



# IMPLEMENTACIÓN DE CIRCUITOS FOTÓNICOS INTEGRADOS PARA APLICACIONES EN TECNOLOGÍAS DE INFORMACIÓN CUÁNTICA



MAESTRIA EN CIENCIAS (ÓPTICA)

***Asesor: Roberto Ramírez Alarcón***

***Estudiante: Clara Valentina Ruiz Molina***

*Noviembre de 2018*  
*León, Guanajuato, México*

*A mi familia y a todos mis seres queridos por su apoyo incondicional.*

# Reconocimientos

---

Agradezco al pueblo y al gobierno Mexicano, y con ello también a *CONACYT* por las políticas de becas que posibilitaron mi estancia de estudios de maestría en este bello país; del cual me llevo muchos aprendizajes y muy buenos recuerdos.

Agradezco a mi asesor Dr. Roberto Ramírez Alarcón por haberme hecho parte de su grupo, por tanta paciencia, por sus consejos, sus regaños y sus conocimientos, que me han servido para crecer no sólo en el aspecto académico.

Agradezco a mis compañeros del laboratorio, Samuel Duran, Zeferio Ibarra, y Carlos Sevilla por toda la ayuda, todos los conocimientos compartidos, todos los buenos momentos, y por las observaciones en mi proceso académico, sin las cuales este trabajo no sería lo que es hoy.

Agradezco al grupo de Sensores Ópticos y Micro-dispositivos, y especialmente a Carmen Domínguez, Monserrate Murias, Dr. David Monzón y Osvaldo Rodríguez por su disposición, ayuda, compañía, escucha, asesoría, y préstamo de fibra óptica para uno de los prototipos que se usaron en la inyección de luz al chip.

Agradezco también por la colaboración al Dr. Salomón Márquez quien nos asesoro en el diseño de piezas en impresión *3D* para montar fibra óptica, así como en la facilitación de las mismas.

Agradezco a todo el equipo del taller mecánico por la ayuda en la fabricación de piezas para el montaje del experimento, además de su infinita calidez.

Agradezco al *CIO* y a todo el personal que me acogió en estos dos años. Gracias por tantos buenos momentos, ayuda y amabilidad.

Agradezco a todos los profesores con los que tuve la oportunidad de recibir clases, y así mismo sus conocimientos y experiencias de vida. Gracias.

# Declaración de autenticidad

---

Por la presente declaro que, salvo cuando se haga referencia específica al trabajo de otras personas, el contenido de esta tesis es original y no se ha presentado total o parcialmente en consideración de cualquier otro título o grado en ésta u o otra institución. Esta tesis es resultado del trabajo propio y no incluye nada que sea el resultado de algún trabajo realizado en colaboración, salvo que se indique específicamente en el texto.

Clara Valentina Ruiz Molina. León, Guanajuato, Octubre de 2018

# Resumen

---

En el presente trabajo se presentan los resultados obtenidos en la implementación del interferómetro *Hong Ou Mandel (HOM)* en un acoplador direccional fabricado en el *CIO*. Este fue hecho con la técnica de escritura directa con láser de femtosegundo (*FLDW del inglés Femtosecond Laser Direct Write*). Para el diseño y fabricación del acoplador direccional con el que se llevó a cabo el experimento, fue necesario una caracterización previa de guías de onda rectas variando la velocidad y potencia de escritura. En dicha caracterización, se obtuvo el perfil de índice de refracción, el tamaño horizontal y vertical del modo gaussiano propagado y el porcentaje de potencia guiada. De los anteriores valores, se encontró que la velocidad de fabricación no afecta significativamente el porcentaje de luz guiada en los dispositivos, mientras que en las guías rectas fabricadas variando la potencia de escritura, se obtuvo una tendencia más marcada del porcentaje de la luz guiada a medida que fue aumentada la potencia. Adicionalmente, por encima de 2.24 mW se observó la aparición de modos guiados de orden superior.

Para llevar a cabo la interferencia cuántica *HOM*, se utilizó una fuente de *SPDC* (*del inglés Spontaneous Parametric Down Conversion*) tipo I no colineal. De los interferogramas obtenidos a diferentes tiempos de exposición, se obtuvo un valor máximo de visibilidad de 0.75. Dicho valor está relacionado con la indistinguibilidad de los fotones que interfirieron en el acoplador direccional.

Para mejorar la visibilidad del experimento se observa la necesidad de mejorar tanto el porcentaje de división del acoplador, como la forma en la que se inyecta luz al chip fotónico.

# Índice general

---

<b>Índice de figuras</b>	<b>xI</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Motivación . . . . .	1
1.2. Objetivos . . . . .	2
1.3. Metodología . . . . .	2
1.4. Contribuciones . . . . .	3
1.5. Estructura de la tesis . . . . .	3
<b>2. Marco teórico</b>	<b>5</b>
2.1. Guías de onda ópticas . . . . .	5
2.2. Técnica de escritura directa por láser de femtosegundo (FLDW) . . . . .	5
2.3. Propagación modal de ondas electromagnéticas a través de una guía de onda cilíndrica . . . . .	7
2.3.1. Distribución del índice de refracción gradual en guías de onda fabricadas con FLDW . . . . .	9
2.4. Pérdidas de potencia óptica en guías de onda . . . . .	10
2.4.1. Cálculo de las pérdidas por curvatura . . . . .	10
2.5. Acoplador direccional . . . . .	12
2.5.1. Teoría del acoplador direccional . . . . .	12
2.5.2. Solución de la ecuación de modos acoplados cuando hay empata- miento perfecto entre constantes de propagación . . . . .	16
2.6. Óptica no lineal . . . . .	18
2.6.1. Procesos no lineales de segundo orden . . . . .	19
2.7. Conversión espontánea paramétrica descendente (SPDC), y su tratamiento mecánico cuántico . . . . .	21
2.7.1. Descripción mecánica cuántica del proceso de SPDC tipo I . . . . .	23
2.8. Descripción mecánica cuántica del funcionamiento de un acoplador di- reccional . . . . .	24
2.8.1. Un solo fotón en un acoplador bidireccional . . . . .	26
2.8.2. Dos fotones simultáneos en cada brazo de un acoplador direccional	27
2.9. Interferencia Hong Ou Mandel . . . . .	28

## ÍNDICE GENERAL

---

2.9.1. Interferencia Hong Ou Mandel utilizando fotones SPDC. . . . .	30
<b>3. Implementación experimental</b>	<b>33</b>
3.1. Diseño, fabricación y caracterización de guías de onda . . . . .	33
3.1.1. Fabricación y caracterización . . . . .	34
3.2. Simulación del acoplador 50:50 . . . . .	37
3.3. Montaje experimental del interferómetro HOM en chip . . . . .	38
<b>4. Resultados y análisis de resultados</b>	<b>43</b>
4.1. Acoplador . . . . .	49
4.2. Interferencia cuántica en el chip fabricado por FLDW . . . . .	51
<b>5. Conclusiones y trabajo a futuro.</b>	<b>55</b>
<b>A. Apéndices</b>	<b>57</b>
A.1. Implementación de los arreglos experimentales . . . . .	57
<b>Bibliografía</b>	<b>61</b>

# Índice de figuras

---

2.1. Esquema de un dispositivo hecho con la técnica de FLDW. . . . .	6
2.2. Esquema de las pérdidas por curvatura en un s-bend. . . . .	11
2.3. Esquema del acoplador direccional. . . . .	12
2.4. Esquema de la superposición de modos en la región de interacción de un acoplador direccional. . . . .	13
2.5. Esquema del intercambio de potencia óptica en un acoplador direccional cuando $\beta_0 = 0$ . . . . .	18
2.6. Diagrama de la generación de diferencia de frecuencias. . . . .	21
2.7. Diagrama de energías y empatamiento de fase en el proceso de SPDC. . . . .	22
2.8. Configuración no colineal y colineal en el proceso de SPDC. . . . .	22
2.9. Esquema del comportamiento clásico y cuántico del acoplador direccional. . . . .	25
2.10. Posibles caminos que los dos fotones pueden tomar al emerger del un acoplador direccional 50:50. . . . .	28
2.11. Arreglo experimental para la implementación de interferencia HOM. . . . .	29
3.1. Esquema experimental del sistema de micro-fabricación. . . . .	34
3.2. Esquema del montaje experimental para medir la eficiencia de guiado. . . . .	35
3.3. Esquema del montaje experimental para medir la distribución de intensidad de campo cercano. . . . .	36
3.4. Diseño y simulación de un acoplador. . . . .	37
3.5. Esquema experimental de la trayectoria seguida por los fotones de SPDC tipo I en el caso de frecuencias degeneradas. . . . .	38
3.6. Distribución espacial de los fotones generados en SPDC tipo I no colineal. . . . .	39
3.7. Esquema experimental de la implementación de la interferometría HOM en chip. . . . .	40
4.1. Porcentaje de potencia guiada en relación a la velocidad de fabricación. . . . .	43
4.2. Imágenes de microscopia de fase de guías de onda fabricadas variando velocidad de escritura. . . . .	44
4.3. Modos gaussianos excitados en guías de onda rectas al variar la potencia de fabricación. . . . .	45
4.4. Excitación de modos espaciales de orden superior en las guías fabricadas. . . . .	46



## ÍNDICE DE FIGURAS

---

4.5. Contraste del índice de refracción en guías de onda rectas al variar la potencia de fabricación. . . . .	47
4.6. Variación máxima del índice de refracción en relación a la potencia de fabricación. . . . .	48
4.7. Porcentaje de potencia guiada al variar la potencia de fabricación. . . . .	49
4.8. Imagen por microscopia de fase de la región de interacción del acoplador usado en interferometría HOM. . . . .	50
4.9. Modos del acoplador usado en interferometría HOM. . . . .	51
4.10. Interferencia cuántica HOM en el acoplador fabricado. . . . .	53
A.1. Arreglo experimental de la estación de micro-fabricación $\mu$ fab. . . . .	57
A.2. Montaje experimental para la generación de SPDC tipo I no colineal. . . . .	58
A.3. Arreglo experimental del interferómetro Hong Ou Mandel implementado con el acoplador direccional fabricado. . . . .	59

# Introducción

---

## 1.1. Motivación

Vivimos en un siglo de avances tecnológicos acelerados, donde gozamos de procesadores conformados por transistores del orden de unos pocos nanómetros, que han posibilitado una gran miniaturización y complejización de las computadoras clásicas actuales. Sin embargo, el aumento de la velocidad en el procesamiento de información tiene un límite relacionado con los efectos difractivos en los circuitos litográficos, así como los efectos térmicos debido a la circulación de los electrones en los mismos. A causa de las restricciones físicas impuestas por la naturaleza, y por ende, la imposibilidad de aumentar la velocidad de cómputo al grado de poder resolver eficientemente situaciones altamente complejas, como por ejemplo: la simulación de la replicación celular, el plegamiento de las proteínas, o la factorización de números primos, es que surge la necesidad de crear la computadora cuántica. La idea de esta poderosa máquina, nace a principios de 1980 [1] y en sólo casi 40 años estamos presenciando la prueba del reciente chip de 72 Qubits fabricado por *Google* [2]; que pretende ser el primer simulador cuántico que supere a una supercomputadora clásica en un problema informático bien definido, logrando el hecho llamado supremacía cuántica [3].

Si bien, la idea de una computadora cuántica universal que es capaz de resolver cualquier problema de cómputo complejo en un tiempo no polinomial, es todavía un tarea en construcción; las grandes compañías de computadoras y muchos gobiernos alrededor del mundo le están haciendo una gran apuesta e inversión, puesto que ven en ella la siguiente revolución tecnológica [4].

Entre los retos más importantes a desarrollar en la computación cuántica, se encuentra la creación de algoritmos nuevos basados en las propiedades de correlación y superposición cuántica de los qubits [3]: unidad fundamental de información cuántica, análoga a los bits clásicos. A diferencia de la codificación binaria de los bits, los qubits alcanzan una base de codificación mayor, conformada por dos estados bien definidos y

## 1. INTRODUCCIÓN

---

la superposición de los mismos, permitiendo un crecimiento exponencial de la información procesada a medida que aumenta la cantidad de qubits del sistema.

Para codificar los qubits se han propuesto distintos métodos, basados en la acotación de los grados de libertad de diferentes sistemas físicos, o aprovechando los estados bien definidos de otros sistemas cuánticos. Una de las formas más estables que se utiliza para dicha codificación, es usando los estados ortogonales de la polarización de fotones altamente correlacionados que son producidos en cristales no lineales. A partir de éstos estados, se están implementando protocolos de información cuántica en circuitos fotónicos híbridos fabricados por escritura láser directa sobre sustratos de sílice y sílice dopado [5]. Esta técnica que presenta grandes ventajas frente a otras en cuanto a la rapidez, versatilidad, y bajos costos en la fabricación, posibilita un estudio más accesible de la propagación bosónica.

Según lo anterior, el contenido de ésta tesis se basará en la incursión de los circuitos fotónicos cuánticos en el *CIO* a través de la técnica de escritura directa por láser de femtosegundos y más específicamente, en la implementación de una de las estructuras esenciales de la óptica integrada: *el acoplador direccional*, dispositivo análogo al divisor de haz en chip, con el cual se llevará cabo interferencia *Hong Ou Mandel* [6].

### 1.2. Objetivos

El presente trabajo de investigación tiene como objetivo, desarrollar e implementar un chip fabricado en el *CIO* bajo la técnica de escritura directa usando un láser de femtosegundos, y con este estudiar el fenómeno de interferencia *Hong Ou Mandel* a través de una fuente de SPDC tipo I no colineal. Lo anterior, con el propósito de sentar las bases en el *laboratorio de Fotónica Cuántica* del *CIO* para estudiar la propagación bosónica en circuitos fotónicos más complejos.

### 1.3. Metodología

Se propuso fabricar bajo la técnica de FLDW, un chip formado por un acoplador direccional y guías de onda rectas para implementar en éste el fenómeno de interferometría HOM. En la búsqueda de construir un acoplador direccional 50 : 50, se hizo una caracterización previa de guías de onda rectas estudiando tanto su estructura física, como la propagación de la luz a través de las mismas. Para la interferometría HOM se utilizó una fuente de SPDC tipo I no colineal, que garantiza el mismo estado de polarización en los fotones señal y acompañante producidos en la conversión paramétrica; asegurando a su vez una mayor indistinguibilidad en los paquetes de onda de los fotones que interfirieron en el chip fabricado.

## 1.4. Contribuciones

Las principales contribuciones de esta tesis son:

- La caracterización de guías de onda rectas variando algunos parámetros de fabricación como son potencia y velocidad de escritura.
- La simulación del comportamiento del acoplador 50:50 basado en los parámetros experimentales hallados.
- La obtención de interferometría HOM en un acoplador 52.15:47.85.
- La implementación del montaje para la obtención de interferometría HOM.
- Dejar un precedente de los mejores procedimientos experimentales para implementaciones futuras de chips fotónicos en el *laboratorio de Fotónica Cuántica del CIO*.

## 1.5. Estructura de la tesis

El contenido de esta tesis se encuentra dividida en 5 capítulos y el apéndice. En el capítulo 1, se da una introducción general del tema desarrollado. En el capítulo 2 se presentan las bases teóricas sobre las que se sustenta la propagación de luz en guías de onda cilíndricas, el proceso de SPDC tipo I, y la interferencia cuántica HOM. En el capítulo 3 se da la descripción general de los arreglos experimentales utilizados para caracterizar las guías de onda fabricadas, así como para implementar la interferencia HOM utilizando SPDC Tipo I no colineal. En el capítulo 4, se presentan los resultados y análisis de las mediciones experimentales del perfil de índice de refracción, el tipo de modo propagado, y el porcentaje de luz guiada en guías de onda rectas. Así mismo, se presentan los interferogramas HOM a diferentes tiempos de exposición para un acoplador 52.15:47.85. En el capítulo 5, se exponen las conclusiones de esta tesis y el potencial de trabajo a futuro. Por último, en el apéndice se muestran las imágenes de los montajes experimentales.



# Marco teórico

---

El propósito del capítulo es revisar los fundamentos de los métodos utilizados en este trabajo de tesis.

## 2.1. Guías de onda ópticas

Las guías de onda ópticas son estructuras físicas que permiten confinar las ondas electromagnéticas dentro un espacio acotado, valiéndose de la variación del índice de refracción entre dos interfaces. Éstas son esenciales dentro de los circuitos fotónicos, puesto que con ellas son fabricadas diferentes estructuras básicas que forman dispositivos más complejo. Dentro de la gran variedad de dispositivos que se pueden construir, se encuentran estructuras fundamentales como: guías de onda rectas, interconectores curvados, divisores de potencia, acopladores direccionales, anillos resonadores, interferómetros Mach-Zehnder y rejillas de Bragg.

En este trabajo en particular sólo se ahondará en el estudio de guías rectas y acopladores direccionales fabricados a través de escritura directa por láser de femtosegundo.

## 2.2. Técnica de escritura directa por láser de femtosegundo (FLDW)

La técnica de escritura directa por láser de femtosegundo (FLDW del ingles Femto-second Laser Direct Write), consiste en enfocar con un objetivo de microscopio, ya sea en la superficie o dentro del material, típicamente vidrio, los pulsos láser de femtosegundos de alta energía, tal como se muestra en la [Fig. 2.1](#). Al concentrar gran cantidad de energía en una región focalizada, se generan reacciones foto-químicas multi-fotónicas, como absorción no lineal y ionización parcial del medio; que conduce a la fusión

## 2. MARCO TEÓRICO

---

permanente del volumen de la muestra enfocada, dando aumento al índice de refracción localizadamente [7, 8]. Por consiguiente, esta técnica es aprovechada para escribir dispositivos que se basan en la propagación guiada de la luz [5].



**Figura 2.1:** Esquema de un dispositivo hecho sobre vidrio con la técnica de FLDW.

La técnica de FLDW se ha convertido en una de las formas más comunes para implementar circuitos fotónicos integrados cuánticos, debido a que presenta ciertas ventajas con respecto a la foto-litografía, con la que están elaborados comúnmente circuitos ópticos bidimensionales [9]. Dentro de éstas se encuentran, la creación de modificaciones ópticas tridimensionales de unas pocas micras de diámetro, así como, la construcción de dispositivos con formas geométricas arbitrarias, producto de mover el punto focal a través de la muestra; adicionalmente permite la implementación de guías de onda a bajo costo, respecto a los circuitos litográficos, donde se requieren equipos y materiales para hacer las deposiciones, mascarar, y revelar. Por otro lado, la técnica facilita el ajuste de las propiedades de guiado dependiendo de la elección en los parámetros de fabricación, como la velocidad y/o la energía de escritura, que hacen que se produzca un mayor o menor confinamiento de los modos guiados [10].

La forma y el tamaño del perfil transversal de las guías de onda fabricadas con la técnica de FLDW está íntimamente relacionada con la distancia de trabajo del objetivo de microscopio utilizado, y por tanto del perfil de la región focal del haz gaussiano proveniente del mismo. Para objetivos de microscopio de apertura numérica grande, se obtienen guías de onda circulares de diámetro pequeño en comparación a las aperturas numéricas grandes, donde se obtienen guías de onda de geometría cilíndrica [7]. Dicho tamaño del perfil transversal de la guía, es aproximado al tamaño del área focal de cada objetivo de microscopio, y el cual está descrito por:

$$w_0 = \frac{M^2 \lambda}{\pi NA} \quad (2.1)$$

donde  $w_0$  es el radio de la región focal,  $\lambda$  es la longitud de onda central del láser pulsado usado en la técnica de escritura láser,  $NA$  es la apertura numérica del objetivo de microscopio y  $M^2$  es el factor de calidad de haz, el cual caracteriza la diferencia entre un haz láser real y un haz gaussiano de difracción limitada [11].

### 2.3. Propagación modal de ondas electromagnéticas a través de una guía de onda cilíndrica

Para modelar las ondas electromagnéticas propagadas a través de las guías de onda dieléctricas fabricadas por FLDW, se partió de las ecuaciones de Maxwell, donde se considera que dicho medio no es conductor, no tiene cargas libres y es no magnético, por lo tanto las ecuaciones toman la forma:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.5)$$

donde  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  son los campos eléctrico y magnético, y  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{B}$  son las densidades de flujo eléctrico y magnético, respectivamente. Las densidades de flujos y los campos están relacionadas a través de las siguientes relaciones constitutivas:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

Donde  $\epsilon$  y  $\mu$  son la permitividad dieléctrica y permeabilidad magnética del medio respectivamente. Estas cantidades están relacionados con sus valores constantes en el vacío, a través de  $\epsilon = \epsilon_0 n^2$  y  $\mu = \mu_0$ . Donde  $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} [F/m]$  y  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [H/m]$ .



## 2. MARCO TEÓRICO

---

Aplicando el rotacional sobre las ecuaciones 2.2 y 2.3 y remplazando la ecuación 2.4 en estas dos, se obtiene las siguientes ecuaciones de onda vectoriales:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{E} &= \frac{1}{\epsilon\mu} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \mathbf{H} &= \frac{1}{\epsilon\mu} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}.\end{aligned}\quad (2.7)$$

A partir de la ecuación 2.7 se puede reescribir la ecuación de onda escalar, tomando  $\psi = E, H$ , donde  $E$  y  $H$  son las componentes escalares del campo eléctrico y magnético. Se obtiene entonces:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{v_p^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (2.8)$$

donde  $v_p = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$  es la velocidad de fase del modo guiado.

