Universidad de Málaga

Escuela Técnica Superior de Ingeniería de Telecomunicación

(Programa de Doctorado en Ingeniería de Telecomunicación)

TESIS DOCTORAL

Filtros Bragg de respuesta espectral arbitraria para fotónica integrada de silicio

Autor:

DANIEL PEREIRA MARTÍN

Directores:

ALEJANDRO ORTEGA MOÑUX

J. GONZALO WANGÜEMERT PÉREZ

2022

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

AUTOR: Daniel Pereira Martín

https://orcid.org/0000-0002-6982-2673

EDITA: Publicaciones y Divulgación Científica. Universidad de Málaga

Esta obra está bajo una licencia de Creative Commons Reconocimiento-NoComercial-SinObraDerivada 4.0 Internacional:
http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode
Cualquier parte de esta obra se puede reproducir sin autorización
pero con el reconocimiento y atribución de los autores.
No se puede hacer uso comercial de la obra y no se puede alterar, transformar o hacer obras derivadas.

Esta Tesis Doctoral está depositada en el Repositorio Institucional de la Universidad de Málaga (RIUMA): riuma.uma.es

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

DECLARACIÓN DE AUTORÍA Y ORIGINALIDAD DE LA TESIS PRESENTADA PARA OBTENER EL TÍTULO DE DOCTOR

D. DANIEL PEREIRA MARTÍN
Estudiante del programa de doctorado INGENIERÍA DE TELECOMUNICACIÓN de la Universidad de Málaga, autor de la tesis, presentada para la obtención del título de doctor por la Universidad de Málaga, titulada: FILTROS BRAGG DE RESPUESTA ESPECTRAL ARBITRARIA PARA FOTÓNICA INTEGRADA DE SILICIO.

Realizada bajo la tutorización de D. JUAN GONZALO WANGÜEMERT PÉREZ, y dirección de D. ALEJANDRO ORTEGA MOÑUX Y D. JUAN GONZALO WANGÜEMERT PÉREZ,

DECLARO QUE:

La tesis presentada es una obra original que no infringe los derechos de propiedad intelectual ni los derechos de propiedad industrial u otros, conforme al ordenamiento jurídico vigente (Real Decreto Legislativo 1/1996, de 12 de abril, por el que se aprueba el texto refundido de la Ley de Propiedad Intelectual, regularizando, aclarando y armonizando las disposiciones legales vigentes sobre la materia), modificado por la Ley 2/2019, de 1 de marzo.

Igualmente asumo, ante la Universidad de Málaga y ante cualquier otra instancia, la responsabilidad que pudiera derivarse en caso de plagio de contenidos en la tesis presentada, conforme al ordenamiento jurídico vigente.

En Málaga, a 7 de JULIO de 2022

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Edificio Pabellón de Gobierno. Campus El Ejido. 29071
Tel.: 952 13 10 28 / 952 13 14 61 / 952 13 71 10
E-mail: doctorado@uma.es

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

AUTORIZACIÓN DE LECTURA DE TESIS DOCTORAL

D. ALEJANDRO ORTEGA MOÑUX y D. JUAN GONZALO WANGÜEMERT PÉREZ, directores y tutor de la tesis titulada FILTROS BRAGG DE RESPUESTA ESPECTRAL ARBITRARIA PARA FOTÓNICA INTEGRADA DE SILICIO, realizada por el estudiante del Programa de Doctorado en Ingeniería de Telecomunicación de la Universidad de Málaga, D. DANIEL PEREIRA MARTÍN, autorizan la lectura de dicha tesis doctoral, y confirman que la misma viene avalada por la siguiente publicación del primer tercil en la categoría *Optics* según *Journal Citation Reports*, la cual no ha sido utilizada en tesis anteriores:

- **D. Pereira-Martín**, J. M. Luque-González, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Hadij-ElHouati, Í. Molina-Fernández, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, W. N. Ye, J. Čtyroký and A. Ortega-Moñux, "Complex spectral filters in silicon waveguides based on cladding-modulated Bragg gratings," Optics Express, Vol. 29, No. 11, pp. 15867-15881, 2021.

Asimismo, la tesis viene respaldada por varias contribuciones en conferencias nacionales e internacionales:

- **D. Pereira-Martín**, A. Ortega-Moñux, Í. Molina-Fernández, J. M. Luque-González, P. Cheben, J. H. Schmid, W. N. Ye, J. Čtyroký, and J. G. Wangüemert-Pérez, ``Design of arbitrary optical filters in silicon-on-insulator using evanescently-coupled Bragg gratings,'' Reunión española de optoelectrónica (OPTOEL), Zaragoza (Spain), 2019.
- **D. Pereira-Martín**, J. G. Wangüemert-Pérez, Í. Molina-Fernández, J. M. Luque-González, P. Cheben, J. H. Schmid, W. N. Ye, J. Čtyroký, and A. Ortega-Moñux, ``Diseño de filtros ópticos integrados con respuesta espectral arbitraria en tecnología de silicio sobre aislante,'' Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI), Sevilla (Spain), 2019.
- **D. Pereira-Martín**, A. Ortega-Moñux, J. M. Luque-González, A. Hadij-ElHouati, A. Sánchez-Postigo, Í. Molina-Fernández, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, W. N. Ye, J. Čtyroký, and J. G. Wangüemert-Pérez, ``Customized spectral filters using cladding-modulated Bragg gratings in silicon waveguides,'' European Optical Society Annual Meeting (EOSAM), Rome (Italy), 2021.

En Málaga, a 21 de JULIO de 2022.

