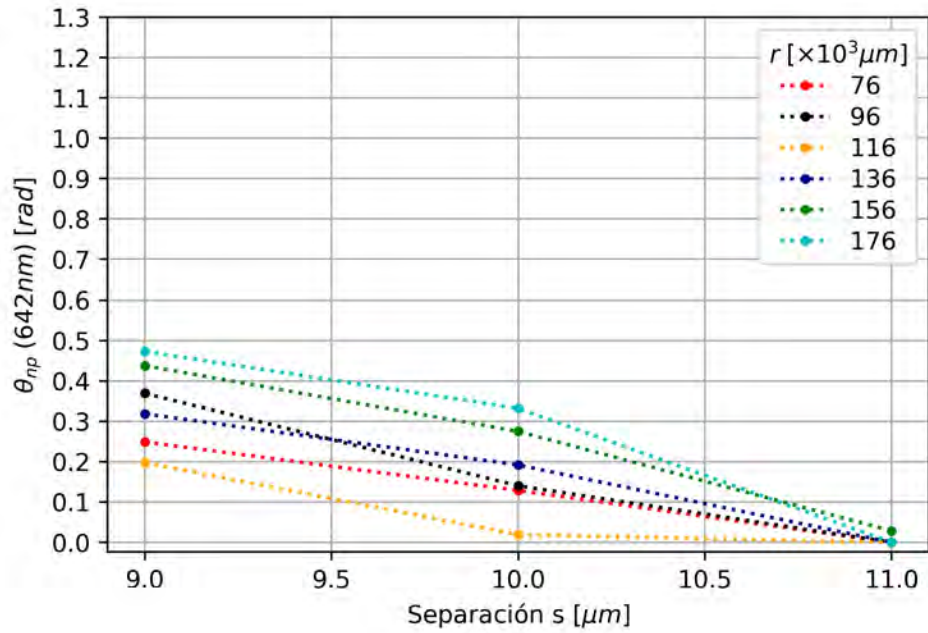


Figura 4.23: Tendencia de θ_{np} como función de la separación entre los brazos s para distintos radios de curvatura r de un acoplador direccional para una $\lambda = 642 \text{ nm}$.

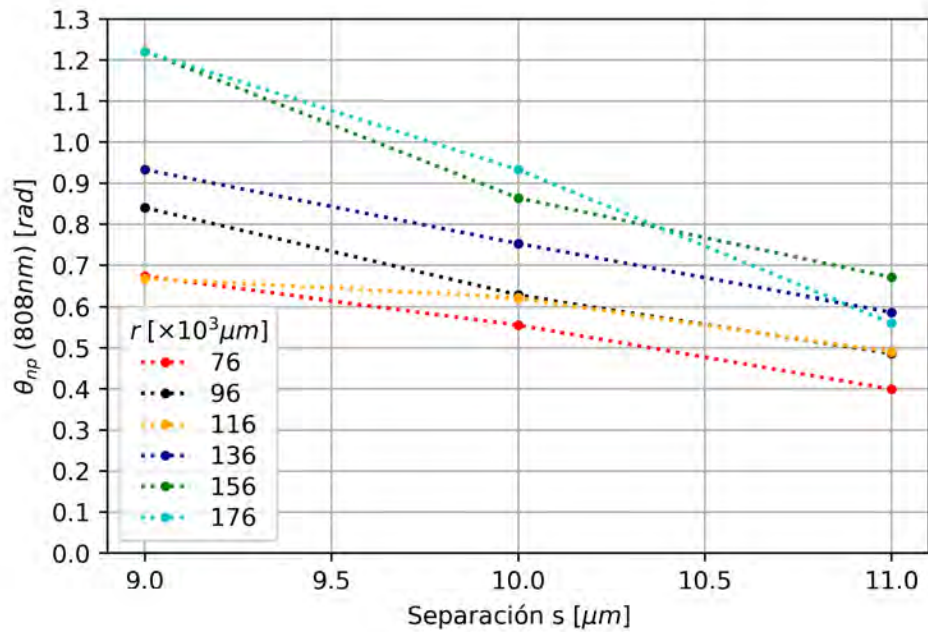


Figura 4.24: Tendencia de θ_{np} como función de la separación entre los brazos s para distintos radios de curvatura r de un acoplador direccional para una $\lambda = 808 \text{ nm}$.