Considerando que tanto la geometría elíptica, como la constante de propagación (cantidad relacionada con el índice de refracción efectivo que experimenta el modo espacial propagado) no cambian a lo largo de la guía de onda, se puede proponer una solución armónica para la ecuación de onda escalar 2.8, escrita en términos del campo transversal y longitudinal del modo guiado. Esta es:

$$\psi(\rho, \phi, z, t) = \psi_T(\rho, \phi)\psi_L(z) = \psi_0(\rho, \phi)e^{-i(\omega t + \beta z)}, \quad (2.9)$$

Donde  $\psi_0(\rho, \phi)$  es la amplitud transversal del modo,  $\omega$  es la frecuencia angular y  $\beta = n_{ef}k_0$  es la constante de propagación de cada modo guiado, y la cual esta dada en términos del índice de refracción efectivo ( $n_{ef}$ ) y el numero de onda en el vacío ( $k_0$ ). Al reemplazar la ecuación 2.9, en la ecuación 2.8 se obtiene la ecuación de *Helmholtz* para el campo escalar  $\psi$ :

$$\nabla^2 \psi + \left(\frac{\omega^2}{v_p^2}\right)\psi = 0. \quad (2.10)$$

Con  $\frac{\omega}{v_p} = k = k_0 n$ . Donde  $n$  es el índice de refracción de la guía de onda. Para el caso particular de este trabajo, el índice de refracción de la guía está dado en términos de la distribución de energía transversal con la cual es escrita la guía de onda, por lo tanto  $n = n(\rho, \phi)$  [12].

### 2.3.1. Distribución del índice de refracción gradual en guías de onda fabricadas con FLDW

Escribiendo la ecuación de Helmholtz,  $(\nabla^2\psi + (k_0^2n(\rho, \phi)^2)\psi = 0)$ , en términos de las componentes transversales y longitudinales de la amplitud del campo escalar ( $E_0$ ), se obtiene:

$$\nabla^2(\rho, \phi)E_0 + (k_0^2n^2(\rho, \phi) - \beta^2)E_0 = 0. \quad (2.11)$$

Al despejar el índice de refracción de la expresión anterior se obtiene:

$$n^2(\rho, \phi) = \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 - \frac{\nabla^2(\rho, \phi)E_0}{k_0^2E_0}. \quad (2.12)$$

Reescribiendo el índice de refracción de la guía en términos de la variación adquirida en el proceso de escritura láser con respecto al índice de refracción del sustrato ( $n_s$ ), esto es  $n(\rho, \phi) = n_s + \Delta n(\rho, \phi)$ , y adicionalmente haciendo la consideración que el guiado obtenido es débil, esto es, que el índice de refracción de la guía de onda es muy parecido al índice de refracción del sustrato; entonces la anterior expresión toma la forma:

$$\Delta n(\rho, \phi) = \left(\frac{\beta^2}{2k_0^2n_s}\right) - \frac{n_s}{2} - \frac{\nabla^2(\rho, \phi)E_0}{k_0^2E_0}. \quad (2.13)$$

Bajo la aproximación de guiado débil también se puede considerar que  $n_{ef} \approx n_s$ , por lo tanto la anterior expresión queda reducida a:

$$\Delta n(\rho, \phi) = -\frac{\nabla^2(\rho, \phi)E_0}{k_0^2E_0}. \quad (2.14)$$

Escribiendo la ecuación 2.14 en términos de la intensidad normalizada del campo, la variación del índice de refracción se puede escribir como:

$$\Delta n(\rho, \phi) = -\frac{\nabla^2(\rho, \phi)I_N(\rho, \phi)}{k_0^2I_N(\rho, \phi)}, \quad (2.15)$$

donde  $I_N(\rho, \phi) = \sqrt{\frac{I(\rho, \phi)}{I_{max}}}$ , y  $I(\rho, \phi) = E_0^2(\rho, \phi)$ .

La expresión 2.15, describe la distribución transversal del índice de refracción en términos de como se distribuye la intensidad del campo cercano propagado por la guía de onda. Es por ello, que de manera habitual y sencilla, se utiliza la distribución de intensidad como un método alternativo no interferométrico, con resultados similares a los interferométricos [13], para obtener el perfil de índice de refracción en guías de onda monomodales [14].

Otro factor de caracterización que se tendrá en cuenta en éste trabajo, son las pérdidas de potencia óptica a la salida de las guías de onda.

### 2.4. Pérdidas de potencia óptica en guías de onda

Uno de los parámetros importantes a caracterizar en una guía de onda son las pérdidas de potencia. Hay muchos mecanismos de pérdidas que contribuyen a la pérdida de potencia total, incluida la pérdida de inserción de luz al dispositivo, la pérdida de propagación debido a la absorción, el esparcimiento y la dispersión, o las pérdidas de curvatura para el caso de los acopladores direccionales.

Esta pérdida total ( $P_T$ ) en la guía de onda es posible medirla a través de la relación entre la potencia óptica guiada ( $P_s$ ) respecto a la potencia óptica inyectada a la guía de onda ( $P_e$ ), así:

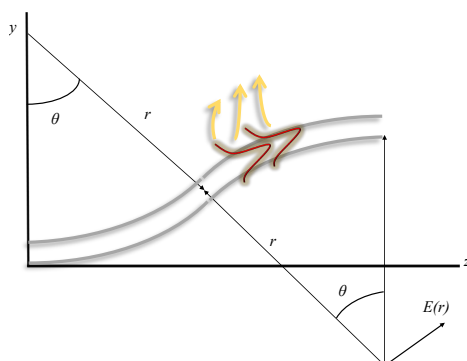
$$P_T(dB) = -10 \log \left( \frac{P_e}{P_s} \right). \quad (2.16)$$

#### 2.4.1. Cálculo de las pérdidas por curvatura

Adicional a las pérdidas totales obtenidas, es necesario prever las pérdidas por flexión que son producto del diseño de dispositivos basados en interconectores, como en el caso del acoplador direccional. En los circuitos ópticos integrados, las estructuras denominadas S-bends o interconectores, se utilizan para inyectar luz proveniente de fibra óptica, o para hacer transiciones de desplazamiento en la entrada y la salida de dispositivos que no están en el mismo eje de propagación.

Cuando se tiene guiado de luz alrededor de una región curvada, se presentan pérdidas por flexión o curvatura que ocasionan el escape de la radiación fuera de la guía de onda. Este fenómeno es explicado cuando el campo transversal que se desplaza idealmente a través de una curva esférica de radio  $r$  hace un giro correspondiente a la curvatura del dispositivo ( $c$ ), produciendo que la luz que se propaga sea acelerada angularmente, irradiando fuera de la guía una porción de la energía transportada, y reduciendo así, la potencia de los modos guiados [15]. Lo anterior se ilustra en la Fig. 2.2.

Sin embargo, las pérdidas por flexión pueden ser reducidas dependiendo del confinamiento ofrecido por la guía. Para el caso de una guía de onda con un contraste bajo de índice de refracción con respecto al sustrato, el confinamiento en las curvas es deficiente. En consecuencia, si se requiere bajas pérdidas, la curvatura debe ser pequeña, esto es, un radio de curvatura grande ( $r = 1/c$ ); hecho que limita considerablemente la densidad de empaquetamiento del dispositivo. En contra parte, si la guía tiene un



**Figura 2.2:** Esquema de las pérdidas por curvatura en un s-bend.  $r$  es el radio de curvatura, y  $\theta$  es el ángulo subtendido.

contraste de índice más alto, las curvas pueden ser considerablemente más ajustadas, puesto que hay un mejor confinamiento del modo.

Un análisis estricto de la conversión de la luz guiada en modos de radiación es complicado, por lo tanto, se utilizará una aproximación a la solución de modos acoplados. Donde la potencia guiada decae como [15]:

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha z}, \quad (2.17)$$

donde  $P(z)$  es la potencia en la guía después de viajar una distancia  $z$ .  $P_0$  es la potencia de entrada al dispositivo curvado y  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación, el cual se puede escribir como:

$$\alpha = c_1 e^{-c_2 r}. \quad (2.18)$$

Siendo  $c_1$  y  $c_2$  constantes que dependen del ancho de la guía, la longitud de onda de la luz inyectada, y las constantes de propagación de la guía de onda y el sustrato [15].

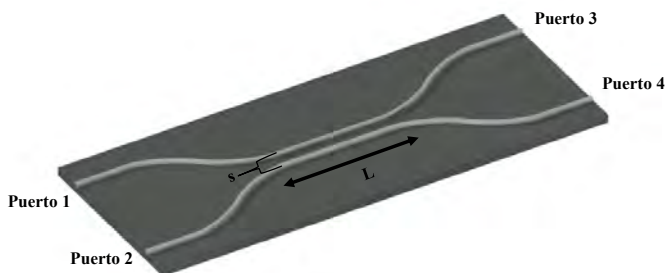
Haciendo un análisis de la ecuación 2.17; si se toma  $z = r\theta$ , se observa que para radios de curvatura grandes la potencia transmitida tiende a la unidad, y el coeficiente de pérdida  $\alpha$  tiende a cero. Situación que se repite para radios extremadamente pequeños, donde la potencia transmitida tiende otra vez a la unidad. En el último caso, la distancia recorrida alrededor de la curva de ángulo  $\theta$  se vuelve muy pequeña, lo que contrarresta el incremento de  $\alpha$ .

## 2.5. Acoplador direccional

En la óptica integrada el acoplador direccional es una de las estructuras básicas esenciales, puesto que este hace el papel de divisor de potencia óptica, filtro de frecuencias, interferómetro, y dependiendo de las variantes en la fabricación del mismo, de polarizador y modulador direccional [15].

Este dispositivo está formado por dos brazos de entrada, dos brazos de salida y una región de acople entre dos guías de onda próximas, donde se da el intercambio energético por campo evanescente de los modos adyacentes que se propagan a través de estas. El esquema del acoplador direccional se muestra en la Fig. 2.3.

Es de mencionar que para que las guías de onda de la región de acople puedan ser modeladas por teoría de acoplamiento modal, es necesario que estas estén separadas una distancia de

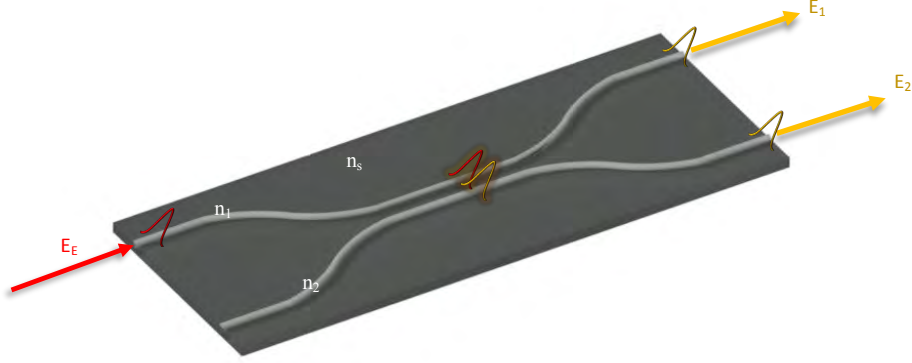


**Figura 2.3:** Esquema del acoplador direccional donde se muestran los puertos de entrada 1 y 2, los puertos de salida 3 y 4, y la región de interacción de longitud  $L$  donde se acoplan los modos por campo evanescente.  $s$  es la separación entre guías en dicha región.

### 2.5.1. Teoría del acoplador direccional

En la presente descripción teórica, se considerará el análisis de la propagación de los campos en el acoplador direccional sólo en la región de interacción  $L$ : sección donde las guías de onda son paralelas. Lo anterior, debido a que se asume que sólo hay un intercambio de energía por campo evanescente en esta zona, puesto que el campo evanescente se atenúa exponencialmente y los brazos de entrada y de salida están muy separados.

Para el modelo, se considerará dos guías de onda de geometría cilíndrica, monomodales para la longitud de onda  $\lambda$ , y orientadas con la sección longitudinal en la dirección



**Figura 2.4:** Esquema de la superposición de modos en la región de interacción de un acoplador direccional.  $n_1$  y  $n_2$  corresponden a los índices de refracción máximos en las guías 1 y 2, respectivamente. En el caso particular de éste trabajo  $n_1 = n_2$ .

z. Además se supondrá que las guías dieléctricas 1 y 2 están descritas por separado en términos de las distribuciones de los índices de refracción  $n_1(x, y)$  y  $n_2(x, y)$ , respectivamente. Adicionalmente, el índice de refracción máximo de la guía 1 será  $n_1$ , el de la guía 2 será  $n_2$ , y todo el material que rodea a estas dos, será el sustrato con índice de refracción  $n_s$  (ver Fig. 2.4). A partir de la ecuación de Helmholtz, (2.10) que describe la variación espacial del campo para cada una de las guías de onda, se tiene que para el campo  $E_i$  con  $j = 1, 2$  ésta toma la forma:

$$\nabla^2 E_j(\rho, \phi, z) + (n_j^2(\rho, \phi)k_0^2) E_j(\rho, \phi, z) = 0. \quad (2.19)$$

Si se supone que la solución para la ecuación (2.19) se puede escribir en términos de un campo transversal ( $E_T(\rho, \phi)$ ) y uno longitudinal ( $E_L(z)$ ), esto es:

$$E_j(\rho, \phi, z) = E_{Tj}(\rho, \phi)E_{Lj}(z) \quad (2.20)$$

$$E_j(\rho, \phi, z) = E_j(\rho, \phi)e^{-i\beta_j z}. \quad (2.21)$$

Donde  $E_j(\rho, \phi)$  es el campo transversal para la  $j$ -ésima guía con constante de propagación  $\beta_j = k_0 n_j$ .

Cada uno de los campos de la ecuación (2.20) deben satisfacer por separado la ecuación (2.19). Además, teniendo en cuenta que se conoce la forma del campo en la dirección  $z$ ; entonces se puede reescribir el laplaciano  $\nabla^2(\rho, \phi, z)$  en términos del laplaciano transversal y longitudinal  $\nabla^2(\rho, \phi, z) = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla_T^2(\rho, \phi) + \nabla_L^2(z)$ . Reemplazando se tiene que:

## 2. MARCO TEÓRICO

---

$$\nabla_T^2 E_j(\rho, \phi) + (n_j^2(\rho, \phi)k_0^2 - \beta_j^2) E_j(\rho, \phi) = 0. \quad (2.22)$$

La ecuación 2.22 representa la variación transversal del campo eléctrico para cada guía por separado. Ahora, para obtener la expresión de acople entre las dos guías de onda vecinas, se asumirá que el acople puede ser descrito en términos de la distribución del índice de refracción efectivo ( $n_T(\rho, \phi)$ ) que cada guía de onda induce sobre la guía de onda vecina. Obteniéndose así:

$$\nabla^2 E_j(\rho, \phi, z) + (n_T^2(\rho, \phi)k_0^2) E_j(\rho, \phi, z) = 0. \quad (2.23)$$

Si se supone que el acople de potencia de una guía a la otra se da lentamente, entonces la solución de la ecuación (2.23) puede asumirse como la superposición de los modos en cada guía por separado, esto es:

$$E(\rho, \phi, z) = A_1(z)E_1(\rho, \phi)e^{-i\beta_1 z} + A_2(z)E_2(\rho, \phi)e^{-i\beta_2 z}, \quad (2.24)$$

Donde  $A_1(z)$  y  $A_2(z)$  son la amplitudes locales de los dos modos, que describen los cambios suaves en la potencia asociados con el acople. Sustituyendo la ecuación (2.24) en la ecuación (2.23) se obtiene:

$$\begin{aligned} \nabla^2 E(\rho, \phi, z) = & \left[ A_1(z)\nabla_T^2 E_1(\rho, \phi) + \left( \frac{d^2 A_1(z)}{dz^2} - 2i\beta_1 \frac{dA_1(z)}{dz} - \beta_1^2 A_1(z) \right) \right] e^{-i\beta_1 z} + \\ & \left[ A_2(z)\nabla_T^2 E_2(\rho, \phi) + \left( \frac{d^2 A_2(z)}{dz^2} - 2i\beta_2 \frac{dA_2(z)}{dz} - \beta_2^2 A_2(z) \right) \right] e^{-i\beta_2 z} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Reemplazando  $\nabla_T^2 E_j(\rho, \phi)$  de la ecuación (2.22) y acomodando términos, se obtiene:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{d^2 A_1(z)}{dz^2} - 2i\beta_1 \frac{dA_1(z)}{dz} + k_0^2 (n_T^2 - n_1^2) A_1 \right] E_1 e^{-i\beta_1 z} + \\ & \left[ \frac{d^2 A_2(z)}{dz^2} - 2i\beta_2 \frac{dA_2(z)}{dz} + k_0^2 (n_T^2 - n_2^2) A_2 \right] E_2 e^{-i\beta_2 z} = 0. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Si se tiene en cuenta que  $n^2 = \epsilon_r$ , donde  $\epsilon_r$  es la permitividad relativa o constante dieléctrica del medio. Entonces, se puede interpretar que el término  $(n_T^2 - n_1^2)$ , es una perturbación en la constante dieléctrica de la guía 1 causada por la presencia de la guía 2. Situación análoga para la guía 2, donde la constante dieléctrica de la misma se ve afectada por el acople con la guía vecina. Esta perturbación sólo sera significativa cuando ambas guía este cerca la una de la otra, puesto que en caso contrario el término se anula.

Ahora, para simplificar la ecuación (2.26), se harán ciertas consideraciones y pasos algebraicos sobre el campo de la guía 1 y luego se aplicara el razonamiento análogo en el campo en la guía 2. Entonces, de la ecuación 2.26 se descartaran las segundas derivadas

de las amplitudes locales ( $\frac{d^2 A_i}{dz^2}$  con  $i = 1, 2$ ) que representa las envolventes modales, las cuales varían muy lentamente con la distancia. Adicionalmente, multiplicando la expresión restante por  $e^{-i\beta_1 z}$ , y por el campo transversal conjugado de la guía 1 ( $E_1^*$ ), y posteriormente integrando sobre la sección cruzada  $(\rho, \phi)$ , se obtiene:

$$\begin{aligned} & \left[ -2i\beta_1 \langle E_1, E_1 \rangle \frac{dA_1}{dz} + \langle k_0^2 (n_T^2 - n_1^2) E_1, E_1 \rangle A_1 \right] + \\ & \left[ -2i\beta_2 \langle E_2, E_1 \rangle \frac{dA_2}{dz} + \langle k_0^2 (n_T^2 - n_2^2) E_2, E_1 \rangle A_2 \right] e^{-i\Delta\beta z} = 0. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Los términos  $\langle E_i, E_j \rangle = \int_{\rho, \phi} E_i E_j^* d\rho d\phi$ , son el producto interno de los campos en la sección cruzada. Para simplificar la expresión 2.27, se supondrá que el término de superposición espacial entre los dos modos  $E_1$  y  $E_2$  ( $\langle E_2, E_1 \rangle$ ) es despreciable, puesto que se considera que dicha superposición espacial es pequeña. Adicionalmente, el término de auto-acople  $\langle k_0^2 (n_T^2 - n_1^2) E_1, E_1 \rangle$  también se descartará, debido a que el campo  $E_1$  induce una modificación pequeña sobre la constante dieléctrica de la guía 1, que hace que dicho término se anule en la región de interacción. Con lo que la ecuación 2.27 toma la forma:

$$-2i\beta_1 \langle E_1, E_1 \rangle \frac{dA_1}{dz} + \langle k_0^2 (n_T^2 - n_2^2) E_2, E_1 \rangle A_2 e^{-i\Delta\beta z} = 0. \quad (2.28)$$

Análogamente, repitiendo el procedimiento para llegar a la ecuación 2.28, pero con el campo  $E_2$ , se obtiene:

$$-2i\beta_2 \langle E_2, E_2 \rangle \frac{dA_2}{dz} + \langle k_0^2 (n_T^2 - n_2^2) E_2, E_1 \rangle A_1 e^{i\Delta\beta z} = 0. \quad (2.29)$$

Asumiendo que el acoplador es simétrico y que la constante de propagación no cambia mucho durante el proceso de intercambio de energía, esto es que  $\beta_1 \approx \beta_2 \approx \beta_0$ , entonces se asume que:

$$\langle k_0^2 (n_T^2 - n_2^2) E_2, E_1 \rangle \approx \langle k_0^2 (n_T^2 - n_1^2) E_1, E_2 \rangle, \quad (2.30)$$

con lo que las ecuaciones 2.28 y 2.29 quedan reducidas a:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + i\kappa A_2 e^{-i\Delta\beta z} &= 0 \\ \frac{dA_2}{dz} + i\kappa A_1 e^{i\Delta\beta z} &= 0. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Donde  $\kappa = (\frac{k_0^2}{2\beta_0}) \langle (n_T^2 - n_2^2) E_2, E_1 \rangle / \langle E_1, E_1 \rangle$  es *el coeficiente de acople*. Éste parámetro es altamente relevante, puesto que de él depende el comportamiento esencial del acoplador direccional.