Fdo.: ALEJANDRO ORTEGA MOÑUX
Director de tesis

Fdo.: J. GONZALO WANGÜEMERT PÉREZ
Director y tutor de tesis

Edificio Pabellón de Gobierno. Campus El Ejido. 29071
Tel.: 952 13 10 28 / 952 13 14 61 / 952 13 71 10
E-mail: doctorado@uma.es

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Esta tesis doctoral ha sido llevada a cabo con una ayuda del programa de Formación de Profesorado Universitario concedida por el Ministerio de Educación, Cultura y Deporte (referencia FPU17/00638). También cabe mencionar la ayuda recibida a través de los proyectos TEC2016-80718-R y PID2019-106747RB-I00 del Ministerio de Economía y Competitividad, los proyectos P18-RT-1453, P18-RT-793 y UMA18-FEDERJA-219 de la Junta de Andalucía, y el apoyo de la Universidad de Málaga a través de las ayudas D.1 y D.2 del I Plan Propio de Investigación, Transferencia y Divulgación Científica.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Filtros Bragg de respuesta espectral arbitraria para fotónica integrada de silicio

Daniel Pereira Martín

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Agradecimientos

A lo largo de estos años, tanto en el contexto asociado a este trabajo de tesis como en mi vida personal, me he rodeado de entornos y personas muy diversos, que de una manera u otra han contribuido al resultado final de esta tesis. Es difícil ser consciente de todas las circunstancias que he experimentado y me han permitido llegar a este punto. En estas líneas únicamente reconoceré el papel de aquellas personas que creo que han podido estar involucradas en este proceso de una forma más directa.

En primer lugar, quiero expresar mi más sincero agradecimiento a mis directores de tesis, Alejandro Ortega y Gonzalo Wangüemert. Admiro vuestra capacidad para analizar los problemas que abordamos en el día a día en el laboratorio, vuestro empeño en indagar en el porqué de las cosas, y, en definitiva, vuestra determinación para dirigir esta tesis y haberme guiado por esta travesía. Todo ello por no hablar de la ingente cantidad de tiempo que dedicáis a vuestro trabajo y, en particular, el que habéis sacado para esta tesis. Pero, por encima de todo, estoy agradecido por cómo habéis sido conmigo desde un punto de vista más personal. Habéis estado ahí para animarme a seguir y no abandonar en mis altibajos y mis momentos de duda con la tesis, que, desafortunadamente, han sido varios. Habéis sido siempre muy comprensivos y flexibles conmigo cuando más lo he necesitado, y eso lo tengo muy presente. Acorde a mi forma de ser, creo que habéis sido los mejores directores de tesis que he podido tener. Muchas gracias por todo lo que hemos compartido durante estos años.

Me gustaría aprovechar este espacio para mostrar mi agradecimiento a otras personas que también han sido importantes en el trabajo de investigación de esta tesis. A mi compañero José Manuel Luque, por todas las horas dedicadas a intentar realizar simulaciones FDTD de los filtros cuando aún no teníamos resultados experimentales, y por contribuir a que el *paper* que avala esta tesis finalmente saliese adelante. Al profesor Íñigo Molina, por ser capaz de transmitirme tantos conocimientos simplemente con papel y boli, y por su enorme ayuda para ir consiguiendo resultados satisfactorios, particularmente al principio, cuando los filtros no funcionaban ni sabíamos cómo implementar el algoritmo *layer-peeling*. Al profesor Pepe Oliva, por enseñarme a emplear la instrumentación del laboratorio 1.3.4 para realizar la caracterización experimental de los filtros fabricados. A los doctores Pavel Cheben, Winnie Ye y Jens Schmid, por brindarme la oportunidad de vivir cuatro meses en Canadá, por su calurosa acogida durante mi tiempo allí, y por toda la ayuda técnica prestada. Especialmente, me gustaría agradecer a Pavel todo el cariño con el que me trató y su disposición para ayudarme con cualquier problema mientras estuve allí. Y al profesor Jiří Čtyroký, por permitirme pasar un tiempo tan agradable en la República Checa y por nuestras fructíferas charlas en su despacho, que me ayudaron a adquirir muchos conocimientos sobre los filtros Bragg y abordar la parte más teórica de esta tesis.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

No quiero olvidarme de mis compañeros del laboratorio 1.3.2, con los que he compartido tantas horas durante estos años. A muchos de vosotros podría agradeceros vuestra ayuda en el día a día para encontrar el comando de MATLAB o de LaTeX que necesitaba, para configurar los parámetros numéricos de alguna simulación, o para revisar el texto o correo electrónico que estaba escribiendo. Pero sobre todo me gustaría recordar los buenos momentos de ocio que hemos vivido y las risas que hemos echado, ya sea sintonizando la radio en el laboratorio usando un analizador de espectro, saliendo a comer o a tomar helado, u organizando competiciones de Nerdle entre nosotros. Gracias por todos esos ratos con vosotros.

En un ámbito un poco más cercano, quiero expresar mi agradecimiento a algunos de mis compañeros y amigos que han estado conmigo en este camino, y con los que he podido compartir cuestiones de índole más personal: Abdelfettah Hadij, Alejandro Ortiz, Alejandro Sánchez Postigo, Esther Ciria, Esther Polo, Hao Luo, Hissam Mohamed, Natalia Huete, Raúl Lora y Umaima Bousdar. Quiero daros las gracias por haberme escuchado y apoyado en los momentos más difíciles mientras realizaba este trabajo. Me siento afortunado de haber podido contar con vosotros durante los últimos años y quería que vuestros nombres se viesen reflejados aquí.

