



CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.

“GENERACIÓN DE ESTADOS CUÁNTICOS ENTRELAZADOS EN CIRCUITOS FOTÓNICOS INTEGRADOS: DISEÑO DE LOS COMPONENTES ESENCIALES”



Tesis que para obtener el grado de Maestro en Ciencias (Óptica)

Presenta: Mauricio Gómez Robles

Director de Tesis: Dr. Roberto Ramirez Alarcon

León · Guanajuato · México

Octubre de 2020

Agradecimientos

Quiero agradecer a todas las personas que me brindaron su apoyo durante el tiempo que estuve realizando mi maestría.

Empezare agradeciendo a mi asesor, Dr. Roberto Ramírez Alarcón, que me acepto en su grupo de investigación y me ha enseñado e impulsado para desarrollarme en este ámbito profesional.

Además quiero agradecer al Dr. Rafael Salas Montiel por haberme aceptado para realizar una estancia en la UTT y por todo lo que me enseñó en el proceso.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) le agradezco la beca recibida durante la maestría, así como el apoyo recibido para realizar una estancia de investigación en el extranjero.

También me gustaría agradecerles a todos los amigos e investigadores que conocí a lo largo de estos dos años, quienes me ayudaron, enseñaron y motivaron para mejorar.

Finalmente le agradezco demasiado a mi familia, quienes estuvieron apoyándome en los momentos más difíciles y que siempre lograron hacerme sentir cerca de casa por más lejos que estuviera.

Resumen

El desarrollo de circuitos fotónicos integrados ha sido de particular interés debido a la escalabilidad en su fabricación, su alto rendimiento y a su bajo costo en sistemas de comunicaciones ópticas en *chip*. Gracias a esto, se han podido ampliar las aplicaciones en información cuántica, como lo son la teleportación cuántica, simuladores cuánticos y metrología cuántica. Otra de las ventajas en el desarrollo de circuitos fotónicos integrados es que estos son compatibles con la tecnología CMOS (*complementary metal-oxide-semiconductor*) ya existente.

En la actualidad existen varias plataformas para la fabricación de los circuitos fotónicos. La plataforma de nitruro de silicio resulta interesante debido a las ventajas que tiene sobre la plataforma de silicio sobre aislante, como baja pérdida de propagación, estabilidad y eficiencia en procesos no lineales de tercer orden.

Esta tesis tuvo como objetivo el diseño y la fabricación de los componentes básicos de un circuito fotónico integrado, centrándose especialmente en el diseño de sintonizadores de fase térmicos, para realizar un circuito fotónico totalmente integrado, en nitruro de silicio, para la generación de un estado entrelazado de cuatro fotones.

Para esto se comenzó obteniendo los parámetros para conseguir guías de onda monomodales desarrollando un solucionador de modos para guías rectangulares. Después se realizó el diseño de rejillas acopladoras de Bragg. Posteriormente se diseñaron acopladores direccionales 50:50 utilizando el paquete numérico de Metric. Finalmente se efectuaron simulaciones del sintonizador de fase térmico actuando sobre las guías de onda, utilizando el software *COMSOL Multiphysics*. Los dispositivos anteriores se diseñaron para longitudes de onda de 800 y 1550 *nm*.

Posterior al diseño de los dispositivos se realizó su fabricación mediante litografía electrónica. Finalmente se planteó el diseño del circuito para generar un estado entrelazado de cuatro fotones haciendo uso de los dispositivos antes descritos.

Contenido

Agradecimientos	2
Resumen	3
List of Figures	7
List of Tables	11
1 Introducción	1
1.1 Contexto y motivación	1
1.2 Objetivos	3
1.2.1 Objetivos específicos	4
1.3 Alcance y organización de la tesis	4
2 Teoría fundamental de óptica integrada y óptica cuántica	6
2.1 Introducción	6
2.2 Ecuaciones de Maxwell	6
2.3 Guías de onda en óptica integrada	8
2.3.1 Guías de onda planas	8
2.3.2 Guías de ondas rectangulares	11
2.4 Teoría de modos acoplados	12
2.5 Cuantización del campo electromagnético	14
2.6 Estados de Fock	16
2.7 Divisores de haz en óptica cuántica	17
2.8 Interferencia de dos fotones	19
2.8.1 Estados entrelazados	19

2.9	Sintonizadores de fase en fotónica integrada	20
2.10	Generación de fotones individuales en fotónica integrada	21
2.10.1	Mezcla espontánea de cuatro ondas	23
2.11	Conclusión	25
3	Elementos del circuito fotónico	27
3.1	Introducción	27
3.2	Métodos electromagnéticos para el cálculo de modos	28
3.2.1	Implementación numérica del método de Marcatelli	28
3.2.2	Propagación de los modos en guías de onda acopladas	28
3.3	Diseño de los dispositivos fotónicos pasivos de los circuitos integrados	29
3.3.1	Guías de onda en nitruro de silicio	29
3.3.2	Acoplador basado en rejillas de Bragg	30
3.3.3	Acopladores direccionales	32
3.4	Sintonizadores de fase térmicos en SiN	37
3.4.1	Materiales y estructura de los sintonizadores térmicos	37
3.4.2	Propiedades eléctricas de los electrodos	38
3.4.3	Cambio de fase	39
3.4.4	Simulaciones para los sintonizadores térmicos	40
3.5	Conclusión	45
4	Fabricación de los componentes para circuitos fotónico	46
4.1	Introducción	46
4.2	Plataforma de nitruro de silicio para dispositivos fotónicos integrados .	47
4.3	Métodos de nanofabricación	49
4.3.1	Generalidades sobre la litografía por haz de electrones	49
4.3.2	Grabado iónico reactivo	50
4.3.3	Deposición de películas delgadas por evaporación	51
4.4	Proceso de fabricación de las estructuras de guías de onda	53
4.4.1	Preparación de la muestra	53
4.4.2	Parámetros de exposición y revelado	53
4.4.3	Resultados de fabricación	56
4.5	Fabricación de los sintonizadores de fase	61

4.5.1	Preparación de la muestra	61
4.5.2	Parámetros de exposición y revelado	62
4.5.3	Deposito de películas delgadas de oro y cromo	62
4.5.4	Resultados de fabricación de los sintonizadores de fase	64
4.6	Conclusión	66
5	Conclusión general	67
5.1	Perspectivas	68
	Apéndices	71
A	Solucionador de modos	72
B	Método del medio efectivo	75

Lista de figuras

1.1	Esquema del dispositivo final deseado en donde se observan acopladores direccionales, espirales y sintonizador de fase.	3
2.1	Guía de onda plana	9
2.2	Geometría de una guía de onda rectangular para el empleo de la aproximación de Marcatelli.	12
2.3	Forma de esquematizar un divisor de haz en mecánica cuántica.	18
2.4	Esquema de las transiciones energéticas para la generación de fotones individuales.	22
2.5	Esquema del proceso de mezcla de cuatro ondas (SFWM).	23
2.6	Esquema del proceso de mezcla de cuatro ondas (SFWM) degenerado en los fotones a) de bombeo y b) señal y acompañante.	25
3.1	Perfil del modo guiado en las guías de onda monomodales para una longitud de onda de a) $\lambda = 800$ nm y b) $\lambda = 1550$ nm.	30
3.2	Esquema de una rejilla de acoplamiento de Bragg donde λ es la longitud de onda a acoplar, θ el ángulo de acoplamiento y Λ el periodo de la rejilla.	31
3.3	Vista superior de una rejilla de acoplamiento de Bragg donde R es el radio de la rejilla, a es el periodo y θ es el ángulo de apertura.	32
3.4	Modos acoplados en dos guías con una separación de 200 nm para una longitud de onda $\lambda = 800$ nm.	33
3.5	Modos acoplados en dos guías con una separación de 200 nm para una longitud de onda $\lambda = 1550$ nm.	33
3.6	Propagación de luz en guías de onda acopladas para $\lambda = 800$ nm dada una distancia de separación de a) 50 nm, b) 75 nm, c) 100 nm, d) 125 nm, e) 150 nm, f) 175 nm y g) 200 nm.	35

3.7	Coeficiente de acoplamiento en función de la distancia de separación en la guía de onda para $\lambda = 800$ nm.	35
3.8	Propagación de luz en guías de onda acopladas para $\lambda = 1550$ nm dada una distancia de separación de a) 50nm, b) 75 nm,c) 100 nm, d) 125 nm, e) 150 nm, f) 175 nm y g) 200 nm.	36
3.9	Coeficiente de acoplamiento en función de la distancia de separación en la guía de onda para $\lambda = 1550$ nm.	36
3.10	Sintonizador de fase termico, en este trabajo se consideraron las dimensiones: $Dt = 100 \mu\text{m}$, $Wl = 45 \mu\text{m}$, $Lh = 270 \mu\text{m}$ y $wh = 8 \mu\text{m}$	38
3.11	Sección transversal de la guía de onda con el sintonizador de fase térmico fabricada en la UTT, Francia.	38
3.12	Distribución de temperatura simulada mediante <i>COMSOL Multiphysics</i> para la estructura propuesta en este reporte de una guía monomodal para una longitud de onda de 800 nm y un voltaje aplicado de 2.5 V.	41
3.13	Distribución de temperatura simulada mediante <i>COMSOL Multiphysics</i> para la estructura propuesta en este reporte de una guía monomodal para una longitud de onda de 1550 nm y un voltaje aplicado de 2.5 V.	41
3.14	Cambio de temperatura en el núcleo de la guía de onda en función de la potencia generada por el sintonizador térmico de la guía monomodal para una longitud de onda de 800 nm.	43
3.15	Cambio de temperatura en el núcleo de la guía de onda en función de la potencia generada por el sintonizador térmico de la guía monomodal para una longitud de onda de 1550 nm.	43
3.16	Cambio de fase generado por el sintonizador térmico en función de la potencia en la guía de onda para una longitud de onda de 800 nm.	44
3.17	Cambio de fase generado por el sintonizador térmico en función de la potencia en la guía de onda para una longitud de onda de 1550 nm.	44
4.1	Mascarilla de guía recta con rejillas de acoplamiento de Bragg.	54
4.2	Mascarilla de acoplador direccional 50:50.	55
4.3	Mascarilla de interferómetro Mach-Zehnder.	55

4.4	Proceso de fabricación de las componentes pasivas de los circuitos integrados. a) Limpieza de la muestra de nitruro de silicio sobre sílice. b) Deposito de resina. c) Exposición del patrón en la resina mediante EBL. d) Revelado de la muestra. e) Grabado ionico reactivo.	56
4.5	Guías de onda y rejillas de acoplamiento de Bragg para $\lambda = 800$ nm, a) guías rectas con longitudes de 200 a 600 μm , b) guías de onda rectas con distinto periodo en sus rejillas de acoplamiento, c) rejillas de acoplamiento con el periodo mínimo, central y máximo.	57
4.6	Guías de onda y rejillas de acoplamiento de Bragg para $\lambda = 1550$ nm, a) guías rectas con longitudes de 200 a 600 μm , b) guías de onda rectas con distinto periodo en sus rejillas de acoplamiento, c) rejillas de acoplamiento con el periodo mínimo, central y máximo.	58
4.7	Acopladores direccionales para $\lambda = 800$ nm. a) Acoplador direccional completo, b) zona de acoplamiento.	58
4.8	Acopladores direccionales para $\lambda = 1550$ nm. a) Acoplador direccional completo, b) zona de acoplamiento.	58
4.9	Interferómetros Mach-Zehnder con distintas longitudes en el brazo superior y sin electrodos.	59
4.10	Imágenes de las guías rectas tomadas por el SEM. a) Para $\lambda = 800$ nm se midió un ancho aproximado $w = 0.496$ μm . b) Para $\lambda = 1550$ nm se midió un ancho aproximado $w = 1.21$ μm	59
4.11	Imágenes de las rejillas de acoplamiento de Bragg tomadas por el SEM. a) Para $\lambda = 800$ nm se midió un periodo aproximado $\Lambda = 0.547$ μm . b) Para $\lambda = 1550$ nm se midió un periodo aproximado $\Lambda = 1.17$ μm	60
4.12	Imagen tomada por el SEM a un acoplador direccional donde se midió una separación aproximada entre las guías de $s = 110$ nm	60
4.13	Proceso de fabricación del sitonizador termico. a) Limpieza de la muestra de nitruro de silicio sobre sílice (con las componentes pasivas ya fabricadas). b) Depósito de resina mediante <i>spin coating</i> . c) Exposición del patrón en la resina mediante EBL. d) Revelado de la muestra. e) Depósito de películas delgadas de oro y cromo mediante evaporación. f) <i>Lift-off</i>	63

4.14	Interferómetros Mach-Zehnder con electrodos para $\lambda = 800$ nm.	64
4.15	Interferómetros Mach-Zehnder con electrodos para $\lambda = 1550$ nm.	65
4.16	Errores de fabricación de los electrodos.	65
5.1	Mascarilla para el circuito generador de estados de cuatro fotones entrelazados degenerados en frecuencia.	69
B.1	Método de medio efectivo. a) División de una guía de onda rectangular en tres regiones. b) Transformación de la guía de onda rectangular a una guía de onda plana.	76

Lista de Tablas

3.1	Parámetros de las guías de onda monomodales.	30
4.1	Característica importantes del silicio y del nitruro de silicio.	49
4.2	Parámetros de exposición para litografía electrónica de las estructuras basadas en guías de onda.	54
4.3	Parámetros de exposición de litografía electrónica para la fabricación de los electrodos.	62

Capítulo 1

Introducción

1.1 Contexto y motivación

Hace algunos años los algoritmos cuánticos fueron presentados a la comunidad científica para resolver problemas que se consideraban difíciles al utilizar un enfoque clásico[1]. Al utilizar algoritmos cuánticos surgieron avances significativos en diferentes áreas de investigación como criptografía, algoritmos, simuladores, y comunicaciones [2–5]. Se han propuesto varias plataformas para el desarrollo de dispositivos que implementen los algoritmos antes mencionados dentro de los cuales los fotones encajan naturalmente como un sistema efectivo para procesar información [1, 6–8]. Por ejemplo el muestreo de bosones es un modelo específico de la computación cuántica que se adecúa para la plataforma fotónica [9] y ha sido ajustado para el cálculo de espectros de vibraciones moleculares [10], simulaciones de espín Hamiltoniano [11], simulaciones de dinámica cuántica molecular [12], por mencionar algunos problemas de interés.

La fotónica cuántica sobresale de todas las opciones de sistemas para la implementación de circuitos cuánticos debido a su larga variedad de aplicaciones en información cuántica, incluyendo teleportación cuántica, simulación cuántica y metrología cuántica [13–15]. A su vez la implementación de estos dispositivos fotónicos es compatible con la ya existente tecnología *metal-oxide-semiconductor* complementaria (CMOS), en contraste con otros sistemas como iones atrapados y átomos fríos [16, 17]. Además, los fotones son ideales para ser usados como un sistema de procesamiento de información debido a su rápida velocidad de propagación, su nula

interacción con el medio externo, su baja decoherencia, su baja pérdida de propagación y a que pueden ser manipulados con relativa facilidad [18].

Para la fabricación de circuitos fotónicos integrados (PICs, por sus siglas en inglés) se han explorado distintas plataformas de fabricación, dentro de estas se encuentra el silicio sobre aislante (SOI, por sus siglas en inglés), la cual es una plataforma de alto contraste de índice de refracción que ha sido la dominante para el desarrollo de PICs [19]. El éxito de la fotónica de silicio puede ser atribuida a dos características principales. La primera es la compatibilidad que existe con la infraestructura CMOS, mencionada anteriormente, que ha mostrado ser el factor más determinante para el desarrollo de circuitos en esta plataforma. Lo anterior hace posible fabricar a gran escala circuitos fotónicos en fabricas de circuitos electrónicos integrados, lo que permite que el costo de fabricación se reduzca considerablemente [16]. En segundo lugar, un atributo importante de la fotónica de silicio es el alto contraste de índice de refracción en la implementación de PICs. Esto garantiza poder desarrollar circuitos ópticos complejos mientras se mantiene un tamaño pequeño del circuito, lo que permite tener mas circuitos en una sola muestra. Además, el alto contraste de índice permite implementar funciones como rejillas de acoplamiento de alta eficiencia [20].

A pesar de esto el incremento en el rango de aplicaciones que han surgido para los PICs ha hecho que sea necesario explorar nuevas plataformas de fabricación debido a que el SOI no es transparente en el rango de luz visible [21] lo cual, entre otros inconvenientes, dificulta la implementación de estas nuevas aplicaciones. El nitruro de silicio (SiN) es una buena plataforma alternativa a tomar en cuenta, ya que tiene mayor rango de transparencia que el SOI, un contraste moderado en el índice de refracción, y como el SOI, utiliza procesos compatibles CMOS para el desarrollo de PICs [22, 23].

Por estas y otras ventajas que se presentan al utilizar la plataforma de nitruro de silicio [24] en esta tesis de maestría nos concentramos en el diseño y fabricación de las componentes básicas para el desarrollo de circuitos fotónicos integrados utilizando esta plataforma.

Este trabajo fue desarrollado dentro del marco de colaboración entre la Université de Technologie de Troyes (UTT) en Francia, y el Centro de Investigaciones en Óptica A.C. (CIO) en México, siendo el objetivo de esta colaboración el desarrollo de circuitos

micro- y nano-fotónicos integrados.

El intercambiador de fase es uno de los componente fundamental para el desarrollo de circuitos fotónicos integrados [25]. Debido a que dentro del grupo de investigación no se habían diseñado este tipo de dispositivos, en este trabajo se presta principal atención al diseño y fabricación de un sintonizador de fase, con lo que se espera poder desarrollar circuitos fotónicos complejos y de alto impacto [26, 27]. Debido a la importancia que tienen los estados cuánticos entrelazados dentro de la información cuántica se plantea el diseño para la fabricación de un circuito totalmente integrado para la generación de un estado entrelazado de cuatro fotones degenerados en frecuencia utilizando las componentes básicas desarrolladas a lo largo de este trabajo de tesis.

1.2 Objetivos

El objetivo principal es diseñar las componentes básicas utilizadas para el desarrollo de PICs, centrandó nuestra atención en acopladores direccionales y sintonizadores de fase. Utilizando estas componentes se desarrollará un circuito fotónico integrado sobre nitruro de silicio, el cual tiene como objetivo demostrar experimentalmente la generación de un estado entrelazado de cuatro fotones degenerados en frecuencia. El esquema de este circuito se muestra en la Figura 1.1

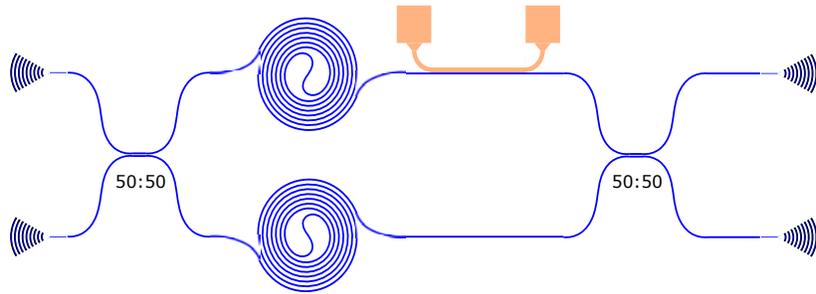


Figure 1.1: Esquema del dispositivo final deseado en donde se observan acopladores direccionales, espirales y sintonizador de fase.

Para lograr esto nos centramos en desarrollar los siguientes objetivos específicos:

1.2.1 Objetivos específicos

- 1) Desarrollo de un programa para obtener los modos de una guía de onda rectangular tipo *ridge* con el objetivo de obtener las dimensiones para guías de onda monomodales considerando una longitud de onda de 800 nm y 1550 nm en una plataforma de nitruro de silicio.
- 2) Diseñar rejillas de acoplamiento de Bragg para acoplar y desacoplar luz en estas guías de onda.
- 3) Desarrollar acopladores direccionales 50:50, y obtener una constante de acoplamiento entre dos guías de onda para poder diseñar cualquier tipo de acoplador direccional en caso de ser necesario.
- 4) Realizar simulaciones del funcionamiento de un sintonizador de fase térmico en las estructuras de guías de onda antes mencionadas.
- 5) Fabricar cada una de las componentes y desarrollar un interferómetro Mach-Zehnder para la caracterización de los sintonizadores de fase.
- 6) Discutir como se podrían implementar estas componentes para el desarrollo de un circuito fotónico integrado para generar un estado de 4 fotones enredados.

1.3 Alcance y organización de la tesis

El alcance de la tesis fue poner a disposición del grupo en colaboración CIO/UTT las componentes básicas de los circuitos fotónicos integrados. Específicamente se planean utilizar estos para el desarrollo de un circuito generador de estados de cuatro fotones máximamente enredados para la obtención del primer resultado de alto impacto.

El manuscrito de la tesis se divide en cuatro capítulos, el segundo capítulo trata la teoría fundamental de las guías de onda en óptica integrada, haciendo hincapié en guías de onda rectangulares tipo *ridge*, y de la teoría de modos acoplados para el desarrollo de acopladores direccionales. Posteriormente se habla de la teoría para generar pares de fotones mediante mezcla espontánea de cuatro ondas (SFWM, por sus siglas en inglés). Finalmente se hace un breve repaso a temas de mecánica cuántica relevantes para este trabajo.

En el capítulo 3 se presentan los resultados de las simulaciones efectuadas para realizar el diseño de cada una de las componentes básicas, incluyendo guías de onda monomodales, rejillas de acoplamiento de Bragg, acopladores direccionales, y finalmente una sección donde se muestran simulaciones del funcionamiento de un sintonizador de fase térmico actuando sobre las estructuras de guías de onda antes mencionadas.

Posteriormente, en el capítulo 4 se tratan los temas relevantes a la fabricación de los dispositivos integrados. Empezando con un repaso de las principales características de la plataforma de nitruro de silicio y las ventajas que tiene esta sobre el SOI, justificando así la selección de este material para el desarrollo de los componentes en esta tesis. Después se presentan las técnicas de fabricación que se utilizaron para realizar los dispositivos, describiendo detalladamente el proceso de fabricación de estos. Se presentan a su vez imágenes tomadas con el microscopio óptico y el electrónico de cada una de las estructuras, mostrando como dispositivo final un interferómetro Mach-Zehnder que implementa todas las componentes diseñadas y que se utiliza para la caracterización de los sintonizadores de fase.

Finalmente en el capítulo 5 se presentan las conclusiones de este trabajo así como algunos puntos interesantes en el desarrollo de estos dispositivos y futuros trabajos a realizar.

Capítulo 2

Teoría fundamental de óptica integrada y óptica cuántica

2.1 Introducción

En este capítulo se presentara la teoría necesaria para el desarrollo del trabajo de esta tesis. Se empezará haciendo un repaso de las ecuaciones de Maxwell en un medio dieléctrico para poder pasar a la teoría ondulatoria de guías de ondas, estudiando el caso particular de las guías de onda planas y rectangulares. Después revisará la teoría de modos acoplados necesaria para el diseño de acopladores direccionales.

Posteriormente se hará un breve repaso de óptica cuántica, estudiando los estados de Fock, los divisores de haz desde el punto de vista de la óptica cuántica, interferencia de fotones y la definición de estados entrelazados. Después se estudiará la importancia de los sintonizadores de fase para la fotónica integrada y su implementación en un circuito. Finalmente se estudiará la teoría de generación de pares de fotones mediante el proceso de mezcla espontánea de cuatro ondas.

2.2 Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell se utilizan para describir la propagación de un campo electromagnético en un medio dieléctrico o metálico. En un medio dieléctrico homogéneo y sin pérdidas se escriben en términos del campo eléctrico \mathbf{e} y del campo magnético \mathbf{h} , en unidades del sistema internacional, como [28]:

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\mu \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{h} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}. \quad (2.2)$$

Donde ϵ y μ expresan la permitividad y permeabilidad de el medio respectivamente. ϵ y μ están relacionado con sus respectivos valores en el vacío de $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} [F/m]$ y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [N/A^2]$ mediante:

$$\epsilon = \epsilon_0 n^2, \quad (2.3)$$

$$\mu = \mu_0. \quad (2.4)$$

Donde n es el índice de refracción del medio. Cuando consideramos una onda electromagnética con una frecuencia angular ω y propagándose en dirección z con una constante de propagación β los campos eléctrico y magnético pueden ser expresados como:

$$\mathbf{e} = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.6)$$

Donde r denota la posición en el plano transversal al eje z . Sustituyendo estas ecuaciones en las ecuaciones 2.1 y 2.2 se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y &= -j\omega\mu_0 H_x, \\ -j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -j\omega\mu_0 H_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -j\omega\mu_0 H_z, \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y &= j\omega\epsilon_0 n^2 E_x, \\ -j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j\omega\epsilon_0 n^2 E_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j\omega\epsilon_0 n^2 E_z. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Las ecuaciones anteriores son la base para el análisis de guías de onda planas y rectangulares. De la infinidad de soluciones que tienen las ecuaciones de Maxwell

debemos de seleccionar aquellas que satisfagan las condiciones de frontera de un respectivo problema. A continuación se describirá el problema de una guía de onda plana para adquirir un entendimiento fundamental de guías de onda. Además los resultados obtenidos se utilizarán junto con aproximaciones analíticas para analizar el caso de las guías de onda rectangulares.

2.3 Guías de onda en óptica integrada

Las guías de onda son la componente mas fundamentales en un circuito fotónico, particularmente en fotónica integrada se utilizan guías de onda rectangulares tipo *ridge*, donde es importante saber la constante de propagación y el índice de refracción efectivo para los modos guiados en estas. Por esta razón en la presente sección se estudiará la propagación de un campo electromagnético a través de guías de onda planas y rectangulares.