La ecuación 2.31 representa las variaciones de la amplitud del modo guiado 1, vinculadas a las variaciones de la amplitud del modo 2 a través del coeficiente de acople, y viceversa. Lo que quiere decir, que las amplitudes de los modos están acopladas. Por lo que para resolver la ecuación es necesario resolver el sistema acoplado, además de hacer algunas consideraciones acerca de  $\kappa$ .

En la definición del coeficiente de acople, el término  $\frac{k_0^2}{2\beta_0}$  es realmente una constante que depende principalmente de la longitud de onda del bombeo, el término  $\langle E_1, E_1 \rangle$  es un factor de normalización; así, que el término que realmente sobresale es  $\langle (n_T^2 - n_2^2)E_2, E_1 \rangle$ , que representa la integral de superposición entre la constante dieléctrica percibida por la guía 2 debido a la guía 1, y los campos  $E_1$  y  $E_2$ .

Se debe considerar además que para que  $\kappa$  no sea una cantidad insignificante, es necesario que la cola del campo evanescente de  $E_1$  penetre significativamente en la guía 2. Es así, que  $\kappa$  tiene una dependencia exponencial con la separación entre guías de onda ( $s$ ). Es de notar que la separación entre guías de onda tiene que ser pequeña para que se de el intercambio de energía, pero no tanto como para que la ecuación 2.31 no sea valida. Típicamente  $s$  es del ancho de la guía de onda [15].

Es de mencionar además, que  $\kappa$  también es afectada por el confinamiento de los modos en las guías de onda. Puesto que si hay un confinamiento débil del modo que viaja por la guía de onda, su campo evanescente excederá una larga distancia desde la pared de la guía, lo cual conducirá a un acople fuerte. Pero, por otro lado, un confinamiento pobre afectará indeseablemente el funcionamiento del acoplador en las regiones curvadas, ya que aumentarán las pérdidas por curvatura. Con lo anterior se nota, que un confinamiento óptimo se logra entre cantidades que optimicen el acople, sin aumentar de manera excesiva las pérdidas en las regiones curvadas.

Las ecuaciones acopladas 2.31 tienen diferentes soluciones dependiendo de las consideraciones físicas que se hagan sobre éstas. En este trabajo se consideraron que las dos guías que conforman el acoplador son idénticas, puesto que se fabrican seguidamente. Con lo cual se puede asumir que las constantes de propagación son iguales y por tanto que hay empatamiento perfecto entre constantes de propagación ( $\beta_0 = 0$ ).

### 2.5.2. Solución de la ecuación de modos acoplados cuando hay empatamiento perfecto entre constantes de propagación

Tomando el caso para cuando  $\beta_0 = 0$ , entonces la ecuaciones acopladas 2.31 toman la forma:

$$\frac{dA_1}{dz} + i\kappa A_2 = 0; \quad \frac{dA_2}{dz} + i\kappa A_1 = 0. \quad (2.32)$$

Para resolver el sistema de ecuaciones diferenciales 2.32, se diferencia la primera ecuación con respecto a  $z$ , de donde se obtiene:

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} + i\kappa \frac{dA_2}{dz} = 0. \quad (2.33)$$

Sustituyendo  $\frac{dA_2}{dz}$  de la ecuación 2.32 en 2.33 se obtiene:

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} + \kappa^2 A_1 = 0. \quad (2.34)$$

La anterior es una ecuación diferencial ordinaria de segundo orden, que tiene como solución:

$$A_1 = C_1 \cos(\kappa z) + C_2 \sin(\kappa z), \quad (2.35)$$

donde  $C_1$  y  $C_2$  son constantes que toman su valor dependiendo de las condiciones físicas de frontera impuestas. Si considera que la luz es inyectada inicialmente sólo por la guía de onda 1, y que además la amplitud modal normalizada es igual a 1, esto es,  $A_1(z = 0) = 1$ , entonces  $A_2(z = 0) = 0$ . Por otro lado, se puede escribir de forma alternativa las anteriores condiciones de frontera al despejar  $A_2$  de la ecuación 2.32. De lo cual se obtiene:

$$A_2 = \left( \frac{-1}{i\kappa} \right) \frac{dA_1}{dz}. \quad (2.36)$$

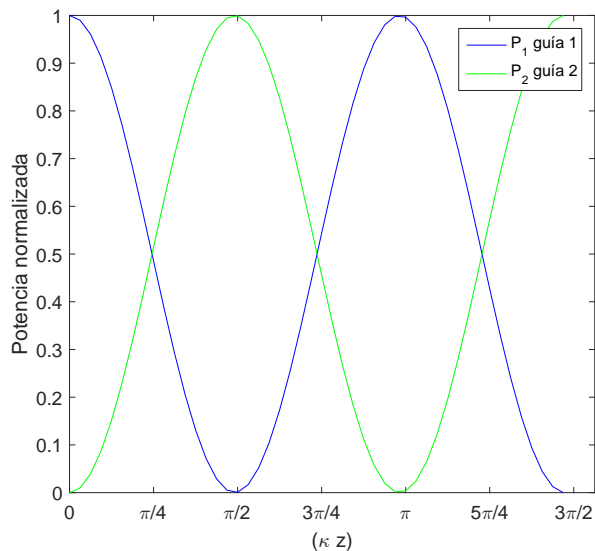
Ya que  $A_2(z = 0) = 0$ , entonces la derivada  $\frac{dA_1(z=0)}{dz} = 0$ . Con lo que se determina que  $A_1$  es:

$$A_1 = \cos(\kappa z). \quad (2.37)$$

Por otra parte al diferenciar 2.36 se obtiene que  $A_2$  es:

$$A_2 = -i \sin(\kappa z). \quad (2.38)$$

Debido a que la amplitud del modo  $A_2$  es una cantidad compleja, es más sencillo analizar el comportamiento entre ecuaciones a través de las potencias acopladas. Puesto que  $P_1 = A_1 A_1^* = \cos^2(\kappa z)$ ,  $P_2 = A_2 A_2^* = \sin^2(\kappa z)$  y  $P = P_1 + P_2$ , es la potencia total; en el caso de un acoplador ideal sin pérdidas. Entonces se puede observar en la Fig. 2.5, que las variaciones en la proporción de potencia acoplada en cada guía de onda es dependiente tanto de la distancia de la región de interacción, como de la magnitud de la constante de acople. Se nota que toda la potencia de la guía 1 es transferida a la guía 2 cuando  $\kappa z = m\pi/2$  con  $m = 1, 3, 5, \dots$ ; en cambio hay una transferencia 50:50 de la potencia cuando  $\kappa z = m\pi/4$ . Es así que el intercambio de potencia se puede modificar variando tanto la longitud de interacción, o los parámetros que cambian la constante de acople, como el índice de refracción de la guía de onda, y la separación entre guías vecinas.



**Figura 2.5:** Esquema del intercambio de potencia óptica en un acoplador direccional cuando hay empatación entre constantes de propagación ( $\beta_0 = 0$ ).  $P_1$  y  $P_2$  corresponden a las potencias a través de las guías de onda 1 y 2 respectivamente.

## 2.6. Óptica no lineal

La óptica no lineal es el estudio de los fenómenos físicos que son inducidos cuando se modifican las propiedades ópticas de un material en presencia de luz. Típicamente, solo la luz láser es lo suficientemente intensa para cambiar las propiedades ópticas de los materiales. El nombre de óptica no lineal se atribuye a que la respuesta de los materiales a los campos ópticos intensos aplicados no es lineal. Un ejemplo de esto, es de la generación de segundo armónico, fenómeno no lineal donde es doblada la frecuencia de la luz incidente, debido a que la respuesta de los átomos se escala de forma cuadrática con la fuerza del campo óptico aplicado; lo que permite que a la vez que sea aumentada la intensidad cuadrática del campo de bombeo, también sea aumentada la intensidad de la luz doblada en frecuencia [16].

Para abordar el estudio de los fenómenos no lineales, la forma común que se utiliza, es a través de la respuesta no lineal de la polarización y la susceptibilidad del material, puesto que éstas gobiernan el comportamiento del medio [17]. La respuesta de la polarización y la susceptibilidad es una relación simbiótica con el campo que las altera, debido a que también dichos parámetros del material modifican al campo incidente. A partir de la polarización lineal instantánea  $\tilde{\mathbf{P}}(t)$  que se induce en el material en la presencia de un campo  $\tilde{\mathbf{E}}(t)$ , se puede escribir la relación [18]:

$$\tilde{\mathbf{P}}(t) = \epsilon_0 \overset{\leftrightarrow(1)}{\chi} \tilde{\mathbf{E}}(t), \quad (2.39)$$

donde  $\overset{\leftrightarrow(1)}{\chi}$  es el tensor de susceptibilidad lineal del medio y  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío. Para ver la respuesta del sistema a ordenes o intensidades mayores del campo incidente, se puede desarrollar en serie la respuesta lineal. Por lo anterior la ecuación 2.39 se puede escribir como:

$$\tilde{\mathbf{P}}(t) = \epsilon_0 [\overset{\leftrightarrow(1)}{\chi} \tilde{\mathbf{E}}(t) + \overset{\leftrightarrow(2)}{\chi} \tilde{\mathbf{E}}^2(t) + \overset{\leftrightarrow(3)}{\chi} \tilde{\mathbf{E}}^3(t) + \dots], \quad (2.40)$$

donde los tensores  $\overset{\leftrightarrow(2)}{\chi}$  y  $\overset{\leftrightarrow(3)}{\chi}$  son las susceptibilidades de segundo y tercer orden, respectivamente.

Cuando se asume que la polarización del medio cambia instantáneamente con respecto al campo aplicado, también se asume que el medio no tiene pérdidas ni dispersión, y por tanto que las susceptibilidades no lineales son constantes [18]. Es de mencionar que las magnitudes de las susceptibilidades no lineales son menores en varios ordenes de magnitud con respecto a la susceptibilidad lineal, así mismo, sólo cierto grupo de fenómenos ocurren cuando es afectada una u otra susceptibilidad. Como en el caso de la generación de segundo armónico que sólo ocurre cuando es afectada la susceptibilidad de segundo orden en materiales sin simetría de inversión.

Así, como la polarización no lineal puede usarse para describir el comportamiento no lineal de la materia en presencia de campos ópticos intensos, ésta también actúa como fuente de nuevos componentes de campo electromagnético. Entonces, la ecuación de onda en un medio no lineal se escribe como:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}^{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.41)$$

donde  $n$  es el índice de refracción lineal del medio,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío, y el término  $\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}^{NL}}{\partial t^2}$  genera la respuesta no lineal del campo  $\tilde{\mathbf{E}}$ . Situación que puede ser observada en el fenómeno no lineal de autoenfoco, donde el campo eléctrico intenso produce modificaciones permanentes del índice de refracción del material, y a su vez el material modifica la forma de propagación del campo [17].

### 2.6.1. Procesos no lineales de segundo orden

Para ver una descripción del comportamiento de los fenómenos no lineales de segundo orden, se considerará un campo electromagnético incidente compuesto por dos frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$ . Dicho campo se puede representar como:

$$\tilde{\mathbf{E}}(t) = \mathbf{E}_1 e^{-i\omega_1 t} + \mathbf{E}_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (2.42)$$

Donde c.c. indica complejo conjugado.

Asumiendo que dicho campo sólo perturba la contribución de segundo orden de la polarización no lineal, entonces de la ecuación (2.40), se tiene que:

$$\tilde{\mathbf{P}}^2(t) = \epsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(2)} \tilde{\mathbf{E}}^2(t). \quad (2.43)$$

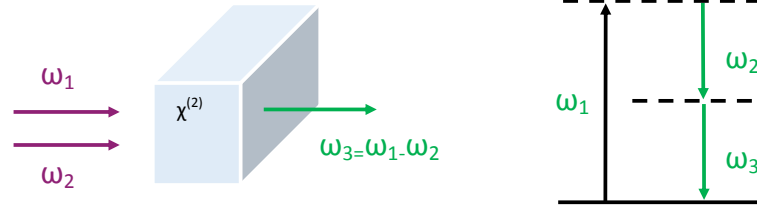
Al reemplazar el campo 2.42 en la expresión anterior, se tiene que:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{P}}^2(t) = & \epsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(2)} \left[ \mathbf{E}_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + \mathbf{E}_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \right. \\ & \left. + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c. \right] + 2\epsilon_0 \overset{\leftrightarrow}{\chi}^{(2)} [\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^*]. \end{aligned} \quad (2.44)$$

El primer y segundo término de la anterior expresión están relacionadas con el fenómeno de generación de segundo armónico, donde dos fotones con frecuencia  $\omega_i$  son aniquilados para producir un fotón con el doble de frecuencia  $2\omega_i$ . Por otro lado, en el tercer y cuarto término de la ecuación 2.44, que corresponden a la generación de suma y diferencia de frecuencias, respectivamente, dos fotones con frecuencias  $\omega_i$  y  $\omega_j$  (con  $i \neq j$ ) son aniquilados para dar lugar a un fotón con frecuencias  $\omega_i \pm \omega_j$ . Adicionalmente, el último termino, esta relacionado al proceso estacionario y no radiativo llamado rectificación óptica. Todos estos fenómenos mencionados involucran los tres fotones [18].

Es de resaltar, que a simple vista la generación de suma y diferencia de frecuencias parecen ser procesos muy similares. Sin embargo, la diferencia se nota en el diagrama de energías mostrado en la Fig. 2.6, donde se observa que para ser cumplido el principio de conservación de la energía en el proceso de diferencia de frecuencias, y por tanto sea creado un fotón a la frecuencia  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ , es necesario tanto la destrucción de un fotón de bombeo de energía mayor ( $\omega_1$ ), como la aparición de un fotón de bombeo con una energía más baja a la frecuencia  $\omega_2$ . Viéndolo de otra manera, el campo de entrada de frecuencia más baja se amplifica por el proceso de generación de diferencia de frecuencias. Por este motivo, el proceso de generación de diferencia de frecuencia también se conoce como amplificación paramétrica óptica.

Retomando la descripción por niveles de energía del proceso de diferencia de frecuencias. Se observa en el diagrama Fig. 2.6 (derecha), que el átomo primero absorbe un fotón de frecuencia  $\omega_1$ , y salta a un nivel virtual más alto, de donde posteriormente decae estimuladamente por la presencia de otro fotón con frecuencia  $\omega_2$  [18]. Es de mencionar que éste proceso se puede dar si incluso no existe la presencia del campo con frecuencia  $\omega_2$ , el cual proporciona la emisión estimulada en la frecuencia  $\omega_2$ ; puesto que, en dicho caso, el proceso se puede generar espontáneamente, pero más ineficientemente. Este proceso espontáneo, es llamado conversión paramétrica espontánea descendente (SPDC del ingles Spontaneous Parametric Down Conversion), o también fluorescencia



**Figura 2.6:** Diagrama de la generación de diferencia de frecuencias (izquierda), y descripción de los niveles de energía (derecha).

paramétrica [18].

## 2.7. Conversión espontánea paramétrica descendente (SPDC), y su tratamiento mecánico cuántico

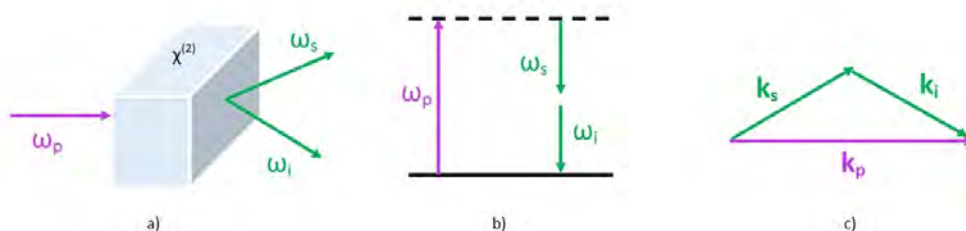
El efecto de conversión paramétrica espontánea descendente es un fenómeno no lineal de segundo orden ( $\chi^{(2)}$ ), en donde algunos de los fotones que inciden ( $F_p$ ) sobre un cristal sin simetría de inversión, son convertidos espontáneamente en dos fotones señal ( $F_s$  del inglés signal) y acompañante ( $F_i$  del inglés idler), los cuales tienen una longitud de onda mayor a la longitud de onda del fotón de bombeo aniquilado, y además, son altamente correlacionados en energía, momento y tiempo de emisión [19]. Este proceso es muy ineficiente, y dependiendo del cristal utilizado, aproximadamente solo 1 fotón de cada  $10^{12}$  fotones del bombeo decaen espontáneamente en pares de fotones altamente correlacionados [16]. Los fotones producidos en el proceso de SPDC cumplen el principio de conservación de la energía y momento, esto es:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i, \quad (2.45)$$

$$\begin{aligned} \vec{k}_p &= \vec{k}_s + \vec{k}_i, \\ \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i &= 0 = \Delta k. \end{aligned} \quad (2.46)$$

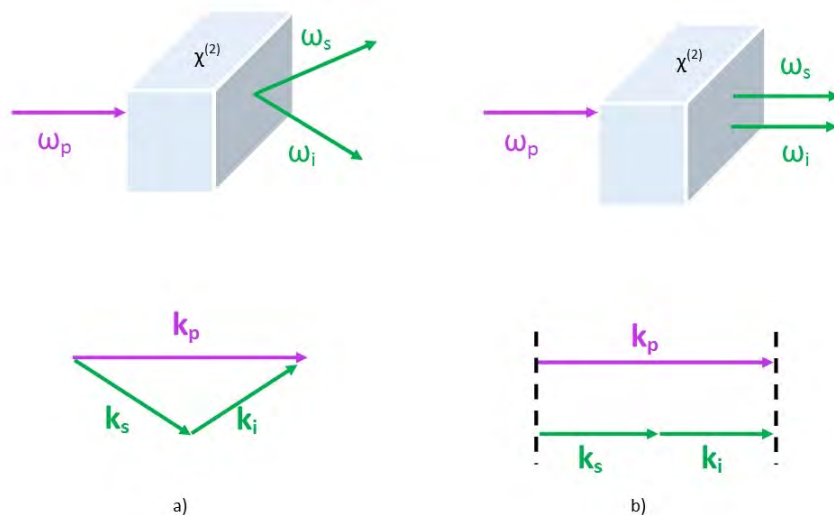
A la ecuación 2.46 se le conoce como condición de emparejamiento de fase, de la cual depende la distribución espacial del par de fotones producidos, una vez son captados fuera del cristal. Esta condición se esquematiza en la Fig. 2.7 c).

Hay diferentes configuraciones entre los fotones producidos que cumplen la condición de emparejamiento de fase. Dichas configuraciones caracterizan la dirección de propagación de los fotones y la polarización entre los mismos. Cuando los vectores de onda de los fotones producidos son paralelos al vector de onda del fotón de bombeo, se



**Figura 2.7:** Diagrama de energías y empatamiento de fase en el proceso de SPDC. (a) Esquema de la producción de fotones de SPDC en un cristal no lineal no centro simétrico con susceptibilidad  $\chi^{(2)}$ . (b) Diagrama de energías de los fotones convertidos espontáneamente, donde  $\omega_p$  es la frecuencia del fotón de bombeo, el cual decae espontáneamente en los fotones señal y acompañante de frecuencias  $\omega_s$  y  $\omega_i$ , respectivamente. (c) Esquema de la conservación de momento entre el fotón de bombeo y los fotones producidos por SPDC.

le conoce como SPDC colineal. En caso opuesto, cuando todos los vectores de onda no son paralelos, se le conoce como SPDC no colineal. Lo anterior se esquematizan en la Fig. 2.8. Por otro lado, cuando se habla de una polarización ortogonal entre el fotón de bombeo y los fotones convertidos paraméricamente, se habla de SPDC tipo I; y de SPDC tipo II, cuando los fotones producidos espontáneamente tienen polarizaciones ortogonales, y uno ellos tiene la misma polarización del fotón de bombeo.



**Figura 2.8:** Configuración a) no colineal y b) colineal en el proceso de SPDC.

### 2.7.1. Descripción mecánico cuántica del proceso de SPDC tipo I

Para entender el proceso de SPDC a partir de la interacción discreta del campo de bombeo en el cristal no lineal. Se tiene que el Hamiltoniano que describe el proceso de interacción esta dado por [20, 21]:

$$\hat{H}_I = \epsilon_0 \int dV \int dk_p \int dk_s \int dk_i \chi^{(2)} E_p^{(+)} E_s^{(-)} E_i^{(-)} + H.C. \quad (2.47)$$

Donde  $E_p^{(+)} \sim \hat{a}_p$  es el operador del campo eléctrico de bombeo, proporcional al operador de destrucción bosónico ( $\hat{a}$ ), y  $E_s^{(-)} \sim \hat{a}_s^\dagger$  y  $E_i^{(-)} \sim \hat{a}_i^\dagger$ , son respectivamente los operadores de campo para el fotón señal y acompañante, los cuales son proporcionales al operador de creación  $\hat{a}^\dagger$ .  $H.C.$  indica el hermitico conjugado y  $V$  indica el volumen de interacción.