Finalmente, me gustaría aprovechar este espacio para acordarme de mi madre y mi hermano. Mamá, siento que lo hayas pasado tan mal por mí durante estos años y, particularmente, estos últimos meses de escritura. Diría que, en la mayoría de ocasiones, peor que yo. Gracias por aguantarme en el día a día cuando las cosas no van tan bien. Me encanta poder contar contigo para cualquier cosa. Jesús, aunque a veces hablemos poco, gracias por estar ahí siempre que lo he necesitado. Sabes escucharme y darme muy buenos consejos, y también quiero agradecerte que hayas leído casi la totalidad de esta memoria buscando fallos aunque no entendieses su contenido. Por último, también me gustaría utilizar estas líneas para recordar a mi abuela. Os quiero.

Daniel Pereira Martín
Málaga, agosto de 2022

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Lista de acrónimos

BOX	*Buried oxide*
CMOS	*Complementary metal-oxide-semiconductor*
CMT	*Coupled mode theory*
DC	*Duty cycle*
DWDM	*Dense wavelength division multiplexing*
ER	*Extinction ratio*
FIR	*Finite impulse response*
FMM	*Fourier modal method*
FSR	*Free spectral range*
ICP-RIE	*Inductively coupled plasma - reactive ion etching*
IIR	*Infinite impulse response*
LA	*Layer-adding*
LiDAR	*Light detection and ranging*
LP	*Layer-peeling*
LTI	*Linear time-invariant*
MFD	*Mode field diameter*
MFS	*Minimum feature size*
MPB	MIT *Photonics Bands*
SEM	*Scanning electron microscope*
SOI	*Silicon on insulator*

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

SWG	*Subwavelength grating*
TE	*Transverse electric*
TM	*Transverse magnetic*
TMM	*Transfer matrix method*
WDM	*Wavelength division multiplexing*

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Notación

Constantes físicas

c	Velocidad de la luz en el vacío	$\approx 299\,792\,458$ m s^{-1}
ϵ_0	Permitividad eléctrica en el vacío	$\approx 8.854 \cdot 10^{-12}$ F m^{-1}
μ_0	Permeabilidad magnética en el vacío	$\approx 4\pi \cdot 10^{-7}$ T m A^{-1}

Constantes matemáticas

π	Número pi	3.1415926535...
e	Número de Euler	2.7182818284...
j	Unidad imaginaria	$\sqrt{-1}$

Definiciones matemáticas

a, A	Escalar
$\vec{a}, \vec{A}$	Vector
$\hat{a}, \hat{A}$	Vector unitario
$\bar{\bar{a}}, \bar{\bar{A}}$	Matriz
A^*	Complejo conjugado de A
$\vec{A} \cdot \vec{B}$	Producto escalar de $\vec{A}$ y $\vec{B}$
$\vec{A} \times \vec{B}$	Producto vectorial de $\vec{A}$ y $\vec{B}$
$\nabla \cdot \vec{A}$	Divergencia de $\vec{A}$
$\nabla \times \vec{A}$	Rotacional de $\vec{A}$

Funciones matemáticas

$\exp(x) = e^x$	Exponencial de x
$\sin(x)$	Seno de x
$\cos(x)$	Coseno de x

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

$\tan(x)$	Tangente de x	
$\sinh(x)$	Seno hiperbólico de x	
$\cosh(x)$	Coseno hiperbólico de x	
$\tanh(x)$	Tangente hiperbólica de x	
$\log(x)$	Logaritmo neperiano de x	

Otros símbolos

x, y, z	Coordenadas espaciales	m
λ	Longitud de onda	m
ω	Frecuencia angular	$\mathrm{rad\,s^{-1}}$
k	Número de onda	$\mathrm{rad\,m^{-1}}$
$\vec{E}$	Vector de campo eléctrico	$\mathrm{V\,m^{-1}}$
$\vec{H}$	Vector de campo magnético	$\mathrm{A\,m^{-1}}$
ϵ_r	Permitividad eléctrica relativa	
n	Índice de refracción	
α	Constante de atenuación	$\mathrm{m^{-1}}$ o $\mathrm{dB\,m^{-1}}$
β	Constante de fase	$\mathrm{rad\,m^{-1}}$
n_eff	Índice efectivo	
n_g	Índice de grupo	
Λ	Periodo espacial	m
κ	Coeficiente de acoplo	$\mathrm{m^{-1}}$
κ'	Coeficiente de autoacoplo	$\mathrm{m^{-1}}$
δ	Desintonía o *wavenumber detuning*	$\mathrm{rad\,m^{-1}}$
L	Longitud	m
t	Respuesta en transmisión	
r	Respuesta en reflexión	
λ_0	Longitud de onda central o de diseño	m
$\Delta\lambda$	Ancho de banda en longitud de onda	m
$\bar{\bar{T}}$	Matriz de transferencia	
ρ	Coeficiente de reflexión local	
N	Número de periodos Bragg o secciones	

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

R	Función de autocorrelación	m^2
S	Densidad espectral de potencia	m^3
L_c	Longitud de correlación	m

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Índice general

Agradecimientos

Lista de acrónimos

Notación

1. Introducción **1**
1.1. Contextualización 1
1.2. Punto de partida 5
1.3. Objetivos de la tesis 7
1.4. Aportaciones de la tesis 8
1.5. Organización del documento 9