Es interesante observar la tendencia que sigue θ_{np} al variar la distancia entre los brazos del acoplador, el radio de curvatura y la longitud de onda de trabajo. En las Figuras 4.23 y 4.24 se observa gráficamente este comportamiento que se reduce a tres tendencias:

1. La fase θ_{np} es mayor para distancias de separación menor entre los brazos. Es congruente con el comportamiento esperado porque el campo evanescente tiene una distancia de penetración y al estar más cerca de otra guía de onda logra acoplarse en mayor proporción.
2. La fase θ_{np} es mayor para radios de curvatura mayores. Se puede explicar este comportamiento considerando que a mayores radios de curvatura la curva es menos pronunciada y existen más componentes del vector de onda en la dirección de propagación lo que provoca menos pérdidas y más componentes del campo eléctrico que se puedan acoplar hacia la otra guía de onda. También las secciones más internas de las zonas curvas, donde la separación se acerca mucho a s , son más largas para radios de curvatura mayores, lo que aumenta el acoplamiento de luz de un brazo a otro.
3. La fase θ_{np} es mayor para longitudes de onda mayores. A mayores longitudes de onda corresponde mayor campo evanescente por lo que éste alcanza más fácil la otra guía de onda.

Bajo estas tres tendencias se puede justificar que el valor de θ_{np} sea cero para algunos acopladores de la Tabla 4.9, que corresponden precisamente a las distancias de separación s más grandes de los acopladores direccionales fabricados. Así mismo, se puede observar que el valor de la potencia $P_{||} = 1$ y $P_{\times} = 0$ para los casos donde $\theta_{np} = 0$ en la Tabla 4.9, dado que no se acopla nada o casi nada de luz de un brazo al otro del acoplador direccional con esta distancia $d = 500\mu m$ con la que fueron fabricados.

4.3.3. Multiplexor/Demultiplexor a 642 y 808 nm

A partir de los datos calculados de $\delta(\lambda)$ y $\theta_{np}(\lambda)$ de las Tablas 4.6, 4.7, 4.9 y 4.10 para cada uno de los acopladores (mismo radio de curvatura r y separación s en la zona de interacción) es posible graficar la función que describe el intercambio de potencia entre los brazos del mismo utilizando la ecuación (2.43). Entonces sustituimos los datos del Acoplador 1 y obtenemos:

$$\begin{aligned} r(\lambda = 642 \text{ nm}) &= P_{\times}(\lambda = 642 \text{ nm}) = \sin^2 \left[\left(\frac{5.22 \times 10^{-4}}{\mu\text{m}} \right) d + 0.25 \right], \\ r(\lambda = 808 \text{ nm}) &= P_{\times}(\lambda = 808 \text{ nm}) = \sin^2 \left[\left(\frac{6.99 \times 10^{-4}}{\mu\text{m}} \right) d + 0.67 \right], \end{aligned} \quad (4.6)$$

donde d es la longitud de interacción en el diagrama de la Figura 4.21. En la Figura 4.25 se grafican las expresiones en (4.6). A partir de la gráfica podemos ver que para una longitud de interacción $d = 3585.5 \mu\text{m}$ se espera obtener 0% de potencia en el puerto P_{\times} para $\lambda = 808 \text{ nm}$ y 73% de potencia en el puerto P_{\times} para $\lambda = 642 \text{ nm}$, por lo que bajo estos parámetros se espera tener un buen multiplexor/demultiplexor en 642 y 808 nm.