De manera simplificada el Hamiltoniano de interacción también puede ser escrito como [16]:

$$\hat{H}_I \sim \chi^{(2)} \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger + H.C. \quad (2.48)$$

En el caso donde los campos señal y acompañante están el estado de vacío, y el campo de bombeo corresponde a un sólo fotón (que usualmente esta en el rango espectral ultravioleta), entonces el proceso de conversión paramétrica en el que el fotón de bombeo es destruido en dos fotones de menor energía, señal y acompañante es descrito como:

$$\hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger |1\rangle_p |0\rangle_s |0\rangle_i \Rightarrow |0\rangle_p |1\rangle_s |1\rangle_i. \quad (2.49)$$

Se dice que el proceso es espontáneo, puesto que los fotones señal y acompañante están inicialmente en estado de vacío.

Es de mencionar que a partir que los fotones señal y acompañante son generados simultáneamente, es que se cumplen las condiciones de conservación de la energía (2.45) y el momento (2.46) [16].

En el caso de SPDC tipo I donde los fotones señal y acompañante tienen la misma polarización y son ortogonales en polarización al fotón de bombeo; se tiene que el Hamiltoniano de interacción que describe este proceso es:

$$\hat{H}_I = \hbar \eta \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger + H.C., \quad (2.50)$$

donde  $\eta \propto \chi^{(2)} \epsilon_p$ , y  $\epsilon_p$  es la amplitud del campo clásico coherente.

La condición de empatamiento de fase (2.46) impone una restricción espacial a como se distribuyen los fotones conjugados producidos en SPDC. En el caso de SPDC tipo



I no colineal, los fotones salen en lados opuestos de conos concéntricos centrados en el eje de la dirección del campo de bombeo. En la practica hay infinitas formas de escoger el par de fotones conjugados que salen del cristal no lineal [16].

Usando la aproximación de teoría de perturbaciones y el Hamiltoniano de interacción 2.50, se puede escribir el estado de SPDC tipo I como [20]:

$$|\Psi\rangle = |0, 0\rangle_{s,i} + \int d\omega_s \int d\omega_i f(k_{sT}, k_{iT}, \omega_s, \omega_i) \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger |0\rangle_s |0\rangle_i, \quad (2.51)$$

donde

$$f(k_{sT}, k_{iT}, \omega_s, \omega_i) \approx \chi^{(2)} \int dk_{sT} \int dk_{iT} G_s(\omega_s) G_i(\omega_i) \varepsilon_p(k_{sT} + k_{iT}, \omega_s + \omega_i) \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_z L}{2}\right),$$

siendo  $G_j(\omega_j)$  ( $j = s, i$ ) las funciones espectrales que definen el ancho de banda de algún filtro de interferencia usado en la entrada de cada uno de los fotodetectores.  $\Delta k_z = k_{pz} - k_{sz} - k_{iz}$ ,  $L$  es el ancho del cristal y  $k_{jT}$  y  $k_{jz}$  son las componentes transversales y longitudinales de  $k_j$ , respectivamente [20]

Los fotones de SPDC tipo I son de especial interés en interferometría Hong Ou Mandel (HOM), donde interfieren fotones que se aproximan a un alto grado de indistinguibilidad [6]. Puesto que, como se dijo antes, los fotones de SPDC tipo I se producen al mismo tiempo y con idéntica polarización, lo que aumenta los grados de libertad en que los fotones señal y acompañante se asemejan, y por tanto aumentan el grado de que tan indistinguible se vuelve el uno del otro. Más adelante se retomará la interferencia HOM.

## 2.8. Descripción mecánico cuántica del funcionamiento de un acoplador direccional

Como se dijo anteriormente, el acoplador direccional tiene la función de dividir la potencia óptica de entrada, en ciertas proporciones en los dos brazos de salida. Éstas proporciones dependen de las características de diseño, y por tanto de la longitud de interacción y la constante de acoplamiento. El anterior dispositivo óptico, el cual es un componente esencial de la fotónica integrada, presenta un funcionamiento bastante sencillo cuando en el es inyectado un campo clásico; sin embargo, cuando sobre éste inciden fotones individuales, o pocos fotones, es necesario hacer un abordaje mas profundo, puesto que su funcionamiento no es nada trivial.

Cuando se considera un campo clásico o semiclassical de amplitud  $\varepsilon_1$  que incide en

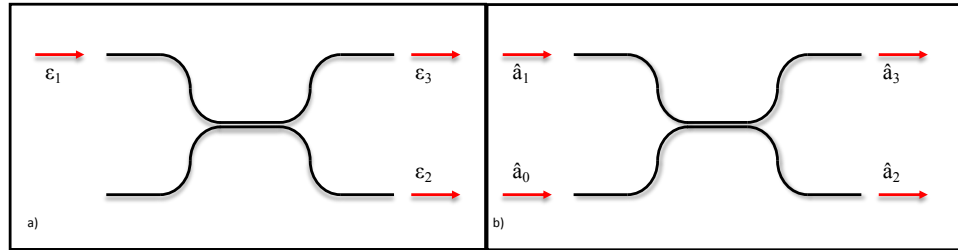
uno de los brazos de entrada de un acoplador direccional, se obtiene como resultado dos campos con amplitudes  $\varepsilon_2$  y  $\varepsilon_3$  a la salida. Una parte de la energía del campo incidente viaja por el mismo lado por donde es inyectada la onda, y la otra parte de la energía es transmitida por campo evanescente al otro brazo. En el caso particular de un acoplador direccional sin pérdidas, las amplitudes de los campos, que en términos generales son cantidades complejas, cumplen:

$$|\varepsilon_1|^2 = |\varepsilon_2|^2 + |\varepsilon_3|^2, \quad (2.52)$$

donde  $\varepsilon_2 = c_1\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_3 = c_2\varepsilon_1$  y  $c_1$  y  $c_2$  son cantidades complejas que indican la proporción de energía que sale de cada uno de los brazos del acoplador, y las cuales, en el caso ideal sin pérdidas, cumplen [16]:

$$|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1. \quad (2.53)$$

Es de mencionar que para el caso de un divisor de haz de cubo, las constantes  $c_1$  y  $c_2$  son cantidades análogas correspondientes a la transmitancia y la reflectancia [22]. Para un acoplador simétrico el cambio de fase entre los brazos de salida es  $e^{2i\phi}$  [23]. En el caso particular de un acoplador 50 : 50, la diferencia de fases entre las amplitudes debe ser  $\phi = \pi/4$ , tal como se ve en las ecuaciones 2.37 y 2.38.



**Figura 2.9:** Esquema del comportamiento clásico y cuántico del acoplador direccional. a) Donde la amplitud de un campo electromagnético incidente  $\varepsilon_1$  es dividida en dos campos con amplitudes  $\varepsilon_2$  y  $\varepsilon_3$ . b) Por otro lado en la representación cuántica del acoplador es necesario considerar las contribuciones del vacío entrando por el otro puerto de entrada, representado por el operador  $\hat{a}_0$ .

Para realizar el tratamiento mecánico cuántico de los campos, se reemplazan las amplitudes complejas  $\varepsilon_i$  por los operadores  $\hat{a}_i$  con  $i = 1, 2, 3$ , obteniéndose por tanto que:

$$\begin{aligned} \hat{a}_2 &= c_1\hat{a}_1, \\ \hat{a}_3 &= c_2\hat{a}_1, \end{aligned} \quad (2.54)$$

los cuales deben satisfacer las relaciones de conmutación [16]:

$$\begin{aligned} [\hat{a}_i \hat{a}_j^\dagger] &= \delta_{ij}, \\ [\hat{a}_i \hat{a}_i] &= [\hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger] = 0. \end{aligned} \quad (2.55)$$

Al remplazar los operadores de la ecuación 2.54 en 2.55, se encuentra que dichos operadores no cumplen las relaciones de conmutación, y por tanto no cumplen el principio de conservación de la energía. Por lo tanto la descripción matemática es incompleta, y es necesario tomar en cuenta las fluctuaciones del vacío del puerto cero que no se utilizaron en la anterior descripción [16]; tal como se observa en la Fig. 2.9 b).

Tomando en cuenta el modo cuantizado relacionado con las fluctuaciones del vacío ( $\hat{a}_0$ ), se tiene que la forma correcta de representar los operadores de campo es [16]:

$$\hat{a}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_0 + i\hat{a}_1), \quad \hat{a}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (i\hat{a}_0 + \hat{a}_1). \quad (2.56)$$

### 2.8.1. Un solo fotón en un acoplador bidireccional

Una vez obtenidos los operadores que describen los campos, es necesario conocer la forma de los estado de salida dados los estados de entrada al acoplador.

En el caso particular de cero fotones entrando por el puerto 0 y un fotón entrando por el puerto 1, el estado que describe esto es:  $|0\rangle_0 |1\rangle_1$ . Otra forma de escribir ese mismo estado es partiendo del estado de vacío en ambos puertos, y aplicar el operador de creación de fotones del puerto 1, esto es:  $\hat{a}_1^\dagger |0\rangle_0 |0\rangle_1$ . Despejando de las ecuaciones 2.56, se obtiene que el operador  $\hat{a}_1^\dagger$  toma la forma:

$$\begin{aligned} i\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger &= \frac{i}{\sqrt{2}} \hat{a}_0^\dagger + \frac{\hat{a}_1^\dagger}{\sqrt{2}} - \frac{i}{\sqrt{2}} \hat{a}_0^\dagger + \frac{\hat{a}_1^\dagger}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \hat{a}_1^\dagger \\ \therefore \hat{a}_1^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}} (i\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger), \end{aligned} \quad (2.57)$$

con lo anterior, el estado de salida del acoplado es:

$$|0\rangle_0 |1\rangle_1 \xrightarrow{\text{Acoplador}} \frac{1}{\sqrt{2}} (i\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger) |0\rangle_2 |0\rangle_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (i|1\rangle_2 |0\rangle_3 + |0\rangle_2 |1\rangle_3). \quad (2.58)$$

El anterior resultado expresa que para un fotón incidiendo en un acoplador bidireccional 50 : 50 la probabilidad de salir por cualquiera de los dos puertos de salida

es exactamente igual. Hecho contra intuitivo con respecto al comportamiento clásico, donde para campos de un gran número de fotones se observa una división del 50 por ciento de la potencia en cada uno de los puertos de salida. Este hecho fue comprobado experimentalmente por Grangier y colaboradores en 1986 [24]. Cuando al usar dos fotodetectores a la salida de cada puerto de un divisor de haz de cubo, no hallaron cuentas en coincidencias en ambos fotodetectores. Este hecho demostró el comportamiento cuántico de un fotón al pasar por un divisor de haz.

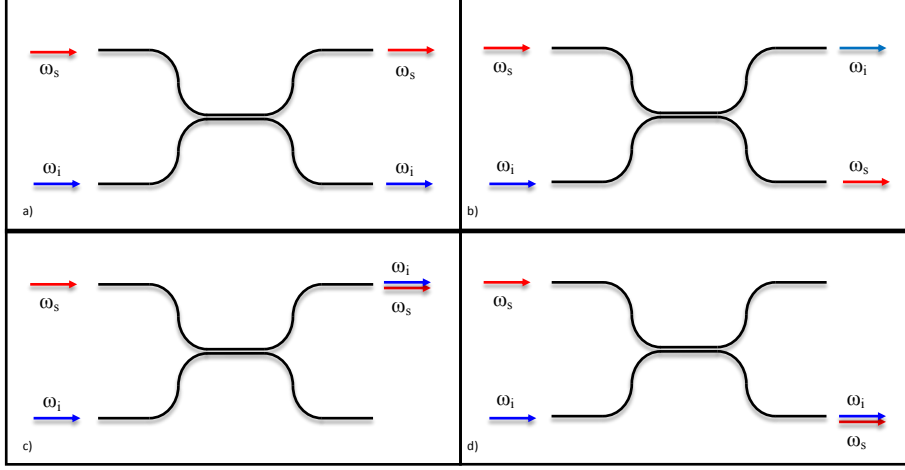
### 2.8.2. Dos fotones simultáneos en cada brazo de un acoplador direccional

Ahora, para el caso en que dos fotones son inyectados simultáneamente por cada uno de los puertos de entrada de un acoplador direccional 50 : 50, el estado inicial del sistema esta dado por  $|1\rangle_0 |1\rangle_1 = \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_1^\dagger |0\rangle_0 |0\rangle_1$ , donde  $\hat{a}_0^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_2^\dagger + i\hat{a}_3^\dagger)$  y  $\hat{a}_1^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (i\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger)$ . A partir de lo anterior, el estado de salida del acoplador es:

$$\begin{aligned}
 |1\rangle_0 |1\rangle_1 &\xrightarrow{\text{Acoplador}} \frac{1}{2} (\hat{a}_2^\dagger + i\hat{a}_3^\dagger) (i\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger) |0\rangle_2 |0\rangle_3 \\
 &= \left( \frac{i}{2} \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger + \frac{1}{2} \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_3^\dagger - \frac{1}{2} \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_2^\dagger + \frac{i}{2} \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3^\dagger \right) |0\rangle_2 |0\rangle_3 \\
 &= \left( \frac{i}{2} \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger + \frac{i}{2} \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3^\dagger + \frac{1}{2} [\hat{a}_2^\dagger, \hat{a}_3^\dagger] \right) |0\rangle_2 |0\rangle_3 \\
 &= \frac{i}{\sqrt{2}} (|2\rangle_2 |0\rangle_3 + |0\rangle_2 |2\rangle_3) + \frac{1}{2} (|1\rangle_2 |1\rangle_3 - |1\rangle_2 |1\rangle_3) \\
 &= \frac{i}{\sqrt{2}} (|2\rangle_2 |0\rangle_3 + |0\rangle_2 |2\rangle_3). \tag{2.59}
 \end{aligned}$$

El anterior resultado expresa que los dos fotones de entrada salen con igual probabilidad por uno de los puertos de salida, ya sea por el puerto 2 o 3. Este comportamiento es parecido al que exhibía un sólo fotón entrado en el acoplador, pero con la diferencia que para el caso de dos fotones el resultado no es debido al comportamiento propio del fotón como partícula, sino debido a la *interferencia destructiva* entre las dos posibles formas de obtener el estado  $|1\rangle_2 |1\rangle_3$ , tal como se aprecia en la anterior expresión. En analogía con el comportamiento de un sólo fotón, si se ponen fotodetectores en cada uno de los puertos de salida del acoplador bidireccional no se obtendrán cuentas en coincidencias. Es de mencionar que lo anterior sólo se cumple en el caso que ambos fotones sean indistinguibles, esto es, que sean idénticos en todos sus grados de libertad.

Otra forma de observar el fenómeno anterior, es a partir de la regla de probabilidad de Feynman para procesos indistinguibles. La cual indica que la probabilidad de que se detecte un fotón simultáneamente en cada brazo de salida del acoplador, esta dada



**Figura 2.10:** Posibles caminos que los dos fotones pueden tomar al emerger de un acoplador direccional 50:50. a) Los fotones emergen por puertos distintos. b) Los fotones emergen por puertos distintos. c) Ambos fotones emergen por el puerto superior. d) Ambos fotones emergen por el puerto inferior.

en términos del modulo al cuadrado de la suma de las amplitudes de probabilidad de cada uno de los procesos indistinguibles (ver Fig. 2.10). Para el acoplador descrito, se tiene que la probabilidad de que cada fotón salga simultáneamente por los puertos 2 y 3 es respectivamente:  $P_2 = \frac{i}{\sqrt{2}}$ ,  $P_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ . Por lo tanto, la probabilidad de que haya un fotón emergiendo por cada uno de los puertos de salida del divisor de haz viene dada por:

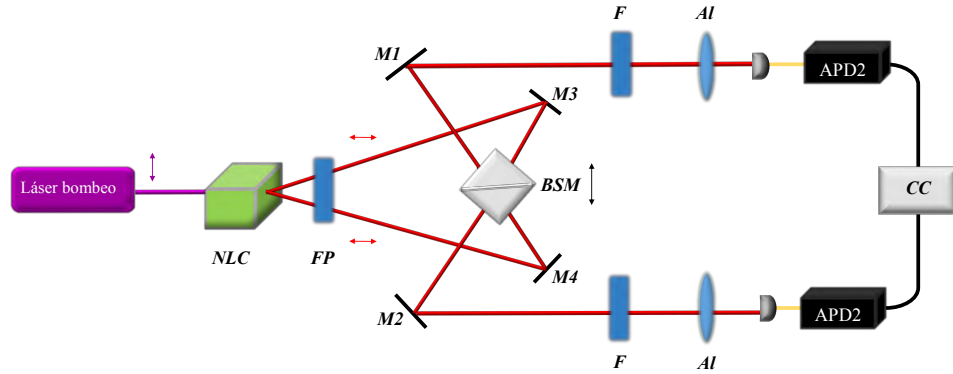
$$P_{|1\rangle_2|1\rangle_3} = |(P_2P_2) + (P_3P_3)|^2 = \left| \left( \frac{i}{\sqrt{2}} \times \frac{i}{\sqrt{2}} \right) + \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \times \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right|^2 = 0. \quad (2.60)$$

El anterior efecto fue demostrado experimentalmente por Hong, Ou y Mandel en el año de 1987 [6], utilizando un arreglo óptico que ahora es denominado Interferómetro de Hong Ou Mandel.

## 2.9. Interferencia Hong Ou Mandel

El interferómetro Hong-Ou-Mandel, es el montaje experimental donde es posible observar la interferencia cuántica entre dos paquetes de onda idénticos (o casi idénticos experimentalmente), que inciden simultáneamente por diferentes puertos de un divisor

de haz 50:50 [6]. Cuando esto sucede, la amplitud de probabilidad de los dos fotones interfiere y sólo es detectada una señal en uno de los puertos de salida del divisor de haz, es decir, no hay fotones individuales emergiendo por ambos puertos del divisor de haz. En el experimento original realizado por Hong, Ou y Mandel, se buscaba medir la diferencia temporal entre un par de fotones producidos en SPDC tipo I en un cristal no lineal de KDP. Para observar esto, se hicieron interferir los pares de fotones conjugados con idéntica frecuencia en un divisor de haz 50:50. Posteriormente eran capturados los eventos coincidentes registrados por dos fotodetectores ubicados en cada uno de los brazos del interferómetro. El bosquejo del montaje experimental usado para obtener interferencia cuántica se muestra en Fig. 2.11. En el montaje original se utilizó un divisor de haz móvil, con el cual se produjeron pequeñas diferencias temporales entre los fotones incidentes, compensando así, el cambio en el camino óptico recorrido entre los fotones señal y acompañante. Sólo cuando no hay diferencia temporal entre los dos fotones, es registrado un descenso significativo en el número de coincidencias detectadas. A esta caída en el número de coincidencias se le llama HOM dip.



**Figura 2.11:** Arreglo experimental para la implementación de interferencia HOM. Láser de bombeo de Argón de 351.5 nm, NCL: cristal no lineal KDP, FP: filtro pasa bajas (dominio de la frecuencia),  $M_i$ : espejos, BSM: Divisor de haz móvil, F: filtro pasa bandas, AI: lente esférica, APD: fotodetector de avalancha, CC: contador de coincidencias.

Puesto que el fenómeno de interferencia cuántica sólo es llevado a cabo entre fotones indistinguibles, es decir, entre fotones que tengan las mismas propiedades espacio-temporales, en polarización y en frecuencia; es que es usualmente se aprovecha como fuente de fotones el proceso de SPDC Tipo I; donde los fotones que se producen, lo hacen con idéntica polarización. Para lograr la indistinguibilidad en los demás grados de libertad, como la frecuencia, se utilizan filtros espectrales que aseguran que los fotones que interfirieren tengan un ancho espectral reducido, y por tanto una coherencia temporal grande, adicionalmente, el empatamiento espacio-temporal se obtiene variando el camino óptico de uno de los brazos del interferómetro, por ejemplo desplazamiento un

espejo o el divisor de haz donde interfieren los fotones.

Cabe mencionar que experimentalmente el fotón no es una partícula con una energía bien definida, sino que es un paquete de onda con un ancho espectral, modo espacial y polarización [25]. Por lo tanto, también es posible obtener interferencia en fotones parcialmente distinguibles, donde alguno de los grados de libertad es cercano, más no idéntico al del otro fotón. Por lo anterior, la caída HOM que representa la interferencia destructiva, sucede cuando los paquetes de onda de los fotones conjugados se traslapan [26].

### 2.9.1. Interferencia Hong Ou Mandel utilizando fotones SPDC.

Debido a que estrictamente los fotones que son producidos en SPDC tiene un ancho espectral, es necesario considerar el estado de las parejas de fotones producidas, como un estado multimodal en frecuencia, tal como se vio en la ecuación 2.61, el estado producido de SPDC en el cristal no lineal es [20]:

$$|\Psi(t)\rangle = |0, 0\rangle_{s,i} + \int d\omega_s \int d\omega_i f(k_{sT}, k_{iT}, \omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle |\omega_i\rangle, \quad (2.61)$$

$|\omega_j\rangle$  representa el estado de un fotón en la frecuencia  $\omega_j$  con  $j = s, i$ . Por otro lado, el estado  $|\Psi(t)\rangle$  se puede simplificar, al considerar que los fotones señal y acompañante detectados tienen el mismo modo espacial. Con lo cual, el estado cuántico toma la forma [20]:

$$|\Psi(t)\rangle = C_1 |0, 0\rangle_{s,i} + C_2 \int d\omega_s \int d\omega_i G_s(\omega_s) G_i(\omega_i) \varepsilon_p(\omega_s + \omega_i) |\omega_s\rangle |\omega_i\rangle, \quad (2.62)$$

donde  $C_1$  y  $C_2$  son constantes de normalización.