2.3.1 Guías de onda planas

Considerando una guía de onda plana dieléctrica como la que se muestra en la Figura 2.1, utilizando las ecuaciones de Maxwell se obtiene el conjunto de ecuaciones 2.7 como se vio en la sección anterior. Los campos electromagnéticos \mathbf{E} y \mathbf{H} no tienen dependencia en el eje y , por lo tanto $\partial\mathbf{E}/\partial y = \partial\mathbf{H}/\partial y = 0$. Sustituyendo esto se obtienen dos modos electromagnéticos independientes, los cuales se denotan como modo TE (transversal eléctrico) y TM (transversal magnético) [28, 29]. El modo TE satisface la siguiente ecuación de onda.

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0. \quad (2.8)$$

Donde

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y, \quad (2.9)$$

$$H_z = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{dE_y}{dx}, \quad (2.10)$$

$$E_x = E_z = H_y = 0. \quad (2.11)$$

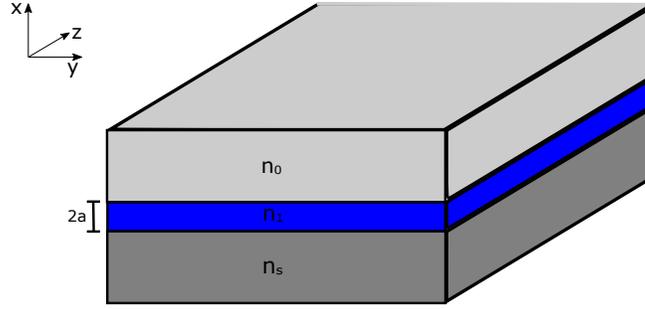


Figure 2.1: Guía de onda plana

Al mismo tiempo las componentes tangenciales E_y y H_z deben de ser continuas en las fronteras entre los dos medios. Como muestra la ecuación 2.11 la componente z del campo eléctrico debe de ser cero debido a que el campo eléctrico es perpendicular al eje z .

De manera similar para el modo TM se satisface la siguiente ecuación de onda:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2} \frac{dH_y}{dx} \right) + \left(k^2 - \frac{\beta^2}{n^2} \right) H_y = 0. \quad (2.12)$$

Donde

$$E_x = -\frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n^2} H_y, \quad (2.13)$$

$$E_z = -\frac{i}{\omega \epsilon_0 n^2} \frac{dH_y}{dx}, \quad (2.14)$$

$$E_y = H_z = H_x = 0. \quad (2.15)$$

Como se muestra en la ecuación 2.15 el componente z del campo magnético es cero debido a que este es perpendicular al plano del eje z .

Las constantes de propagación y los campos electromagnéticos de los modos TE y TM pueden ser obtenidos resolviendo las ecuaciones 2.8 y 2.12. Si se considera que la guía de onda plana tiene un perfil uniforme del índice de refracción en el núcleo, y este está definido en el rango $-a \geq x \geq a$, al resolver la ecuación 2.8 para el modo TE se obtiene que el campo electromagnético esta confinado en el núcleo de la guía y decae exponencialmente en el revestimiento. La distribución del campo eléctrico es

expresada como [28, 29]:

$$E_y = \begin{cases} A \cos(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} & (x > a) \\ A \cos(\kappa x - \phi) & (-a \geq x \geq a) \\ A \cos(\kappa a + \phi) e^{\xi(x-a)} & (x < -a) \end{cases}, \quad (2.16)$$

donde κ , σ y ξ son números de onda y están dados por:

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{k^2 n_1^2 - \beta^2}, \\ \sigma &= \sqrt{\beta^2 - k^2 n_0^2}, \\ \xi &= \sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Donde n_0 , n_1 y n_s son los índices de refracción del núcleo, el sustrato y el revestimiento respectivamente, como se muestra en la Figura 2.1. Notamos que el campo E_y es continuo en las fronteras entre el núcleo y el revestimiento. La otra condición de frontera que debe de cumplirse es que H_z también debe de ser continuo en las fronteras, y según la ecuación 2.10 esto se puede analizar mediante la condición de continuidad de dE_y/dx como:

$$\frac{dE_y}{dx} = \begin{cases} -\sigma A \cos(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} & (x > a) \\ -\kappa A \sin(\kappa x - \phi) & (-a \geq x \geq a) \\ \xi A \cos(\kappa a + \phi) e^{\xi(x-a)} & (x < -a) \end{cases}, \quad (2.18)$$

donde para que dE_y/dx sea continua en $x = \pm a$ se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$\tan(u + \phi) = \frac{w}{u}, \quad (2.19)$$

$$\tan(u - \phi) = \frac{w'}{u}, \quad (2.20)$$

donde

$$\begin{aligned} u &= \kappa a, \\ w &= \xi a, \\ w' &= \sigma a. \end{aligned} \quad (2.21)$$

De las ecuaciones 2.19 y 2.20 se obtienen las siguientes ecuaciones de eigenvalores

considerando a m un entero positivo.

$$u = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w}{u} \right) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w'}{u} \right), \quad (2.22)$$

$$\phi = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w}{u} \right) - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w'}{u} \right). \quad (2.23)$$

De la ecuación 2.22 se puede obtener el valor de β para cada uno de los modos TE. De forma análoga se puede calcular la ecuación de eigenvalores para los modos TM obteniendo:

$$u = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 w}{n_s^2 u} \right) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 w'}{n_0^2 u} \right). \quad (2.24)$$

2.3.2 Guías de ondas rectangulares

Marcatili propone un método analítico para tratar el problema de una guía rectangular haciendo la aproximación que se describe en la Figura 2.2 [30], donde asume que el campo electromagnético en las áreas sombreadas de las esquinas es despreciable debido a que el campo electromagnético decae rápidamente en el revestimiento. De esta forma no se deben de considerar condiciones de frontera en estas áreas.

Según la aproximación de Marcatili se consideran dos casos por separado, en el primero se toma que E_x y H_y son predominantes, considerando así que $H_x = 0$, este caso sería el equivalente a los modos transversales eléctricos representados por TE_{mn} . El segundo caso es en el que se considera $H_y = 0$ y que E_y y H_x son predominantes, lo cual equivale a los modos transversales magnéticos representados por TM_{mn} .

Para analizar el caso de los modos TE_{mn} dada la geometría del sistema podemos considerar a la guía rectangular como una combinación de guías planas, de esta forma obtendríamos dos ecuaciones de eigenvalores, una en el eje x y la otra en el eje y [28]. Para la primera se considera la ecuación de eigenvalores de los modos TM para una guía plana, y para la segunda la ecuación de eigenvalores de los modos TE obteniendo los siguientes resultados:

$$\kappa_x a = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 w_x}{n_0^2 u_x} \right) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{n_1^2 w'_x}{n_0^2 u_x} \right), \quad (2.25)$$

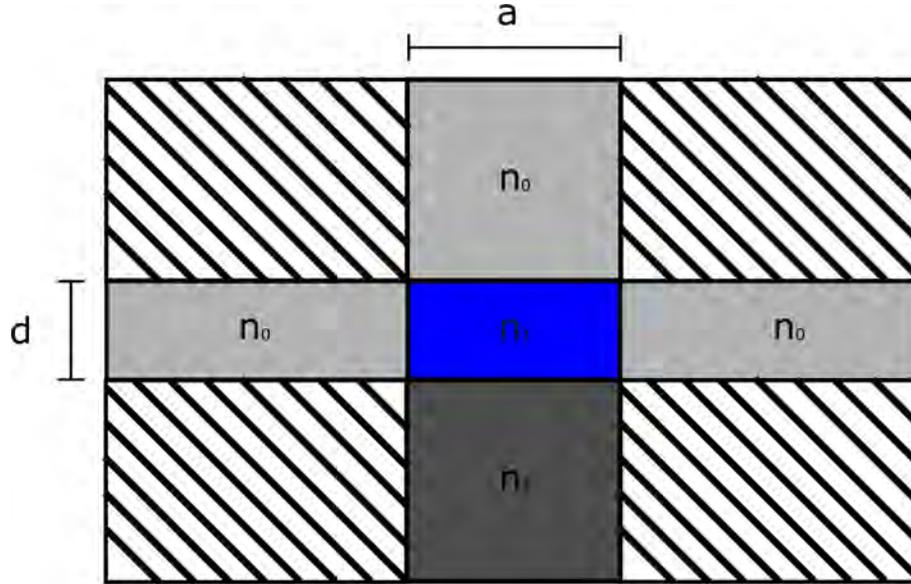


Figure 2.2: Geometría de una guía de onda rectangular para el empleo de la aproximación de Marcatelli.

$$\kappa_y d = \frac{n\pi}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w_y}{u_y} \right) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{w'_y}{u_y} \right), \quad (2.26)$$

donde la constante de propagación se calcula de la siguiente forma:

$$\beta = \sqrt{k^2 n_1^2 - (k_x^2 + k_y^2)}. \quad (2.27)$$

Y para calcular el índice de refracción efectivo tenemos:

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k}. \quad (2.28)$$

El caso del modo transversal magnético es análogo con la diferencia en que se considera en el cálculo de k_x la ecuación de eigenvalores para el modo TE y para k_y la del modo TM.

2.4 Teoría de modos acoplados

Para tratar la teoría detrás del funcionamiento de los acopladores direccionales se utilizará el formalismo de modos acoplados. Si se consideran dos modos electromagnéticos, cada uno en una guía de onda distinta, en general, con dos frecuencias distintas, con amplitudes A y B . De forma que las ecuaciones de

propagación de cada modo se representan como [31]:

$$\begin{aligned} E_a(z, x, t) &= A e^{i(\omega_a t + \beta_a z)}, \\ E_b(z, x, t) &= B e^{i(\omega_b t + \beta_b z)}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Cuando las guías de onda se acercaran demasiado entre si, la potencia es intercambiada entre los modos, de manera que las amplitudes A y B ya no son constantes y dependen de z , obedeciendo la relación [32]:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= \kappa_{ab} B e^{-i(\beta_a - \beta_b)z}, \\ \frac{dB}{dz} &= \kappa_{ba} A e^{i(\beta_a - \beta_b)z}, \end{aligned} \quad (2.30)$$

donde κ_{ab} y κ_{ba} son los coeficientes de acoplamiento, los cuales son determinados por el contexto físico a considerar. Para que haya un intercambio de energía entre los modos que viajan en cada una de las guías de onda estas tienen que estar suficientemente cerca de forma en que el campo evanescente de dichos modos se superpongan en las guías.

La propagación de la luz en un sistema de dos guías de onda idénticas sin pérdidas y sin dispersión puede ser modelado de forma en que solo las amplitudes en las guías de onda evolucionen mientras que la forma del campo se mantenga constante. De forma que se obtienen las siguientes ecuaciones [33]:

$$\begin{aligned} i \frac{dA(z)}{dz} + \kappa B(z) &= 0, \\ i \frac{dB(z)}{dz} + \kappa A(z) &= 0. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Si se excita una sola guía de onda de forma que las condiciones iniciales sean $A(0) = 1$ y $B(0) = 0$, al solucionar las ecuaciones anteriores se obtiene:

$$\begin{aligned} A(z) &= \cos(\kappa z), \\ B(z) &= i \sin(\kappa z). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Considerando que la intensidad esta dada como $I_a(z) = |A(z)|^2$ y $I_b(z) = |B(z)|^2$ se

obtiene que el coeficiente de acoplamiento viene dada por:

$$\kappa = \frac{1}{z} \arctan \sqrt{\frac{I_B}{I_A}}. \quad (2.33)$$

Se puede definir entonces el término de longitud de acoplamiento en función de κ como:

$$l_c = \frac{\pi}{2\kappa}. \quad (2.34)$$

Para diseñar un acoplador direccional, el cual acople cierto porcentaje de intensidad a la otra guía de onda, se debe de cumplir la condición:

$$l_{f:1-f} = \frac{1}{\kappa} \arctan \sqrt{\frac{f}{1-f}}. \quad (2.35)$$

Donde f es el porcentaje a acoplar en la segunda guía de onda. De la ecuación anterior se obtiene que la longitud de acoplamiento para un acoplador direccional 50:50 es:

$$l_{1/2} = \frac{\pi}{4\kappa}. \quad (2.36)$$

2.5 Cuantización del campo electromagnético

Se considera un campo radiante confinado en una cavidad a lo largo del eje z con paredes perfectamente conductoras en $z = 0$ y $z = L$. El campo eléctrico entonces tomará la forma de una onda estacionaria, se asume que no hay fuentes de radiación en la cavidad y que el campo está polarizado a lo largo de x . Las ecuaciones de Maxwell sin fuentes, en unidades del sistema internacional, son [34]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.37)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.38)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.39)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.40)$$

Un campo monomodal que satisface las ecuaciones de Maxwell y las condiciones

de frontera está dado por:

$$E_x(z, t) = \left(\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0} \right)^{1/2} q(t) \sin(kz), \quad (2.41)$$

donde V es el volumen de la cavidad y $q(t)$ es una factor dependiente del tiempo que tiene dimensiones de longitud. El campo magnético de la cavidad está dado entonces como:

$$B_y(z, t) = \left(\frac{\epsilon_0\mu_0}{k} \right) \left(\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0} \right)^{1/2} \dot{q}(t) \cos(kz), \quad (2.42)$$

donde \dot{q} representa un momento canónico de una “partícula” con masa unitaria. La energía clásica del campo monomodal esta dada por [34]:

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2} \int dV (\epsilon_0 \mathbf{E}^2)(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{1}{2} \int dV (\epsilon_0 E_x^2(z, t) + \frac{1}{\mu_0} B_y^2(z, t)). \end{aligned} \quad (2.43)$$

Sustituyendo las ecuaciones 2.41 y 2.42 se obtiene:

$$H = \frac{1}{2} (p^2 + \omega^2 q^2). \quad (2.44)$$

Esto se puede abordar considerando las variables canónicas q y p del sistema clásico y simplemente remplazarlas por sus operadores correspondientes equivalente a \hat{q} y \hat{p} , los cuales tienen que satisfacer la relación de conmutación $[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar$. De esta manera el operador Hamiltoniano viene dado como:

$$\hat{H} = \frac{1}{2} (\hat{p}^2 + \omega^2 \hat{q}^2). \quad (2.45)$$

Sin embargo es conveniente introducir los operadores no Hermitianos de creación (\hat{a}^\dagger) y aniquilación (\hat{a}) como:

$$\hat{a} = (2\hbar\omega)^{-1/2} (\omega\hat{q} + i\hat{p}), \quad (2.46)$$

$$\hat{a}^\dagger = (2\hbar\omega)^{-1/2} (\omega\hat{q} - i\hat{p}). \quad (2.47)$$

Los operadores de campo eléctrico y magnético se representan como:

$$\hat{E}_x(z, t) = \mathcal{E}_0 (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \sin(kz), \quad (2.48)$$

$$\hat{B}_y(z, t) = \mathcal{B}_0 \frac{1}{i} (\hat{a} - \hat{a}^\dagger) \cos(kz). \quad (2.49)$$

Donde $\mathcal{E}_0 = (\hbar\omega/\epsilon_0 V)^{1/2}$ y $\mathcal{B}_0 = (\mu_0/k)(\epsilon_0 \hbar\omega^3/V)^{1/2}$ representan el campo eléctrico y magnético “por fotón”. Los operadores \hat{a} y \hat{a}^\dagger satisfacen la relación de conmutación $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$, y como resultado el operador Hamiltoniano puede ser reescrito como:

$$\hat{H} = \hbar\omega \left(\hat{a}\hat{a}^\dagger + \frac{1}{2} \right). \quad (2.50)$$

2.6 Estados de Fock

Los estados de número o de Fock $|n\rangle$, son un conjunto de eigenestados del operador Hamiltoniano que representan el número específico de cuantos o fotones en el sistema [34, 35]. El producto de los operadores $\hat{a}^\dagger \hat{a}$ tiene un significado especial y es llamado operador de número el cual se denota como \hat{n} de forma que:

$$\hat{H} |n\rangle = \hbar\omega \left(\hat{a}\hat{a}^\dagger + \frac{1}{2} \right) |n\rangle = E_n |n\rangle. \quad (2.51)$$

Si multiplicamos por \hat{a}^\dagger y usando las relaciones de conmutación obtenemos una nueva ecuación de eigenvalores

$$\hbar\omega \left(\hat{a}\hat{a}^\dagger + \frac{1}{2} \right) (\hat{a}^\dagger |n\rangle) = (E_n + \hbar\omega) (\hat{a}^\dagger |n\rangle), \quad (2.52)$$

la cual es el problema de eigenvalores para el eigenestado $(\hat{a} |a\rangle)$ con el eigenvalor de energía $E_n + \hbar\omega$. Se puede notar que se creó un “cuanto” o fotón de energía $\hbar\omega$ y esta es la razón por la que \hat{a}^\dagger toma el nombre de operador de creación. De manera similar si se usa el operador \hat{a} se obtiene:

$$\hat{H} (\hat{a} |n\rangle) = (E_n - \hbar\omega) (\hat{a} |n\rangle), \quad (2.53)$$

de donde es notorio que el operador \hat{a} destruye un fotón de energía $\hbar\omega$. Evidentemente si se repite el proceso en la ecuación 2.53 se irá reduciendo la energía en múltiplos enteros de $\hbar\omega$, pero debido a que la energía del oscilador armónico es positiva, debe de existir un eigenvalor mínimo de energía $E_n > 0$, al que corresponde el eigenestado

$|0\rangle$ de manera que:

$$\hat{H}(\hat{a}|0\rangle) = (E_0 - \hbar\omega)(\hat{a}|0\rangle) = 0, \quad (2.54)$$

$$\hat{a}|0\rangle = 0. \quad (2.55)$$

Entonces el eigenvalor de energía menor es $\hbar\omega/2$ y los eigenvalores de energía están dados por:

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (2.56)$$

Para el operador de número se tiene:

$$\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle. \quad (2.57)$$

Este estado de número, o estado de Fock, tiene que estar normalizado como $\langle n|n\rangle = 1$.

Por lo que para este estado se tiene

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle, \quad (2.58)$$

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle. \quad (2.59)$$

De esta forma se tiene que el estado de Fock $|n\rangle$ se obtiene del estado base al aplicar n veces el operador de creación

$$|n\rangle = \frac{(\hat{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}}|0\rangle. \quad (2.60)$$

2.7 Divisores de haz en óptica cuántica

Un divisor de haz (BS del inglés *Beam Splitter*), es un dispositivo utilizado para dividir un haz incidente en dos haces, cada uno de estos en dos direcciones distintas. En un circuito fotónico este dispositivo debe de ser considerado en un contexto cuántico, ya que si se considera uno o pocos fotones el enfoque clásico de un BS lleva a errores y resultados engañosos.

Este problema surge debido a en una descripción clásica se considera que uno de los puertos de entrada del BS no tiene uso, por lo que al estar vacío no afecta a los haces de salida. Sin embargo en el contexto de la mecánica cuántica el puerto sin uso

contiene el estado del vacío, lo cual genera efectos físicos importantes debido a las fluctuaciones del vacío. En la Figura 2.3 se muestran todos los modos requeridos para una descripción cuántica del BS. Considerando que r y t corresponden a la reflectividad y transmitividad del BS se obtiene que la matriz de transformación este viene dada como: [34, 36]:

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_2 \\ \hat{a}_3 \end{pmatrix} = M_{BS} \begin{pmatrix} \hat{a}_0 \\ \hat{a}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ r & -t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_0 \\ \hat{a}_1 \end{pmatrix}, \quad (2.61)$$

donde M_{BS} es la matriz unitaria de transformación de un BS, y $\hat{a}_{0,1}$ son los operadores de aniquilación que representan las amplitudes del campo en cada puerto de entrada y $\hat{a}_{2,3}$ en los puertos de salida, el término $-t$ surge del cambio de fase de π generado por las reflexiones. Un caso importante a considerar es el de un BS 50:50 ($t = r = 1/\sqrt{2}$) donde según la ecuación según la ecuación 2.61 se obtiene:

$$\begin{aligned} \hat{a}_2^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_0^\dagger + \hat{a}_1^\dagger), \\ \hat{a}_3^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_0^\dagger - \hat{a}_1^\dagger). \end{aligned} \quad (2.62)$$

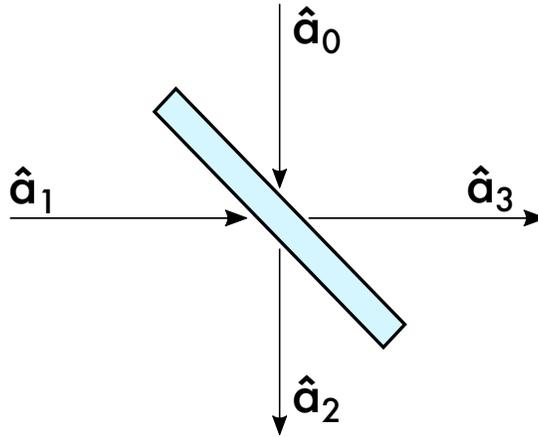


Figure 2.3: Forma de esquematizar un divisor de haz en mecánica cuántica.

Recordemos que un estado de número puede ser construido desde el estado vacío según la ecuación 2.60. De esta manera, utilizando la ecuación 2.62, se pueden construir los estados de salida de un BS considerando que una entrada vacía se transforma a una salida vacía ($|00\rangle_{01} \rightarrow |00\rangle_{23}$).

2.8 Interferencia de dos fotones

Consideremos como ejemplo el caso en el que se inyecta un fotón individual en cada uno de los puertos de entrada de un BS 50:50. El estado de entrada puede ser escrito como $|1\rangle_0 |1\rangle_1 = \hat{a}_0^\dagger \hat{a}_1^\dagger |0\rangle_1 |0\rangle_0$. Utilizando las ecuaciones 2.62 se obtiene:

$$\begin{aligned}\hat{a}_0^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger), \\ \hat{a}_1^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_2^\dagger - \hat{a}_3^\dagger).\end{aligned}\tag{2.63}$$

Utilizando esto el estado de salida del BS viene dado como

$$\begin{aligned}|1\rangle_0 |1\rangle_1 &\rightarrow \frac{1}{2}(\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger)(\hat{a}_2^\dagger - \hat{a}_3^\dagger) |0\rangle_2 |0\rangle_3 \\ &= \frac{1}{2}(\hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger - \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3^\dagger) |0\rangle_2 |0\rangle_3 \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_2 |2\rangle_3 - |2\rangle_2 |0\rangle_3).\end{aligned}\tag{2.64}$$

El estado resultante describe que ambos fotones emergen juntos, de forma que si se colocan detectores en cada puerto de salida estos nunca registrarán conteos simultáneos. Lo anterior es causado por la interferencia entre las dos formas posibles de obtener el estado de salida $|1\rangle_2 |1\rangle_3$, es decir, que ambos fotones se reflejen o transmitan a través del divisor de haz. Esto no es consecuencia de la naturaleza corpuscular de los fotones, si no que es un efecto ondulatorio. Este efecto se conoce como efecto Hong Ou Mandel, y fue demostrado por primera vez en 1987 [37]. Otro resultado de importancia es que el estado obtenido es un estado entrelazado. En la siguiente sección se definirán estos tipos de estado.

2.8.1 Estados entrelazados

El concepto de entrelazamiento es uno de los aspectos más contraintuitivos de la mecánica cuántica. Este concepto se puede explicar de una manera relativamente simple considerando un sistema de dos partículas, llamado también sistema bipartita, las cuales pueden estar en dos estados distintos p. ej. $|0\rangle$ y $|1\rangle$. Si se dice que estas partículas están entrelazadas se tienen las siguientes características [38]:

- El estado de una partícula, al ser medida independientemente de la otra, es aleatorio. Por ejemplo, para el estado obtenido en la sección anterior, sabemos que si colocamos un detector en una sola de las salidas del divisor de haz, detectaremos ambos fotones o ninguno de estos de manera aleatoria.
- Los estados de las partículas están perfectamente correlacionados. Poniendo el mismo ejemplo, sabemos que si hay detección en uno de los puertos de salida, en el otro no habrá detección.

Un ejemplo de como se escribiría entonces un estado entrelazado sería:

$$|\Psi\rangle = C_1 |1\rangle_1 |0\rangle_2 + C_2 |0\rangle_1 |1\rangle_2 . \quad (2.65)$$

Es claro que esto se puede extender al caso de un estado con mas partículas o “multipartita”. Para estos sistemas se puede definir un operador de densidad reducido para un subsistema haciendo la traza del operador densidad sobre el estado de todos los demás sistemas [34]. Para el estado bipartita presentado anteriormente se obtiene que el operador de densidad reducido para la primera partícula es:

$$\begin{aligned} \hat{\rho}^{(1)} &= Tr_2 \hat{\rho} = \langle 0|_2 \hat{\rho} |0\rangle_2 + \langle 1|_2 \hat{\rho} |1\rangle_2 \\ &= |C_1|^2 |0\rangle_1 \langle 0|_1 + |C_2|^2 |1\rangle_1 \langle 1|_1 . \end{aligned} \quad (2.66)$$

Si se tiene que $Tr[\hat{\rho}^{(1)}]^2 < 1$ se considera que el estado $|\Psi\rangle$ describe un entrelazamiento entre los subsistemas 1 y 2 [34]. Se puede observar según lo planteado anteriormente que el estado generado por interferencia de dos fotones individuales de la ecuación (2.66) en la acción anterior es un ejemplo de estado entrelazado.