2. Fundamentos teóricos de filtros basados en estructuras Bragg **11**
2.1. Estructuras dieléctricas periódicas 11
2.2. Filtros Bragg no apodizados 17
2.2.1. Teoría de modos acoplados 18
2.2.2. Particularización de la teoría de modos acoplados para filtros Bragg no apodizados 21
2.2.3. Análisis de filtros Bragg no apodizados 25
2.2.4. Cálculo de los coeficientes de acoplo 29
2.2.4.1. Método basado en el cálculo del *bandgap* 29
2.2.4.2. Método basado en el cálculo de la reflectancia máxima . 30
2.2.5. Estudio del caso con pérdidas 31
2.3. Filtros Bragg apodizados 32
2.3.1. Método de matrices de transferencia 33
2.3.2. Estudio del caso con pérdidas 36
2.4. Algoritmos *layer-peeling* y *layer-adding* 37
2.4.1. Ecuaciones de *layer-peeling* y *layer-adding* 37
2.4.2. Síntesis de filtros de respuesta espectral arbitraria 39
2.4.2.1. Cálculo de la respuesta objetivo realizable 39
2.4.2.2. Cálculo de los coeficientes de reflexión locales 42
2.4.2.3. Optimización de la longitud del filtro 42
2.4.2.4. Diseño de la geometría del filtro 43
2.5. Resumen 45

3. Filtros Bragg de respuesta espectral arbitraria **47**
3.1. Estado de la técnica 47
3.1.1. Topologías de filtros Bragg en la plataforma SOI 48
3.1.2. Técnicas de apodización de filtros 52

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.2. Descripción de la geometría de filtro propuesta . . . 54
3.3. Determinación de parámetros básicos del filtro . . . 55
3.3.1. Diseño de las dimensiones básicas del filtro . . . 56
3.3.2. Cálculo de las funciones de acoplamiento características . . . 59
3.4. Diseño de filtros apodizados . . . 60
3.4.1. Filtros con apodización sinusoidal . . . 60
3.4.2. Filtros *flat-top* multicanal . . . 64
3.4.3. Filtros astrofotónicos . . . 67
3.5. Implementación de prototipos . . . 71
3.5.1. Definición de la máscara . . . 71
3.5.2. Proceso de fabricación . . . 72
3.6. Resultados experimentales . . . 74
3.6.1. Montaje de medida . . . 74
3.6.2. Caracterización de pérdidas del sistema de medida, pérdidas de acoplamiento y pérdidas de propagación . . . 76
3.6.3. Análisis de filtros con apodización sinusoidal . . . 79
3.6.4. Análisis de filtros astrofotónicos . . . 81
3.6.5. Estimación de los errores de fabricación . . . 84
3.6.6. Impacto de las pérdidas por fugas al sustrato . . . 85
3.6.7. Impacto de la dispersión modal . . . 86
3.6.8. Análisis de filtros *flat-top* multicanal . . . 87
3.7. Conclusiones . . . 90

4. Ruido de fase en filtros Bragg **93**
4.1. Introducción a la problemática . . . 93
4.2. Modelado estadístico de ruido de fase . . . 95
4.2.1. Consideraciones previas . . . 95
4.2.2. Modelo de ruido de fase continuo . . . 96
4.2.3. Modelo de ruido de fase discreto . . . 97
4.3. Procedimiento de simulación de filtros con ruido de fase . . . 100
4.4. Validación del modelo discreto de ruido de fase . . . 101
4.4.1. Filtro con apodización sinusoidal . . . 101
4.4.2. Filtro multinotch . . . 103
4.5. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros Bragg . . . 104
4.5.1. Comparativa preliminar con resultados experimentales . . . 105
4.5.2. Comparativa entre filtros con diferente ancho de banda . . . 106
4.5.3. Comparativa entre filtros con diferente polarización . . . 107
4.5.4. Comparativa entre filtros con diferente relación de extinción . . . 108
4.5.5. Comparativa entre filtros con diferente anchura de guía . . . 109
4.6. Conclusiones . . . 113

5. Consideraciones finales **115**
5.1. Conclusiones . . . 115
5.2. Líneas futuras de trabajo . . . 117
5.2.1. Análisis de otros métodos de apodización . . . 118
5.2.2. Implementación de mecanismos para sintonizar la longitud de onda central . . . 118
5.2.3. Evaluación de filtros basados en guías de mayor anchura . . . 119
5.2.4. Extensión a otras plataformas de fotónica integrada . . . 119

A. Material suplementario **121**

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

A.1. Derivación de la matriz de transferencia de un filtro Bragg uniforme 121
A.2. Influencia de la longitud de sección en los algoritmos *layer-peeling* y *layer-adding* 122
A.3. Generación de realizaciones aleatorias de ruido de fase 123

B. Códigos MATLAB **125**
B.1. Análisis de filtros Bragg apodizados 125
B.2. Síntesis de filtros de respuesta espectral arbitraria 127
B.3. Generación de realizaciones aleatorias de ruido de fase 130

C. Currículum Vitae **133**

Índice de figuras **137**

Índice de tablas **151**

Bibliografía **153**

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Capítulo 1

Introducción

La presente tesis doctoral trata el desarrollo de filtros ópticos integrados en la plataforma de silicio sobre aislante o *silicon on insulator* (SOI). En concreto, se propone una nueva técnica de diseño para sintetizar filtros con respuestas espectrales arbitrarias mediante el uso de estructuras Bragg. El potencial de la técnica propuesta es evaluado abordando la fabricación de diferentes tipos de filtros y llevando a cabo su caracterización experimental.