Para obtener el interferograma Hong Ou Mandel experimentalmente, se miden las correlaciones temporales entre el arribo de los fotones señal y acompañante a los detectores  $D_1$  y  $D_2$ . Para ellos se calcula la probabilidad conjunta de detección  $P_{12}(t + \tau_s, t + \tau_i)$ , que esta dada por [20]:

$$\begin{aligned} P_{12}(t + \tau_s, t + \tau_i) &= \langle \psi(t) | \langle \hat{E}_2^-(t + \tau_s) \hat{E}_1^-(t + \tau_i) \hat{E}_1^+(t + \tau_i) \hat{E}_2^+(t + \tau_s) | \psi(t) \rangle \\ &= |\langle \hat{E}_1^+(t + \tau_i) \hat{E}_2^+(t + \tau_s) | \psi(t) \rangle|^2, \end{aligned} \quad (2.63)$$

donde  $\hat{E}_m^+(t + \tau_j)$  ( $m = 1, 2$ ) corresponden a las partes de los campos con frecuencias positivas detectados en los fotodetectores 1 y 2 [6].  $\hat{E}_m^- = (\hat{E}_m^+)^*$ . Donde,  $\hat{E}_m^+(t + \tau_j)$  esta dado por [27]:

$$\hat{E}_m^+(t + \tau_j) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \hat{a}_j(\omega_j) e^{-i\omega_j(t+\tau_j)}. \quad (2.64)$$

La diferencia en el tiempo de detección ( $\Delta\tau = |\tau_s - \tau_i|$ ) también puede ser escrita en términos de la diferencia de camino óptico ( $\Delta z$ ) inducido en cada uno de los brazos del interferómetro:  $\Delta\tau = \frac{\Delta z}{c}$ . Donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío.

Para calcular experimentalmente el número de coincidencias, es necesario integrar la probabilidad conjunta en todo el tiempo de resolución de los fotodetectores ( $\sim$  nanosegundos). Puesto que el tiempo de correlación de los fotones es mucho menor que el tiempo de resolución de los fotodetectores, entonces, la integración se puede tomar desde menos infinito a infinito, y así, el número de coincidencias corresponde a [28]:

$$N_c = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_s d\tau_i P_{12}(t + \tau_s, t + \tau_i). \quad (2.65)$$

Tomando el límite cuando el ancho espectral del campo de bombeo es muy estrecho, entonces la función de amplitud  $\varepsilon_p(\omega_s + \omega_i) \rightarrow \delta_p(\omega_p - (\omega_s + \omega_i))$  y por tanto la ecuación 2.65 se puede escribir como [20]:

$$N_c = \gamma^2 \left| \int d\omega G_i(\omega) G_s(\omega_p - \omega) e^{i\omega(\tau_s - \tau_i)} \right|^2 = \gamma^2 |F(\tau_s - \tau_i)|^2, \quad (2.66)$$

donde  $\omega = \omega_i = \omega_s$  en el caso degenerado.  $\gamma$  es una constante que depende de la potencia del bombeo, y la eficiencia del proceso de SPDC y los fotodetectores [20].

La forma final de la expresión 2.66 depende principalmente de la forma que tome la función  $F(\tau_s - \tau_i)$ , la cual corresponde a la convolución de las transformadas de Fourier de los filtros espectrales ubicados a las entradas de cada fotodetector [20].

Para el caso de un filtro pasa altas, en donde se conserva la forma gaussiana de la distribución espectral del láser de bombeo, el número de coincidencias es [6]:

$$N_c = C(T^2 + R^2) \left[ 1 - \frac{2RTV}{R^2 + T^2} e^{-\frac{(\Delta\omega_p \delta\tau)^2}{2}} \right] \quad (2.67)$$

donde  $C$  es el número promedio de coincidencias entre los detectores,  $T$  es la transmitancia y  $R$  es la reflectancia del divisor de haz usado en el experimento.  $\Delta\omega_p$  es el ancho espectral del láser de bombeo, y  $V$  corresponde a la visibilidad del divisor de haz. La visibilidad es agregada a la expresión 2.67, puesto que experimentalmente el divisor de haz no alcanza una razón de división perfectamente 50:50 [6].

Dicha visibilidad puede ser calculada en términos de la reflectancia ( $R$ ) como [22]:

$$V = \frac{2R(1-R)}{1-2R+2R^2}, \quad (2.68)$$



la visibilidad ideal ( $V_{ideal}$ ) se da cuando  $R = 1/2$ . La indistinguibilidad de los fotones en el caso de un acoplador direccional puede ser reducida, debido a la presencia de imperfecciones que alteren el estado del fotón en algún grado de libertad. Una forma de cuantificar la fidelidad operacional del dispositivo para preservar la indistinguibilidad de los fotones, es a través de la relación de la visibilidad medida experimentalmente en la interferencia HOM respecto a la visibilidad ideal ( $V_{rel} = V_{medida}/V_{ideal}$ ) [22].

Por otro lado, el número de coincidencias para un divisor de haz ideal 50:50 ( $R = T = \frac{1}{2}$ ) y un filtro pasa bandas, donde la forma espectral de los fotones señal y acompañante toman la forma de la transformada de Fourier del dominio espectral, viene dada por la expresión [27]:

$$N_c = C(T^2 + R^2) \left[ 1 - \frac{2TR}{T^2 + R^2} e^{-\left(\frac{\Delta\omega_p \Delta z^2}{2c^2}\right)} \cos\left(\frac{\Delta\omega \Delta z}{c} + \Delta\Phi\right) \right], \quad (2.69)$$

donde  $\Delta\omega$  corresponde al ancho espectral del filtro pasa bandas ubicado a las entradas de cada foto detector, y  $\Delta\Phi$  es un término de modulación continua en caso de que haya una diferencia de fase relativa entre las amplitudes transmitida y reflejada [27].

La visibilidad del patrón de interferencia HOM ( $V_{HOM}$ ), viene dada por [28]:

$$V_{HOM} = \frac{N_{cmax} - N_{cmin}}{N_{cmax}}, \quad (2.70)$$

donde  $N_{cmax}$  y  $N_{cmin}$  son el número de coincidencias máximas y mínimas detectadas en el contador de coincidencias, respectivamente. Es de resaltar que la visibilidad es un parámetro muy importante en las fuentes de pares de fotones, puesto que está relacionada con la pureza, y ésta a su vez está relacionada con el grado de separabilidad de los estados del fotón señal y acompañante. La separabilidad es una condición indispensable para obtener interferencia entre múltiples fotones, y de allí poder usar los mismos en tecnologías de información cuántica [29].

# Implementación experimental

---

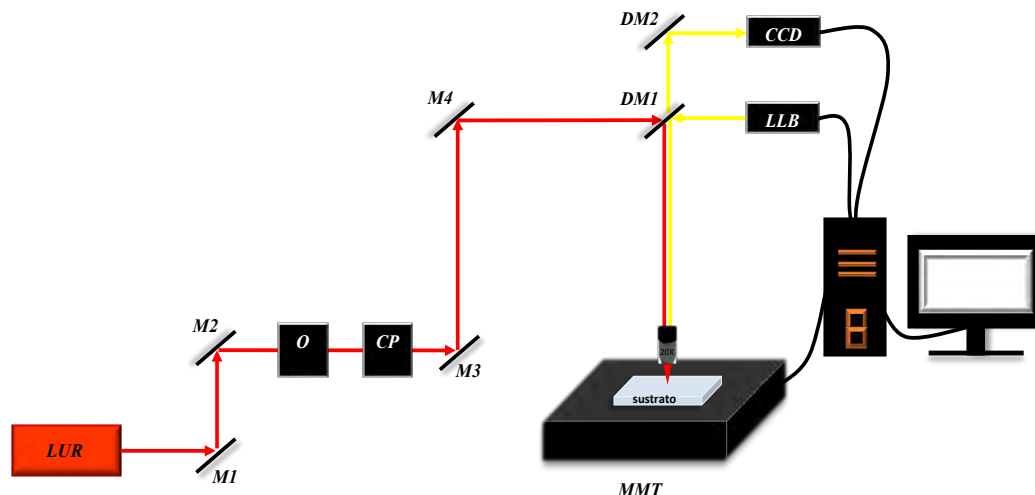
La implementación experimental del acoplador direccional y de la interferometría HOM en chip, se detallará en tres etapas principalmente. En la primera se describirá el proceso de escritura láser con el que se fabricaron las guías de onda, así como se detallará la respectiva caracterización de grupos de guías de onda rectas variando la potencia y velocidad de escritura. En la segunda etapa se presentará la simulación del comportamiento de un acoplador direccional 50:50 basados en los mejores parámetros hallados en las guías de onda rectas. Por último, se detallará el montaje con el que se obtuvo interferometría HOM a partir de una fuente de SPDC tipo I no colineal.

## 3.1. Diseño, fabricación y caracterización de guías de onda

En la presente sección se describirá el procedimiento utilizado para fabricar y caracterizar guías de onda rectas hechas usando la técnica de *FLDW*. Los parámetros caracterizados fueron: tipo de modo de propagación, porcentaje de luz guiada, tamaño de las guías, y contraste del índice de refracción de la guía de onda.

Los dispositivos fabricados se hicieron con una estación de micro-fabricación  $\mu fab$  de *Newport*, la cual es alimentada con un láser de Titanio-Zafiro *Libra HE* de *Coherent*, el cual tiene una frecuencia de repetición de 1 kHz, una potencia promedio de 2.2 W, una energía promedio por pulso de 2.2 mJ, una duración del pulso de 100 fs, un factor de calidad del haz de  $M \approx 1.1$  y una longitud de onda central en 800 nm. Para enfocar el haz dentro del sustrato de vidrio se usó un objetivo de microscopio de *Newport* de magnificación 20X con una  $NA = 0.40$ . A la entrada de la estación se usó luz verticalmente polarizada. El esquema del montaje experimental de la estación de micro-fabricación se muestra en [Fig. 3.1](#).

Todos los dispositivos fueron escritos en vidrio tipo *Soda lime* producido por *Corning*, que presenta un índice de refracción de  $1.5165 \pm 0.0005$  (valor obtenido por refrac-



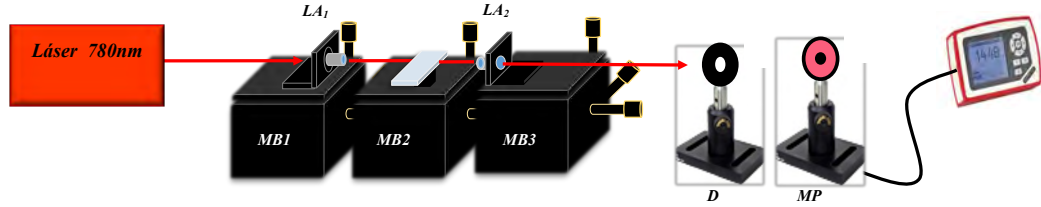
**Figura 3.1:** Esquema experimental del sistema de micro-fabricación. LUR: láser ultrarrápido,  $O$  : obturador automático,  $CP$  : control de potencia conformado por una placa de media onda y un polarizador Glan-Thompson,  $M_i$  : espejos para  $800\text{ nm}$ ,  $DM_i$  : espejos dicróicos, MMT: motores de micro-traslación,  $LLB$  fuente de luz blanca.

tometría). El vidrio adquirido fue cortado y pulido en el taller óptico del *CIO*, bajo los estándares de: factor  $Scratch/Dig = 20/10$ ,  $planicidad = \lambda/4$  y  $paralelismo = 10''$ . Todos los sustratos utilizados tuvieron dimensiones de aproximadamente 2 cm de largo, 8 mm de ancho y espesor de 1 mm.

El diseño de las guías de onda rectas fue hecho directamente en el software de la estación, mientras que los acopladores direccionales se diseñaron en *Autocad*. Un diseño prototipo del acoplador utilizado para obtener interferencia HOM se muestra en la Fig. 3.4 b).

#### 3.1.1. Fabricación y caracterización

Para el proceso de fabricación, una vez que el vidrio era acomodado sobre los motores de traslación, los cuales tienen una precisión de desplazamiento de  $0.1\ \mu\text{m}$ , se verificaba la alineación enfocando en la superficie del vidrio los bordes del sustrato, cuidando que éstos quedaran derechos respecto a la mira en software de  $\mu\text{fab}$ , donde se puede monitorizar en tiempo real el proceso de escritura. Lo anterior garantiza un buen acople de la luz en las entradas de las guías que tienen sus caras perpendiculares a los cantos del vidrio. Todos los dispositivos se inscribieron con un diseño mayor a las dimensiones del vidrio, para evitar inhomogeneidades adicionales en las caras de las guías. Una vez enfocada la superficie, se inscribieron todos los dispositivos a  $100\ \mu\text{m}$  bajo la misma.



**Figura 3.2:** Esquema del montaje experimental para medir la eficiencia de guiado. Donde  $MB_i$  : son bloques de traslación micrométrica,  $LA_i$  son lentes esféricas,  $D$  : es diafragma y  $MP$  : es medidor de potencia.

Para hallar los parámetros óptimos de escritura del acoplador 50:50, se fabricaron grupos de guías rectas, variando alternadamente la potencia promedio a la entrada del objetivo de microscopio y la velocidad de translación de los motores. La medición de potencia previa a cada proceso de escritura, se controló con un medidor de potencia externo.

Para cada tipo de guía de onda recta se fabricaron 3 muestras bajo las mismas condiciones, para verificar la reproducibilidad en el comportamiento de las guías. Así que todos los resultados mostrados representan un promedio de las mediciones.

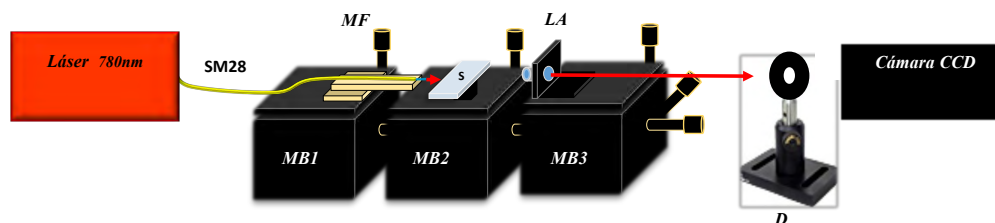
El primer grupo de guías se fabricó con una aceleración de  $a = 10 \text{ mm/s}^2$ , una potencia promedio de 4.3 mW y una variación de velocidad de escritura en pasos de  $5 \mu\text{m/s}$ , desde  $5 \mu\text{m/s}$  hasta  $100 \mu\text{m/s}$ , y con intervalos de  $100 \mu\text{m/s}$ , desde  $100 \mu\text{m/s}$  hasta  $500 \mu\text{m/s}$ . La máxima velocidad de escritura ( $500 \mu\text{m/s}$ ), se escogió basándose en el hecho que el software de  $\mu\text{fab}$  presentó fallas al intentar fabricar dispositivos curvados por encima de esta velocidad.

En este grupo de guías de onda se caracterizó la eficiencia de guiado, midiendo la potencia de luz a la salida de la guía de onda respecto a la potencia de entrada. Para medir el porcentaje de luz guiada experimentalmente, se usó un láser de bombeo de estado sólido de longitud de onda central en 780 nm y potencia de 10 mW. La luz se acopla a la guía de onda usando una lente esférica (LA) de longitud focal 5 mm, así mismo se usó otra lente idéntica para colimar la luz proveniente de la guía de onda. Para evitar medir luz no guiada, se ubicó frente al medidor de potencia un diafragma, tal como se muestra en la Fig. 3.2.

Posteriormente se fabricó un segundo grupo de guías de onda, variando la potencia de escritura desde  $P = 1 \text{ mW}$  a  $P = 4.5 \text{ mW}$ , con una velocidad de  $100 \mu\text{m/s}$  y aceleración de  $10 \text{ mm/s}^2$ . Los valores intermedios de potencia entre el intervalo de 1 – 4.5 mW se tomaron tratando de muestrear cada 0.5 mW, sin embargo, el control de potencia automático de la estación es un poco rígido, no permitiendo tener acceso libre

### 3. IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL

---



**Figura 3.3:** Esquema del montaje experimental para medir la distribución de intensidad de campo cercano. El acople a las guías de onda se hizo con fibra óptica monomodo *SMF28* comercial, ubicada sobre una montura hecha con impresión 3D (*MF*) en el CIO.

a cualquier valor intermedio. El valor de la velocidad se eligió con base en los resultados previos obtenidos del porcentaje de luz guiada respecto a la velocidad de traslación de los motores (resultados mostrados la Fig. 4.1). Donde no se evidenció una tendencia en el porcentaje de luz guiada al variar la velocidad de escritura. Es de mencionar, que si bien la velocidad escogida no fue con la que se obtuvo la menor cantidad de pérdidas, fue la que permitió obtener el mejor resultado general relacionado con un menor tiempo de fabricación.

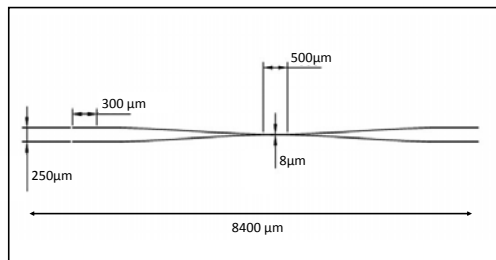
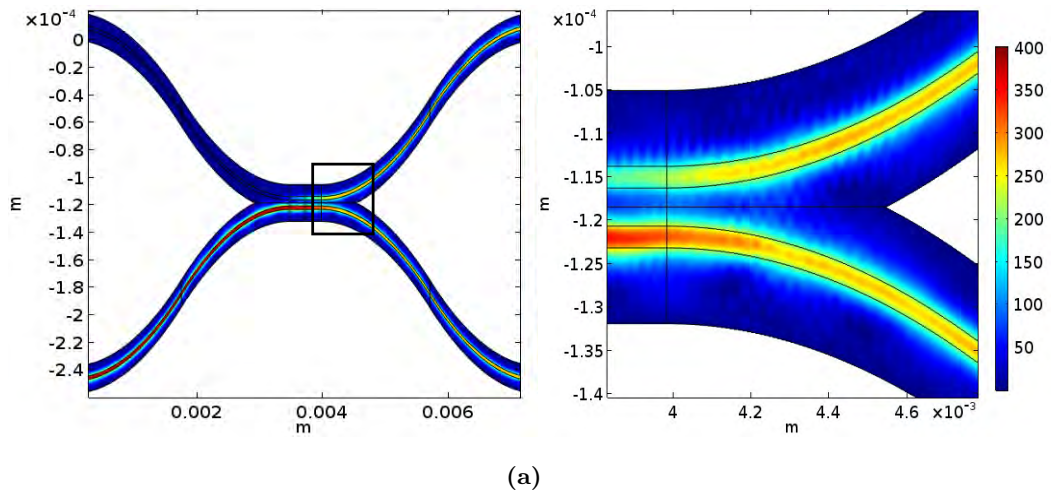
En las guías de onda fabricadas variando la potencia de escritura, se midió el porcentaje de luz guiada, la variación del índice de refracción y el tamaño del diámetro del modo gaussiano propagado. Para ésta caracterización se usó fibra óptica comercial *SMF28*, que facilita la iluminación sobre la cara de guía en comparación a usar la lente esférica, la cual permite enfocar antes o después de la cara de la guía de onda. Lo anterior debido a que la distribución de intensidad es altamente sensible al acople que se haga en la guía de onda [14].

Una vez obtenida la imagen de la distribución de la intensidad de campo cercano transmitida por la guía de onda en la cámara CCD, se reconstruyó el perfil de índice de refracción de la misma, siguiendo la ecuación 2.15 [14]. El método anterior, de procesamiento de la imagen, es una técnica sencilla usada para calcular la distribución del índice de refracción en guías de onda ópticas monomodo, las cuales tienen un diámetro de unas pocas micras y que además presentan un contraste de índice bajo [30].

Para medir el diámetro transversal del modo gaussiano propagado en cada una de las guías de onda al variar la potencia, se hizo un ajuste teórico del modo, y se tomó el criterio de cuando la función decae a  $1/e^2$  [31]. Adicionalmente, se verificó que el diámetro horizontal de los modos captados, estuvieran en proporción al ancho de la guía; esto se hizo con imágenes de microscopía de fase. El montaje experimental para medir la distribución de intensidad de campo cercano de las guías de onda se muestra en la Fig. 3.3.