2.9 Sintonizadores de fase en fotónica integrada

Una de las características ventajosas que presentan los PICs además de su escalabilidad y estabilidad es el poder reconfigurar el comportamiento del mismo de manera dinámicamente, es decir, se puede cambiar la manera en la que un circuito controla cierto estado. Una de las componentes fundamentales para conseguir esto es el intercambiador de fase. Con el uso de los intercambiadores y acopladores direccionales se pueden generar cualquier operación unitaria en un qubit [39], incluyendo la

preparación, el control y la medición de un estado.

En óptica cuántica un sintonizador de fase se asocia con un operador unitario descrito por [40]:

$$U(\phi) = e^{i\phi}. \quad (2.67)$$

Se considera como ejemplo la inyección de un estado de un solo fotón en un divisor de haz, de forma que utilizando la teoría vista en la sección 2.7, se obtiene la siguiente transformación:

$$|1\rangle_0 |0\rangle_1 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_2 |1\rangle_3 - |1\rangle_2 |0\rangle_3). \quad (2.68)$$

Si después se considera un sintonizador de fase en uno de los brazos de salida del divisor de haz se puede controlar la fase óptica relativa de la siguiente forma:

$$|1\rangle_0 |0\rangle_1 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_2 |1\rangle_3 - e^{i\phi} |1\rangle_2 |0\rangle_3). \quad (2.69)$$

El cambio de fase se basa en una variación local del índice de refracción en una guía de onda. Esto puede ser logrado mediante diferentes mecanismos físicos dependiendo de la plataforma de fabricación del circuito integrado. Una de las opciones mas usadas para generar el cambio de fase es el que utiliza el efecto termo-óptico, el cual, modulando la temperatura de la guía de onda mediante un calentador resistivo, se induce un cambio local en el índice de refracción, y por lo tanto un cambio de fase en los fotones guiados, estos componentes se conocen como sintonizadores de fase térmicos [41].

2.10 Generación de fotones individuales en fotónica integrada

La ciencia de información cuántica involucra la preparación y procesamiento de información utilizando los estados fotónicos como los que han sido descritos hasta el momento, pero para poder obtener estos estados es necesario contar con fuentes especiales distintas de las fuentes de luz coherentes o térmicas. Estas deben tener la capacidad de generar estados de fotones individuales o multifotónicos (en particular pares de fotones).

El caso de fuentes de fotones individuales consiste de nanopartículas interaccionando con luz [42, 43]. Cuando la energía de los fotones es igual a la diferencia de los niveles de energéticos del material. En este los fotones pueden ser absorbidos generando que un electrón se excite a un nivel de energía mayor, posteriormente este puede decaer a otro estado de menor energía mediante una transición no radiactiva y finalmente el electrón decae a su estado inicial emitiendo un fotón individual con una energía distinta al absorbido, este proceso se esquematiza en la Figura 2.4, y es sobre el cual se basa el funcionamiento de las fuentes de fotones individuales.

Una fuente ideal de fotones individuales puede emitir un fotones en cualquier momento arbitrario definido por el usuario, siendo 100% la probabilidad de emisión de un fotón individual. Sin embargo en la practica se tiene una razón de emisión Γ , la cual no es intrínseca del material de la fuente, dependiendo también del bombeo al que esta siendo sometido.

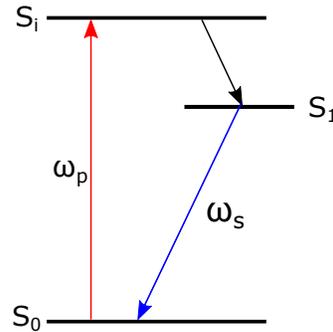


Figure 2.4: Esquema de las transiciones energéticas para la generación de fotones individuales.

Por otro lado se tienen las fuentes de pares de fotones correlacionados, donde la detección de uno de los fotones (acompañante) “anuncia” la existencia del otro fotón (señal). Este tipo de fuentes típicamente involucra la extinción láser de un material óptico no lineal.

Fuentes de fotones mediante procesos no lineales han sido estudiados, implementados y caracterizados en varias ocasiones [44, 45], utilizando por ejemplo, cristales no lineales, fibras ópticas y guías de onda. Los dos procesos utilizados para la generación de pares de fotones son el de conversión espontánea paramétrica descendente (SPDC por sus siglas en inglés) y el de mezcla espontánea de cuatro

ondas (SFWM por sus siglas en inglés). El proceso de SPDC es un proceso no lineal de segundo orden el cual involucra la absorción de un fotón y la generación de un par de fotones. Por otro lado SFWM es un proceso no lineal de tercer orden el cual se da por la absorción de dos fotones y la generación de otros dos. En esta tesis centraremos nuestra atención al proceso de mezcla de cuatro ondas.

2.10.1 Mezcla espontánea de cuatro ondas

La respuesta no lineal de un material se debe a los términos no lineales de la polarización de este. Dicha función puede ser expandida en serie de Taylor de la siguiente manera [46]:

$$P_{NL}(E) = \epsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 \dots). \quad (2.70)$$

En materiales centro simétricos el término no lineal de segundo orden $\chi^{(2)}$ es cero, por lo que procesos como SPDC no pueden ser logrados. Sin embargo el coeficiente de tercer orden en materiales como silicio y nitruro de silicio es suficientemente grande como para poder generar procesos no lineales de tercer orden como SFWM [47, 48]. El proceso de SFWM se da cuando dos fotones (λ_{p1} y λ_{p2}) interactúan en un medio no lineal generando otros dos fotones (λ_s y λ_i) generalmente llamados señal y acompañante, el esquema de este proceso se muestra en la Figura 2.5.

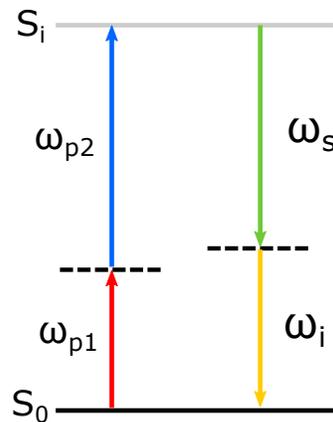


Figure 2.5: Esquema del proceso de mezcla de cuatro ondas (SFWM).

Como es claro en este esquema, no existe pérdida de energía en el proceso. No solo la conservación de energía esta involucrada en este proceso, también el momento

necesita ser conservado. Ambas condiciones se pueden representar como:

$$\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_s + \omega_i, \quad (2.71)$$

$$\beta_{p1} + \beta_{p2} = \beta_s + \beta_i + \gamma_1 P_1 + \gamma_1 P_2. \quad (2.72)$$

En la ecuación 2.72, γ_i es el parámetro no lineal del material y P_i es la potencia de bombeo. El termino $2\gamma P$ se considera debido a la dependencia del índice de refracción con la intensidad.

Mezcla de cuatro ondas degenerado

Dentro del proceso de FWM cuando se tiene que los fotones de bombeo o los fotones señal y acompañante tienen la misma frecuencia se dice que el proceso está degenerado. Esto se esquematiza en la Figura 2.6 donde a) representa una degeneración en el bombeo y b) en los fotones generados. El segundo caso tiene aplicaciones muy importantes dentro de la información cuántica, por lo que cuando se refiera al proceso de SFWM degenerado será para el segundo caso. Se pueden entonces escribir las condiciones de conservación de momento y energía como:

$$\omega_{p1} + \omega_{p2} - 2\omega_s = 0, \quad (2.73)$$

$$\Delta\beta = \beta_{p1} + \beta_{p2} - 2\beta_s - \gamma_{eff}(P_1 + P_2). \quad (2.74)$$

donde se define a $\Delta\beta$ como el término de empatamiento de fase el cual idealmente debe de ser cero.

En fotónica integrada sabemos que los valores de β para cada longitud de onda dependerán de las dimensiones de la guía de onda como se mostró en la sección 2.3, utilizando lo visto en esta sección se puede calcular la función de dispersión $\beta(\lambda)$. A su vez el parámetro no lineal para una guía viene dado como [49]:

$$\gamma_{eff} = \frac{3\chi^{(3)}\sqrt{\omega_{p1}\omega_{p2}}}{4\epsilon_0 c^2 n_{eff1} n_{eff2} A_{eff}}, \quad (2.75)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica, n_{eff} es el índice de refracción efectivo para el bombeo, c es la velocidad de la luz y A_{eff} es el área efectiva del modo guiado.

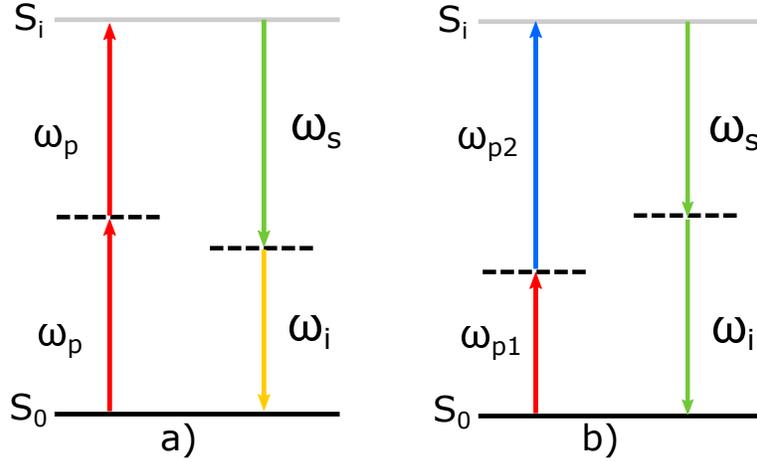


Figure 2.6: Esquema del proceso de mezcla de cuatro ondas (SFWM) degenerado en los fotones a) de bombeo y b) señal y acompañante.

El estado de dos fotones producido por el proceso de SFWM en una guía de onda de longitud L esta dado como [50]:

$$|\Psi\rangle = |0\rangle_s |0\rangle_i + \kappa \int \int d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) |1\rangle_s |1\rangle_i, \quad (2.76)$$

donde κ es una constante que representa la eficiencia del proceso y $F(\omega_s, \omega_i)$ es la función de amplitud espectral conjunta que describe las propiedades de entrelazamiento espectral del par de fotones generado, la cual está dada por el desempataje de fase y la amplitud espectral del bombeo.

2.11 Conclusión

En este capítulo se trató detalladamente la teoría necesaria para realizar el diseño de las componentes básicas que se desarrollaron en esta tesis. Empezando por la teoría de modos guiados en una guía de onda rectangular tipo *ridge* para el diseño de las guías de onda monomodales y la teoría de modos acoplados para los acopladores direccionales. A su vez se mostró la importancia de diseñar intercambiadores de fase y el tratamiento de estos en fotónica integrada, así como el principio de funcionamiento de los sintonizadores de fase térmico.

Se repasaron los temas importantes de mecánica cuántica definiendo los estados de número, la transformación de estos al utilizar divisores de haz con lo cual se pueden generar estados entrelazados. Y finalmente se discutió la teoría para generar fuentes

de pares de fotones integrados para su futuro diseño e implementación dentro de los circuitos.

Los conceptos estudiados en este capítulo serán suficientes para entender el diseño de todas las componentes básicas desarrolladas en esta tesis y entender el funcionamiento del circuito planteado para generar estados entrelazados de 4 fotones degenerados en frecuencia. En el siguiente capítulo se muestran los resultados de las simulaciones realizadas para el diseño de cada componente.

Capítulo 3

Diseño y simulaciones de los elementos del circuito fotónico integrado

3.1 Introducción

En este capítulo se hablará de las simulaciones realizadas para el diseño de los dispositivos integrados. Se empezará por el diseño de las guías de onda monomodales, para las cuales se obtuvieron las dimensiones adecuadas para obtener el guiado de un solo modo. Después se realizó el diseño de las rejillas de acoplamiento de Bragg y posteriormente se estudiaron los acopladores direccionales para la obtención del coeficiente de acoplamiento para poder conseguir un acoplador 50:50.

Finalmente se realizaron las simulaciones de los sintonizadores de fase térmicos para obtener datos importantes como el cambio de fase en función de la potencia del calentador, así como el voltaje necesario para obtener un cambio de fase de π . Todos los dispositivos antes mencionados se diseñaron para las longitudes de onda de 800 nm y 1550 nm.

3.2 Métodos electromagnéticos para el cálculo de modos

3.2.1 Implementación numérica del método de Marcatelli

Para realizar el diseño de las guías monomodales se necesita obtener la constante de propagación de las guías de onda. Para esto se desarrolló un código en *Mathematica* utilizando la teoría vista en la sección 2.3.2. En este programa se introducen los parámetros de la guía de onda y la longitud de onda obteniendo los modos guiados en la guía. De esta forma se puede modificar las dimensiones de la guía hasta obtener un solo modo guiado. Este código se describe en el apéndice A.

3.2.2 Propagación de los modos en guías de onda acopladas

Para simular la propagación de luz en las guías acopladas se utilizó el paquete numérico de *Metric*. La colección del programa *Metric* combina una serie de herramientas semianalíticas para la simulación y diseño de estructuras o dispositivos en fotónica integrada. Los programas están pensados para el modelado en el dominio de la frecuencia, considerando una configuración en dos dimensiones espaciales, con una distribución de permitividad constante, isotrópica, sin pérdidas y preferiblemente rectangulares.

Los campos electromagnéticos están representados por una serie de modos propios asociados con perfiles 1-D de índice de refracción constante. En consecuencia, en el centro de la colección de herramientas se encuentra un solucionador de modo general y razonablemente robusto para guías de ondas dieléctricas. Además del análisis de modo guiado estándar, las rutinas de resolución de modo incluyen instalaciones para la generación de conjuntos de bases modales ortonormales en intervalos finitos 1-D, donde el espectro del modo está discretizado por las condiciones de contorno de Dirichlet o Neumann.

El paquete de herramientas de *Metric* consiste en un conjunto de librerías C++ por lo que se necesita tener conocimiento de este lenguaje de programación. Además *Metric* no incluyen herramientas para visualizar los datos numéricos de salida. Se necesitará entonces contar con al menos un medio para ver curvas bidimensionales y un paquete de programas para mostrar datos tridimensionales. Para este propósito, se han agregado subrutinas a la colección *Metric* que genera códigos válidos de *Matlab*.

Metric permite simular circuitos fotónicos integrados restringiendo a que estos tengan forma rectangular. Aunque esto se una desventaja, *Metric* ofrece tiempos cortos de computo. Debido a esto, en esta tesis se utilizó el paquete numérico de *Metric* para simular la propagación de la luz en dos guías de onda acopladas. Para más detalles de este software puede visitar el siguiente enlace: <https://metric.computational-photonics.eu/>

3.3 Diseño de los dispositivos fotónicos pasivos de los circuitos integrados

En esta sección se tratara el diseño de las componentes pasivas de los circuitos fotónicos integrados, lo que incluye las guías de onda monomodales, las rejillas de acoplamiento de Bragg y los acopladores direccionales.

3.3.1 Guías de onda en nitruro de silicio

Se plantearon estructuras de guías de onda rectangulares tipo *ridge* como las que se muestran en la Figura 2.2, donde el material del núcleo de la guía de onda es nitruro de silicio, el sustrato es de sílice y el recubrimiento es aire. Las muestras con las que se trabajó tienen un espesor fijo de 300 nm, por lo que solo se puede variar el ancho de las guías. Para obtener el ancho del núcleo, para el cual la guía de onda tenga solo un modo, se programó en el software *Mathematica* un algoritmo para la obtención de modos utilizando la teoría presentada en la sección 2.1, este programa se presenta en el Apéndice A.

El índice de refracción del nitruro de silicio y el oxido de silicio se consideraron según las siguientes ecuaciones de Sellmeier [51, 52]:

$$n_{SiN} = \sqrt{\frac{3.0249\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1353406^2} + \frac{40314\lambda^2}{\lambda^2 - 1239.842^2} + 1}, \quad (3.1)$$

$$n_{cla} = \sqrt{\frac{0.663044\lambda^2}{\lambda^2 - 0.060^2} + \frac{0.517852\lambda^2}{\lambda^2 - 0.106^2} + \frac{0.175912\lambda^2}{\lambda^2 - 0.119^2} + \frac{0.565380\lambda^2}{\lambda^2 - 8.844^2} + \frac{1.675299\lambda^2}{\lambda^2 - 20.742^2} + 1}. \quad (3.2)$$

Con esto se obtuvo, que para la longitud de onda de 800 nm el ancho de la guía es

de $0.5 \mu\text{m}$ para que esta sea monomodal, mientras que para la de 1550 nm el ancho es de $1.2 \mu\text{m}$. Los índices de refracción efectivo y las constantes de propagación de las guías se muestran en la tabla 3.1 y en la Figura 3.1 se muestran el perfil del modo de ambas guías de onda.

Longitud de onda (nm)	Ancho del núcleo (μm)	Modo guiado	n_{eff}	$\beta(\mu\text{m}^{-1})$
800	0.5	TE ₀₀	1.6858	13.2409
1550	1.2	TE ₀₀	1.5251	6.1823

Table 3.1: Parámetros de las guías de onda monomodales.

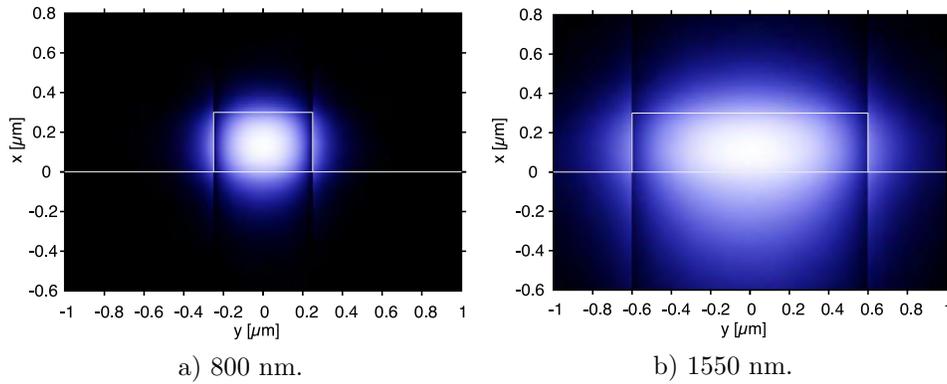


Figure 3.1: Perfil del modo guiado en las guías de onda monomodales para una longitud de onda de a) $\lambda = 800 \text{ nm}$ y b) $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

3.3.2 Acoplador basado en rejillas de Bragg

Cuando se cuenta con un gran contraste en el índice de refracción entre el núcleo y el revestimiento de una guía de onda, entonces los modos de propagación están altamente confinados en la guía de onda con dimensiones de cientos de nanómetros o en algunos casos menores. Lo anterior permite gran escalabilidad en circuitos fotónicos, sin embargo genera problemas para conseguir acoplar luz en estas guías, esto debido a que existe un gran empatamiento entre el modo de una fibra óptica y el modo en una de estas guías de onda.

Se han planteado distintas soluciones a este problema, una de estas es acoplar en los bordes de la muestra utilizando lentes esféricas en las fibras consiguiendo pérdidas de acoplamiento menores a 0.5 dB [53], sin embargo esto se restringe a ser usado solo en los bordes de los circuitos. Las rejillas de acoplamiento de Bragg surgen como una buena alternativa teniendo como ventaja la facilidad de alineación para realizar

mediciones, la fabricación de las rejillas se realiza simultáneamente a la de las guías de onda, y principalmente las rejillas se pueden poner en cualquier parte del circuito lo cual aumenta la flexibilidad y escalabilidad en el diseño de estos [54, 55]. En la Figura 3.2 se muestra un esquema de las rejillas de acoplamiento donde θ denota el ángulo de acoplamiento o desacoplamiento y Λ el periodo de las rejillas y se considera un factor de llenado de 0.5.

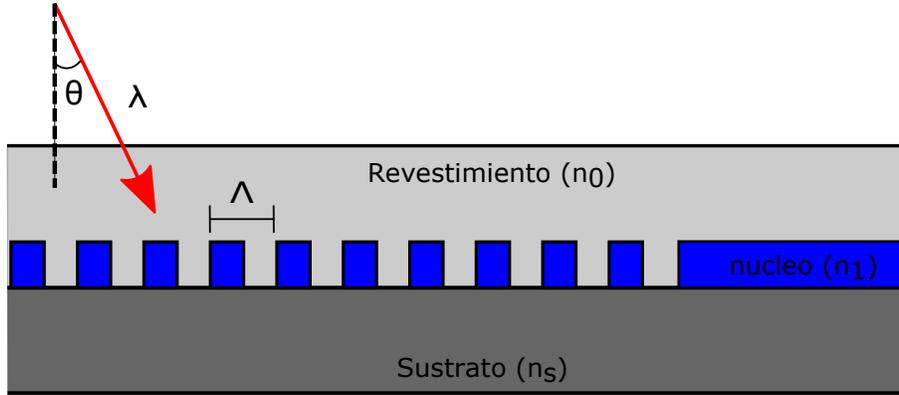


Figure 3.2: Esquema de una rejilla de acoplamiento de Bragg donde λ es la longitud de onda a acoplar, θ el ángulo de acoplamiento y Λ el periodo de la rejilla.

La difracción de las rejillas puede ser observada en las direcciones en donde se genera interferencia constructiva, donde según la condición de Bragg se obtiene [56]:

$$n_{eff}\Lambda - n_c\Lambda \sin \theta = m\lambda, \quad (3.3)$$

donde m es un entero que denota el orden de difracción y n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la guía de onda. Usualmente se utiliza $m = 1$ para acoplar, por lo que la ecuación anterior resulta:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{n_{eff} - n_c \sin \theta}. \quad (3.4)$$

Con la ecuación anterior se puede realizar el diseño de las rejillas de acoplamiento para una guía de onda en un circuito fotónico integrado.

Para el diseño de las rejillas de acoplamiento de Bragg se obtuvo el periodo de estas con ayuda de la ecuación 3.4 utilizando los índices de refracción efectivos obtenidos en la sección anterior (Tabla 3.1), un índice de refracción del recubrimiento $n_c=1$ y un ángulo de incidencia $\theta=10^\circ$, obteniendo para $\lambda=800$ nm un periodo de $\Lambda = \mathbf{0.5290 \mu m}$

y para $\lambda=1550$ nm un periodo de $\Lambda = 1.1450 \mu\text{m}$.

La Figura 3.3 muestra la vista superior de una rejilla de acoplamiento de Bragg, donde las rejillas de acoplamiento son circulares con el centro en la guía de onda con el objetivo de que la luz se enfoque en la entrada de esta. Se seleccionó un radio de las rejillas de aproximadamente $40 \mu\text{m}$ donde las rejillas ocuparán aproximadamente $12 \mu\text{m}$ de largo y un ángulo de apertura de $\theta=45^\circ$. Los parámetros anteriores se escogieron de forma en que el spot de un láser pudiera incidir completamente en la rejilla para evitar pérdidas.

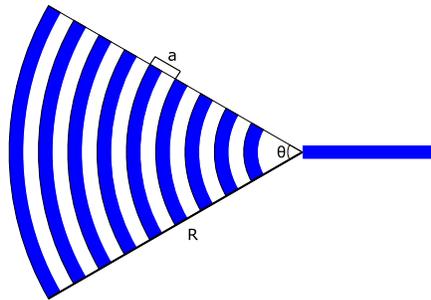


Figure 3.3: Vista superior de una rejilla de acoplamiento de Bragg donde R es el radio de la rejilla, a es el periodo y θ es el ángulo de apertura.

3.3.3 Acopladores direccionales

Para el diseño de los acopladores direccionales primeramente se obtuvo el perfil del modo fundamental para las guías acopladas, estas se muestran en las Figuras 3.4 y 3.5 para $\lambda = 800$ nm y 1550 nm, respectivamente.

Posteriormente fue necesario obtener el coeficiente de acoplamiento en función de la distancia de separación de las guías acopladas. Para lo anterior se utilizó el software *Metric* para simular la propagación de la luz a lo largo de dos guías de onda acopladas. Debido a que *Metric* está diseñado para simular estructuras en dos dimensiones fue necesario utilizar el método de medio efectivo para pasar de una guía de onda rectangular en tres dimensiones a una guía plana (Apéndice B).

Para las guías de onda rectangulares cubiertas de aire se obtiene un índice de refracción del revestimiento $n_c = 1$, por otro lado para las guías de onda obtenidas en la sección 3.3.1 se obtuvo un índice de refracción efectivo para el núcleo de 1.641 y

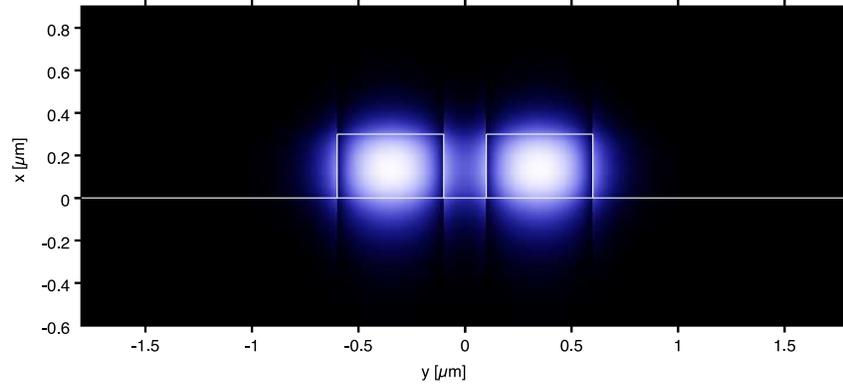


Figure 3.4: Modos acoplados en dos guías con una separación de 200 nm para una longitud de onda $\lambda = 800$ nm.