En este capítulo introductorio, se describe el contexto en el que se enmarca el trabajo de investigación realizado (secciones 1.1 y 1.2), se resumen los objetivos y las principales contribuciones de la tesis (secciones 1.3 y 1.4), y se presenta la estructura que sigue este documento (sección 1.5).

1.1. Contextualización

Año tras año, vivimos en un mundo cada vez más globalizado e interconectado, en el que el tráfico de internet a nivel mundial no deja de crecer. La figura 1.1 muestra la predicción de la evolución del tráfico global de internet que Cisco realizó en el año 2019 [1]. Para poder satisfacer dicha demanda, los sistemas de comunicaciones ópticas desempeñan un papel esencial. Estos sistemas, basados en el uso de la luz para propagar la información, emplean la fibra óptica como medio de transmisión. Con respecto a otros medios de transmisión como el cable coaxial, la fibra óptica ofrece numerosas ventajas, destacando: (i) su baja atenuación, por debajo de 0.20 $\mathrm{dB\,km^{-1}}$ para las fibras comerciales en torno a la longitud de onda λ = 1.55 µm (típica en comunicaciones ópticas) [2]; (ii) el gran ancho de banda soportado, permitiendo alcanzar capacidades totales de transmisión de varias decenas de $\mathrm{Tbit\,s^{-1}}$ en los sistemas actuales [3]. Con estas características, la fibra óptica se ha convertido en el elemento básico para conformar los enlaces de las infraestructuras de telecomunicación a larga distancia (*long-haul*) [3] y la interconexión de grandes centros de datos [4].

El origen de la fotónica, esto es, el campo de trabajo dedicado a la generación, manipulación y detección de la luz, puede remontarse a 1960, con la invención de una fuente de luz coherente y estable: el láser [5]. Nueve años después, en 1969, Stewart E. Miller propuso por primera vez la realización de circuitos integrados que operen con luz [6], de forma análoga a los circuitos integrados microelectrónicos con la corriente eléctrica. Esta idea ha dado lugar a todo un ámbito de trabajo en la actualidad: la óptica integrada. Uno de los principales nichos de aplicación de la óptica integrada se encuentra

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

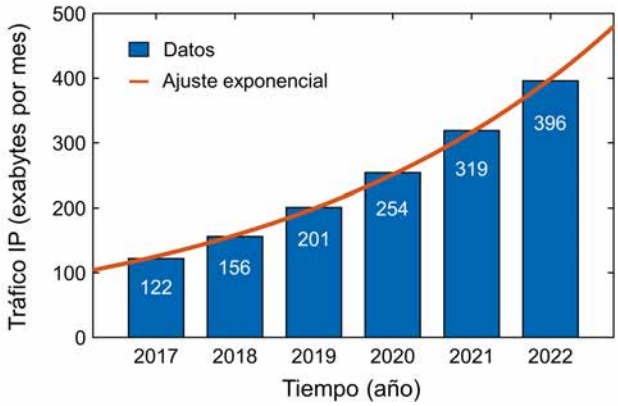

Figura 1.1. Predicción del tráfico global de internet por año, en exabytes por mes, proporcionada por Cisco en 2019 [1]. Nótese que 1 exabyte = 10^{18} bytes.

precisamente en el campo de las comunicaciones. La integración sobre un único chip de etapas como la generación de luz, modulación, demodulación, filtrado, procesado de señal, etc., resulta de gran interés para diseñar transceptores ópticos compactos [7]. Grandes compañías como Cisco o Intel ya están comercializando transceptores ópticos basados en fotónica integrada [8, 9].

Las aplicaciones de las tecnologías fotónicas no se restringen únicamente a las comunicaciones. Algunos otros ámbitos donde la fotónica y en particular la óptica integrada también adquieren gran interés son el sensado y el desarrollo de laboratorios en chip (*labs on a chip*) para diagnóstico médico [10], el diseño de sistemas LiDAR (*light detection and ranging*) para coches autónomos [11], o el desarrollo de intrumentación para astronomía [12]. Prueba de este interés es que la fotónica ha sido considerada por la Unión Europea como una de las tecnologías clave (*Key Enabling Technologies*) bajo el programa H2020 [13].

Una de las cuestiones más relevantes en el diseño de circuitos ópticos integrados es la tecnología empleada para su implementación. La plataforma SOI constituye una de las tecnologías líder de óptica integrada [14, 15]. Las obleas de la plataforma SOI comprenden una lámina de silicio (Si) donde se forman las guías, típicamente de altura 220 nm, posicionada encima de una capa de dióxido de silicio (SiO_2) de grosor 2-3 µm y un sustrato de silicio en el nivel más bajo. En la figura 1.2a se representa una guía de onda típica en la plataforma SOI, también conocida habitualmente como guía Si-*wire*. Con respecto a otras tecnologías, la plataforma SOI destaca por su alta densidad de integración de componentes, resultado del alto contraste de índice de refracción entre silicio ($n_{Si} \approx 3.48$ a $\lambda = 1.55$ µm) y dióxido de silicio ($n_{SiO_2} \approx 1.44$ a $\lambda = 1.55$ µm), y su compatibilidad con los procesos de fabricación CMOS (*complementary metal-oxide-semiconductor*) de la microeléctronica, que facilita la producción en masa a bajo coste. El silicio es un material transparente en torno a las bandas de frecuencias habituales en comunicaciones ópticas y además es fácil de obtener a partir del dióxido del silicio, que se encuentra de forma abundante en la corteza terrestre. Se espera que las tecnologías basadas en el uso de silicio, a menudo englobadas con el término “fotónica del silicio” (del inglés *silicon photonics*), experimenten un crecimiento significativo en el mercado durante los próximos años [16].