### 3.2. Simulación del acoplador 50:50

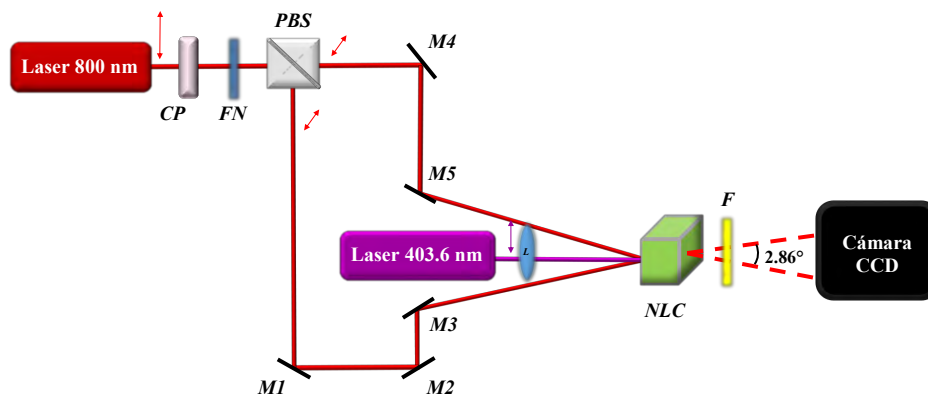
Una vez determinado los parámetro óptimos de velocidad ( $v = 100 \mu\text{m/s}$ ), potencia ( $P = 1 \text{ mW}$ ), diámetro horizontal ( $\approx 2.4 \mu\text{m}$ ) y variación máxima del índice de refracción ( $\Delta n \approx 3.1 \times 10^{-3}$ ), se simuló el comportamiento de un acoplador 50:50 en *COMSOL* para una longitud de onda de  $800 \text{ nm}$ , correspondiente a la longitud de onda de los fotones señal y acompañante. En la simulación se obtuvo un comportamiento de división de amplitud 50:50 en cada brazo de salida del acoplador, para una longitud de la región de interacción de  $500 \mu\text{m}$  y separación de centro a centro de  $6.5 \mu\text{m}$ . Adicionalmente, el radio y ángulo de curvatura con el que se simuló fue de  $24000 \mu\text{m}$  y  $4^\circ$ , respectivamente. El anterior acoplador se ilustra en la Fig. 3.4 a). Tanto el diámetro como el índice de refracción elegido, fueron los valores promedios caracterizados en guía de onda escritas a  $1 \text{ mW}$ .



**Figura 3.4:** a) Simulación del acoplador 50:50 en *COMSOL* basado en los parámetros caracterizados en guías de onda hechas con  $1 \text{ mW}$ . Radio de curvatura  $24000 \mu\text{m}$ , ángulo de curvatura de  $4^\circ$ , diámetro de guía  $2.4 \mu\text{m}$ , índice de refracción de la guía  $\Delta n = 3.1 \times 10^{-3}$ , longitud de interacción  $500 \mu\text{m}$ , separación de los puertos de entrada y salida de  $250 \mu\text{m}$ . Longitud de onda de la luz inyectada  $800 \text{ nm}$ . b) Diseño en *Autocad* del acoplador usado en la obtención de interferometría HOM. Radio de curvatura de  $24000 \mu\text{m}$ .

### 3. IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL

---



**Figura 3.5:** Esquema experimental de la trayectoria seguida por los fotones de SPDC tipo I en el caso de frecuencias degeneradas. CP: control de potencia. FN: filtros neutros. PBS: divisor de haz polarizado,  $M_i$ : espejos, L: lente de distancia focal  $f = 1$  m, NLC: cristal no lineal  $\beta$ -BBO, F: conjunto de filtros: filtro pasa bajas de longitud de corte de 500 nm, filtro pasa bandas de 10 nm centrado en 810 nm y filtros neutros para atenuar los haces de alineación.

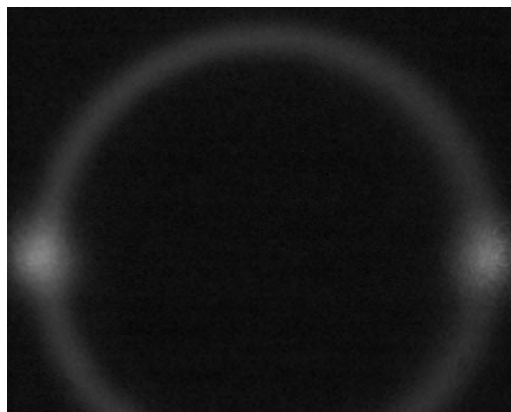
Con la información obtenida en la simulación anterior se fijaron algunos parámetros para la fabricación del acoplador con el que fue llevado a cabo la interferencia Hong Ou Mandel, parámetros como: radio de curvatura, separación entre los brazos de entrada y salida, y longitud de la región de interacción.

Para caracterizar los acopladores fabricados, se inyectó luz por un brazo de entrada a la vez, midiendo a la salida tanto la distribución de intensidad de los dos modos en la cámara CCD, como la potencia registrada en cada brazo separadamente. Tras varios prototipos fabricados, la mejor relación de división encontrada fue de  $\approx 52.15:47.85$ . El diseño en Autocad de dicho acoplador se muestra en la Fig. 3.4 b).

### 3.3. Montaje experimental del interferómetro HOM en chip

Utilizando el acoplador fabricado con razón de división  $\approx 52.15:47.85$  se procedió a hacer el montaje experimental de la interferencia HOM. Dicho montaje se implementó en dos partes, la primera es la generación y simulación de la trayectoria de los fotones señal y acompañante con idénticas frecuencias, tal como se muestra en la Fig. 3.5. De este montaje se obtuvo la distribución de SPDC tipo I no colineal, la cual se muestra en la Fig. 3.6. En la segunda parte se llevó a cabo la interferencia HOM en el chip fabricado, tal como se muestra en la Fig. 3.7.

Para obtener los fotones de SPDC tipo I en configuración no colineal, se utilizó un láser de bombeo de longitud de onda central en  $\lambda = 403.6$  nm, 80 mW de potencia,  $FWHM = 1.4$  nm de ancho de banda y polarización vertical. Dicho haz de bombeo fue enfocado con un lente de longitud focal  $f = 1$  m sobre un cristal no lineal de Borato de Bario en fase  $\beta$  ( $\beta$ -BBO) de 1 mm de grosor, con un ángulo de empatamiento de fase de  $29.3^\circ$ . De acuerdo al ángulo de empatamiento de fase, los fotones producidos paraméricamente con igual frecuencia, se propagarán con respecto al eje del bombeo a  $2.86^\circ$ . A partir de esto, se simuló la trayectoria de los dos fotones con un láser guía de alineación de longitud de onda de 808 nm, tal como se muestra en la Fig. 3.5. Para capturar la distribución espacial de los fotones convertidos paraméricamente, se uso una serie de filtro neutros (FN) a la salida del haz de bombeo para atenuar y no saturar la camara CCD. Adicionalmente, antes de la cámara CCD, se ubicó una serie de filtros (F) conformado por un filtro pasa bajas con longitud de onda de corte de 500 nm y un filtro pasa bandas de 10 nm centrado en 810 nm. En la Fig. 3.6 se observa el anillo de SPDC captado por la cámara CCD, junto con dos regiones brillantes, que son debidas al láser de alineación. En estas regiones brillantes se hallan los fotones conjugados señal y acompañante de idéntica frecuencia.

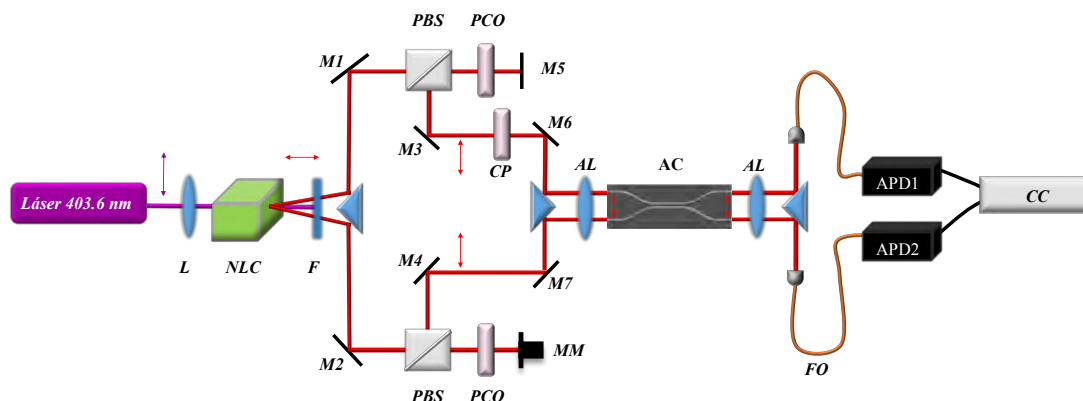


**Figura 3.6:** Distribución espacial de los fotones generados en SPDC tipo I no colineal. Los dos puntos brillantes corresponden al láser guía que simula la trayectoria de los fotones conjugados de igual frecuencia, que cumplen la condición y empatamiento de fase y conservación de la energía.

Una vez ajustada la trayectoria de los haces de alineación con respecto al anillo de SPDC, se procedió a hacer la segunda parte del montaje mostrada en la Fig. 3.7. Con el fin de describir el arreglo, se llamará al brazo superior del interferómetro, el brazo señal (por donde se propaga el fotón señal) y el brazo inferior como el brazo acompañante. Enfatizando, que la anterior consideración se hace arbitrariamente, ya que debido a la misma configuración del montaje, los fotones señal y acompañante colectados poseen la misma frecuencia.



### 3. IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL



**Figura 3.7:** Esquema experimental de la implementación de la interferometría HOM en chip usando una fuente de SPDC tipo I en configuración no colineal.  $\updownarrow$ : polarización vertical,  $\leftrightarrow$ : polarización horizontal, L: lente de distancia focal  $f = 1m$ , NLC: cristal no lineal Borato de Bario- $\beta$  ( $\beta$ -BBO), F: Filtro pasa bajas con longitud de onda de corte de 500 nm, filtro pasa bandas de 10 nm centrado en  $\lambda_0 = 810$  nm,  $M_i$ : espejos, PBS: divisor de haz polarizado, PCO: placa de cuarto de onda, CP: control de polarización, MM: Espejo móvil, AL: lentes esféricas, AC: acoplador direccional, FO: fibra óptica,  $APD_i$ : foto-detectores de avalancha, CC: contador de coincidencias.

Una vez son producidos los fotones en el cristal no lineal (NLC) se envía el fotón correspondiente al modo señal a través del espejo  $M_1$  que lo refleja a un divisor de haz polarizado (PBS), donde el fotón transmitido con polarización horizontal, es convertido a un fotón con polarización circular tras pasar por una placa de cuarto de onda (PCO). Posteriormente el fotón es reflejado en el espejo  $M_5$ , pasando otra vez por la placa de cuarto de onda, que convierte la polarización del fotón señal a vertical. Dicho fotón es enviado de nuevo al PBS, donde ahora es reflejado y acoplado al brazo 1 del acoplador direccional a través de un espejo triangular y una lente esférica (AL) de  $f = 5$  mm. Es de mencionar, que se hace un control de la polarización (CP) en uno de los brazos de entrada del acoplador (en nuestro caso en el brazo señal), para compensar alguna variación en la polarización una vez que los fotones pasan por el chip y/o la fibra óptica (FO) de colección. Mejorando así la indistinguibilidad entre ambos fotones.

Puesto que el arreglo es simétrico, la descripción del brazo inferior, por donde pasan los fotones acompañantes es la misma, con la excepción que se usó un espejo montado sobre un motor de translación lineal (MM), que permite ajustar la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro. El motor de translación tiene una precisión de paso de 100 nm y una capacidad máxima de movimiento de 25 mm.

Una vez los fotones señal y acompañante interfieren en el acoplador direccional

(AC), estos son desacoplados con otra lente esférica y enviados a un espejo triangular, y luego a fibra óptica (FO) montada sobre estaciones de translación micrométrica que facilitan la colección. La fibra óptica se conecta directamente a los fotodetectores de avalancha (APD), que a su vez están conectados a un contador de coincidencias (CC) ID800 donde se registra el número de coincidencias entre las señales provenientes de los fotodetectores de avalancha (APDs) 1 y 2, en una ventana temporal de 5 ns. El número de coincidencias, así como las señales individuales son registradas directamente en el computador.

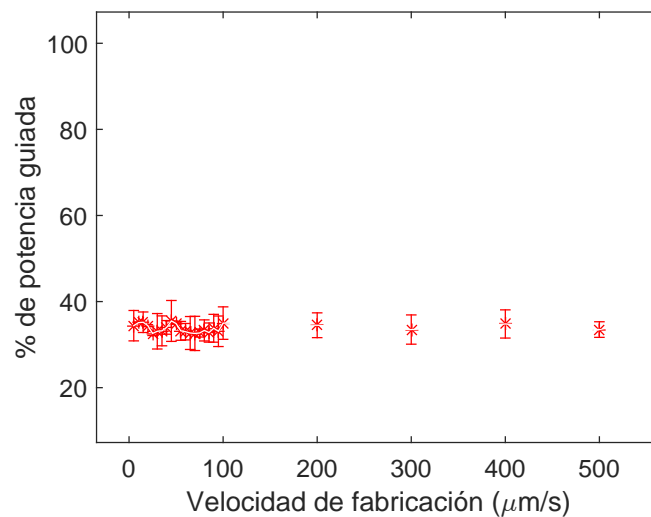


## Resultados y análisis de resultados

---

En este capítulo se presentan los resultados experimentales y el respectivo análisis de los arreglos descritos en el capítulo 3.

Es de mencionar que los asteriscos que se presentan en todas las gráficas de barras, representan el valor promedio de los datos, y las barras representan la desviación estándar de los datos.



**Figura 4.1:** Porcentaje de potencia guiada en relación a la velocidad de fabricación. Potencia de escritura 4.3 mW, largo de la guía de onda 8 mm aproximadamente.

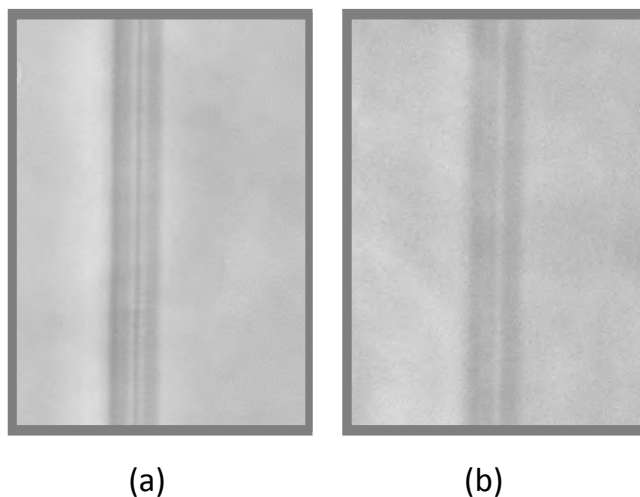
Tal como se describió en la sección 3.1, del primer grupo de guías fabricadas en donde se varió la velocidad de escritura, se obtuvo la Fig. 4.1, donde se muestra el porcentaje de luz guiada al variar la velocidad de escritura láser.

#### 4. RESULTADOS Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

---

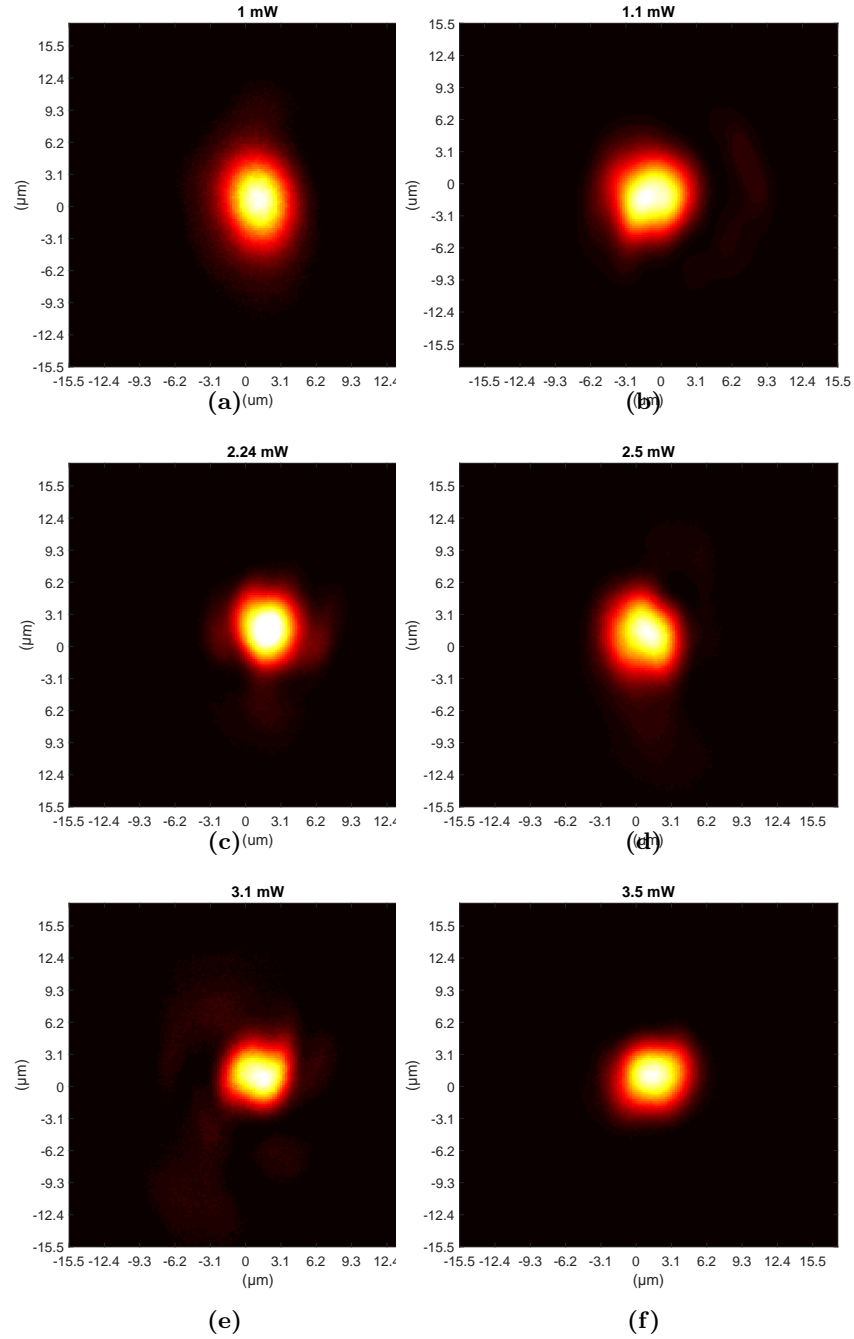
En la Fig. 4.1 no se observa ni una tendencia ni una variación significativa de la cantidad de luz acoplada a medida que fue variada a velocidad de escritura; adicionalmente se nota una desviación significativa de los datos obtenidos, puesto que se observó que la eficiencia de guiado depende también de la precisión en la inyección de luz dentro de la guía, la cual fue más complicada enfocando con la lente asférica. Dentro de los datos obtenidos, se eligió una velocidad de  $100 \mu\text{m/s}$  para escribir los demás dispositivos, debido a que los mejores valores promedios se observaron a velocidades menores a  $100 \mu\text{m/s}$ , y adicionalmente es un valor más práctico para realizar circuitos complejos en donde el tiempo de fabricación es grande. Es de mencionar que investigaciones similares de escritura de guías de onda en un rango de velocidades parecido al usado, también han demostrado que la velocidad no es un parámetro tan determinante en la proporción de luz guiada [32].

Para ver la diferencia morfológicas en una guía fabricada a una menor y una mayor velocidad, se tomaron unas imágenes de microscopia de fase (Fig. 4.2), donde se observa dos segmentos de guías de onda rectas fabricadas a  $10 \mu\text{m/s}$  y  $500 \mu\text{m/s}$  respectivamente. En las imágenes se logra ver que la guía fabricada a  $10 \mu\text{m/s}$  presenta un contorno un poco más definido respecto a la guía escrita a  $500 \mu\text{m/s}$ ; lo anterior se atribuye a que para velocidades más bajas el láser tiene contacto por más tiempo con el sustrato, produciendo un cambio ligeramente más fuerte en la densificación del material.



**Figura 4.2:** Imágenes de microscopia de fase de guías de onda fabricadas variando velocidad de escritura. Potencia de escritura 1 mW. a) Velocidad de escritura  $10 \mu\text{m/s}$ . b) Velocidad de escritura  $500 \mu\text{m/s}$ .