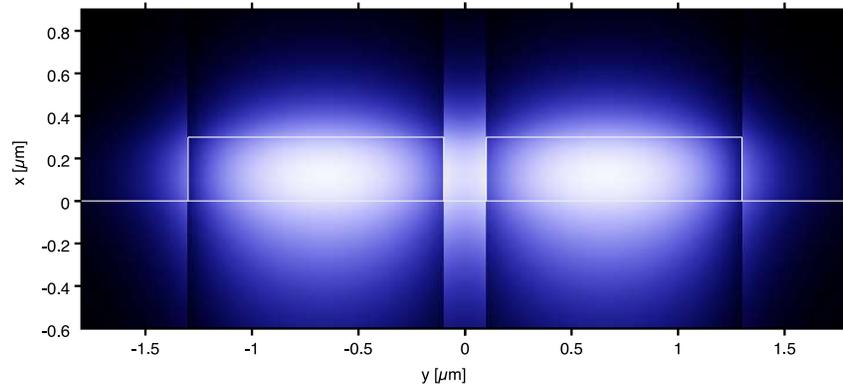


Figure 3.5: Modos acoplados en dos guías con una separación de 200 nm para una longitud de onda $\lambda = 1550$ nm.

1.841 para $\lambda = 800$ nm y 1550 nm, respectivamente. De esta forma, para obtener el coeficiente de acoplamiento se varió la distancia de separación de las guías obteniendo la longitud de acoplamiento para cada caso.

Las simulaciones para $\lambda = 800$ nm se muestran en la Figura 3.6, donde se observa que al aumentar la distancia de separación entre las guías acopladas aumenta la longitud de acoplamiento. Se realizaron las simulaciones con una distancia de separación desde 50 hasta 400 nm, posteriormente utilizando *MATLAB* se extrajeron las longitud de acoplamiento en función de la distancia de separación de las guías, esto con ayuda de la función *improfile* con la que se obtuvo la potencia en función de la distancia sobre la guía. Después, utilizando la ecuación 2.34 se obtuvo el coeficiente de acoplamiento para cada separación, y estos datos se graficaron haciendo un ajuste exponencial de la forma:

$$\kappa(s) = \kappa_0 e^{bs}. \quad (3.5)$$

Esta gráfica se muestra en la Figura 3.7 donde el ajuste exponencial dio como resultado la función $\kappa(s) = \mathbf{0.3678e^{-0.01133s}}$.

Para el diseño de los acopladores se escogió una distancia de separación $s = 100$ nm lo cual, utilizando la ecuación recién obtenida, corresponde a un coeficiente de acoplamiento $\kappa = \mathbf{0.1185 \mu\text{m}^{-1}}$, con lo que se obtiene, utilizando la ecuación 2.36 para un acoplador direccional 50:50, una longitud de acoplamiento $\mathbf{l_{1/2} = 6.63 \mu\text{m}}$.

Se realizaron las mismas simulaciones para las guías de onda de $\lambda = 1550$ nm, estas se muestran en la Figura 3.8. De las simulaciones anteriores se extrajeron las longitudes de acoplamiento, utilizando la ecuación 2.34 se obtuvieron los coeficientes de acoplamiento en función de las distancias de separación de las guías, haciendo un ajuste exponencial igual al caso anterior se obtuvo la función $\kappa(s) = \mathbf{0.1425e^{-0.005093s}}$, la cual se muestra en la Figura 3.9.

De la misma manera se decidió utilizar una separación $s = 100\text{nm}$, utilizando la función anterior, se obtiene un coeficiente de acoplamiento $\kappa = \mathbf{0.0856 \mu\text{m}^{-1}}$. Para un acoplador direccional 50:50, corresponde a una longitud de acoplamiento de $\mathbf{l_{1/2} = 9.18 \mu\text{m}}$.

De los resultados anteriores se puede observar que la longitud de acoplamiento para $\lambda = 800$ nm son menores para las primeras separaciones, pero al aumentar la separación a más de 150 nm la longitud de acoplamiento para $\lambda = 1550$ nm ahora es menor, por lo anterior se obtuvo que la distancia de separación para que el acoplamiento sea despreciable debe de ser mayor para $\lambda = 1550$ nm. Estos resultados serán importancia para la fabricación de los dispositivos.

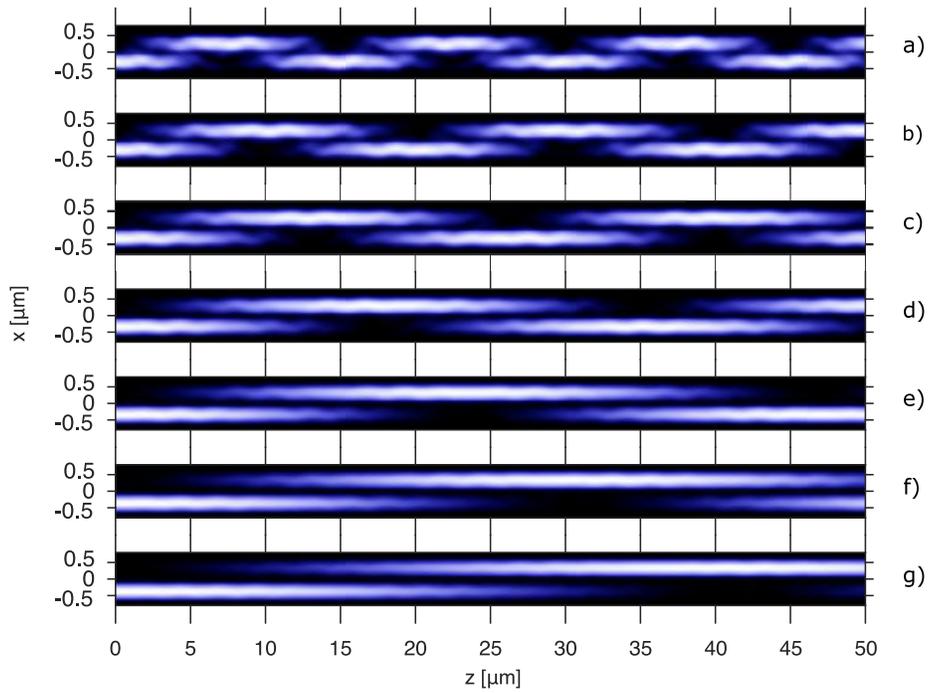


Figure 3.6: Propagación de luz en guías de onda acopladas para $\lambda = 800$ nm dada una distancia de separación de a) 50 nm, b) 75 nm, c) 100 nm, d) 125 nm, e) 150 nm, f) 175 nm y g) 200 nm.

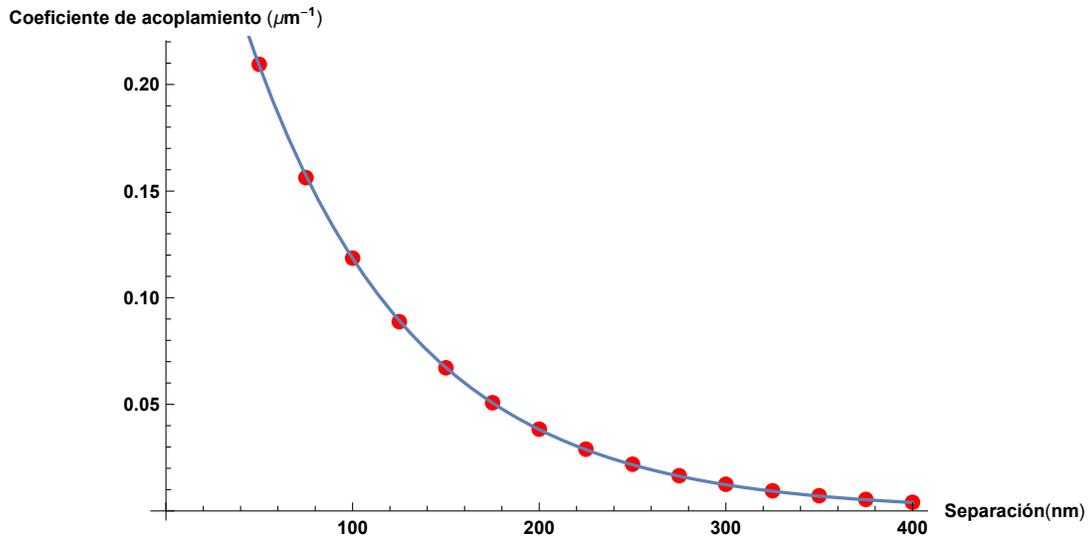


Figure 3.7: Coeficiente de acoplamiento en función de la distancia de separación en la guía de onda para $\lambda = 800$ nm.

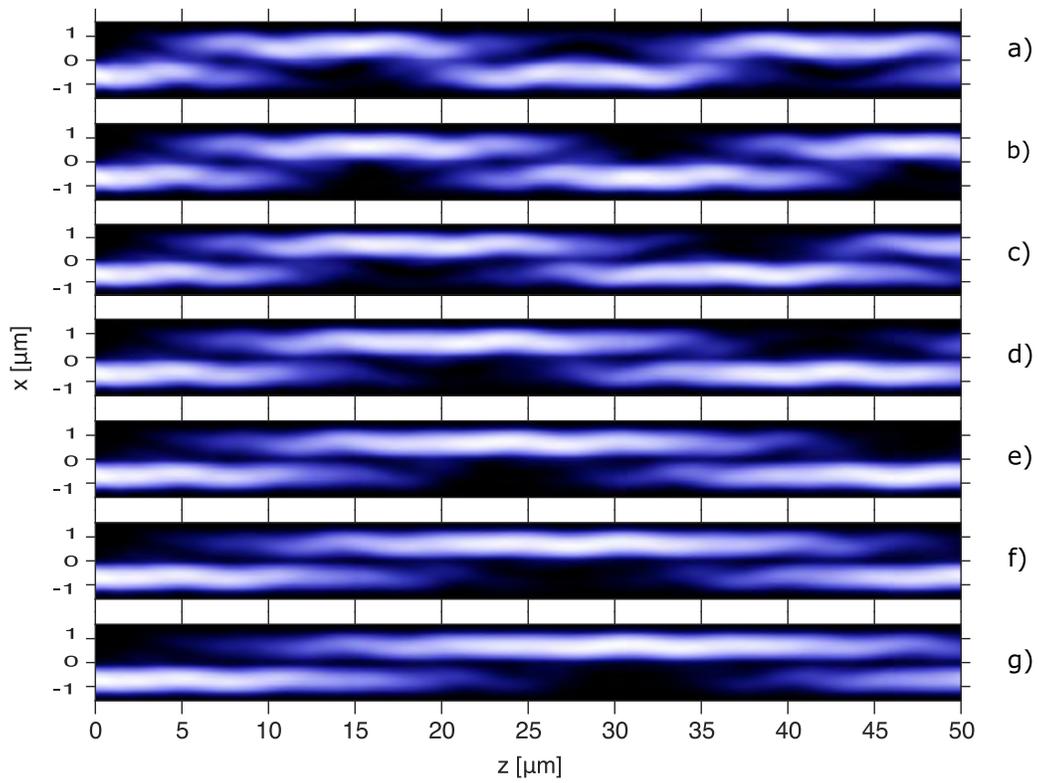


Figure 3.8: Propagación de luz en guías de onda acopladas para $\lambda = 1550$ nm dada una distancia de separación de a) 50nm, b) 75 nm,c) 100 nm, d) 125 nm, e) 150 nm, f) 175 nm y g) 200 nm.

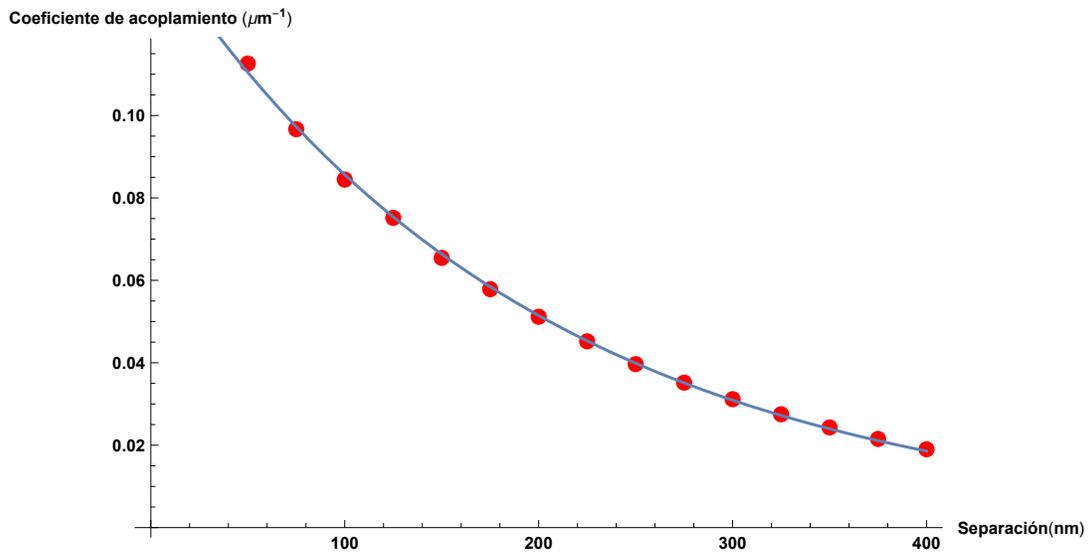


Figure 3.9: Coeficiente de acoplamiento en función de la distancia de separación en la guía de onda para $\lambda = 1550$ nm.

3.4 Sintonizadores de fase térmicos en SiN

Uno de los componentes fundamentales para la fabricación de un circuito fotónico integrado para generar estados fotónicos enredados es el sintonizador de fase. Se ha comprobado el funcionamiento de sintonizadores de fase térmicos en una plataforma de nitruro de silicio rodeado de óxido de silicio [57]. En esta sección se estudiará la implementación de un sintonizador de fase térmico actuando sobre las guías de onda monomodales para longitudes de onda de 800 nm y 1550 nm diseñadas en la sección anterior.

A continuación se describirán los materiales y las estructuras diseñadas y posteriormente se mostrarán las simulaciones realizadas utilizando el software *COMSOL Multiphysics*, con las que se obtuvieron parámetros como el cambio de temperatura en el núcleo de las guías de onda en función de la potencia del electrodo, para posteriormente obtener el cambio de fase en función de la potencia así como el voltaje aplicado en el sintonizador necesario para conseguir un cambio de fase de π en las guías de onda

3.4.1 Materiales y estructura de los sintonizadores térmicos

Como se ha mencionado anteriormente las muestras que se tienen disponibles para la fabricación de los dispositivos integrados en el laboratorio de nanomateriales en la UTT consiste de una muestra de sílice (SiO_2) sobre la cual se deposita una capa de 300 nm de Si_3N_4 . Posteriormente se define la guía de onda mediante litografía electrónica seguido de un ataque iónico lo cual remueve los 300 nm de nitruro de silicio alrededor del núcleo.

El sintonizador de fase térmico utilizado en este trabajo consiste de un electrodo conformado por 30 nm de cromo (Cr) seguido de 100 nm de oro (Au). La forma del calentador se muestra en la Figura 3.10.

El contacto se coloca sobre el nitruro de silicio adyacente al núcleo de la guía de onda, considerando una longitud de calentador $L_h = 270 \mu\text{m}$. y un ancho $w_h = 8 \mu\text{m}$, el tamaño de los contactos cuadrados es $Dt = 100 \mu\text{m}$ y los anchos superior e inferior del *taper* son $Wl = 45 \mu\text{m}$ y $wl = w_h$. La sección transversal de la estructura se muestra en la Figura 3.11 donde el núcleo de las guías para $\lambda = 800$ y 1550 nm tienen

las dimensiones obtenidas en la sección 3.3.1, con una separación lateral del núcleo al contacto de $1.5 \mu\text{m}$ y $2 \mu\text{m}$, respectivamente. Los procesos de fabricación de las guías de onda y los electrodos se discutirán detalladamente en el capítulo 5.

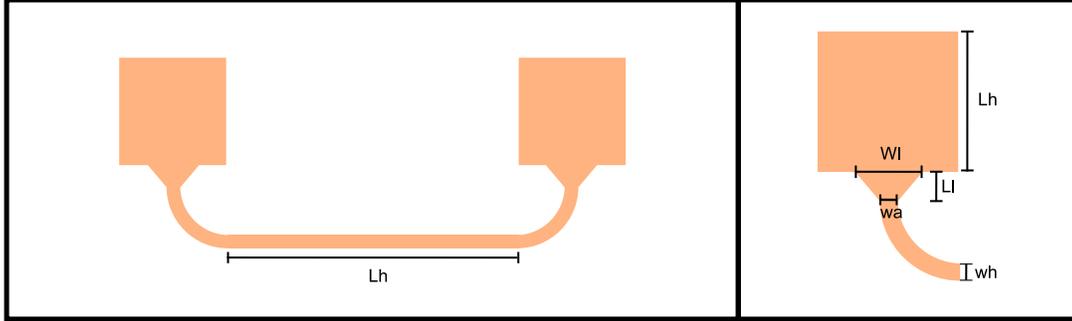


Figure 3.10: Sintonizador de fase termico, en este trabajo se consideraron las dimensiones: $Dt = 100 \mu\text{m}$, $Wl = 45 \mu\text{m}$, $Lh = 270 \mu\text{m}$ y $wh = 8 \mu\text{m}$.

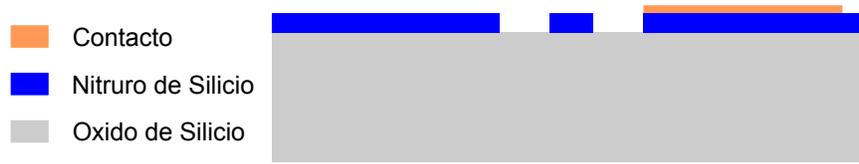


Figure 3.11: Sección transversal de la guía de onda con el sintonizador de fase térmico fabricada en la UTT, Francia.

3.4.2 Propiedades eléctricas de los electrodos

El sintonizador de fase descrito en la Figura 3.10 tiene un espesor total de 130 nm compuesto por dos capas, una de cromo y otra de oro con 30 y 100 nm de espesor respectivamente. La resistencia del electrodo esta dada por la siguiente ecuación [58]:

$$R = \frac{L\rho}{S} = \frac{L\rho}{tw} = \frac{LR_S}{w}, \quad (3.6)$$

en donde ρ es la resistividad, L , w , t son longitud, ancho y espesor, y R_S es la resistencia de superficie. Para calcular la resistencia del sintonizador, este se puede considerar como cinco tipos de resistores en serie, correspondiente a los dos contactos, los dos tapers, los dos accesos curvos y el calentador. La resistencia total de la estructura esta definida como:

$$R_t = 2R_a + R_h + 2R_l + 2R_p. \quad (3.7)$$

Utilizando la ecuación 3.6 se puede escribir la expresión anterior en términos de la resistencia de superficie como:

$$R_t = R_S \left(2F_a + 2F_l + \frac{L_h}{w_h} + 2 \right), \quad (3.8)$$

donde F_l y F_a vienen dadas por:

$$F_l = \frac{L_l (\log(W_l) - \log(w_a))}{W_l - w_a}, \quad (3.9)$$

$$F_a = \frac{\pi r_a (\log(w_a) - \log(w_h))}{2(w_a - w_h)}. \quad (3.10)$$

La resistividad de este electrodo con espesor de 130 nm de Cromo y Oro se ha medido anteriormente [57] obteniendo un resultado de $\rho = 4.77 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$. Utilizando la ecuación 3.7 se calculó, que la resistencia de superficie es de $R_s = 0.368 \Omega/\text{sq}$. Utilizando la ecuación 3.8 se tiene que para $L_h = 270 \mu\text{m}$ y $w_h = 8 \mu\text{m}$ la resistencia es $R = 20.3 \Omega$.

La potencia con la que el calentador disipa energía viene dada por el efecto Joule el cual cumple con la siguiente relación [58]:

$$P = \frac{V^2}{R}, \quad (3.11)$$

donde V es el voltaje aplicado y R es la resistencia del contacto calculada anteriormente. La forma en la que se disipa esta energía a través del medio depende de la capacidad calorífica del contacto y de los materiales que están en contacto con este.

3.4.3 Cambio de fase

El calor generado por el calentador fluye a lo largo de la estructura hasta el núcleo de la guía de onda, el cambio de temperatura genera un cambio en el índice de refracción tanto del núcleo como del sustrato, generando así un cambio en el índice de refracción efectivo de la guía de onda. De esta forma se genera un cambio en la fase de la luz propagada a lo largo de la guía, este cambio de fase está descrito mediante la siguiente

expresión [57, 59]:

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda}\Delta n_{\text{eff}}L_h = \frac{1}{\lambda}\frac{\delta n_{\text{eff}}}{\delta T_c}L_h\Delta T_c(P), \quad (3.12)$$

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la guía de onda, T_c es la temperatura en el núcleo y $\frac{\delta n_{\text{eff}}}{\delta T_c}$ es la razón de cambio del índice de refracción efectivo con el cambio de temperatura del núcleo. Para calcular la razón de cambio del índice de refracción se utilizó un programa generado en *Mathematica*, utilizando las siguientes propiedades del nitruro de silicio y óxido de silicio [60]:

$$\frac{\delta n_{\text{SiO}_2}}{\delta T} = 8.6 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}, \quad (3.13)$$

$$\frac{\delta n_{\text{SiN}}}{\delta T} = 4.5 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}. \quad (3.14)$$

Considerando el modo guiado TE_{00} se obtiene $\frac{\delta n_{\text{eff}}}{\delta T_c} = 3.095 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ y $4.48 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ en las estructuras de guías de onda propuestas para 1550 nm y 800 nm.

De esta manera se procedió a realizar simulaciones utilizando el software *COMSOL Multiphysics* para obtener la distribución de temperatura en la estructura dado un voltaje aplicado en el sintonizador, también se obtuvo una función de la temperatura del núcleo de la guía en función de la temperatura, y posteriormente se calculó el cambio de fase en función de la potencia usando la razón de cambio del índice de refracción efectivo calculada anteriormente. Con esto se obtuvo la potencia necesaria para obtener un cambio de fase de π , con lo que, utilizando la ecuación 3.11 se obtuvo el voltaje necesario para generar este cambio de fase. Para realizar estas simulaciones se utilizó la resistividad del contacto antes calculada y valores de conductividad térmica de 1.5 y $30.5 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ para el óxido de silicio y el nitruro de silicio respectivamente.

3.4.4 Simulaciones para los sintonizadores térmicos

Primeramente se realizó una simulación en *COMSOL Multiphysics* para obtener la distribución de temperatura en la estructura dado un voltaje $V = 2.5 \text{ V}$, en las Figuras 3.12 y 3.13 se muestran los resultados obtenidos para las guías de onda

de $\lambda = 800$ nm y 1500 nm donde se puede observar que se genera un cambio de temperatura en el núcleo de la guía de onda $\Delta T_c = 32.2$ y 21.1 °C respectivamente. Se puede notar que el cambio para la primera guía es mayor, esto debido a que la separación entre el núcleo de la guía y el contacto es menor en esta.

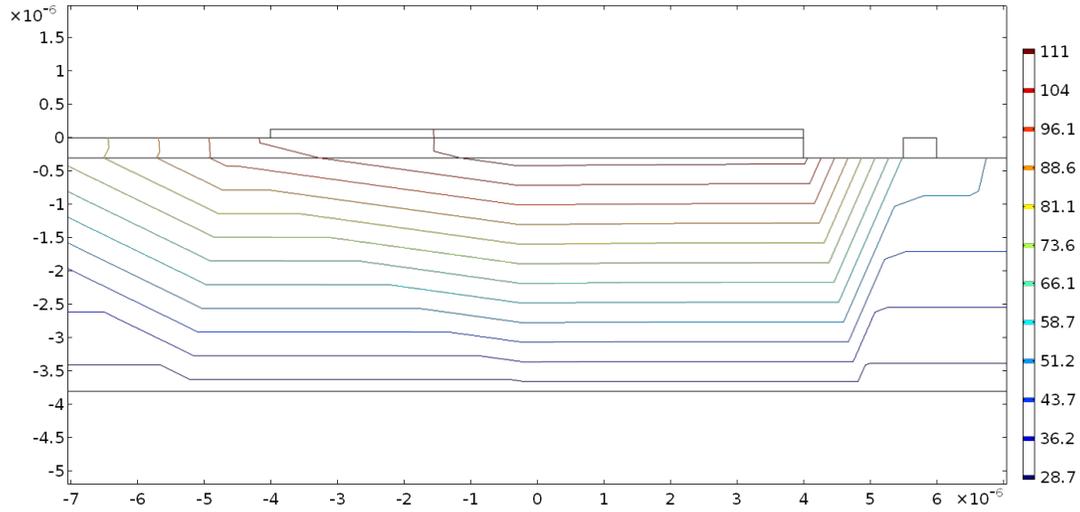


Figure 3.12: Distribución de temperatura simulada mediante *COMSOL Multiphysics* para la estructura propuesta en este reporte de una guía monomodal para una longitud de onda de 800 nm y un voltaje aplicado de 2.5 V.