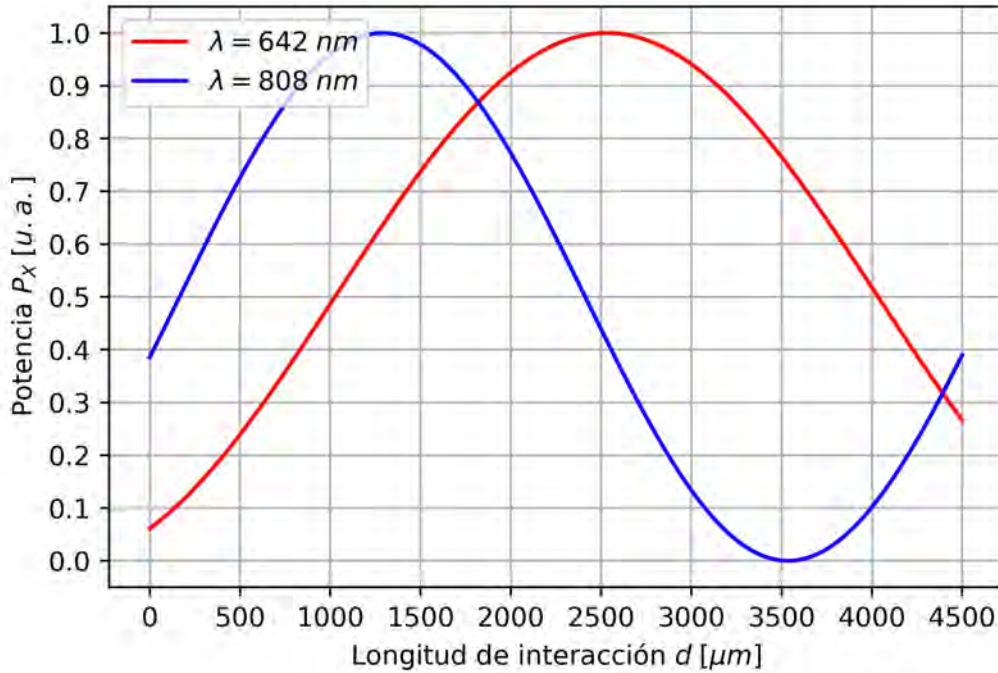


Figura 4.25: Potencia óptica en el puerto P_{\times} descrito por las ecuaciones en (4.6) para el Acoplador 1 de las Tablas 4.9 y 4.10.

Se fabricó el acoplador direccional que se pretende funcione como multiplexor/demultiplexor en 642 y 808 nm con los parámetros geométricos mostrados en la Tabla 4.11.

r	$76000 \mu m$
l	$10 \mu m$
L	$1743.53 \mu m$
s	$9 \mu m$
$s_{puertos}$	$29 \mu m$
d	$3585.5 \mu m$
a	$426.22 \mu m$
L_T	$7925 \mu m$

Tabla 4.11: Parámetros geométricos para un multiplexor/demultiplexor a 642 y 808nm.

En la Figura 4.26 se observa el comportamiento esperado del multiplexor/demultiplexor al acoplar luz por el puerto izquierdo. Para una $\lambda = 642 \text{ nm}$ el 100 % de la potencia óptica sale por el puerto derecho y el 0 % por el puerto izquierdo; y para una $\lambda = 808 \text{ nm}$ el 91.6 % de la potencia óptica sale por el puerto izquierdo y el 8.4 % por el puerto derecho, es decir, el comportamiento coincide aproximadamente con el esperado por la gráfica de la Figura 4.25. La diferencia existente nos habla de una posible $\theta_{np}(\lambda = 642 \text{ nm})$ menor a la calculada. Se tendrían que hacer más mediciones para tener mayor exactitud en los datos y darles un significado estadístico.

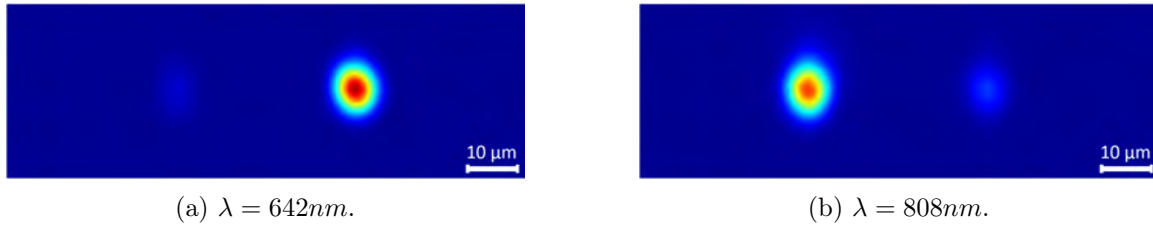


Figura 4.26: Multiplexor/Demultiplexor con inserción de luz por el puerto izquierdo.

5 Conclusiones

A lo largo de este proyecto de investigación se lograron fabricar guías de onda con buenas propiedades de confinamiento para longitudes de onda de trabajo de 642 y 808 *nm*. La técnica de escritura con láser de femtosegundos demostró ser directa, rápida y eficaz para el trazo de guías de onda. El aporte principal del presente trabajo es documentar un proceso reproducible, confiable y estandarizado para la fabricación y caracterización tanto de guías de onda rectas como de acopladores direccionales y obtener una prueba de concepto de la técnica de fabricación utilizada. En ese sentido, a continuación se resume el proceso:

1. Se ubica la ventana de dosis de energía para la cual se obtienen guías de onda, es recomendable comenzar con el trazo de guías de onda rectas. Dosis de energía por debajo del umbral de esta ventana no producen el suficiente daño para que haya guiado de luz y dosis de energía muy elevadas provocan un daño excesivo en el material por lo cual tampoco existe guiado de luz. La ventana de dosis de energía depende de la potencia óptica promedio y la velocidad de fabricación. Las potencias para las cuales se obtienen guías de onda fueron desde 1 hasta 5 *mW* y las velocidades desde 300 hasta 500 $\mu\text{m}/\text{s}$.
2. Una vez ubicada la ventana de dosis de energía, se recomienda hacer más experimentos dentro de esta ventana para ubicar los parámetros de fabricación para los que se obtengan guías de onda rectas monomodo a las longitudes de onda de trabajo deseadas.
3. Se recomienda caracterizar los parámetros de las guías de onda rectas obtenidas dentro de esta ventana para cada longitud de onda de trabajo como función de los parámetros de fabricación: forma y tamaño del núcleo (no depende de la longitud de onda de trabajo), comportamiento monomodal o multimodal, forma y tamaño del modo fundamental guiado, cambio en el índice de refracción y pérdidas por propagación. Se obtuvieron guías de onda rectas monomodo para potencias promedio entre 1 y 2 *mW* y velocidades entre 400 y 500 $\mu\text{m}/\text{s}$ para 642 *nm*. Para 808 *nm* el comportamiento monomodo está en los mismos rangos de potencias con velocidades de fabricación desde 300 hasta 500 $\mu\text{m}/\text{s}$.
4. Una vez ubicados los parámetros de fabricación para los que se obtengan las mejores guías de onda, estrictamente basados en su caracterización, se utilizan éstos para el trazo de guías de onda más complejas, como pueden ser acopladores direccionales.

5. Para el caso de los acopladores direccionales el primer paso consiste en trazar acopladores direccionales rectos a diferentes distancias de separación s para medir el parámetro $\delta(\lambda)$.
6. Una vez medido $\delta(\lambda)$, se trazan acopladores direccionales con secciones rectas y curvas con distintos radios de curvatura para poder medir $\theta_{np}(\lambda)$.
7. Una vez medidos $\delta(\lambda)$ y $\theta_{np}(\lambda)$ es posible graficar la curva de transferencia de potencia entre los brazos del acoplador como función de la longitud de interacción d y darle la aplicación deseada al dispositivo: divisor de potencia, multi/demultiplexor, etc.

De igual forma, se obtuvo una buena prueba de concepto de la teoría de modos acoplados que describe el comportamiento de un acoplador direccional al fabricar uno de estos dispositivos que funciona como multi/demultiplexor para 642 y 808 nm con una eficiencia superior al 90 %.

5.1. Áreas de oportunidad

Como ya se mencionó, el proyecto en sí representa una prueba de concepto principalmente de la técnica de fabricación de circuitos fotónicos. Se trabajó con un vidrio sódico cálcico por su disponibilidad en el laboratorio y su bajo costo, sin embargo, la técnica puede ser aplicada para otro tipo de vidrios con mejor calidad óptica. Las longitudes de onda utilizadas fueron seleccionadas porque se contaba con todo el equipo necesario para trabajar con ellas, sería recomendable sin duda mudarse a longitudes de onda en los canales estándar de telecomunicaciones y trabajar con materiales como la sílice fundida para este tipo de aplicaciones.

Durante este proyecto de investigación, el tiempo para realizar experimentos fue muy limitado debido a la contingencia global sanitaria provocada por el virus SARS-CoV-2, sin embargo, para poder dar un significado estadístico y tener mayor certeza de los datos se recomienda realizar un número de experimentos y mediciones grande, tanto como sea necesario.

Finalmente, la técnica de escritura láser puede ser trasladada a distintos materiales, con medios activos, fenómenos no lineales, para explorar y explotar distintos fenómenos físicos en las guías de onda, tanto en el régimen clásico como cuántico.