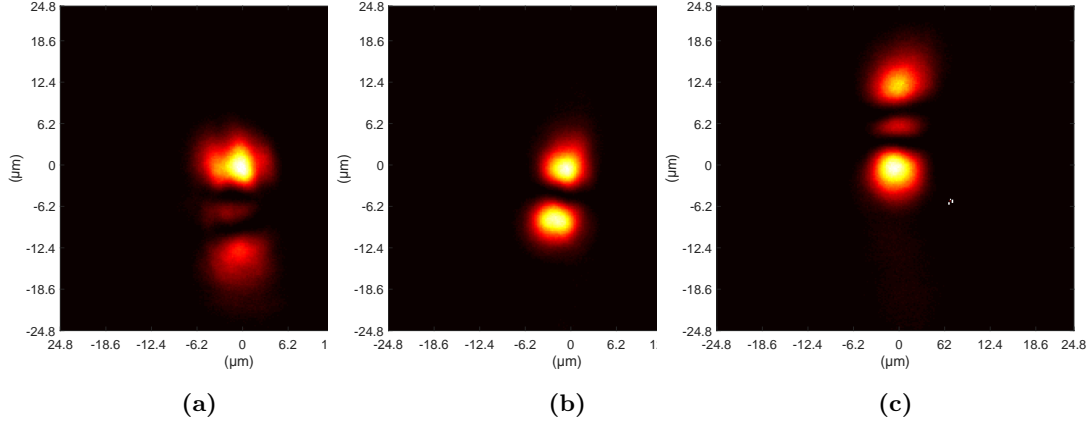
Posteriormente, del grupo de guías rectas fabricadas variando la potencia de fabricación, se obtuvo las Figs. 4.3, 4.5, y 4.7, donde se observan los modos gaussianos excitados, la distribución de índice de refracción de los mismos, y el porcentaje de luz



**Figura 4.3:** Modos gaussianos excitados en guías de onda rectas al variar la potencia de fabricación. Velocidad de escritura  $100 \mu\text{m}/\text{s}$ , aceleración  $a = 10 \text{ mm}/\text{s}^2$ , tamaño horizontal (H) y vertical (V) de la guía de onda elíptica: a)  $H = 2.42 \mu\text{m}$ ,  $V = 2.85 \mu\text{m}$ , b)  $H = 2.42 \mu\text{m}$ ,  $V = 2.64 \mu\text{m}$ , c)  $H = 2.42 \mu\text{m}$ ,  $V = 2.53 \mu\text{m}$ , d)  $H = 2.32 \mu\text{m}$ ,  $V = 2.53 \mu\text{m}$ , e)  $H = 2.42 \mu\text{m}$ ,  $V = 2.43 \mu\text{m}$ , f)  $H = 2.42 \mu\text{m}$ ,  $V = 2.42 \mu\text{m}$ .

## 4. RESULTADOS Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

---



**Figura 4.4:** Excitación de modos de orden superior en las guías fabricadas al aumentar la potencia de fabricación: a) 2.24 mW, b) 3.5 mW, c) 4 mW.

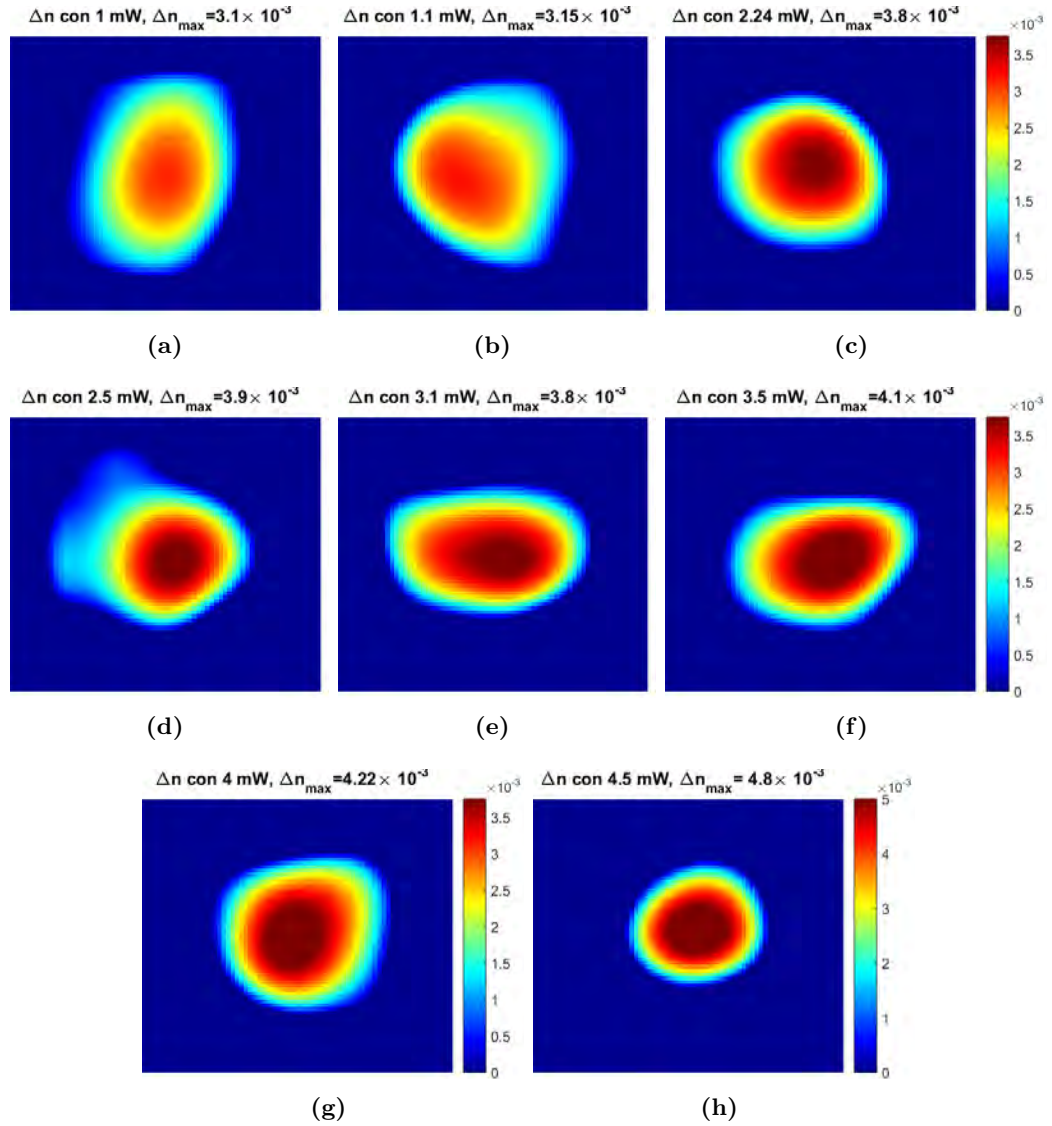
guiada, respectivamente.

En Fig. 4.3 se observan los modos gaussianos excitados y los pequeños cambios en el tamaño transversal relacionados con el aumento de la potencia de fabricación. Estos cambios en el tamaño transversal pueden ser atribuidos al aumento de potencia de escritura, que da lugar a la aparición del efecto de autoenfoco [33]. Dicho fenómeno ocurre cuando un material está en contacto con una alta intensidad de luz, produciéndose una desviación de haz que se propaga debido a la modificación misma del índice de refracción del material [17]. Este fenómeno ya ha sido reportado en guías escritas sobre vidrio Soda Lime con la técnica de FLDW para energías promedio por pulso del orden de nJ [33]. En el caso particular de este trabajo, las energías promedio por pulso fueron del orden de  $\mu J$ .

Los tamaños de los modos gaussianos elípticos que se muestra en la Fig. 4.3, se determinaron bajo el criterio de cuando el valor de la función gaussiana ajustada que describe el modo propagado decae a  $1/e^2$  [22]. Este es un criterio similar al ancho a media altura (FWHM del inglés Full Width at Half Maximum), que determina que la energía del modo ha decaído aproximadamente al 86 %.

Adicionalmente, es de mencionar que fue posible excitar modos de orden superior en las guías elaboradas con potencias de fabricación superiores a 2.24 mW, lo anterior se evidencia en la Fig. 4.4.

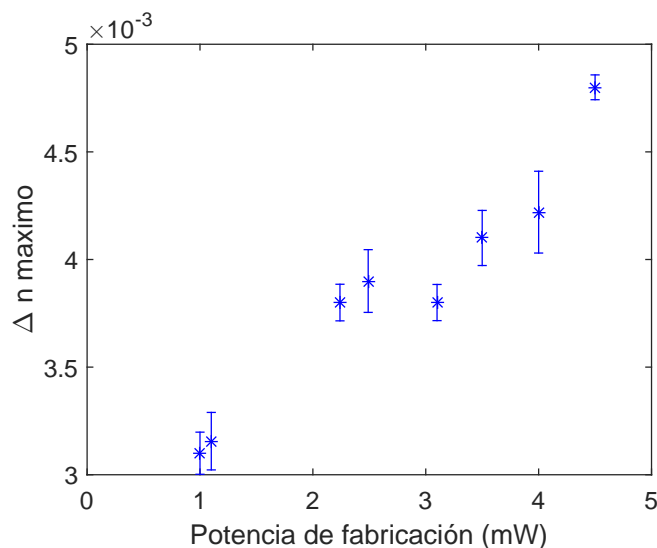
Puesto que el interés de este trabajo era implementar un acoplador direccional en interferometría HOM, se seleccionó una potencia de fabricación de 1 mW. Donde en la guía elaborada sólo es posible excitar el modo fundamental, requisito que mejora la visibilidad de la interferencia HOM [29].



**Figura 4.5:** Contraste del índice de refracción en guías de onda rectas al variar la potencia de fabricación.

En las Figs. 4.5 y Figs. 4.6 se muestra respectivamente el perfil de índice de refracción y los valores promedio máximos alcanzados en las guías de onda fabricadas variando la potencia de escritura. Dicho perfil se obtuvo a través de la distribución de intensidad de campo cercano, como se menciona en la sección 3.1.1. Asimismo, se observa que el cambio de índice de refracción presenta la misma distribución gaussiana del haz láser enfocado por el objetivo de microscopio. Es de resaltar que los valores máximos de índice de refracción obtenidos están en el orden de valores máximos reportados en guías de onda hechas bajo la técnica de FLDW sobre sustratos similares [8],





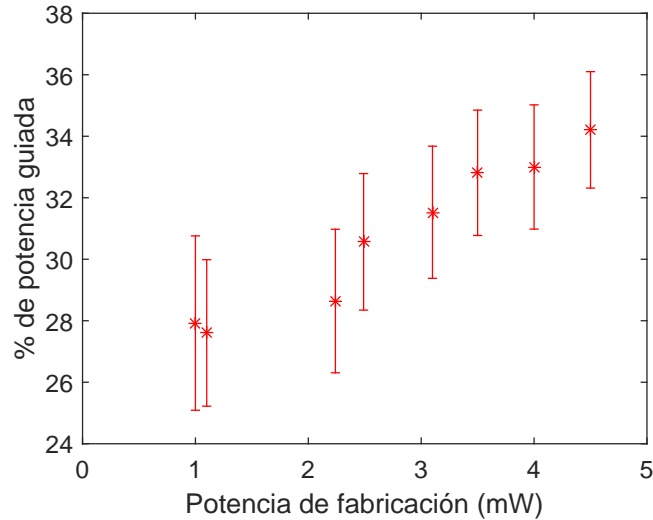
**Figura 4.6:** Variación máxima del índice de refracción en relación a la potencia de fabricación.

[34].

Es de mencionar que la distribución de intensidad de campo cercano, es sensible a como se capture la imagen de la distribución de intensidad, por tanto cambia en relación al ángulo de incidencia de la fuente, así como a las condiciones de exposición y enfoque en la cámara CCD. Es por esto, que fue necesario además de un buen acople de la luz en la cara de la guía, hacer una calibración previa de exposición a la cámara CCD, basado en las condiciones para capturar la distribución de intensidad de un dispositivo óptico conocido, en nuestro caso fibra óptica monomodo para 800 nm de Thorlabs. De la cual es posible conocer previamente la variación máxima de índice de refracción en el núcleo.

En la Fig. 4.7 se presenta el porcentaje de luz guiada en relación a la variación de la potencia de fabricación. En ésta se observa una tendencia un poco más clara (en comparación al porcentaje de luz guiada variando la velocidad Fig. 4.1) de la eficiencia de guiado a medida que fue aumentada la potencia de escritura. Lo anterior, se atribuye al incremento de la energía en el proceso de fabricación que ocasiona tanto un mayor contraste de índice de refracción y con esto un mayor confinamiento de la luz, como un crecimiento en la sección vertical de la guía, que posibilita un guiado multimodal Fig. 4.4.

A partir de los resultados obtenidos en el comportamiento de guiado y el tamaño del modo para diferentes valores de potencia de fabricación; se eligió una potencia de 1 mW para escribir el acoplador usado en la interferencia HOM.



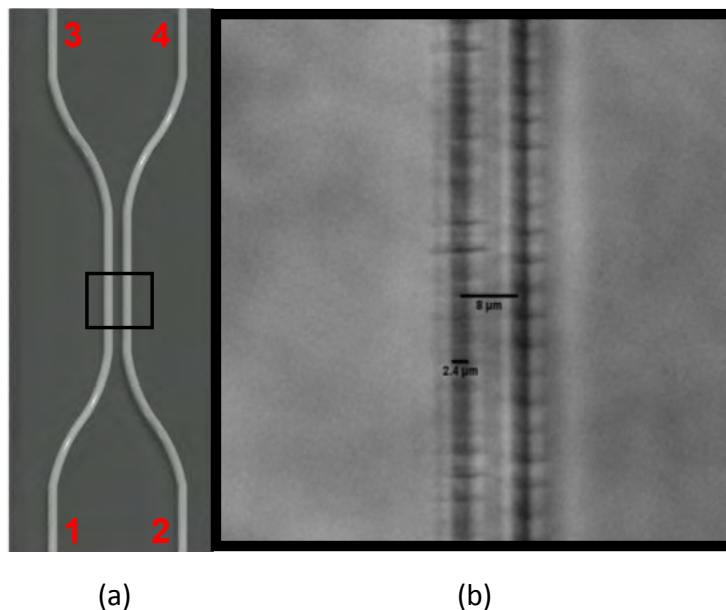
**Figura 4.7:** Porcentaje de potencia guiada al variar la potencia de fabricación. Velocidad de escritura  $100 \mu\text{m/s}$ .

## 4.1. Acoplador

Como fue descrito en la sección 3.2, a partir de la simulación de un acoplador direccional 50 : 50 basada en los parámetros hallados en la fabricación de guías de onda rectas a 1 mW y velocidad de  $100 \mu\text{m/s}$ ; se fabricaron varios acopladores buscando el que mejor se asemejara a una división 50 : 50. De lo cual se obtuvo un acoplador de razón de división de intensidad de  $\approx 52.50 : 47.50$ , con un porcentaje de guiado de  $\approx 19.4\%$ . El porcentaje total de luz guiada se calculó sumando la potencia registrada en los dos brazos de salida (3 – 4) del acoplador (ver Fig.4.8).

Los parámetros de diseño para el acoplador usado en interferometría HOM fueron: separación de  $250 \mu\text{m}$  entre los dos puertos de entrada y salida, radio de curvatura de  $r = 24000 \mu\text{m}$ , ángulo de curvatura de  $4^\circ$ , separación de centro a centro  $s = 8 \mu\text{m}$ , y longitud de la región de interacción de  $L = 500 \mu\text{m}$ . Dicho diseño se muestra en la Fig. 3.4 b). Un zoom de una parte de la región de acople captada por microscopia de fase se muestra en la Fig. 4.8.

Es de mencionar que el cambio en la distancia de la separación entre guías en la región de interacción del acoplador fabricado ( $s = 8 \mu\text{m}$ ), con respecto al simulado ( $s = 6.5 \mu\text{m}$ ), se debió a que el acoplador fabricado con los mismos parámetros de la

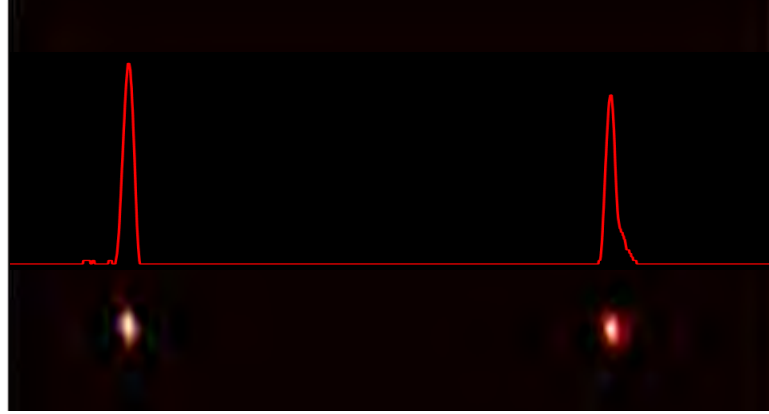


**Figura 4.8:** a) Diagrama esquemático (en Autocad) del acoplador direccional. b) Sección de la región de interacción del acoplador usado en interferometría HOM, obtenida a través de microscopía de fase.

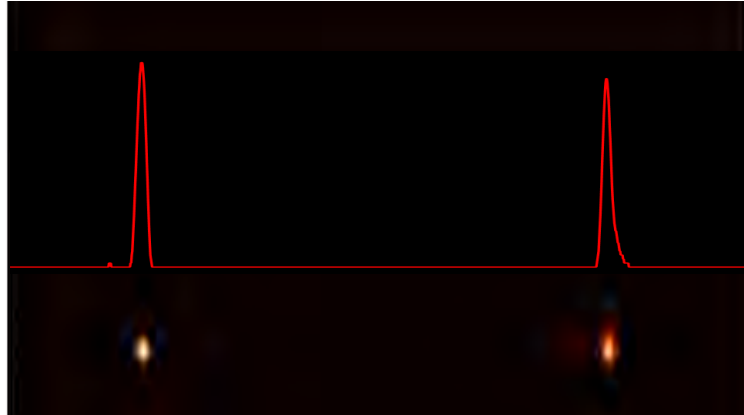
simulación no presentó la razón de división esperada (24.79 : 75.21). Esto se atribuye a las múltiples incertidumbres en las medidas de los parámetros con los que se hizo la simulación. Puesto que por ejemplo, el índice de refracción de las guías fabricadas es gradual, a diferencia del índice escalonado que se usó en la simulación. Adicionalmente, el contraste máximo del índice de refracción medido bajo la técnica de procesamiento de imágenes del perfil de intensidad de campo cercano, es sensibilidad al acople de luz que se haga en la guía de onda; por lo que esta incertidumbre en el valor usado también contribuye al fallo de la simulación.

Los modos capturados al iluminar por el brazo 1 y 2 de entrada del acoplador, se muestran en la [Fig. 4.9](#).

La razón de división del acoplador se tomó con base en la intensidad máxima capturada en cada puerto de salida. Así, una vez capturada la imagen de los modos a la salida, los cuales son producto de inyectar luz por el puerto de entrada 1, se midió el porcentaje de intensidad en los brazos 3 y 4, donde se obtuvo porcentajes de 52.75 % y de 47.25 %, respectivamente. De la misma forma, iluminando por el brazo de entrada 2 se obtuvo una razón de división de  $\approx 51.55 : 48.45$  en los puertos 3 y 4, respectivamente (ver [Fig.4.9](#)). Al tomar el promedio de las intensidades medidas en el mismo brazo de salida, se tiene que el acoplador fabricado presenta una razón de división de  $\approx 52.15 : 47.85$ . Adicionalmente, la potencia medida en los brazos de salida 3 y 4 al



(a)



(b)

**Figura 4.9:** Modos y corte horizontal de la intensidad normalizada del acoplador usado en interferometría HOM. a) Al iluminar por el brazo 1 (izquierdo) se tiene una razón de división de intensidad de 52.75 : 47.25. b) Al iluminar por el brazo 2 (derecho) se tiene una razón de división de intensidad de 51.55 : 48.45. Potencia y velocidad de escritura 1 mW y  $100\mu/s$  respectivamente.

inyectar luz por el brazo 1 fue de 1.058 mW y 0.929 mW, respectivamente. En caso análogo, al iluminar por el brazo 2, se registraron potencias de 1.065 mW y 0.833 mW en los brazos 3 y 4, respectivamente.