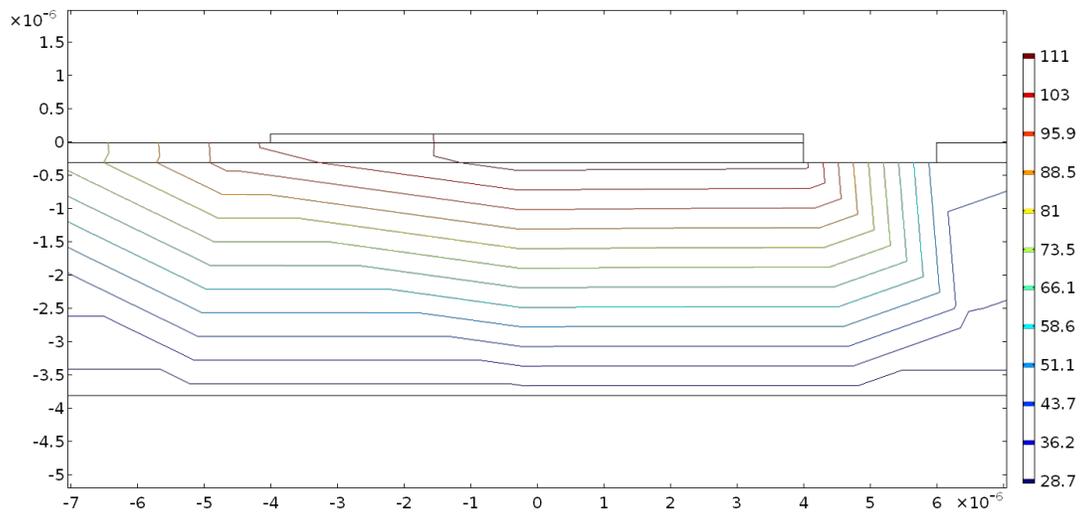


Figure 3.13: Distribución de temperatura simulada mediante *COMSOL Multiphysics* para la estructura propuesta en este reporte de una guía monomodal para una longitud de onda de 1550 nm y un voltaje aplicado de 2.5 V.

A continuación se realizó un barrido paramétrico sobre la potencia del electrodo obteniendo el cambio de temperatura en el centro del núcleo de las guías de onda. Posteriormente se hizo un ajuste para obtener las siguientes funciones de cambio de temperatura en función de la potencia del calentador:

$$\Delta T_{c800}(P) = 108.1P, \quad (3.15)$$

$$\Delta T_{c1550}(P) = 71.1P. \quad (3.16)$$

Las gráficas de estas funciones se muestran en las Figuras 3.14 y 3.15 donde nuevamente se ve que para la guía de onda de $\lambda = 800$ nm la potencia requerida para realizar un cambio de temperatura es menor.

Utilizando las razones de cambio del índice de refracción efectivo para estas estructuras se calculó el cambio de fase en función de la potencia del calentador, obteniendo así las gráficas mostradas en la Figura 12 y 13, las cuales corresponden a las siguientes expresiones para las guías de $\lambda = 800$ nm y 1550 nm de longitud de onda respectivamente:

$$\Delta \phi_{800}(P) = 10.27P, \quad (3.17)$$

$$\Delta \phi_{1550}(P) = 2.73P. \quad (3.18)$$

De las expresiones anteriores se obtiene que para generar un cambio de fase de π se necesita una potencia de 0.306 y 1.15 W para la primera y segunda guía. Se puede notar que para generar un cambio de fase se necesita más potencia en la segunda guía, esto debido a que el cambio de temperatura es menor en esta guía, además como se puede ver en la ecuación 3.12 el cambio de fase es inversamente proporcional a la longitud de onda. Utilizando el valor de la resistencia de 21Ω calculado para el sintonizador, y haciendo uso de la ecuación 3.11 se obtiene que el voltaje que se debe aplicar para conseguir el cambio de fase de π es de 2.53 y 4.9 V para la primera y segunda guía, respectivamente.

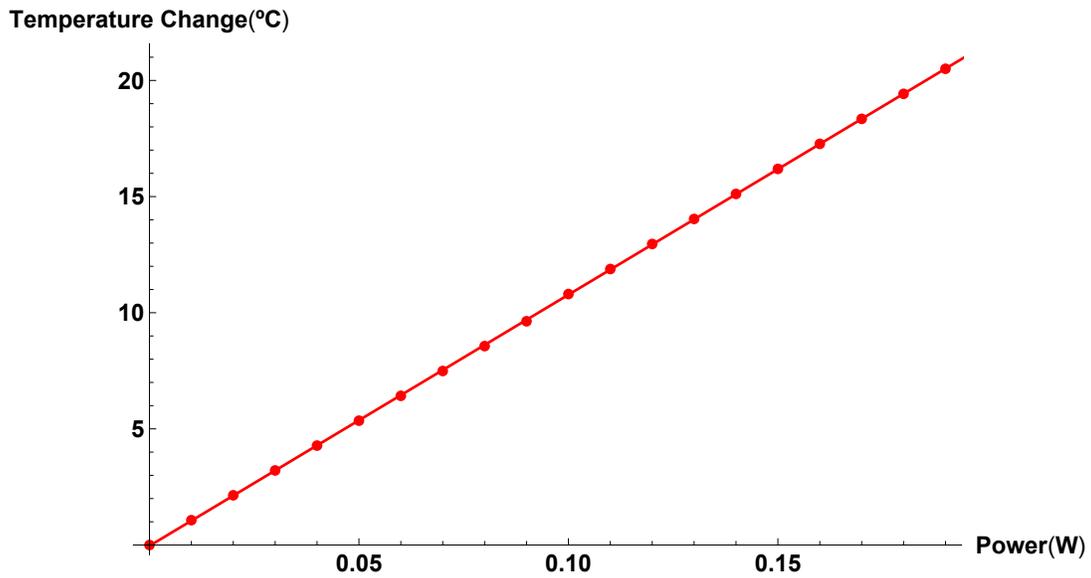


Figure 3.14: Cambio de temperatura en el núcleo de la guía de onda en función de la potencia generada por el sintonizador térmico de la guía monomodal para una longitud de onda de 800 nm.

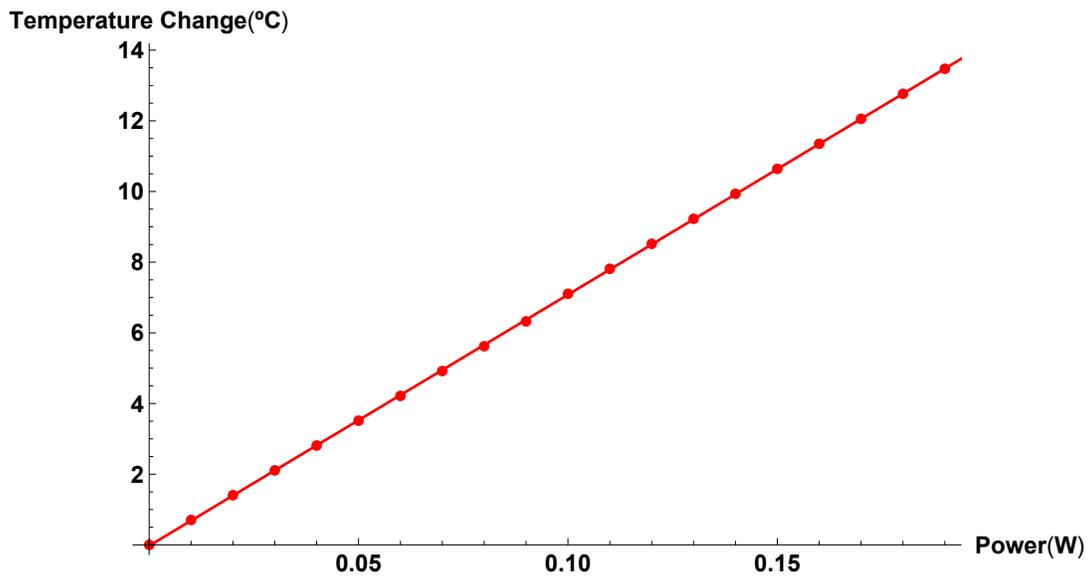


Figure 3.15: Cambio de temperatura en el núcleo de la guía de onda en función de la potencia generada por el sintonizador térmico de la guía monomodal para una longitud de onda de 1550 nm.

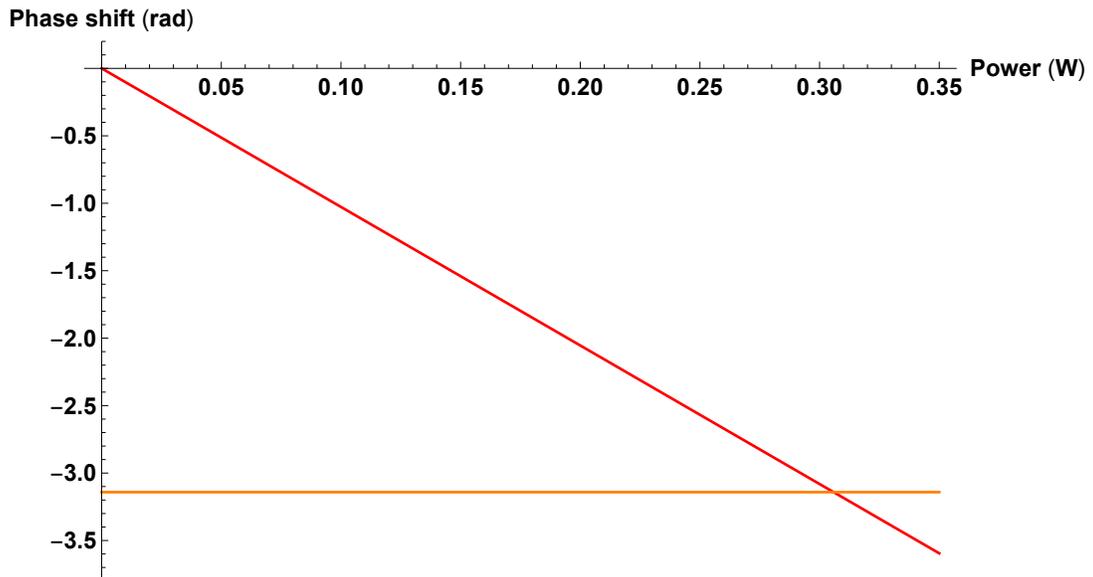


Figure 3.16: Cambio de fase generado por el sintonizador térmico en función de la potencia en la guía de onda para una longitud de onda de 800 nm.

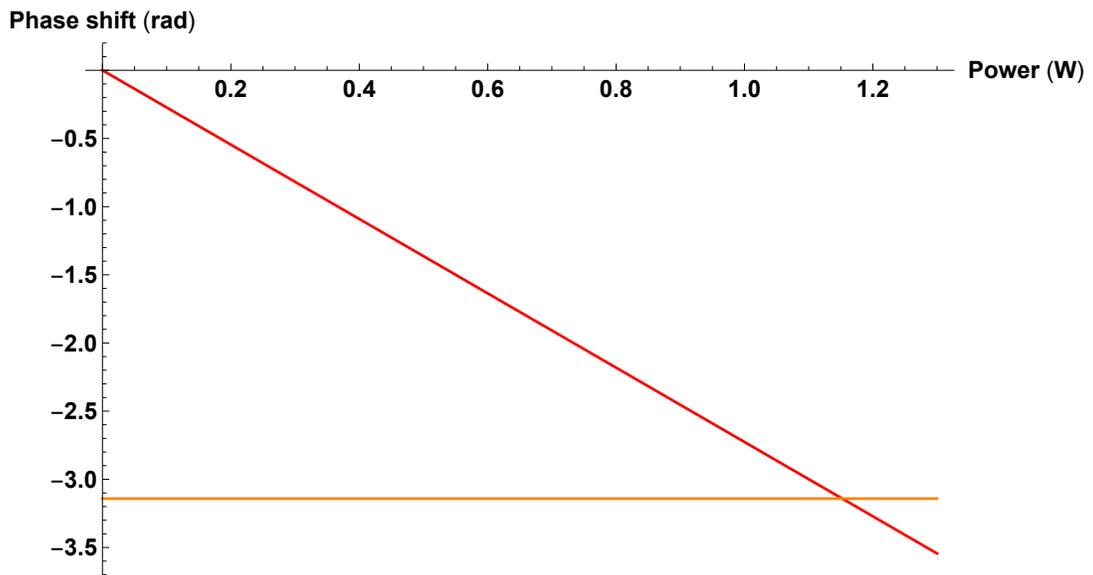


Figure 3.17: Cambio de fase generado por el sintonizador térmico en función de la potencia en la guía de onda para una longitud de onda de 1550 nm.

3.5 Conclusión

En este capítulo se obtuvieron los parámetros para los dispositivos integrados que se desean fabricar para dos longitudes de onda distintas. Se empezó obteniendo las dimensiones de las guías de onda monomodales, el periodo de las rejillas de acoplamiento de Bragg y las longitudes de acoplamiento para los acopladores direccionales. Posteriormente se realizaron las simulaciones necesarias para el desarrollo de los sintonizadores térmicos, de los resultados obtenidos se puede observar que el voltaje necesario para generar un cambio de fase de π es relativamente pequeño para ambas estructuras, lo cual, hace que sea viable la implementación de estos en un circuito integrado más complejo. En el siguiente capítulo se discutirá la fabricación de los dispositivos integrados antes estudiados y se utilizarán los parámetros recién obtenidos.

Capítulo 4

Fabricación de los componentes para circuitos fotónico

4.1 Introducción

En el capítulo anterior se habló de las simulaciones realizadas para el diseño de distintos componentes básicos de un PIC. En este capítulo se hablará del proceso de fabricación de estos dispositivos. Inicialmente se presentaran las ventajas de utilizar la plataforma de nitruro de silicio respecto a la plataforma de SOI.

A continuación se estudiara la técnica de fabricación de litográfica electrónica con la cual se fabricaron las componentes pasivas, es decir, las guías monomodales, las rejillas de acoplamiento de Bragg y los acopladores direccionales. Posteriormente se hablará de la técnica de deposición de películas delgadas por evaporación, utilizada para la fabricación de los electrodos.

Después se describirá detalladamente el proceso completo de fabricación, empezando por la preparación de las muestras, la generación de los patrones utilizando el software *CNST Nanolithography Toolbox*, y el proceso para transferir el patrón a la muestra de nitruro de silicio utilizando un microscopio electrónico de barrido (SEM del inglés). Finalmente se mostrarán imágenes de los resultados obtenidos tomadas con los microscopios óptico y electrónico y se discutirán puntos importantes sobre los resultados obtenidos.

4.2 Plataforma de nitruro de silicio para dispositivos fotónicos integrados

Para resaltar la importancia del desarrollo de circuitos integrados en la plataforma de nitruro de silicio, es necesario comparar esta con la plataforma de SOI, por lo que es necesario resaltar ciertas características importantes como su rango de transparencia, contraste en índice de refracción, pérdidas de propagación, no linealidad de tercer orden y finalmente la flexibilidad en procesos de fabricación. En esta sección se tratarán todos estos puntos presentando las ventajas y desventajas de cada plataforma.

El rango de transparencia determina el potencial de aplicaciones de una plataforma. La plataforma de SOI es transparente entre 1.1 y 4 μm [21]. El límite inferior de este rango es debido a la banda energética del silicio mientras que el límite superior es dictado por la capa envolvente de óxido de silicio. Por otro lado la ventana de transparencia del SiN se extiende al rango visible (0.4 μm) y de igual manera el límite superior es determinado por el sustrato de sílice utilizado en los dispositivos. El rango visible e infrarrojo cercano permite la implementación de muchas aplicaciones en el área de ciencias biológicas [61]. Por otro lado, la disposición de fuentes de bajo costo y detectores hacen que la plataforma de SiN sea una plataforma viable para el análisis espectroscópico en chip [62]. Además de eso, el SiN ha demostrado tener un alto rendimiento de componentes pasivas para telecomunicaciones ópticas, fotónica de microondas, y aplicaciones biomédicas.

El segundo factor importante a considerar es el contraste de índice de refracción entre el núcleo y el revestimiento de las guías de onda. El contraste de índice en la plataforma de SOI es aproximadamente 140%, el cual no cambia significativamente con la longitud de onda. Mientras que, con un revestimiento de sílice, el nitruro de silicio tiene un contraste del 38% en la ventana de telecomunicaciones, y este contraste cambia en el rango visible solo de un 2% a un 3% [24]. El alto contraste de índice de refracción en el SOI permite radios de curvatura de 5 μm para una guía de onda rectangular con un ancho de 0.45 μm , comparado a el radio de curvatura de 75 μm para un ancho de guía de 1.2 μm en guías de SiN operando a una longitud de onda de 1.55 μm . Esto permite la implementación de un mayor número de dispositivos en una menor área para la plataforma de SOI comparada con la de SiN. También permite la

implementación de rejillas de acoplamiento altamente eficientes. No obstante se han reportado rejillas de acoplamiento con eficiencias mayores a -3dB en plataforma de SiN [63].

Las ventajas que presenta el SOI ante el SiN debido al alto contraste pueden llegar a ser desfavorables debido a la alta sensibilidad que tiene el SOI ante variaciones de escala nanométrica en la geometría del sistema, generadas por las variaciones en el ancho de las guías de onda durante el proceso de fabricación [64]. Todo esto influye en la generación de discrepancias en el índice de refracción efectivo de las guías de onda, valor que es crítico para el diseño de dispositivos como interferómetros de Mach-Zehnder y resonadores de anillo.

Otro factor a tomar en cuenta es el de pérdidas por propagación. Un alto contraste del índice de refracción lleva a que exista una mayor intensidad del campo de los modos guiados en las fronteras de las guías de onda. Este incremento en la interacción con la superficie aumenta la dispersión cuando hay rugosidades en esta. Para guías de onda de SOI totalmente cubierto de óxido de silicio se han reportado pérdidas de aproximadamente 1.5 dB/cm para modos TE en la C-Band [65], mientras que para guías de SiN parcialmente cubiertas de sílice se han reportado pérdidas menores a 0.5 dB/cm [66].

La no linealidad de tercer orden de los materiales también juega un papel importante en el desarrollo de nuevos dispositivos. La no linealidad del SOI es 20 veces mayor a la del SiN en la banda de telecomunicaciones, esto combinado con el fuerte confinamiento en el SOI resulta en un parámetro no lineal 200 mayor que las guías de onda de SiN [67]. A pesar de esto el silicio no resulta ser suficientemente eficiente para procesos no lineales debido a que presenta absorción de dos fotones (TPA) resultante de su pequeña banda energética de 1.1 eV [68]. Lo anterior genera un obstáculo en el aumento de la eficiencia de los procesos no lineales. Por otro lado el SiN tiene una menor no linealidad pero la absorción de dos fotones es prácticamente cero debido a que la banda energética es mucho mayor (5.3 eV) lo cual permite tener procesos no lineales eficientes, especialmente cuando se utilizan estructuras resonantes para aumentar la potencia de bombeo [69].

Por último uno de los factores mas importantes es la flexibilidad en los procesos

de fabricación, el SiN se deposita en el sílice mediante LPCVD¹ lo que implica que haya más flexibilidad para combinar las guías de onda de SiN con otras estructuras fotónicas, a comparación del SOI. Las características principales de ambos materiales se muestran en la tabla 4.1 [21, 24, 63, 65–68].

	Si	SiN
Rango de transparencia (μm)	1.1 a 4	0.4 a 4
Espesor de la capa de guiado (μm)	0.05 a 0.5	0.05 a 0.7
Contraste del índice (%)	140	38
Pérdidas de propagación (dB/cm)	1 a 1.5	0.001 a 0.5
Índice no lineal (m^2/W)	4.5×10^{-18}	0.26×10^{-18}
Coefficiente TPA ($\mu\text{m}/\text{W}$)	9×10^{-12}	0

Table 4.1: Característica importantes del silicio y del nitruro de silicio.

4.3 Métodos de nanofabricación

4.3.1 Generalidades sobre la litografía por haz de electrones

Actualmente las técnicas utilizadas en nanofabricación se basan, prácticamente en la transferencia de patrones a nanoescala. A lo largo de los años se han implementado distintas técnicas de nanolitografía siendo la litografía por haz de electrones (EBL por sus siglas en inglés) la más implementada para la transferencia de patrones de estructuras mesoscópica [70], teniendo ventajas como la alta resolución, alta fiabilidad en el procesamiento, exactitud de alineamiento, y gran flexibilidad en la réplica de patrones. Hoy en día se han alcanzado resoluciones menores a 10 nm [71], lo cual es suficiente para satisfacer la mayoría de las necesidades respecto al tamaño de los dispositivos.

La litografía por haz de electrones consiste en irradiar una superficie cubierta con una resina sensible mediante un haz de electrones enfocado. La absorción energética en lugares específicos causa un fenómeno intramolecular que define el patrón en la capa del polímero [72]. Gran cantidad de parámetros, condiciones y factores contribuyen en la litografía y sus resultados.

En un sistema de EBL los diseños son directamente definidos mediante el barrido del haz de electrones, de esta forma el material sensible es modificado física o

¹Low Pressure Chemical Vapour Deposition

químicamente, este material sensible es llamado resina. La energía depositada en la resina crea una “imagen latente” del patrón que se quiere transferir al material que posteriormente se materializa mediante un proceso químico o revelado. Para resinas positivas este proceso elimina la resina expuesta, mientras que para resinas negativas ocurre lo contrario. Posterior a esto se hace un depósito de un material sobre el área donde no hay resina, o se elimina parte del material debajo de la resina para definir el dispositivo, esto se logra mediante procesos como *lift-off* o grabado iónico reactivo (RIE de inglés).

Como se ha mencionado anteriormente, los dispositivos desarrollados en este trabajo se han fabricado en el cuarto limpio de nano-materiales en la Université de Technologie de Troyes (UTT) mediante esta técnica, haciendo uso de un microscopio de barrido, utilizando una plataforma de nitruro de silicio.

4.3.2 Grabado iónico reactivo

El grabado iónico reactivo (RIE) es un tipo de grabado en seco. Esto se refiere a la eliminación de un material mediante la exposición de este a un bombardeo iónico lo cual remueve porciones del material de la superficie expuesta [73]. En el RIE se genera un plasma dentro de una cámara de baja presión aplicando un campo electromagnético intenso de radio frecuencia. El campo eléctrico ioniza las moléculas de gas despojándolas de electrones lo cual genera un plasma. Los electrones son acelerados de forma que algunos son absorbidos por las paredes de la cámara sin alterar al sistema, mientras que otros son depositados en placa donde se coloca la muestra. La diferencia entre la carga de la placa y el plasma hace que los iones positivos se muevan hacia la placa donde colisionan con la muestra con la misma dirección del campo electromagnético. De esta forma los iones reaccionan químicamente con el material en la superficie de la muestra, o también es posible que interaccionen con la superficie al transferir su energía cinética [74].

Para la fabricación de los dispositivos en este trabajo se realizó un RIE utilizando fluoroforno (CHF_3) con un flujo de 20 sccm el cual remueve tanto la resina como el nitruro de silicio que quedo expuesto después del proceso de revelado. Debido a que en este caso la razón de grabado de la resina es menor que la del nitruro de silicio,

la resina actúa como una mascarilla de forma en que el nitruro de silicio debajo de la resina no se ve afectado después del ataque iónico, mientras que el nitruro de silicio de la parte sin resina es eliminado completamente. El RIE se realizó a una presión de 5 mTorr, con una potencia de 100 W, con una duración de 19 min. Para remover la resina restante se realizó un ataque de plasma oxígeno (O_2) con un flujo de 10 sccm, una presión de 20 mTorr, una potencia de 10 W durante 1 min.

4.3.3 Deposición de películas delgadas por evaporación

La evaporación es de las técnicas más comunes para depositar películas delgadas. Esta se basa en la evaporación del material que se quiere depositar, y la condensación de este sobre el sustrato. La evaporación ocurre dentro de una cámara de vacío, de forma que otros vapores sean casi totalmente removidos antes de que se empiece el proceso.

Cualquier sistema de evaporación incluye dos componentes básicos, una bomba de vacío y una fuente de energía para calentar el material a depositar. A continuación se mencionan algunos de los tipos de fuentes de energía [75]:

- Método térmico: Un material metálico a depositar, se coloca sobre un material cerámico o crisol el cual es calentado radiativamente mediante un filamento, generando que el metal se derrita y se evapore hacia la muestra.
- Método de haz de electrones: En este método la muestra se calienta mediante un haz de electrones con una energía mayor a 15 keV.
- Evaporación por resistencia: Esta se consigue pasando una gran corriente mediante una placa resistiva que contiene el material a depositar. El material resistivo usualmente está formado de tungsteno al cual se le da forma de canasta.

La fabricación de los electrodos para los sintonizadores de fase se hicieron depositando una película de cromo y oro como se ha mencionado anteriormente, utilizando el método de evaporación.

Patrones generados como archivos *GDSII*

Los archivos *GDSII* se generaron utilizando el software *CNST Nanolithography Toolbox* [76]. Este software contiene una serie de estructuras pre-diseñadas para la fabricación de dispositivos ópticos y fotónicos. El funcionamiento se basa en generar archivos de códigos con extensión *.cnst, los cuales se ingresan en el software que genera las estructuras en un archivo *GDSII*. Para generar fácilmente los archivos *.cnst se realizaron programas en *Matlab* para manipular fácilmente las dimensiones de las estructuras diseñadas. Los archivos *GDSII* que genera el programa son utilizados directamente para hacer la litografía de las mascarillas con el SEM.

Para hacer el diseño de las mascarillas se tiene que considerar que la resina utilizada es una resina positiva, es decir, la resina expuesta al haz de electrones será removida en el proceso de revelado y posteriormente el nitruro de silicio en estas partes será removido mediante un ataque iónico. Por esta razón las mascarillas generadas deben de ser inversas, de forma que el barrido se haga sobre el revestimiento de las guías y no sobre el núcleo.