Durante los últimos años también está atrayendo un creciente interés la plataforma de fabricación basada en nitruro de silicio (Si_3N_4) [17, 18]. Esta tecnología, también

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

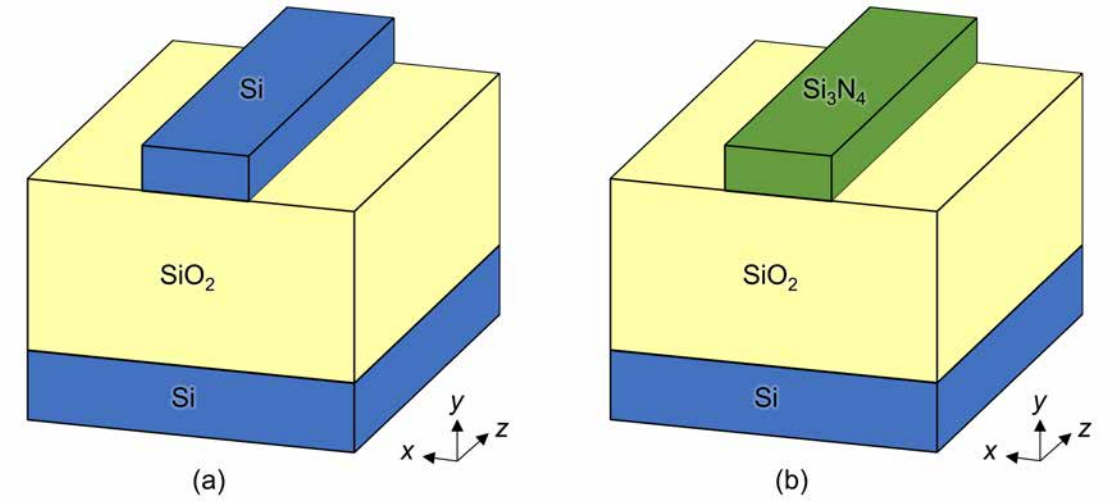

Figura 1.2. Representación esquemática 3D de guías de onda típicas (a) en la plataforma SOI y (b) en la plataforma de nitruro de silicio. Opcionalmente, en algunas ocasiones se deposita un recubrimiento de dióxido de silicio en la parte superior de las guías, también denominado *cladding*.

compatible con los procesos de fabricación CMOS, utiliza nitruro de silicio para construir las guías en lugar de silicio (ver figura 1.2b). El nitruro de silicio presenta un índice de refracción más reducido que el silicio ($n_{Si_3N_4} \approx 2.00$ a λ = 1.55 µm), por lo que esta plataforma es de menor contraste de índice que SOI. Otras características destacadas de la plataforma de nitruro de silicio con respecto a SOI son la posibilidad de operar en el espectro visible o las menores pérdidas de propagación en las guías [19].

Los filtros espectrales son dispositivos que alteran las características de amplitud y fase de una señal en función de la frecuencia de operación, siendo un elemento esencial en multitud de aplicaciones, incluyendo comunicaciones ópticas [20], biosensado [21], fotónica cuántica (*quantum photonics*) [22], fotónica de microondas (*microwave photonics*) [23] o astronomía [24]. Existen diferentes técnicas para implementar filtros espectrales en óptica integrada. Una de las más utilizadas son los resonadores en anillo, que consisten en guías en bucle cerrado donde la luz se acopla de forma evanescente por proximidad a una o varias guías adyacentes [25]. Los resonadores en anillo se utilizan típicamente para la generación de peines de frecuencia (*frequency combs*) [26] o para la selección de canales en aplicaciones de comunicaciones ópticas [27]. Sin embargo, estos filtros presentan una respuesta en frecuencia con un periodo de repetición (*free spectral range*, FSR) relativamente pequeño, consecuencia del mínimo radio de curvatura (y mínima longitud) que deben implementar los anillos para evitar pérdidas por radiación significativas. Esta característica puede resultar un serio inconveniente para algunas aplicaciones.

Otra opción habitual para diseñar filtros en óptica integrada son los reflectores Bragg, formados mediante estructuras con un perfil de índice de refracción periódico en la dirección de propagación de la luz. Típicamente, estos filtros se implementan introduciendo variaciones en la anchura de una guía a lo largo de su longitud (ver figura 1.3a). Este tipo de filtros funcionan de forma que, para un cierto rango de longitudes de onda, las reflexiones parciales producidas en cada periodo de la estructura interfieren entre sí constructivamente, dando lugar a una respuesta de tipo paso-banda en reflexión y de tipo notch en transmisión [28]. Los filtros Bragg son fáciles de fabricar, presentan bajas

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

pérdidas de inserción y proporcionan FSR mucho mayores frente a los filtros con resonadores en anillos. Sin embargo, si existe una característica destacada de los filtros Bragg, es su versatilidad espectral. Implementando perfiles de variación del índice de refracción aperiódicos (ver figura 1.3b), es posible realizar ingeniería espectral y sintetizar respuestas en frecuencia con formas arbitrarias [29, 30]. Esta clase de filtros serán referidos en esta tesis como “apodizados”, del término habitual en inglés *apodized*.