Bibliografía

- [1] G. Lifante, *Integrated Photonics: Fundamentals*. John Wiley & Sons, Ltd, 2003.
- [2] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. 3rd edition, John Wiley & Sons, Inc., 2019.
- [3] H. E. Lazcano and G. V. Vázquez, “Low-repetition rate femtosecond laser writing of optical waveguides in water-white glass slides,” *Appl. Opt.*, vol. 55, pp. 3268–3273, Apr 2016.
- [4] C.-L. Chen, *Foundations for guided-wave optics*. John Wiley & Sons, Inc., 2007.
- [5] E. J. Murphy, “Fiber attachment for guided wave devices,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, no. 6, pp. 862–871, 1988.
- [6] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics Theory And Technology*. 6th edition, Springer, 2009.
- [7] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, “Writing waveguides in glass with a femtosecond laser,” *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1729–1731, Nov 1996.
- [8] R. Osellame, *Femtosecond Laser Micromachining Photonic and Microfluidic Devices*. Springer, 2012.
- [9] G. D. Valle, R. Osellame, and P. Laporta, “Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses,” *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, p. 013001, dec 2008.
- [10] F. Sima, K. Sugioka, R. M. Vázquez, R. Osellame, L. Kelemen, and P. Ormos, “Three-dimensional femtosecond laser processing for lab-on-a-chip applications,” *Nanophotonics*, vol. 7, no. 3, pp. 613–634, 2018.
- [11] J. Lapointe, J.-P. Bérubé, Y. Ledemi, A. Dupont, V. Fortin, Y. Messaddeq, and R. Vallée, “Nonlinear increase, invisibility, and sign inversion of a localized fs-laser-induced refractive index change in crystals and glasses,” *Light: Science & Applications*, vol. 9, no. 64, 2020.
- [12] S.-L. Li, Y.-K. Ye, and M.-W. Wang, “Femtosecond laser written channel optical waveguide in nd:yag crystal,” *Optics & Laser Technology*, vol. 58, pp. 89–93, 2014.

- [13] J. Morris, N. K. Stevenson, H. T. Bookey, A. K. Kar, C. T. A. Brown, J.-M. Hopkins, M. D. Dawson, and A. A. Lagatsky, “1.9 μm waveguide laser fabricated by ultrafast laser inscription in $\text{tm} : \text{lu}_2\text{o}_3$ ceramic,” *Opt. Express*, vol. 25, pp. 14910–14917, Jun 2017.
- [14] G. E. Keiser, “A review of wdm technology and applications,” *Optical Fiber Technology*, vol. 5, no. 1, pp. 3–39, 1999.
- [15] R. W. C. John R. Reitz, Frederick J. Milford, *Fundamentos de la teoría electromagnética*. 3ra edición, Addison-Wesley Iberoamericana, 1986.
- [16] I. J. Devayani, A. Syahriar, and D. Astharini, “Characteristics of s-bend optical waveguides based on back-to-back and sinusoidal structures,” in *2014 International Conference on Electrical Engineering and Computer Science (ICEECS)*, pp. 65–68, 2014.
- [17] I. Januar, R. Feuerstein, A. Mickelson, and J. Sauer, “Wavelength sensitivity in directional couplers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, no. 9, pp. 1202–1209, 1992.
- [18] S. M. Eaton, W.-J. Chen, H. Zhang, R. Iyer, J. Li, M. L. Ng, S. Ho, J. S. Aitchison, and P. R. Herman, “Spectral loss characterization of femtosecond laser written waveguides in glass with application to demultiplexing of 1300 and 1550 nm wavelengths,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 9, pp. 1079–1085, 2009.
- [19] J.-F. Bourhis, “Fiber-to-waveguide connection,” in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 10275 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, p. 102750L, July 1994.
- [20] K. K. Sharma, *Optics Principles and applications*. Academic Press, Elsevier Inc., 2006.
- [21] O. Ramer, “Single-mode fiber-to-channel waveguide coupling,” *Journal of Optical Communications*, vol. 2, pp. 122 – 127, 1981.
- [22] M. Von Bibra and A. Roberts, “Refractive index reconstruction of graded-index buried channel waveguides from their mode intensities,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 9, pp. 1695–1699, 1997.
- [23] A. Zoubir, M. Richardson, L. Canioni, A. Brocas, and L. Sarger, “Optical properties of infrared femtosecond laser-modified fused silica and application to waveguide fabrication,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, pp. 2138–2143, 10 2005.
- [24] M. Sakakura, M. Shimizu, Y. Shimotsuma, K. Miura, and K. Hirao, “Temperature distribution and modification mechanism inside glass with heat accumulation during 250khz irradiation of femtosecond laser pulses,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 23, p. 231112, 2008.

- [25] Y.-Y. Xiao, H. xiang Yang, and S.-F. Lu, "Optimization of s-shaped bend waveguide using random orthogonal axial gradient method," in *ICM 2015*, 2015.