Se generaron nueve mascarillas para guías de onda rectas con distintas longitudes para caracterizar las pérdidas de propagación. Después se hicieron once mascarillas para acopladores direccionales 50:50 y 0:100 variando ligeramente la longitud de la zona de acoplamiento alrededor de la obtenida en el capítulo anterior, con el objetivo de encontrar la longitud de acoplamiento óptima para los acopladores direccionales. También se diseñaron interferómetros Mach-Zehnder con un sintonizador de fase térmico en uno de sus brazos. De estos también se generaron once mascarillas variando el tamaño del brazo que tiene el sintonizador térmico, esto con la finalidad de facilitar su proceso de caracterización.

Cada una de estos dispositivos se desarrollaron con rejillas de acoplamiento de Bragg en sus entradas y salidas con el periodo obtenido en el capítulo anterior. De la misma manera para encontrar el periodo de las rejillas de acoplamiento óptimo, se diseñaron nueve guías rectas con rejillas de acoplamiento a las se les vario el periodo alrededor del reportado en la sección anterior. Todos fueron diseñados para funcionar a las longitudes de onda de 800 nm y 1550 nm.

4.4 Proceso de fabricación de las estructuras de guías de onda

4.4.1 Preparación de la muestra

Para realizar la litografía la muestra debe de prepararse, el proceso de preparación consiste en la limpieza de esta, la colocación de la resina mediante la técnica de recubrimiento por centrifugación seguido de un recocido, y finalmente se deposita un polímero conductor. Este proceso se describe de manera mas detallada a continuación:

- Limpieza de la muestra: Las muestras fueron limpiadas utilizando alcohol isopropanol y posteriormente acetona para remover partículas de la muestra. Posteriormente se secó utilizando una pistola de nitrógeno.
- Depósito de la resina: El material sensible al haz de electrones que se utilizó para realizar la litografía es la resina positiva AR-P 6200.09, la cual se depositó mediante la técnica de recubrimiento por centrifugación con una velocidad constante de 4000 rpm durante 60 s.
- Recocido: Después de tener el recubrimiento de resina se realizó un proceso de recocido en un horno durante 30 min a una temperatura de 150°C.
- Depósito del polímero conductor: Posteriormente se deposita un polímero conductor mediante la técnica de recubrimiento por centrifugación con los mismos parámetros que se utilizaron para depositar la resina. La razón por la cual se deposita el polímero conductor es debido a que el nitruro de silicio es un material dieléctrico lo cual genera una acumulación de carga en la superficie, al depositar el polímero conductor se disipa la carga.

4.4.2 Parámetros de exposición y revelado

Después de realizar la preparación de la muestra esta se introduce en el microscopio electrónico *eLINE* Raith. Posteriormente se ingresan los siguientes parámetros de exposición:

Antes de iniciar el proceso se debe de enfocar el haz de electrones sobre la muestra, para conseguir esto se enfoca el haz en una parte de la muestra en la que no se vaya a

Voltaje de electrón	20 kV
Apertura	7.5 μm
Corriente del haz	10 pA
Dosis por área	50 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Distancia de trabajo	7 mm

Table 4.2: Parámetros de exposición para litografía electrónica de las estructuras basadas en guías de onda.

grabar para generar una mancha. Con ayuda de esta mancha se enfoca mas el haz y se corrigen todas las fuentes de aberraciones posibles. Se vuelve a generar otra mancha, y si el tamaño del diámetro es menor a 20 nm se considera que ya esta suficientemente enfocado, de lo contrario se repite el proceso hasta conseguir una mancha menor a 20 nm.

Una vez se ha conseguido enfocar el haz se realiza un proceso llamado *stitching*, este proceso se realiza ya que el haz de electrones solo puede escribir sobre fragmentos de superficie de 100 μm por 100 μm , en caso de querer grabar en superficies mayores la muestra es movida mecánicamente para seguir con el grabado. El proceso de *stitching* es el encargado de minimizar los errores generados a causa de esto para tener continuidad a lo largo de todo el dispositivo. Posterior a esto se realiza el grabado, para lo cual se utilizan los archivos GDS de las mascarillas, indicando la posición en la muestra sobre la cual se quiere grabar cada una de estas.

En la Figura 4.1 se muestra la mascarilla de una guía recta con rejillas de acoplamiento, mientras que en la Figura 4.2 y 4.3 se muestra la mascarilla de un acoplador direccional y un interferómetro Mach-Zehnder respectivamente.

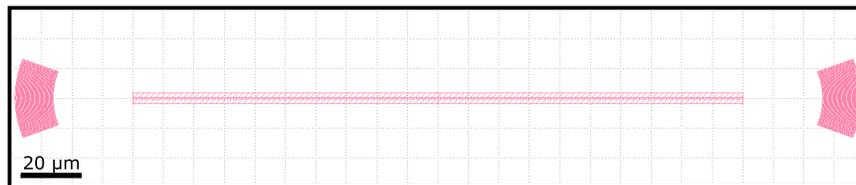


Figure 4.1: Mascarilla de guía recta con rejillas de acoplamiento de Bragg.

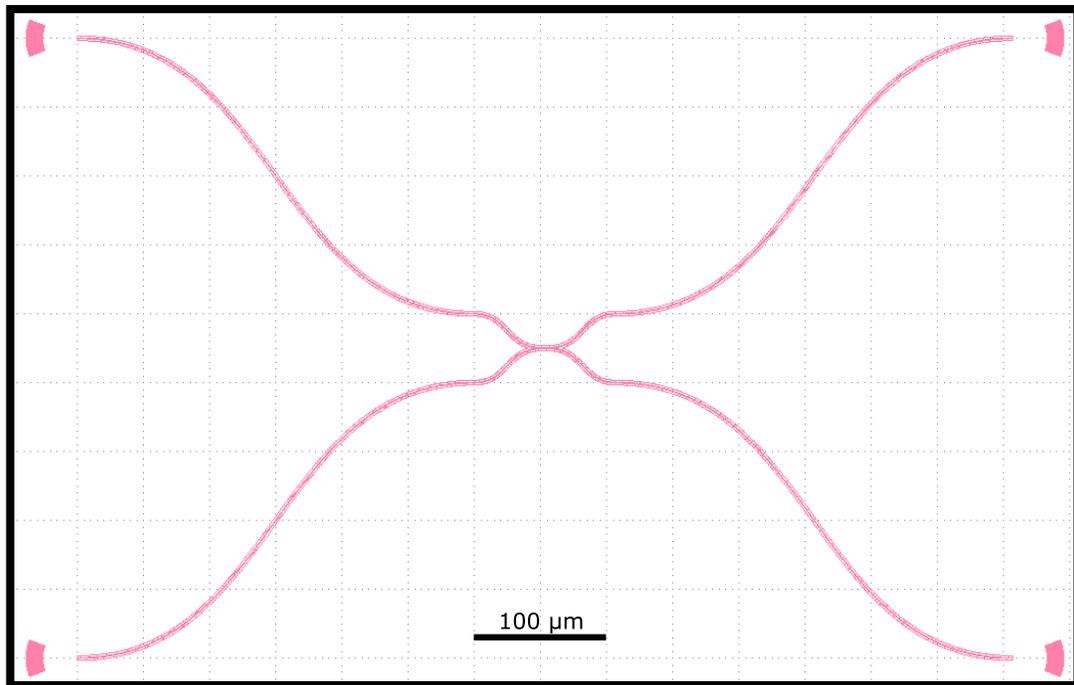


Figure 4.2: Mascarilla de acoplador direccional 50:50.

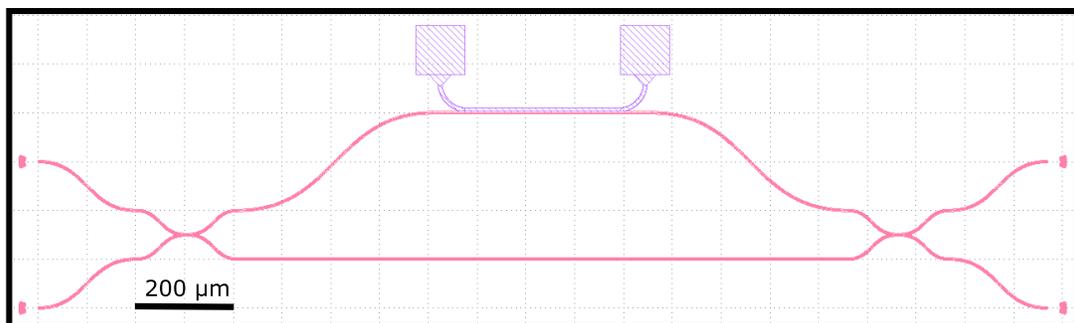


Figure 4.3: Mascarilla de interferómetro Mach-Zehnder.

Proceso de revelado

Después de exponer la muestra al haz de electrones esta se extrae del microscopio electrónico para ser sometida a un proceso de revelado. Este consiste en sumergir la muestra en agua desionizada durante 15 s para remover los restos del polímero conductor, Después se sumerge en el liquido de revelado AR600 S46 durante 60 s lo cual quita la resina que fue expuesta al haz de electrones. Finalmente se sumerge la muestra en alcohol isopropanol durante 15 s con el objetivo de detener el proceso de revelado.

En la Figura 4.4 se muestra esquemáticamente todo el proceso de fabricación para las componentes pasivas de los circuitos integrados.

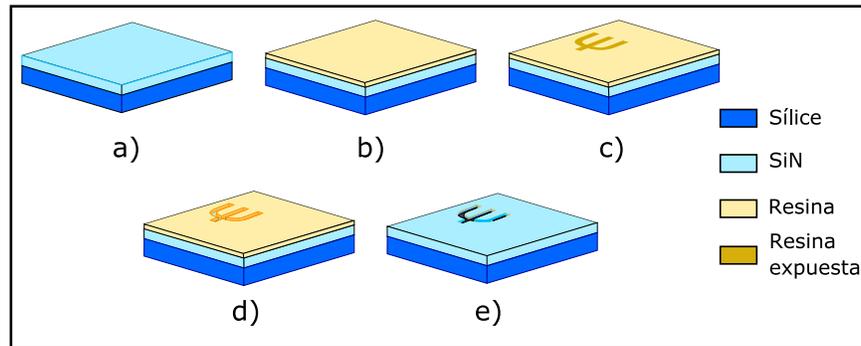


Figure 4.4: Proceso de fabricación de las componentes pasivas de los circuitos integrados. a) Limpieza de la muestra de nitruro de silicio sobre sílice. b) Deposito de resina. c) Exposición del patrón en la resina mediante EBL. d) Revelado de la muestra. e) Grabado ionico reactivo.

4.4.3 Resultados de fabricación

En las Figuras 4.5 y 4.9 se muestran los resultados obtenidos del proceso de fabricación descrito anteriormente. En las Figuras 4.5 y 4.6 se muestran las guías de onda recta y las rejillas de acoplamiento de Bragg para $\lambda = 800$ nm y 1550 nm respectivamente. En a) se muestran nueve guías rectas con una longitud de 200 a 600 μm , estas se fabricaron con el propósito de medir las pérdidas de propagación. En b) se pueden observar guías rectas con rejillas de acoplamiento con distintos periodos, la variación del periodo es alrededor del obtenido en el capítulo anterior de forma que el menor periodo es 0.8λ y el mayor 1.2λ . Lo anterior se realizó con el objetivo de optimizar las rejillas de acoplamiento de Bragg.

En las Figuras 4.7 y 4.8 se muestra un ejemplo de los acopladores direccionales fabricados para $\lambda = 800$ nm y 1550 nm respectivamente. Para cada longitud de onda se fabricaron once acopladores direccionales variando la longitud de la zona de acoplamiento alrededor de la obtenida en el capítulo anterior, esto con el objetivo de encontrar la longitud óptima de funcionamiento.

En la Figura 4.9 se muestra tres ejemplos de los interferómetros Mach-Zehnder fabricados con distinta longitud en uno de sus brazos. Se fabricaron once interferómetros, cada uno con distinta longitud del brazo, para cada longitud de onda. Para completar la fabricación de los interferómetros es necesario colocar el sintonizador de fase en el brazo superior de estos. El método y proceso para realizar esto se describe en las secciones siguientes.

En las Figuras 4.10-4.12 se muestran imágenes tomadas con el SEM. En la Figura 4.10 se presentan las imágenes de las guías rectas con las que se midieron anchos de las guías de $w = 0.496$ y $1.21 \mu\text{m}$ para $\lambda = 800$ y $1.55 \mu\text{m}$ respectivamente. En la Figura 4.11 se muestra un acercamiento de las rejillas de acoplamiento de Bragg donde se midió un periodo de $\Lambda = 0.547$ y $1.17 \mu\text{m}$ para $\lambda = 800$ y $1.55 \mu\text{m}$ respectivamente. Finalmente en la Figura 4.12 se muestra un acercamiento de uno de los acopladores direccionales donde se pudo medir una separación de 110 nm entre las guías de onda.

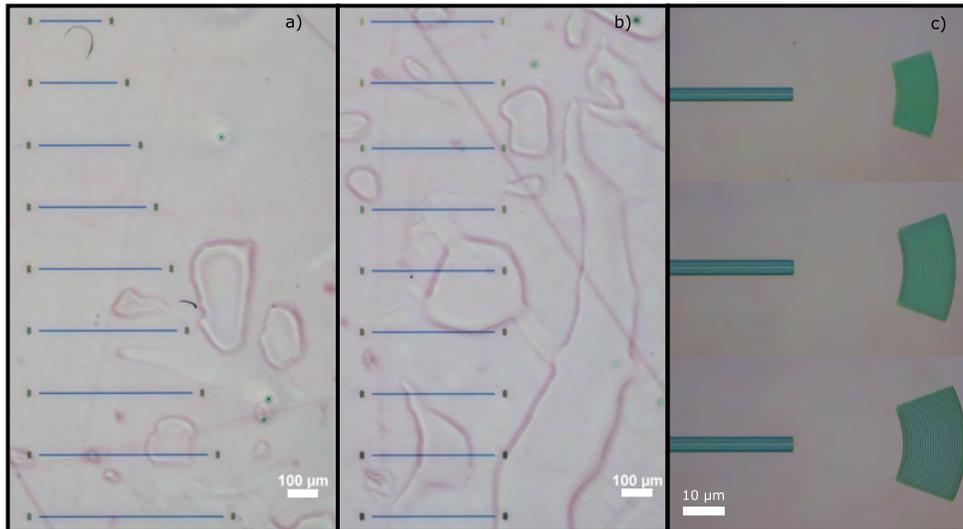


Figure 4.5: Guías de onda y rejillas de acoplamiento de Bragg para $\lambda = 800$ nm, a) guías rectas con longitudes de 200 a $600 \mu\text{m}$, b) guías de onda rectas con distinto periodo en sus rejillas de acoplamiento, c) rejillas de acoplamiento con el periodo mínimo, central y máximo.

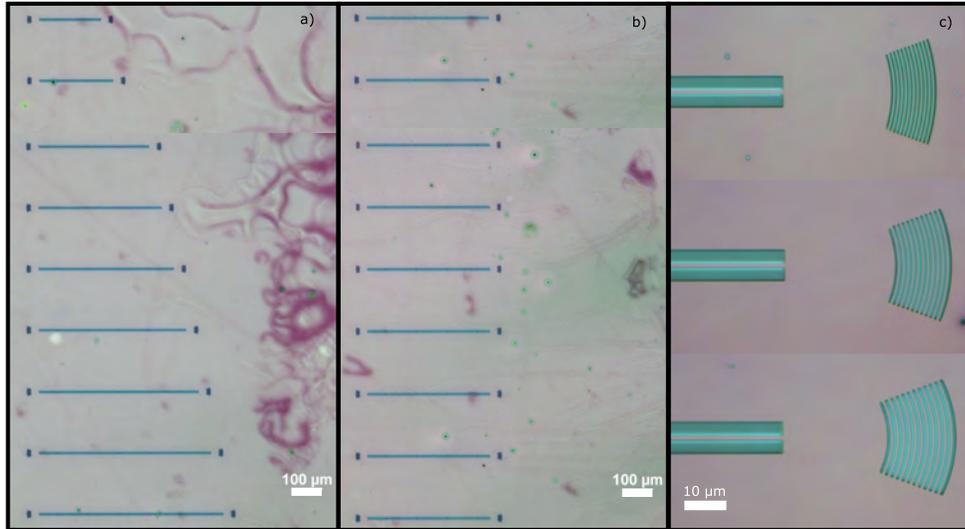


Figure 4.6: Guías de onda y rejillas de acoplamiento de Bragg para $\lambda = 1550$ nm, a) guías rectas con longitudes de 200 a 600 μm , b) guías de onda rectas con distinto periodo en sus rejillas de acoplamiento, c) rejillas de acoplamiento con el periodo mínimo, central y máximo.

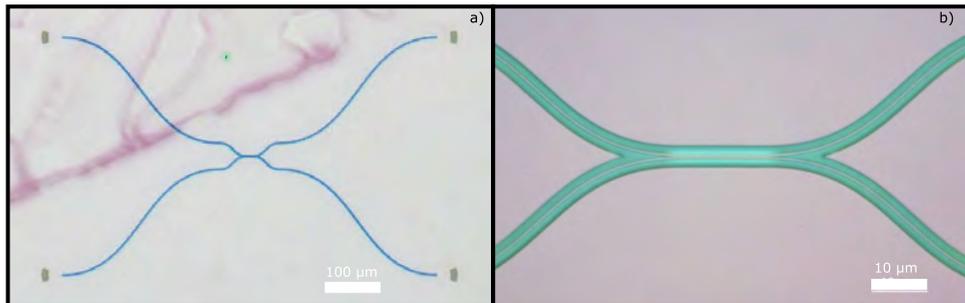


Figure 4.7: Acopladores direccionales para $\lambda = 800$ nm. a) Acoplador direccional completo, b) zona de acoplamiento.

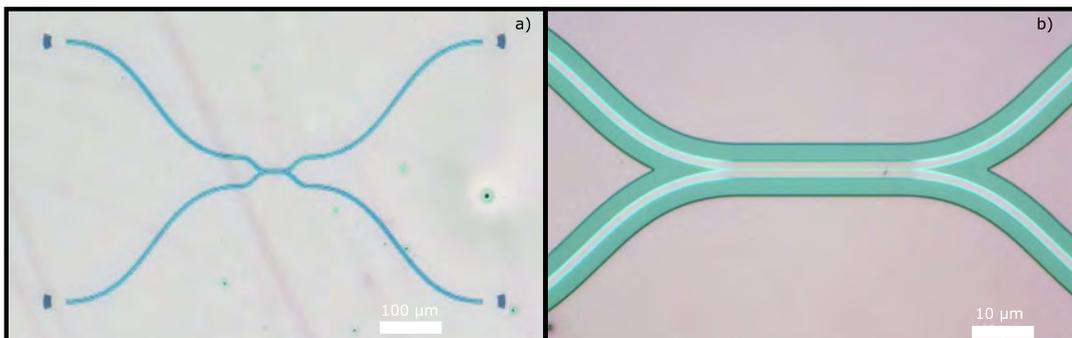


Figure 4.8: Acopladores direccionales para $\lambda = 1550$ nm. a) Acoplador direccional completo, b) zona de acoplamiento.

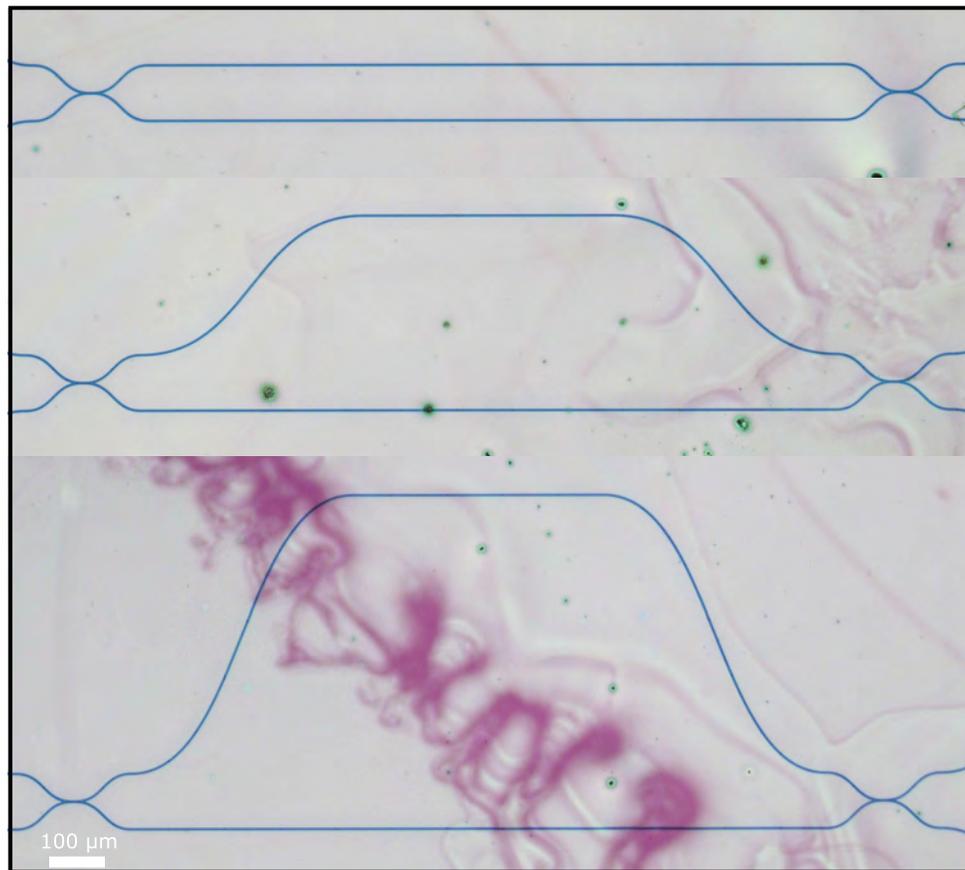


Figure 4.9: Interferómetros Mach-Zehnder con distintas longitudes en el brazo superior y sin electrodos.

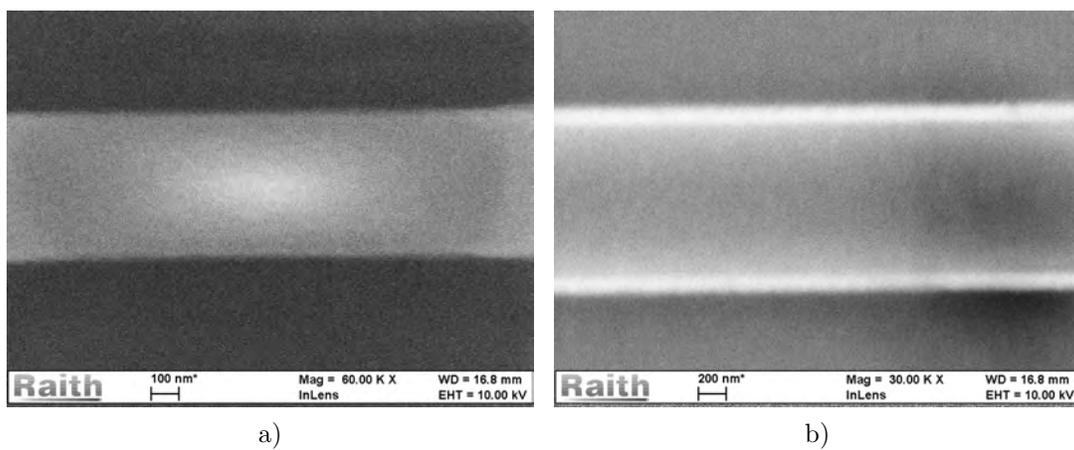


Figure 4.10: Imágenes de las guías rectas tomadas por el SEM. a) Para $\lambda = 800 \text{ nm}$ se midió un ancho aproximado $w = 0.496 \mu\text{m}$. b) Para $\lambda = 1550 \text{ nm}$ se midió un ancho aproximado $w = 1.21 \mu\text{m}$.

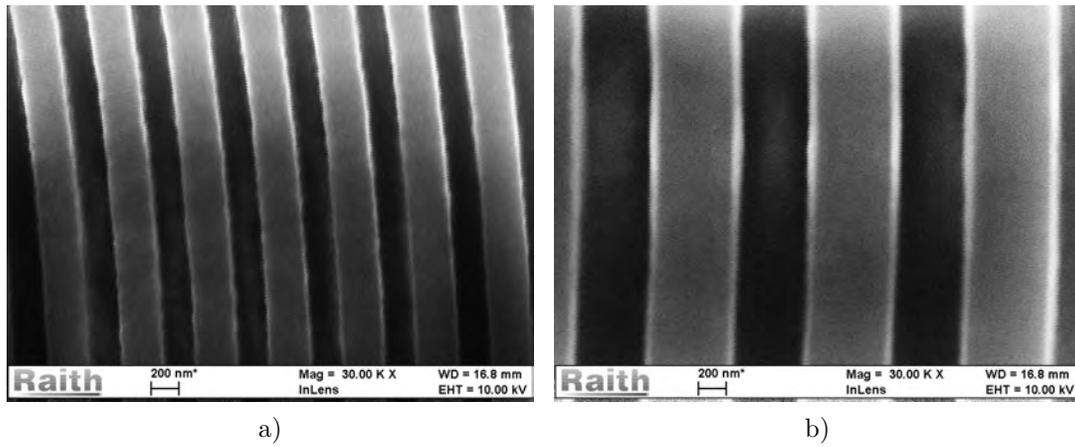


Figure 4.11: Imágenes de las rejillas de acoplamiento de Bragg tomadas por el SEM.
 a) Para $\lambda = 800 \text{ nm}$ se midió un periodo aproximado $\Lambda = 0.547 \mu\text{m}$. b) Para $\lambda = 1550 \text{ nm}$ se midió un periodo aproximado $\Lambda = 1.17 \mu\text{m}$.