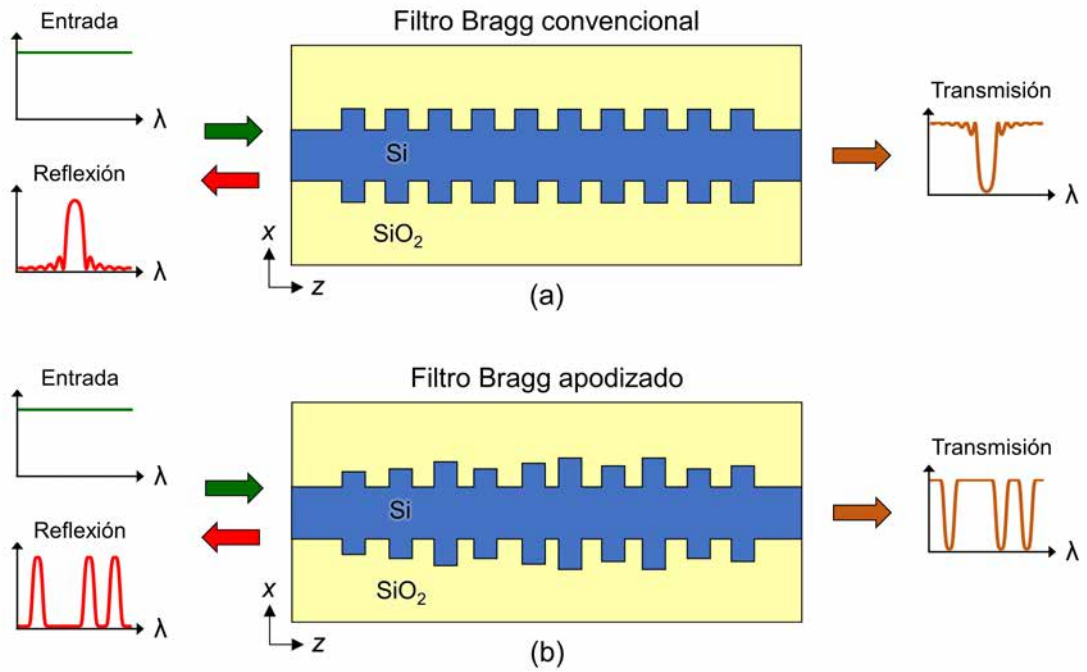

Figura 1.3. Representación esquemática 2D (vista superior) de (a) filtro Bragg convencional y (b) filtro Bragg apodizado en la plataforma SOI. Los filtros Bragg convencionales (o no apodizados) son estructuras completamente periódicas y sintetizan un único pico de reflexión en su respuesta espectral. Los filtros Bragg apodizados presentan un perfil de índice de refracción aperiódico y permiten implementar respuestas con formas espectrales arbitrarias.

Las estructuras Bragg apodizadas constituyen una solución atractiva para muchas aplicaciones de la fotónica integrada que requieren filtros con especificaciones espectrales difíciles de acometer:

- Filtros con una respuesta plana en la banda de paso y rápido decaimiento fuera de ella, con uno o múltiples canales, para sistemas de multiplexación por división en longitud de onda (WDM, *wavelength division multiplexing*) [31, 32].
- Conformación de pulsos temporales ultracortos para comunicaciones ópticas de alta velocidad (*ultrafast pulse shaping*) [33, 34].
- Generación de formas de onda arbitrarias para aplicaciones de fotónica de microondas tales como sistemas radar o imagen médica [35].
- Diseño de transformadores de Fourier y transformadores de Hilbert para procesamiento de señales ópticas [36–38].
- Compensación de la dispersión cromática en señales de luz transmitidas por fibras ópticas [39].

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

- Diseño de líneas de retardo para direccionamiento de haz en agrupaciones de antenas ópticas (*optical phased arrays*) [40].
- Supresión del espectro de emisión de la atmósfera terrestre en el infrarrojo cercano, causado por moléculas OH y formado por cientos de líneas espectrales en posiciones arbitrarias, para realizar observaciones astronómicas [41, 42].

Pese al gran potencial de los filtros Bragg apodizados para aplicaciones como las descritas, existen una serie de limitaciones que dificultan su uso práctico. Las características espectrales de los filtros Bragg están estrechamente relacionadas con las variaciones estructurales a implementar, que deben ser reproducibles por el proceso de litografía. En otras palabras, puede ocurrir que el proceso litográfico no presente resolución suficiente para implementar las dimensiones requeridas para conformar cierta forma espectral. Esta cuestión resulta especialmente relevante para filtros de banda estrecha, los cuales requieren perturbaciones del perfil de índice de refracción muy débiles, y más concretamente en el caso de la plataforma SOI, donde el alto contraste de índice hace dichas perturbaciones inherentemente fuertes. Por ejemplo, usando una guía SOI monomodo estándar de altura 220 nm y empleando la topología Bragg mostrada en la figura 1.3 (la más habitual en óptica integrada), se necesitan variaciones en la anchura de la guía del orden de solo 10 nm para obtener filtros no apodizados con anchos de banda sub-nanométricos [43]. Variaciones dimensionales de este tamaño pueden ser difíciles de implementar de manera precisa, particularmente mediante fotolitografía ultravioleta profunda (*deep-UV*), que se encuentra en un estado más maduro que la litografía de haz de electrones (e-*beam*) y facilita la producción a gran escala y bajo coste, pero también presenta menor resolución [44]. Por tanto, conseguir diseños con parámetros estructurales suficientemente grandes resulta altamente deseable para facilitar la implementación de los filtros en la práctica.