## 4.2. Interferencia cuántica en el chip fabricado por FLDW

A partir del montaje experimental descrito en la sección 3.3 se obtuvieron los interferogramas característicos entre fotones casi idénticos, mostrados en la Fig. 4.10. En éstas, se observan las caídas (dip) HOM de las cuentas en coincidencias cuando los

#### 4. RESULTADOS Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

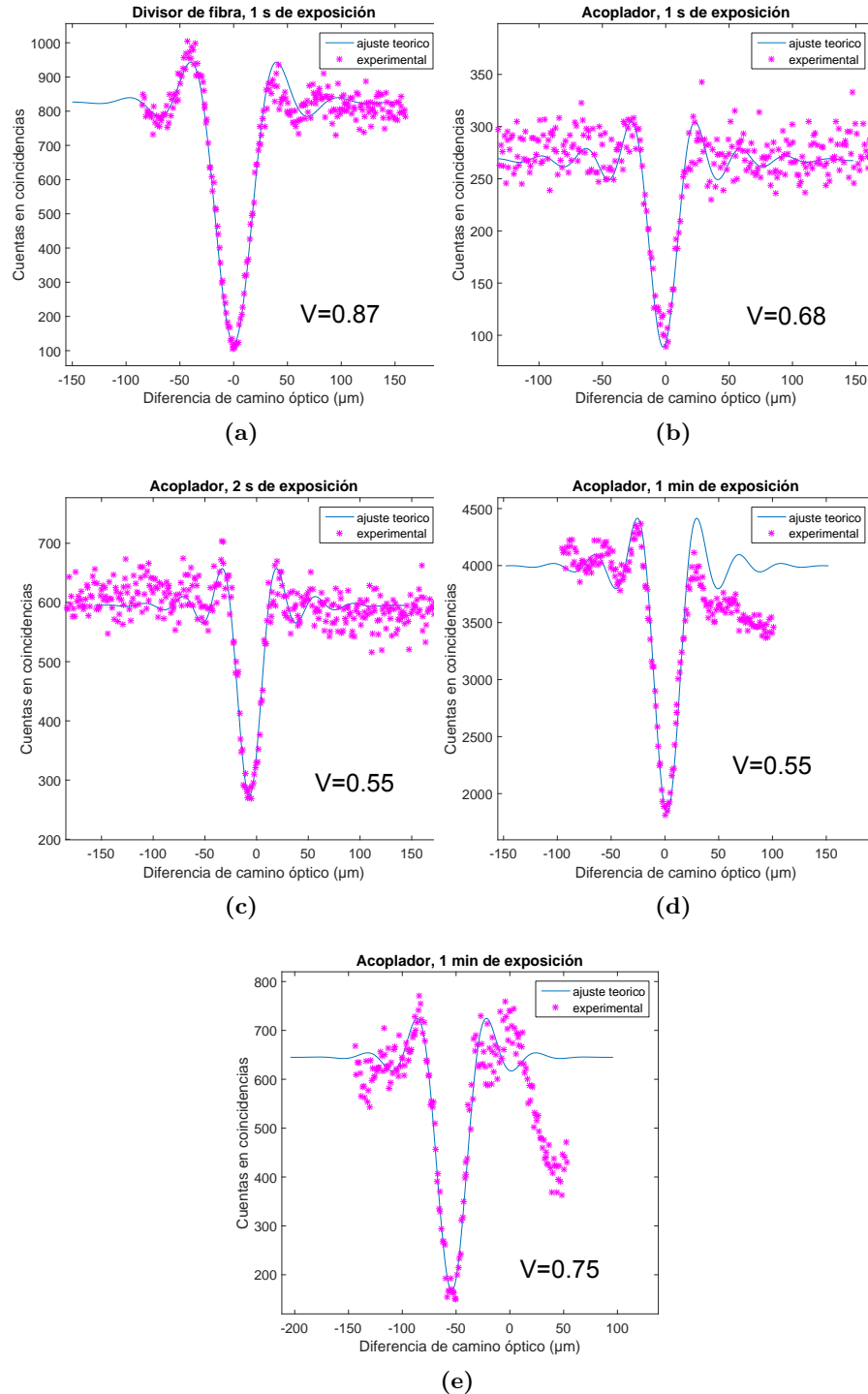
---

fotones señal y acompañante recorren el mismo camino óptico entre los dos brazos del interferómetro.

En la figura se observa el interferograma para un divisor de fibra monomodo 50 : 50 de Thorlabs (Fig. 4.10 a), y para el acoplador direccional fabricado (Fig. 4.10 b-e). A partir de los ajustes teóricos hechos a las gráficas a partir de la ecuación 2.69, se muestran los valores de la visibilidad ( $V$ ) para cada una de las mediciones. Como se mencionó, la visibilidad es un parámetro que está relacionado con la indistinguibilidad de los fotones que interfieren en el acoplador, por lo tanto, ésta se puede ver afectada por los diferentes grados de libertad del sistema, como la proporción de división del acoplador direccional, la polarización, la frecuencia, y el modo espacial de los fotones. Mientras, la proporción de división del dispositivo fabricado es un parámetro fijo, la alteración en los demás grados de libertad está relacionada principalmente con la manipulación de los fotones a través del arreglo. Considerando la ecuación 2.68, se tiene que, con la proporción de división del dispositivo utilizando (52.15 : 47.85), la visibilidad máxima del acoplador fabricado debería de ser  $V = 0.99$ , por lo que los valores bajos de visibilidad obtenida (Figs. 4.10 b-e) se pueden atribuir principalmente a la manipulación de los fotones a través del arreglo. El grado de indistinguibilidad de los fotones no es óptimo.

Los valores de visibilidad en el acoplador direccional, para cada una de las mediciones a diferentes tiempos de exposición, solo muestran que hay una mayor incertidumbre (mayor dispersión de los puntos) en las mediciones a un tiempo menor.

Por otra parte, se nota que para los interferogramas Fig. 4.10d y Fig. 4.10 e hay una diferencia en los valores de visibilidad entre la colección con fibra óptica multi y monomodo para el mismo tiempo de exposición. Esto puede ser atribuido a que con fibra óptica monomodo se depuran posibles contribuciones de otros modos espaciales colectados.



**Figura 4.10:** Interferencia cuántica HOM en el acoplador fabricado de proporciones 52.15:47.85. El número de detecciones en coincidencias se muestra en función de la diferencia de camino óptico entre los fotones que interfieren. Visibilidad (V). a)-d) Colección con fibra multimodo con un diámetro de núcleo de  $105 \mu\text{m}$ . e) Colección con fibra mono-modo para  $800 \text{ nm}$ .



## Conclusiones y trabajo a futuro.

---

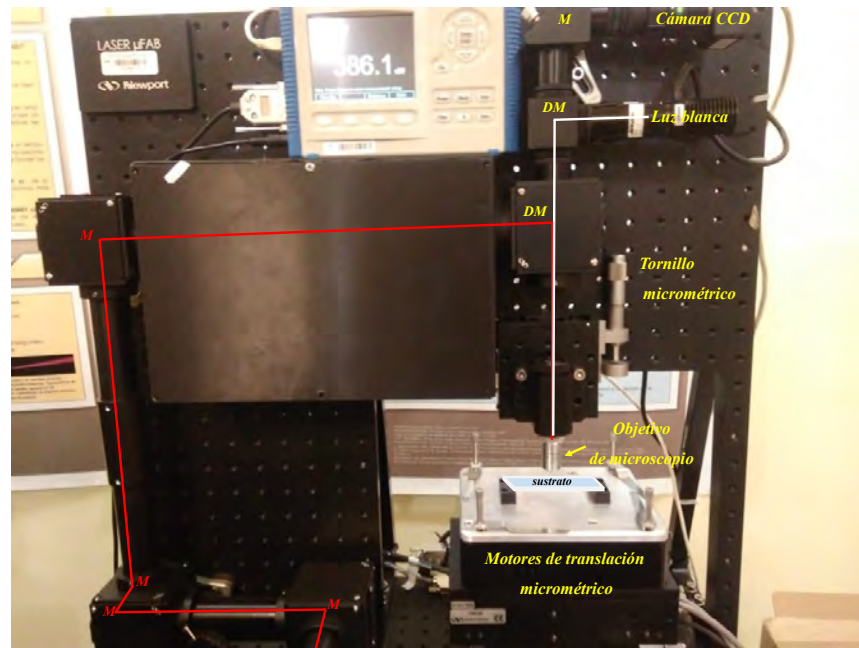
- A través de la técnica de FLDW se lograron fabricar distintos dispositivos ópticos, como fueron guías de onda monomodales, guías de onda multimodales y acopladores direccionales. Tras la caracterización de los mismos, se halló un acoplador direccional con razón de división 52.15:47.85. Con este fue posible obtener interferencia cuántica Hong Ou Mandel con una visibilidad máxima de 0.75. Puesto que la visibilidad se halla íntimamente relacionada con la indistinguibilidad que los fotones presentan a través del montaje experimental; se ve necesario tanto construir un dispositivo que se acerque más a un división 50:50, como mejorar en la alineación entre los dos brazos del interferómetro. Del último, depende la indistinguibilidad en el camino óptico recorrido entre el fotón señal y acompañante, por lo cual cambiar la forma con la cual es inyectada la luz al dispositivo fotónico también podría mejorar la visibilidad.
- A partir del trabajo realizado, y como trabajo a futuro, se ve necesario explorar en la variación de otros parámetros de fabricación para reducir el porcentaje de pérdidas de guiado, y con esto mejorar la efectividad de la señal captada fuera del dispositivo. Dentro de los parámetros que se podrían modificar, se encuentran: aumentar el número de pasadas por proceso de escritura a una menor potencia, así como contemplar el uso de otro tipo de sustratos, donde la densificación del material es mayor, y con lo cual se logra un contraste de índice de refracción más alto [11].
- En línea directa del trabajo realizado, otros trabajos a futuro son implementar la construcción de circuitos fotónicos más complejos, donde se puedan llevar a cabo protocolos de información cuántica.





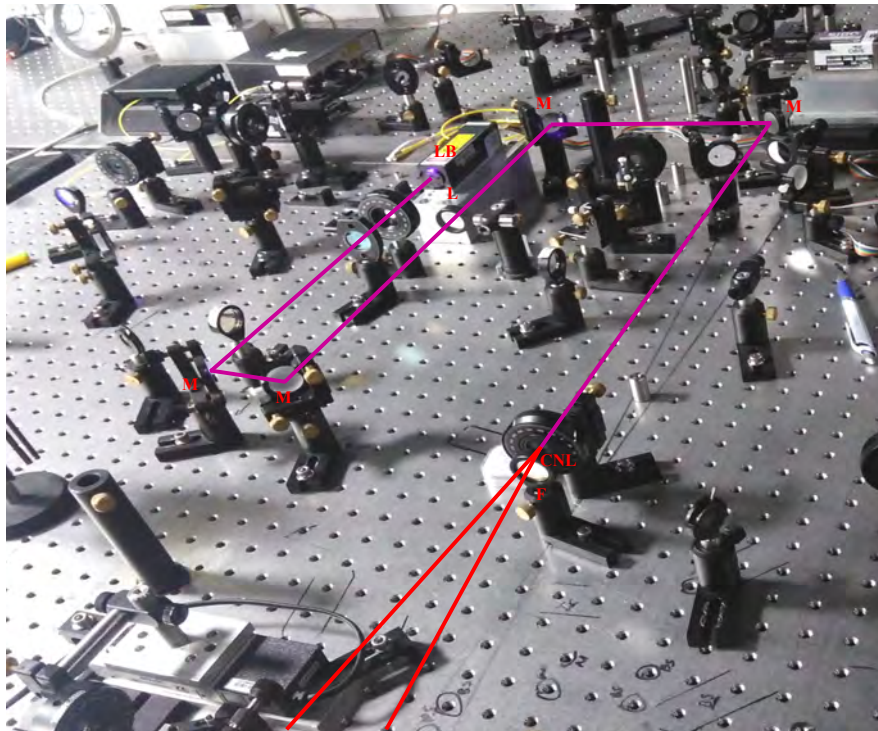
### A.1. Implementación de los arreglos experimentales

El arreglo experimental de la estación de micro-fabricación se muestra en la [Fig. A.1](#).



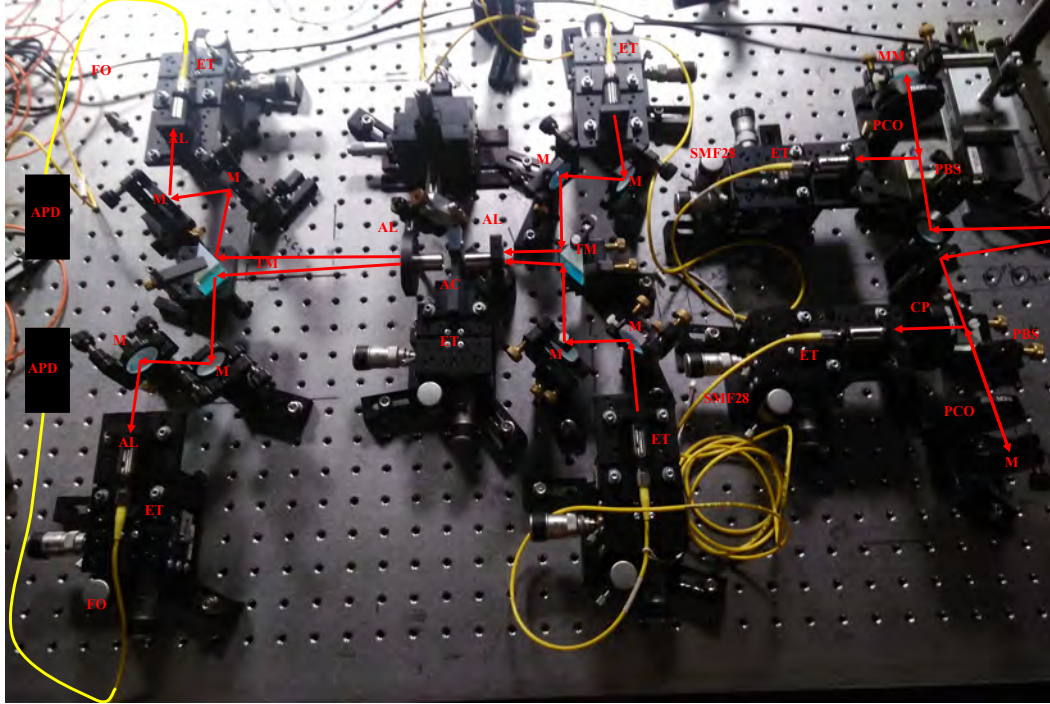
**Figura A.1:** Arreglo experimental de la estación de micro-fabricación  $\mu$ fab. M: espejos, DM: espejos dicróicos.

El arreglo experimental para la fuente de fotones de SPDC Tipo I no colineal se presenta en la Fig. A.2.



**Figura A.2:** Montaje experimental para la generación de SPDC tipo I no colineal. LB: láser de bombeo de longitud de onda central en 403.6 nm, M: espejo, L: lente de  $f = 1$  m, CNL: cristal no lineal  $\beta - BBO$ , F: filtro pasa bandas de 10 nm centrado en 810 nm.

En la Fig. A.3 se muestra el arreglo experimental del interferómetro Hong-Ou-Mandel en chip a partir de la fuente de fotones generados en SPDC Tipo I no colineal.



**Figura A.3:** Arreglo experimental del interferómetro Hong Ou Mandel implementado con el acoplador direccional (AC) fabricado. M: espejos, PBS: divisor de haz polarizado, ET: bloques de translación micrometrica, PCO: placa de cuarto de onda, CP: control en la polarización hecho con una placa de media onda. TM: espejo triangular, AL: lente esférica, FO: fibra optica, APD: foto diodos de avalancha.



# Bibliografía

---

- [1] Richard P. Feynman. Simulating physics with computers. *International journal of theoretical physics*, 21(6-7):467–488, 1982. [1](#)
- [2] Julian Kelly. A preview of bristlecone, google’s new quantum processor. [urlhttps://ai.googleblog.com/2018/03/a-preview-of-bristlecone-googles-new.html](https://ai.googleblog.com/2018/03/a-preview-of-bristlecone-googles-new.html), 2018. [1](#)
- [3] Aram W. Harrow and Ashley Montanaro. Quantum computational supremacy. *Nature*, 549(7671):203, 2017. [1](#)
- [4] Wolfgang P. Schleich et al. Quantum technology: from research to application. *Applied Physics B*, 122(5):130, 2016. [1](#)
- [5] Linda Sansoni. *Integrated devices for quantum information with polarization encoded qubits*. Springer, 2014. [2](#), [6](#)
- [6] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Physics Review Letters*, 59(18):2044–2046, 1987. [2](#), [24](#), [28](#), [29](#), [30](#), [31](#)
- [7] Martin Ams, G. D. Marshall, D. J. Spence, and M. J. Withford. Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses. *Optics express*, 13(15):5676–5681, 2005. [6](#)
- [8] K. Miura Davis, Kiyotaka Miura, Naoki Sugimoto, and Kazuyuki Hirao. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Optics letters*, 21(21):1729–1731, 1996. [6](#), [47](#)
- [9] Alexander Szameit and Stefan Nolte. Discrete optics in femtosecond-laser-written photonic structures. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 43(16):163001, 2010. [6](#), [12](#)
- [10] Stefan Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tuennermann. Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics. *Applied Physics A*, 77(1):109–111, 2003. [6](#)

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [11] Alexander Szameit, Felix Dreisow, Thomas Pertsch, Stefan Nolte, and Andreas Tünnermann. Control of directional evanescent coupling in fs laser written waveguides. *Opt. Express*, 15(4):1579–1587, Feb 2007. [7](#), [55](#)
- [12] Katsunari Okamoto. *Fundamentals of optical waveguides*. Academic press, 2010. [8](#)
- [13] P. S. Salter, A. Jesacher, L. Huang, X. Liu, M. Baum, I. Alexeev, M. Schmidt, and M. J. Booth. Structural analysis of direct laser written waveguides. 8968:896803, 2014. [9](#)
- [14] I. Mansour and F. Caccavale. An improved procedure to calculate the refractive index profile from the measured near-field intensity. *Journal of Lightwave Technology*, 14(3):423–428, March 1996. [9](#), [36](#)
- [15] R. R. A. Syms and J. R. Cozens. *Optical Guided Waves and Devices*. McGraw-Hill, 1992. [10](#), [11](#), [12](#), [16](#)
- [16] C. C. Gerry and P. L. Knigh. *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, New York, 2005. [18](#), [21](#), [23](#), [24](#), [25](#), [26](#)
- [17] Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. Pure & Applied Optics Series: 1-349. Wiley, 1984. [18](#), [19](#), [46](#)
- [18] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics Third Edition*. Academic Press, Chicago, 2008. [18](#), [19](#), [20](#), [21](#)
- [19] Stefan Lerch, Bänz Bessire, Christof Bernhard, Thomas Feuerer, and André Stefanov. Tuning curve of type-0 spontaneous parametric down-conversion. *J. Opt. Soc. Am. B*, 30(4):953–958, Apr 2013. [21](#)
- [20] Stephen P. Walborn, C. H. Monken, S. Pádua, and P. H. Souto Ribeiro. Spatial correlations in parametric down-conversion. *Physics Reports*, 495(4-5):87–139, 2010. [23](#), [24](#), [30](#), [31](#)
- [21] Rocio Jáuregui and Juan P Torres. On the use of structured light in nonlinear optics studies of the symmetry group of a crystal. *Scientific reports*, 6:20906, 2016. [23](#)
- [22] Graham D Marshall, Alberto Politi, Jonathan C. F. Matthews, Peter Dekker, Martin Ams, Michael J. Withford, and Jeremy L. O’Brien. Laser written waveguide photonic quantum circuits. *Optics express*, 17(15):12546–12554, 2009. [25](#), [31](#), [32](#), [46](#)
- [23] Joshua W. Silverstone, Damien Bonneau, Kazuya Ohira, Nob Suzuki, Haruhiko Yoshida, Norio Iizuka, Mizunori Ezaki, Chandra M. Natarajan, Michael G. Tanner, Robert H. Hadfield, et al. On-chip quantum interference between silicon photon-pair sources. *Nature Photonics*, 8(2):104, 2014. [25](#)

- [24] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect. Experimental evidence for a photon anti-correlation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences. *Europhys. Lett.* 1, (173–179), 1986. [27](#)
- [25] Agata M. Brańczyk. Hong-ou-mandel interference. *arXiv preprint arXiv:1711.00080*, 2017. [30](#)
- [26] K. Wang. Quantum theory of two-photon wavepacket interference in a beamsplitter. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 39(18):R293, 2006. [30](#)
- [27] Z.Y.J. Ou. *Multi-Photon Quantum Interference*. Springer US, 2007. [30](#), [32](#)
- [28] C. I. Osorio, N. Sangouard, and Robert Thomas Thew. On the purity and indistinguishability of down-converted photons. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 46(5):055501, 2013. [31](#), [32](#)
- [29] L. E. Vicent, A. B. U'Ren, R. Rangarajan, C. I. Osorio, J. P. Torres, L. Z., and I. A. Walmsley. Design of bright fiber-coupled and fully factorable photon pair sources. *New Journal of Physics*, 12(9):093027, 2010. [32](#), [46](#)
- [30] G. L. Yip, P. C. Noutsios, and L. Chen. Improved propagation-mode near-field method for refractive-index profiling of optical waveguides. *Applied optics*, 35(12):2060–2068, 1996. [36](#)
- [31] Brian J. Smith, P. Mahou, Offir Cohen, J. S. Lundeen, and I. A. Walmsley. Photon pair generation in birefringent optical fibers. *Opt. Express*, 17(26):23589–23602, Dec 2009. [36](#)
- [32] Dominik Blömer, Alexander Szameit, Felix Dreisow, Thomas Schreiber, Stefan Nolte, and Andreas Tünnermann. Nonlinear refractive index of fs-laser-written waveguides in fused silica. *Optics express*, 14(6):2151–2157, 2006. [44](#)
- [33] Md Shamim Ahsan, Ragib Shakil Rafi, Ik-Bu Sohn, Hun-Kook Choi, and Man Seop Lee. Characterization of femtosecond laser filamentation in soda-lime glass. pages 1–6, 2015. [46](#)
- [34] J. A. Dharmadhikari, A. K. Dharmadhikari, A. Bhatnagar, A. Mallik, P. Chandrakanta Singh, Reji K. Dhaman, K. Chalpathi, and D. Mathur. Writing low-loss waveguides in borosilicate (bk7) glass with a low-repetition-rate femtosecond laser. *Optics Communications*, 284(2):630–634, 2011. [48](#)