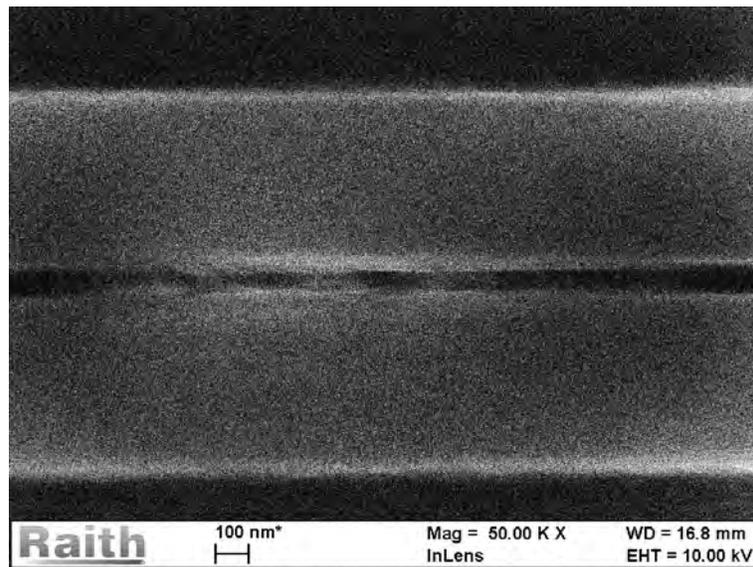


Figure 4.12: Imagen tomada por el SEM a un acoplador direccional donde se midió una separación aproximada entre las guías de $s = 110 \text{ nm}$

4.5 Fabricación de los sintonizadores de fase

Para desarrollar los sintonizadores térmicos se fabricaron los electrodos sobre los brazos de los Mach-Zehnder fabricados anteriormente. Se comenzó preparando la muestra donde ya estaban gravadas las estructuras de guías de onda de los Mach-Zehnder, colocando la resina sobre estas. Posteriormente se introdujo esta en el microscopio electrónico donde se tuvo que realizar un proceso de alineado de las mascarillas de los electrodos con las estructuras ya grabadas. Después de hacer el barrido sobre las mascarillas de los electrodos se realizó un proceso de revelado para retirar la resina expuesta. Sobre la muestra se hizo el depósito del cromo y el oro para finalmente definir los electrodos mediante un proceso de *lift-off*. A continuación se describe el proceso detallado.

4.5.1 Preparación de la muestra

Para realizar la litografía la muestra con la estructura de guía de onda del interferómetro Mach-Zehnder debe de prepararse, el proceso de preparación consiste en la limpieza de esta, la colocación de la resina mediante la técnica de recubrimiento por centrifugación seguido de un recocido, y finalmente se deposita un polímero conductor como se describe a continuación:

- Limpieza de la muestra: Las muestras fueron limpiadas utilizando alcohol isopropanol y posteriormente acetona para remover partículas de la muestra. Posteriormente se seco utilizando una pistola de nitrógeno.
- Depósito de la resina: El material sensible al haz de electrones que se utilizó para realizar la litografía es polimetilmetacrilato (PMMA), el cual se depositó mediante la técnica de recubrimiento por centrifugación con una velocidad constante de 3000 rpm durante 30 s.
- Recocido: Después de tener el recubrimiento de resina se realizó un proceso de recocido en un horno durante 3 hrs a una temperatura de 160°C.
- Depósito del polímero conductor: Posteriormente se deposita un polímero conductor mediante la técnica de recubrimiento por centrifugación con los mismos parámetros que se utilizaron en la sección 4.4.1.

4.5.2 Parámetros de exposición y revelado

Después de colocar el PMMA y el polímero conductor, se introdujo la muestra dentro del microscopio electrónico donde se utilizaron los siguientes parámetros de exposición:

Voltaje de electrón	20 kV
Apretura	7.5 μm
Corriente del haz	9.5 pA
Dosis por área	240 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Distancia de trabajo	5 mm

Table 4.3: Parámetros de exposición de litografía electrónica para la fabricación de los electrodos.

Para enfocar el haz de electrones se realizó el mismo proceso descrito en la sección 4.4.2 y de la misma forma se hizo una corrección de todas las aberraciones y el proceso de *stitching*. Posteriormente se tuvo que hacer una alineación de las mascarillas de los electrodos con las estructuras grabadas anteriormente. Este proceso es de suma importancia para que los electrodos sean colocados exactamente en la posición deseada respecto a los brazos del Mach-Zehnder.

Proceso de revelado

Después de exponer la muestra al haz de electrones, esta se extrae del microscopio electrónico para ser sometida a un proceso de revelado. Este proceso es similar al anterior utilizando el revelador *MIBK/IPA*. Después de hacer el revelado, la zona en donde se enfocó el haz electrones queda expuesta mientras que el resto sigue cubierto con el *PMMA*.

4.5.3 Deposito de películas delgadas de oro y cromo

Ya hecho el revelado el siguiente proceso a realizar es la deposición de las películas de cromo y oro mediante evaporación. Para esto se coloca la muestra, el oro y el cromo en una cámara de vacío. El cromo y el oro se colocan en dos placas distintas alejadas la una de la otra y la muestra se coloca en un platillo giratorio de manera que pueda colocarse sobre el cromo y después pueda ser movida para que quede sobre el oro. Con los materiales dentro de la cámara, se genera el vacío y se procede a realizar el depósito.

Primeramente se deposita una película de 30 nm de cromo colocando la muestra encima de este. El cromo se calienta por efecto Joule (evaporación por resistencia). Después se deposita una película de 100 nm de oro, para esto se gira el platillo donde encuentra la muestra de forma que quede sobre la fuente de oro. El oro se calienta mediante un haz de electrones. Finalmente se rompe el vacío y se ventila la cámara para poder retirar la muestra.

Proceso de *lift-off*

El proceso anterior deposita las películas de cromo y oro sobre toda la superficie de la muestra. Para definir los electrodos se realiza un proceso llamado *lift-off*. Para realizar este proceso se sumergió la muestra en acetona durante 24 hrs y posteriormente se hizo una limpieza por ultrasonido. De esta forma la acetona ataca el *PMMA* removiéndolo de la muestra dejando únicamente las películas de oro y cromo donde no hay *PMMA*. La limpieza por ultrasonido se aplica para remover los restos de oro y cromo que pueden llegar a quedar. De esta forma se termina el proceso de fabricación de los sintonizadores térmicos. A continuación se muestran y discuten los resultados obtenidos. En la Figura 4.13 se muestra esquemáticamente todo el proceso de fabricación para las componentes pasivas de los circuitos integrados.

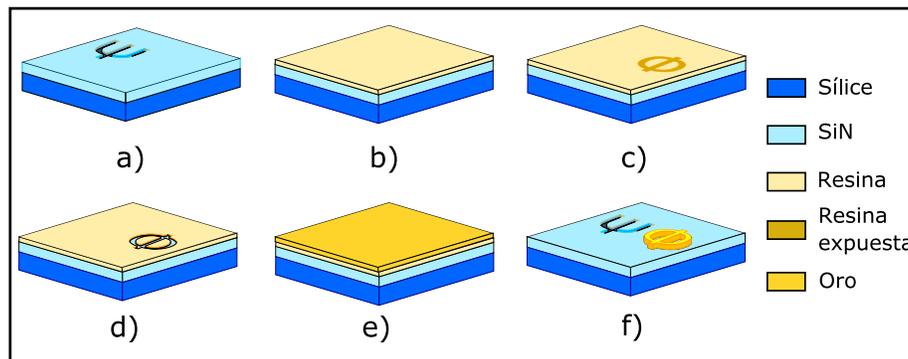


Figure 4.13: Proceso de fabricación del sintonizador térmico. a) Limpieza de la muestra de nitruro de silicio sobre sílice (con las componentes pasivas ya fabricadas). b) Depósito de resina mediante *spin coating*. c) Exposición del patrón en la resina mediante EBL. d) Revelado de la muestra. e) Depósito de películas delgadas de oro y cromo mediante evaporación. f) *Lift-off*.

4.5.4 Resultados de fabricación de los sintonizadores de fase

En la Figura 4.14 se muestran algunos de los resultados obtenidos de la fabricación de los electrodos de los interferómetros para $\lambda = 800$ nm, en a) se muestran los electrodos completos sobre el interferómetro y en b) un acercamiento de la zona de contacto entre el electrodo y la guía de onda. Como se puede observar los electrodos fueron fabricados satisfactoriamente, aunque cabe resaltar que como se puede ver en b), en el primer electrodo se generó una pequeña separación extra entre la guía de onda, esto puede resultar en ligeras variaciones entre los datos simulados.

En la Figura 4.14 se muestran algunos de los resultados obtenidos de la fabricación de los electrodos de los interferómetros para $\lambda = 1550$ nm. Para estos dispositivos como se puede observar en b) el segundo y tercer electrodo invadieron una parte del recubrimiento de las guías, esto puede generar cambios en los modos guiados en esta.

En la Figura 4.16 se muestran algunos ejemplos de errores en la fabricación de los electrodos, estos errores se asocian a error humano en el proceso de deposición de las películas delgadas de oro y cromo.

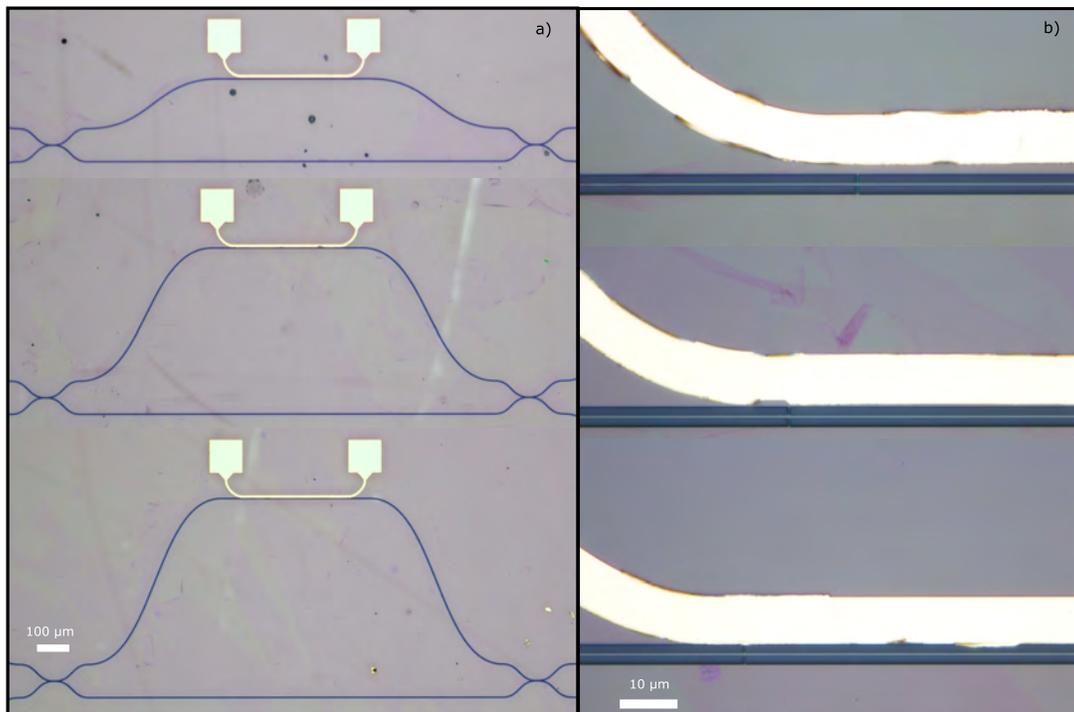


Figure 4.14: Interferómetros Mach-Zehnder con electrodos para $\lambda = 800$ nm.

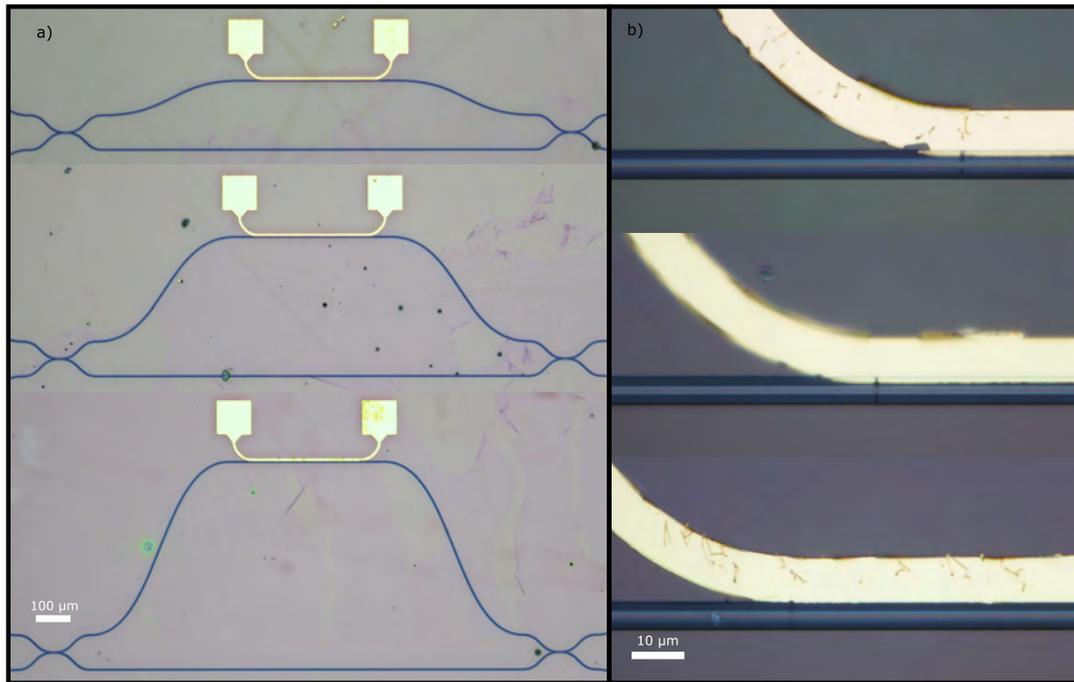


Figure 4.15: Interferómetros Mach-Zehnder con electrodos para $\lambda = 1550$ nm.

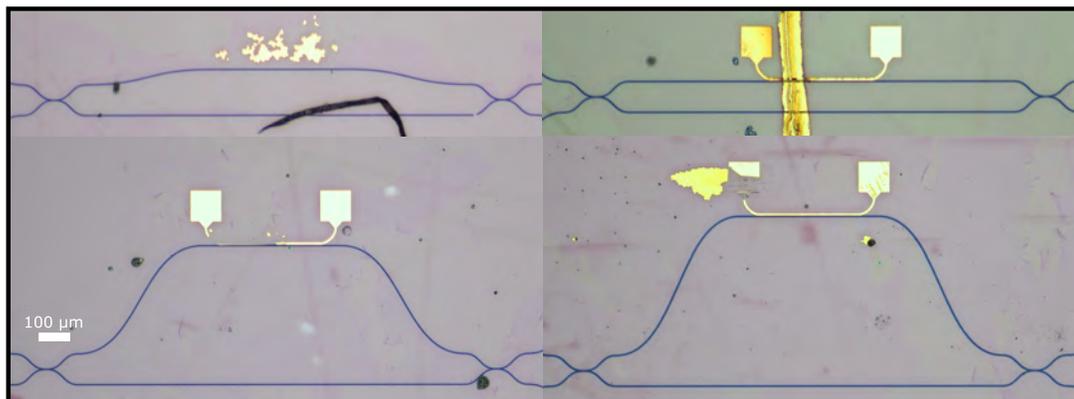


Figure 4.16: Errores de fabricación de los electrodos.

4.6 Conclusión

En este capítulo se dio una descripción detallada de los procesos de fabricación de los dispositivos integrados, tanto del grabado de las estructuras de guías de onda, como del depósito de películas delgadas para desarrollar los electrodos. A su vez se mostraron los resultados de fabricación, donde se pudo observar que los dispositivos basados en guías de onda fueron fabricados satisfactoriamente.

Por otro lado algunos de los resultados en la fabricación de los electrodos en los interferómetros fueron negativas. Lo anterior debido a que algunos de estos no están en la posición adecuada respecto al brazo del interferómetro, esto se debe principalmente a errores cometidos al momento de alinear las mascarillas con los interferómetros ya fabricados antes de realizar la litografía, lo anterior podría provocar un funcionamiento erróneo en estos dispositivos. Otro fallo observado fue que algunos de los electrodos están parcial o totalmente incompletos, esto se asocia a alguna falla cometida en el proceso de revelado del *PMMA* o en el depósito de las películas de oro y cromo.

A pesar de los puntos negativos mencionados anteriormente, una gran cantidad de electrodos fueron fabricados satisfactoriamente para ambas longitudes de onda, lo cual permitirá caracterizar estos dispositivos.

El capítulo siguiente iba a ser destinado al proceso de caracterización de los dispositivos fabricados, desafortunadamente debido a los sucesos acontecidos mundialmente relacionados a la pandemia de COVID-19, el proceso de caracterización fue suspendido de tal forma que estos resultados no podrán ser reportados en esta tesis. Sin embargo estos dispositivos se planean caracterizar una vez terminada la contingencia.

Capítulo 5

Conclusión general

En la presente tesis, se desarrollaron componentes básicos necesarios para el desarrollo de circuitos fotónicos integrados complejos, estudiando la teoría que conlleva cada uno de estos con el fin de poder desarrollar simulaciones numéricas para el diseño de cada uno de estos. Se diseñaron cuatro componentes principales para las longitudes de onda de 800 nm y 1550 nm, iniciando con el desarrollo de guías de onda monomodales junto a rejillas acopladoras de Bragg. Posteriormente se diseñaron los acopladores direccionales obteniendo el parámetro de longitud de acoplamiento en función de la distancia de separación de las guías acopladas, con lo que en general se puede desarrollar cualquier tipo de acoplador direccional. Finalmente se realizaron simulaciones del funcionamiento de un sintonizador térmico basado en un electrodo de oro y cromo.

De los resultados de las simulaciones obtenidas de los sintonizadores térmicos se pudo concluir que es factible utilizar los electrodos propuestos en esta tesis de forma en que estos puedan generar un cambio de temperatura suficiente para obtener un cambio de fase de π , utilizando un voltaje en los electrodos posible de aplicar con fuentes de voltaje estándar.

Posteriormente se trató el proceso de fabricación de cada uno de estos componentes para su futura caracterización. Como se puede observar se lograron fabricar satisfactoriamente todas las estructuras basadas en guías de onda. Posteriormente en el proceso requerido para implementar los electrodos en los brazos de los interferómetros se tuvieron algunas dificultades lo cual resultó en el mal posicionamiento, así como errores en las estructuras de algunos de estos. Sin embargo

se lograron fabricar satisfactoriamente suficientes electrodos para poder llegar a caracterizar estos utilizando los interferómetros Mach-Zehnder.

Como se mencionó anteriormente el proceso de caracterización de cada uno de estos dispositivos quedó pendiente debido a los sucesos acontecidos mundialmente relacionados a la pandemia de COVID-19. Sin embargo dadas las simulaciones realizadas como los resultados de fabricación se espera poder caracterizar y comprobar el correcto funcionamiento de cada uno de estos dispositivos cuando termine la contingencia generada por la pandemia.

De todos los resultados obtenidos, los correspondientes al diseño y fabricación de los electrodos tienen un fuerte impacto dentro del grupo de investigación de circuitos micro- y nano-fotónicos integrados, dando la posibilidad de poder fabricar circuitos integrados mas complejos utilizando este componente. Por otro lado se esta empezando a trabajar en el diseño de fuentes de pares de fotones mediante SFWM utilizando la teoría vista en la sección 2.10. Esto habilitaría la posibilidad de fabricar el circuito fotónico integrado para generar estados entrelazados de cuatro fotones.

5.1 Perspectivas

Se tienen en cuenta los siguientes puntos a mejorar y desarrollar de los dispositivos integrados:

- Como se pudo observar en la Figura 4.16 algunos de los electrodos no se fabricaron correctamente, para arreglar este problema se considera perfeccionar el método de fabricación, principalmente la alineación que se hace con los interferómetros. Para esto se propone alinear cada electrodo con un interferómetro de manera individual, esto hace que el área en la que se tiene que alinear se reduzca considerablemente lo cual podría mejorar considerablemente los resultados.
- Se planea caracterizar todos los dispositivos empezando con las guías rectas, rejillas de Bragg y acopladores direccionales, con el propósito de encontrar los parámetros mas adecuados para el óptimo funcionamiento de cada componente y posteriormente utilizar estos resultados para implementarlos en el interferómetro Mach-Zehnder y mejorar el proceso de caracterización de los sintonizadores

térmicos.

- Es necesario implementar fuentes de pares de fotones dentro de los dispositivos. Estas fuentes están siendo diseñadas actualmente y se esperan obtener resultados en un futuro cercano.
- En caso de ser necesario se diseñaran filtros integrados utilizados en las fuentes para filtrar el bombeo de los fotones generados. Lo anterior puede hacerse fácilmente utilizando la teoría de modos acoplados con la cual que se diseñaron los acopladores direccionales.
- Finalmente se planea desarrollar el circuito generador de cuatro fotones enredados, siendo este un resultado de alto impacto. En la Figura 5.1 se muestra la mascarilla realizada utilizando los parámetros obtenidos en esta tesis para las componentes considerando $\lambda = 800$ nm. Considerando que las fuentes (espirales) deben de ser sustituidas una vez se termine el diseño de estas.

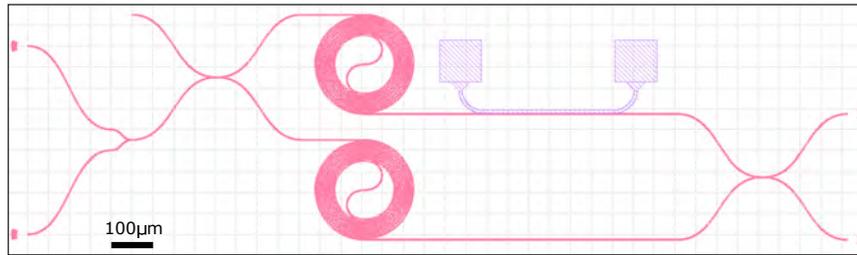


Figure 5.1: Mascarilla para el circuito generador de estados de cuatro fotones entrelazados degenerados en frecuencia.

En el circuito presentado utilizando la teoría vista en la sección 2.10 sabemos que mediante SFWM tenemos en la salida de las fuentes de cada brazo un estado de dos fotones, debido a que estos están degenerados en frecuencia, cuando hay generación de fotones en ambos brazos, el estado puede escribirse como:

$$|\Phi\rangle = |2\rangle_0 |2\rangle_1, \quad (5.1)$$

donde los subíndices 0 y 1 ambos brazos de interferómetro. Posteriormente, utilizando la teoría de los divisores de haz vista en la sección 2.7, este estado es

transformado por el acoplador direccional 50:50 de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
|\Phi\rangle &= |2\rangle_0 |2\rangle_1 \rightarrow \frac{1}{8}(\hat{a}_2^\dagger - \hat{a}_3^\dagger)^2(\hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger)^2 |0\rangle_2 |0\rangle_3 \\
&= \frac{1}{8}(\hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger + \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3^\dagger + 2\hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3^\dagger) |0\rangle_2 |0\rangle_3 \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} |2\rangle_2 |2\rangle_3 + \frac{\sqrt{3}}{8} (|0\rangle_2 |4\rangle_3 + |4\rangle_2 |0\rangle_3).
\end{aligned} \tag{5.2}$$

Lo cual según los criterios vistos en la sección 2.8.1 es un estado entrelazado de cuatro fotones el cual se quería conseguir. El sintonizador de fase en este caso no toma ningún papel en la generación del estado, sin embargo es necesario para poder realizar una caracterización completa de este mediante la tomografía del estado cuántico [77].

De esta forma se demuestra después de diseñar las fuentes de pares de fotones el circuito propuesto puede ser fabricado utilizando las componentes desarrollados en esta tesis.

Apéndices

Apéndice A

Solucionador de modos

```
(*Asignacion de valores a las variables*)  
a = 0.6;           (*mitad del ancho de la guia*)  
d = 0.15;         (*mitad del espesor de la guia*)  
λ = 0.8;          (*Longitud de onda*)  
n0 = 1;          (*indice de refraccion de revestimineto (aire)*)  
ns = 1.5;        (*indice de refraccion del sustrato*)
```

```
(*Ecuación de Sellmeier para el indice de refraccion del nucleo*)
```

$$n_{\sin}[\lambda] := \sqrt{1 + \frac{3.0249 \lambda^2}{\lambda^2 - 0.1353406^2} + \frac{40314 \lambda^2}{\lambda^2 - 1239.842^2}};$$

```
(*Modo donde p y q dan el modo TEqp y TMqp*)
```

```
q = 0;  
p = 1;
```

```
(*numero de onda*)
```

$$k_0[\lambda] := \frac{2\pi}{\lambda};$$

```
(*fases ópticas*)
```

$$\phi[p] := (p) \frac{\pi}{2};$$

$$\psi[q] := (q) \frac{\pi}{2};$$

```
(*Relacion entre numeros de onda transversales*)
```

$$\gamma_x[\lambda, kx] := \sqrt{k_0[\lambda]^2 (n_{\sin}[\lambda]^2 - n_0^2) - kx^2};$$

$$\gamma_y[\lambda, ky] := \sqrt{k_0[\lambda]^2 (n_{\sin}[\lambda]^2 - n_0^2) - ky^2};$$

(*Medición de la asimetría entre los índices de refracción del revestimiento (n_0 y n_s)*)

$$\gamma_x = \frac{n_0^2 - n_0'^2}{n \sin[\lambda]^2 - n_0'^2};$$

$$\gamma_y = \frac{n_s^2 - n_0'^2}{n \sin[\lambda]^2 - n_s^2};$$

(*variables normalizadas*)

$$v_x[\lambda] := a k_0[\lambda] \sqrt{n \sin[\lambda]^2 - n_0'^2};$$

$$v_y[\lambda] := d k_0[\lambda] \sqrt{n \sin[\lambda]^2 - n_s^2};$$

$$w_x[u_x, \lambda] := \sqrt{v_x[\lambda]^2 - u_x^2};$$

$$w_y[u_y, \lambda] := \sqrt{v_y[\lambda]^2 - u_y^2};$$

(*Constante de propagación*)

$$\beta[\lambda, \rho, q] := \sqrt{\left(k_0[\lambda]^2 n \sin[\lambda]^2 - (k_x^2 + k_y^2) + \frac{k_0[\lambda]^2 (n \sin[\lambda]^2 - n_0'^2) (\cos[kx a - \phi[\rho]])^2 (\cos[ky d - \psi[q]])^2}{(1 + a \gamma_x[\lambda, k_x]) (1 + d \gamma_y[\lambda, k_y])} \right)};$$

(*Ecuaciones de dispersión para obtener k_x y k_y para el modo TE_{qp} *)

$$dx[\rho, k_x, \lambda] := (\rho) \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \underset{\text{arco tangente}}{\text{ArcTan}} \left[\frac{n \sin[\lambda]^2 \sqrt{k_0[\lambda]^2 (n \sin[\lambda]^2 - n_0'^2) - k_x^2}}{n_0'^2 k_x} \right] +$$

$$\frac{1}{2} \underset{\text{arco tangente}}{\text{ArcTan}} \left[\frac{n \sin[\lambda]^2 \sqrt{\gamma_x (v_x[\lambda])^2 + \left(a \sqrt{k_0[\lambda]^2 (n \sin[\lambda]^2 - n_0'^2) - k_x^2} \right)^2}}{n_0'^2 k_x a} \right] - k_x a;$$

$$dy[q, k_y, \lambda] := (q) \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \underset{\text{arco tangente}}{\text{ArcTan}} \left[\frac{\sqrt{k_0[\lambda]^2 (n \sin[\lambda]^2 - n_s^2) - k_y^2}}{k_y} \right] +$$

$$\frac{1}{2} \underset{\text{arco tangente}}{\text{ArcTan}} \left[\frac{\sqrt{\gamma_y (v_y[\lambda])^2 + \left(d \sqrt{k_0[\lambda]^2 (n \sin[\lambda]^2 - n_s^2) - k_y^2} \right)^2}}{k_y d} \right] - k_y d;$$

(*Ecuaciones de dispersión para obtener k_x y k_y para el modo TM_{qp} *)

$$Mdx[\rho, k_x, \lambda] := (\rho) \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \underset{\text{arco tangente}}{\text{ArcTan}} \left[\frac{\sqrt{k_0[\lambda]^2 (n \sin[\lambda]^2 - n_0'^2) - k_x^2}}{k_x} \right] +$$

$$\frac{1}{2} \underset{\text{arco tangente}}{\text{ArcTan}} \left[\frac{\sqrt{\gamma_x (v_x[\lambda])^2 + \left(a \sqrt{k_0[\lambda]^2 (n \sin[\lambda]^2 - n_0'^2) - k_x^2} \right)^2}}{k_x a} \right] - k_x a;$$

$$Mdy[q_, ky_, \lambda_] := (q) \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \text{ArcTan} \left[\frac{\text{nsin}[\lambda]^2 \sqrt{k_0[\lambda]^2 (\text{nsin}[\lambda]^2 - n_s^2) - ky^2}}{\frac{n_s^2 + n_0^2}{2} ky} \right] +$$

$$\frac{1}{2} \text{ArcTan} \left[\frac{\text{nsin}[\lambda]^2 \sqrt{\gamma y (vy[\lambda])^2 + \left(d \sqrt{k_0[\lambda]^2 (\text{nsin}[\lambda]^2 - n_s^2) - ky^2} \right)^2}}{\frac{n_s^2 + n_0^2}{2} ky d} \right] - ky d;$$

(*Constante de propagacion e indice de refraccion efectivo para TE*)

ccc = $\beta[\lambda, p, q]$ /. FindRoot[dy[q, ky, λ] = 0, {ky, 1}] /. FindRoot[dx[p, kx, λ] = 0, {kx, 1}];

$$n_e = \frac{ccc}{k_0[\lambda]};$$

(*Constante de propagacion e indice de refraccion efectivo para TM*)

Mccc = $\beta[\lambda, 0, 0]$ /. FindRoot[Mdy[q, ky, λ] = 0, {ky, 1}] /. FindRoot[Mdx[p, kx, λ] = 0, {kx, 1}];

$$Mn_e = \frac{Mccc}{k_0[\lambda]};$$

(*Datos de salida*)

(*Condicion para guiado*)

If[Re[n_e] ≥ n_s, StringForm["TE...: nβ= `` \nn_{eff}= ``", q, p, ccc, n_e], Print["Modo no guiado"]]

If[Re[Mn_e] ≥ n_s, StringForm["TM...: nβ= `` \nn_{eff}= ``", q, p, Mccc, Mn_e], Print["Modo no guiado"]]

TE₀₁:

$\beta=13.54652368395988$

n_{eff}=1.7247969648109176

TM₀₁:

$\beta=12.894993427159834$

n_{eff}=1.6418415560559902

Apéndice B

Método del medio efectivo

El método del medio efectivo es una aproximación utilizada en guías de onda 3-D (como las guías de onda rectangulares tipo ridge). Este método considera este tipo de guías de onda como una superposición de guías de onda 2-D con el objetivo de simplificar el problema.

Este método es utilizado ya que la simulación de ciertas estructuras de guías de onda resulta en tiempos de cómputo excesivamente largos, utilizando este método se reduce la complejidad de este problema simulando una estructura de dos dimensiones equivalente a la estructura mas compleja [28].

El método consiste en dividir la estructura de la guía de onda en tres regiones verticales como se muestra en la Figura B.1 a). Se puede calcular el índice de refracción efectivo de cada una de estas regiones considerándolas como guías de onda planas (ver sección 2.3.1 para el calculo del índice de refracción efectivo). En este caso la región I y III tienen el mismo índice de refracción efectivo, el cual para el caso en el que $n_0 = n_{aire}$ el índice de refracción efectivo en estas regiones es $n_{aire} = 1$. De esta forma la guía de onda rectangular se aproxima a una guía de onda plana como la que se muestra en la Figura B.1 b). Lo anterior simplifica significativamente el problema disminuyendo el tiempo de cómputo para las simulaciones.

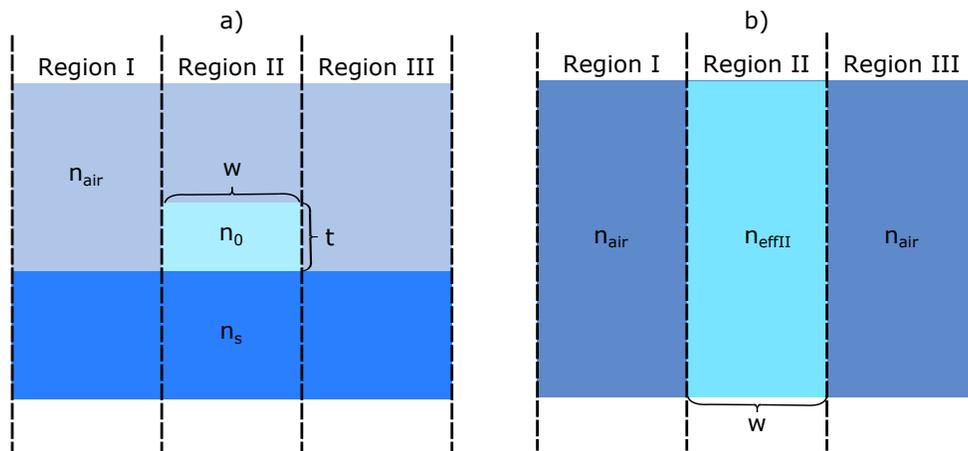


Figure B.1: Método de medio efectivo. a) División de una guía de onda rectangular en tres regiones. b) Transformación de la guía de onda rectangular a una guía de onda plana.

Bibliografía

- [1] F. Flamini, N. Spagnolo, and F. Sciarrino, “Photonic quantum information processing: a review,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 82, p. 16001, nov 2018.
- [2] C. H. Bennett and G. Brassard, “Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing,” *Theoretical Computer Science*, vol. 560, no. P1, pp. 7–11, 2014.
- [3] P. W. Shor, “Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer,” *SIAM Journal on Computing*, vol. 26, no. 5, pp. 1484–1509, 1997.
- [4] S. Lloyd, “Universal Quantum Simulators,” *Science*, vol. 273, no. 5278, pp. 1073–1078, 1996.
- [5] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, “Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, pp. 1895–1899, Mar 1993.
- [6] J. P. Dowling and G. J. Milburn, “Quantum technology: The second quantum revolution,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 361, no. 1809, pp. 1655–1674, 2003.
- [7] J. L. O’Brien, A. Furusawa, and J. Vučković, “Photonic quantum technologies,” *Nature Photonics*, vol. 3, no. 12, pp. 687–695, 2009.
- [8] A. Aspuru-Guzik and P. Walther, “Photonic quantum simulators,” *Nature Physics*, vol. 8, no. 4, pp. 285–291, 2012.

- [9] M. A. Broome, A. Fedrizzi, S. Rahimi-Keshari, J. Dove, S. Aaronson, T. C. Ralph, and A. G. White, “Photonic Boson Sampling in a Tunable Circuit,” *Science*, vol. 339, no. 6121, pp. 794–798, 2013.
- [10] J. Huh, G. G. Guerreschi, B. Peropadre, J. R. McClean, and A. Aspuru-Guzik, “Boson sampling for molecular vibronic spectra,” *Nature Photonics*, vol. 9, no. 9, pp. 615–620, 2015.
- [11] D. González Olivares, B. Peropadre, A. Aspuru-Guzik, and J. J. García-Ripoll, “Quantum simulation with a boson sampling circuit,” *Physical Review A*, vol. 94, Aug 2016.
- [12] C. Sparrow, E. Martín-López, N. Maraviglia, A. Neville, C. Harrold, J. Carolan, Y. N. Joglekar, T. Hashimoto, N. Matsuda, J. L. O’Brien, D. P. Tew, and A. Laing, “Simulating the vibrational quantum dynamics of molecules using photonics,” *Nature*, vol. 557, no. 7707, pp. 660–667, 2018.
- [13] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, “Experimental quantum teleportation,” *Nature*, vol. 390, no. 6660, pp. 575–579, 1997.
- [14] I. M. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori, “Quantum simulation,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 86, pp. 153–185, Mar 2014.
- [15] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, “Quantum metrology,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 010401, Jan 2006.
- [16] W. Bogaerts, R. Baets, P. Dumon, V. Wiaux, S. Beckx, D. Taillaert, B. Luyssaert, J. Van Campenhout, P. Bienstman, and D. Van Thourhout, “Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with cmos technology,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 1, pp. 401–412, 2005.
- [17] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. R. Monroe, and J. L. O’Brien, “Quantum computers,” *Nature*, vol. 464, no. 7285, pp. 45–53, 2010.
- [18] J. Wang, F. Sciarrino, A. Laing, and M. G. Thompson, “Integrated photonic quantum technologies,” *Nature Photonics*, vol. 14, p. 273–284, Oct 2019.

- [19] C. Doerr, “Silicon photonic integration in telecommunications,” *Frontiers in Physics*, vol. 3, p. 37, 2015.
- [20] D. Vermeulen, S. Selvaraja, P. Verheyen, G. Lepage, W. Bogaerts, P. Absil, D. V. Thourhout, and G. Roelkens, “High-efficiency fiber-to-chip grating couplers realized using an advanced CMOS-compatible Silicon-On-Insulator platform,” *Opt. Express*, vol. 18, pp. 18278–18283, aug 2010.
- [21] R. Soref, “Mid-infrared photonics in silicon and germanium,” *Nature Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 495–497, 2010.
- [22] M. Melchiorri, N. Daldosso, F. Sbrana, L. Pavesi, G. Pucker, C. Kompocholis, P. Bellutti, and A. Lui, “Propagation losses of silicon nitride waveguides in the near-infrared range,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, 03 2005.
- [23] L. Hoffman, A. Subramanian, P. Helin, B. Bois, R. Baets, P. Van Dorpe, G. Gielen, R. Puers, and D. Braeken, “Low loss cmos-compatible pecvd silicon nitride waveguides and grating couplers for blue light optogenetic applications,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, 10 2016.
- [24] A. Rahim, E. Ryckeboer, A. Z. Subramanian, S. Clemmen, B. Kuyken, A. Dhakal, A. Raza, A. Hermans, M. Muneeb, S. Dhoore, Y. Li, U. Dave, P. Bienstman, N. Le Thomas, G. Roelkens, D. Van Thourhout, P. Helin, S. Severi, X. Rottenberg, and R. Baets, “Expanding the Silicon Photonics Portfolio with Silicon Nitride Photonic Integrated Circuits,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, no. 4, pp. 639–649, 2017.
- [25] M. Smit, L. Xaveer, A. Huub, B. Erwin, T. Jos van der, S. Barry, V. Tjibbe de, G. Erik-Jan, B. Jeroen, and V. Rene van, “An introduction to InP-based generic integration technology,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 29, no. 8, p. 83001, 2014.
- [26] J. S. Valencia Reyes, “On-chip quantum interference of surface plasmons with integrated single photon sources,” Master’s thesis, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California, México and Université de technologie de Troyes, Troyes, Francia, 2019.

- [27] Durán-Gómez, “Integrated nanophotonic waveguide lattices as photonic quantum simulators,” Master’s thesis, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C. León, Guanajuato, México and Université de technologie de Troyes, Troyes, Francia, 2019.
- [28] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*. Electronics & Electrical, Elsevier Science, 2006.
- [29] J.-m. Liu, *Photonic Devices*. Cambridge University Press, 2005.
- [30] E. A. Marcatili, “Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics,” *Bell System Technical Journal*, vol. 48, no. 7, pp. 2071–2102, 1969.
- [31] A. Yariv, “Coupled-Mode theory for guided-wave optics,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, 1973.
- [32] W.-P. Huang, “Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview,” *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 11, no. 3, p. 963, 1994.
- [33] A. Szameit, F. Dreisow, T. Pertsch, S. Nolte, and A. Tünnermann, “Control of directional evanescent coupling in fs laser written waveguides: Erratum,” *Optics Express*, vol. 15, no. 13, p. 8492, 2007.
- [34] C. Gerry and P. Knight, *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, oct 2004.
- [35] J. Garrison and R. Chiao, *Quantum Optics*. OUP Oxford, 2014.
- [36] F. Hénault, “Quantum physics and the beam splitter mystery,” *The Nature of Light: What are Photons? VI*, vol. 9570, p. 95700Q, 2015.
- [37] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, “Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2044–2046, Nov 1987.
- [38] M. Fox, *Quantum optics: an introduction*. Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics, Oxford: Oxford Univ. Press, 2006.

- [39] M. Reck, A. Zeilinger, H. J. Bernstein, and P. Bertani, “Experimental realization of any discrete unitary operator,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, pp. 58–61, Jul 1994.
- [40] J. C. Matthews, A. Politi, A. Stefanov, and J. L. O’Brien, “Manipulation of multiphoton entanglement in waveguide quantum circuits,” *Nature Photonics*, vol. 3, no. 6, pp. 346–350, 2009.
- [41] F. Flamini, L. Magrini, A. S. Rab, N. Spagnolo, V. D’Ambrosio, P. Mataloni, F. Sciarrino, T. Zandrini, A. Crespi, R. Ramponi, and R. Osellame, “Thermally reconfigurable quantum photonic circuits at telecom wavelength by femtosecond laser micromachining,” *Light: Science & Applications*, vol. 4, no. 11, pp. e354–e354, 2015.
- [42] P. Senellart, G. Solomon, and A. White, “High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources,” *Nature Nanotechnology*, vol. 12, no. 11, pp. 1026–1039, 2017.
- [43] S. Buckley, K. Rivoire, and J. Vučković, “Engineered quantum dot single-photon sources,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 75, p. 126503, nov 2012.
- [44] S. E. Harris, M. K. Oshman, and R. L. Byer, “Observation of tunable optical parametric fluorescence,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 18, pp. 732–734, May 1967.
- [45] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, “Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, pp. 84–87, Jul 1970.
- [46] R. W. Boyd and D. Prato, *Nonlinear Optics*. Elsevier Science, 2008.
- [47] S. Ramelow, A. Farsi, S. Clemmen, D. Orquiza, K. Luke, M. Lipson, and A. Gaeta, “Silicon-Nitride Platform for Narrowband Entangled Photon Generation,” 2015.
- [48] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Leuthold, and W. Freude, “Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing,” *Optics Express*, vol. 15, no. 10, p. 5976, 2007.
- [49] N. K. Hon, R. Soref, and B. Jalali, “The third-order nonlinear optical coefficients of Si, Ge, and Si 1-xGex in the midwave and longwave infrared,” *Journal of Applied Physics*, vol. 110, no. 1, 2011.

- [50] K. Garay-Palmett, H. J. McGuinness, O. Cohen, J. S. Lundeen, R. Rangel-Rojo, A. B. U'ren, M. G. Raymer, C. J. McKinstrie, S. Radic, and I. A. Walmsley, "Photon pair-state preparation with tailored spectral properties by spontaneous four-wave mixing in photonic-crystal fiber," *Optics Express*, vol. 15, no. 22, p. 14870, 2007.
- [51] X. Lu, G. Moille, A. Rao, D. Westly, Q. Li, and K. Srinivasan, "Efficient second harmonic generation in a Si₃N₄ microring," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest, (Washington, DC), p. STh1J.6, Optical Society of America, 2020.
- [52] T. Radhakrishnan, "Further studies on the temperature variation of the refractive index of crystals," *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, vol. 33, no. 1, p. 22, 1951.
- [53] S. McNab, N. Moll, and Y. Vlasov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides," *Optics express*, vol. 11, pp. 2927–39, 12 2003.
- [54] A. Mekis, S. Gloeckner, G. Masini, A. Narasimha, T. Pinguet, S. Sahni, and P. De Dobbelaere, "A grating-coupler-enabled cmos photonics platform," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, no. 3, pp. 597–608, 2011.
- [55] N. Na, H. Frish, I.-W. Hsieh, O. Harel, R. George, A. Barkai, and H. Rong, "Efficient broadband silicon-on-insulator grating coupler with low backreflection," *Optics Letters*, vol. 36, no. 11, pp. 2101–2103, 2011.
- [56] W. Yun, *Grating Coupler Design Based on Silicon-On-Insulator*. The University Of British Columbia, 2011.
- [57] D. Pérez, J. Fernández, R. Baños, J. D. Doménech, A. M. Sánchez, J. M. Cirera, R. Mas, J. Sánchez, S. Durán, E. Pardo, C. Domínguez, D. Pastor, J. Capmany, and P. Muñoz, "Thermal tuners on a Silicon Nitride platform," 2016.
- [58] R. L. Boylestad, L. Nashelsky, J. P. M. Terán, and S. Faudón, *Electrónica: teoría de circuitos*. Prentice-Hall, 1997.

- [59] M. S. Hai, A. Leinse, T. Veenstra, and O. Liboiron-Ladouceur, “A thermally tunable 1×4 channel wavelength demultiplexer designed on a low-loss Si₃N₄ waveguide platform,” *Photonics*, vol. 2, no. 4, pp. 1065–1080, 2015.
- [60] R. A. Matula, “Electrical resistivity of copper, gold, palladium, and silver,” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 8, pp. 1147–1298, Oct. 1979.
- [61] M. Piels, J. F. Bauters, M. L. Davenport, M. J. R. Heck, and J. E. Bowers, “Low-Loss Silicon Nitride AWG Demultiplexer Heterogeneously Integrated With Hybrid III–V/Silicon Photodetectors,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, no. 4, pp. 817–823, 2014.
- [62] A. Z. Subramanian, E. Ryckeboer, A. Dhakal, F. Peyskens, A. Malik, B. Kuyken, H. Zhao, S. Pathak, A. Ruocco, A. De Groote, P. Wuytens, D. Martens, F. Leo, W. Xie, U. D. Dave, M. Muneeb, P. Van Dorpe, J. Van Campenhout, W. Bogaerts, P. Bienstman, N. Le Thomas, D. Van Thourhout, Z. Hens, G. Roelkens, and R. Baets, “Silicon and silicon nitride photonic circuits for spectroscopic sensing on-a-chip [Invited],” *Photonics Research*, vol. 3, no. 5, pp. B47–B59, 2015.
- [63] S. Romero-García, F. Merget, F. Zhong, H. Finkelstein, and J. Witzens, “Visible wavelength silicon nitride focusing grating coupler with AlCu/TiN reflector,” *Optics Letters*, vol. 38, no. 14, pp. 2521–2523, 2013.
- [64] S. Dwivedi, H. D’heer, and W. Bogaerts, “A compact all-silicon temperature insensitive filter for wdm and bio-sensing applications,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, pp. 2167–2170, 11 2013.
- [65] S. Akiyama and T. Usuki, “High-speed and efficient silicon modulator based on forward-biased pin diodes,” *Frontiers in Physics*, vol. 2, 11 2014.
- [66] J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects,” *Nature Photonics*, vol. 4, no. 1, pp. 37–40, 2010.

- [67] D. Moss, R. Morandotti, A. Gaeta, and M. Lipson, “New cmos-compatible platforms based on silicon nitride and hydex for nonlinear optics,” *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 597–607, 07 2013.
- [68] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia, “Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 2954 – 2956, 06 2003.
- [69] A. S. Mayer, A. Klenner, A. R. Johnson, K. Luke, M. R. E. Lamont, Y. Okawachi, M. Lipson, A. L. Gaeta, and U. Keller, “Frequency comb offset detection using supercontinuum generation in silicon nitride waveguides,” *Optics Express*, vol. 23, no. 12, pp. 15440–15451, 2015.
- [70] Y. Chen, “Nanofabrication by electron beam lithography and its applications: A review,” *Microelectronic Engineering*, vol. 135, pp. 57–72, 03 2015.
- [71] W. Hu, K. Sarveswaran, M. Lieberman, and G. Bernstein, “Sub-10 nm electron beam lithography using cold development of poly (methylmethacrylate),” *Journal of Vacuum Science & Technology B Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 22, pp. 1711–1716, 2004.
- [72] S. Gemma Rius, *Electron beam lithography for Nanofabrication*. Universidad Autonoma de Barcelona, ene 2008.
- [73] D. L. Critchlow, “Recollections on MOSFET Scaling,” *IEEE Solid-State Circuits Newsletter*, vol. 12, pp. 19–22, 2009.
- [74] S. Franssila and L. Sainiemi, *Reactive Ion Etching (RIE)*, pp. 1772–1781. Boston, MA: Springer US, 2008.
- [75] R. C. Jaeger, *Introduction to Microelectronic Fabrication*. USA: Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., 1987.
- [76] K. Coimbatore Balram, D. Westly, M. Davanco, K. Grutter, Q. Li, T. Michels, C. Ray, R. Kasica, C. Wallin, I. Gilbert, B. Bryce, and G. Simelgor, “The nanolithography toolbox,” *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 121, p. 464, 10 2016.

- [77] L. T. Feng, M. Zhang, Z. Y. Zhou, Y. Chen, M. Li, D. X. Dai, H. L. Ren, G. P. Guo, G. C. Guo, and Tame, “Generation of a frequency-degenerate four-photon entangled state using a silicon nanowire,” *npj Quantum Information*, vol. 5, 2019.
- [78] W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Dumon, J. V. Campenhout, P. Bienstman, D. V. Thourhout, R. Baets, V. Wiaux, and S. Beckx, “Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator,” *Optics Express*, vol. 12, no. 8, p. 1583, 2004.
- [79] K. Shang, S. Pathak, B. Guan, G. Liu, and S. J. B. Yoo, “Low-loss compact multilayer silicon nitride platform for 3D photonic integrated circuits,” *Optics Express*, vol. 23, no. 16, p. 21334, 2015.
- [80] G. R. Suñé, “Electron beam lithography for Nanofabrication,” *Nanomaterials, Nanostructures, and Nanotechnology*, no. January, pp. 1–20, 2008.
- [81] S. Paesani, Y. Ding, R. Santagati, L. Chakhmakhchyan, C. Vigliar, K. Rottwitt, L. K. Oxenløwe, J. Wang, M. G. Thompson, and A. Laing, “Generation and sampling of quantum states of light in a silicon chip,” *Nature Physics*, vol. 15, no. 9, pp. 925–929, 2019.