Otro aspecto crítico en los filtros Bragg es la pérdida de coherencia de fase de la luz, consecuencia de las no idealidades en el proceso de fabricación, que produce fluctuaciones aleatorias en las dimensiones de las estructuras fabricadas. Dichas fluctuaciones originan desviaciones indeseadas en el índice efectivo del modo guiado, que afectan al sincronismo de fase que debe existir entre reflexiones parciales a lo largo de la estructura Bragg y que, en última instancia, pueden degradar la respuesta espectral sintetizada [45, 46]. Esto afecta principalmente a filtros Bragg de perturbación débil, como los requeridos para sintetizar respuestas espectrales de banda estrecha, los cuales presentan longitudes mayores y en ellos resulta más difícil mantener la coherencia de fase. Asimismo, el efecto de la pérdida de coherencia de fase se incrementa en el caso de la plataforma SOI, ya que el alto contraste de índice hace que pequeños errores en las dimensiones de las estructuras fabricadas puedan modificar considerablemente el índice efectivo. En definitiva, la pérdida de coherencia de fase limita las prestaciones que los filtros Bragg pueden alcanzar en la práctica.

1.2. Punto de partida

Antes de iniciar este proyecto de tesis, el grupo de investigación de la Universidad de Málaga, en colaboración con el *National Research Council* de Canadá y el *Institute of Photonics and Electronics* de República Checa, empezó a trabajar en una nueva topología para realizar filtros Bragg en tecnología SOI [47]. Esta topología comprende una guía periódica funcionando en régimen sub longitud de onda o SWG (del inglés *subwavelength grating*) que implementa un metamaterial en el cual la luz se propaga como si

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

fuese una guía uniforme, y una agrupación de segmentos laterales de silicio que conforman la perturbación periódica de la estructura Bragg (ver figura 1.4). Esta geometría, a diferencia de la basada en corrugaciones laterales de la guía Si-*wire* (ver figura 1.3), permite obtener de forma sencilla anchos de banda reducidos y perturbaciones grandes al mismo tiempo. Dado que el ancho de banda del filtro es proporcional a la interacción entre el campo eléctrico guiado y la perturbación en el perfil de índice de refracción, es posible conseguir filtros de banda estrecha simplemente posicionando los segmentos laterales suficientemente lejos de la guía SWG, donde el campo presenta carácter evanescente, sin reducir el tamaño de las perturbaciones. Además, diseñando la geometría del metamaterial SWG para reducir el confinamiento modal, el campo eléctrico decae suavemente fuera de la guía SWG y ello permite ejercer un control más preciso del ancho de banda, ajustando la posición de las perturbaciones laterales. Usando esta geometría, se han demostrado experimentalmente filtros Bragg no apodizados con anchos de banda en un amplio rango, desde 150 pm hasta 8 nm, manteniendo un *minimum feature size* (MFS) de 100 nm [48]. Este valor de MFS es compatible con las técnicas de fabricación estándar basadas en fotolitografía *deep-UV*.

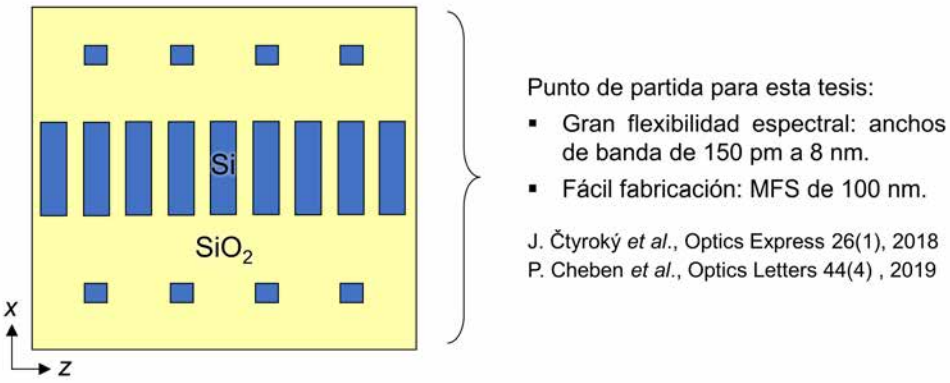

Figura 1.4. Representación esquemática 2D (vista superior) de la topología de filtro Bragg no apodizado propuesta en [47] y evaluada experimentalmente en [48], que sirve como punto de partida para esta tesis.

En el momento de inicio de esta tesis, las estructuras Bragg basadas en guía SWG y perturbaciones del campo evanescente solo habían sido utilizadas para implementar filtros no apodizados, que, como ya se mencionó previamente, sintetizan un único pico de reflexión en la respuesta espectral. En algunos casos, se han empleado otras técnicas similares también basadas en perturbación del campo evanescente pero usando guías Si-*wire* en lugar de guías SWG, demostrándose filtros Bragg apodizados con lóbulos secundarios reducidos en la respuesta espectral [49] o filtros multibanda [50]. El principal inconveniente de estos esquemas de diseño es que, debido al gran confinamiento modal en una guía Si-*wire* convencional por el alto contraste de índice de la plataforma SOI, el margen de control sobre la fuerza de interacción entre campo y perturbaciones laterales puede resultar insuficiente. Disminuyendo el confinamiento modal de la guía, es posible incrementar el máximo ancho de banda sintetizable en la práctica, obtenido para la mínima separación lateral de las perturbaciones permitida en fabricación. Al mismo tiempo, se aumenta el margen de separación de las perturbaciones que proporciona misma fuerza de interacción entre campo y perturbación, habilitando así un control más preciso de las características del filtro (ver figura 1.5). Estas cualidades resultan de gran interés para acometer el diseño de filtros apodizados con respuestas espectrales flexibles y dimensiones fácilmente reproducibles por el proceso de fabricación.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

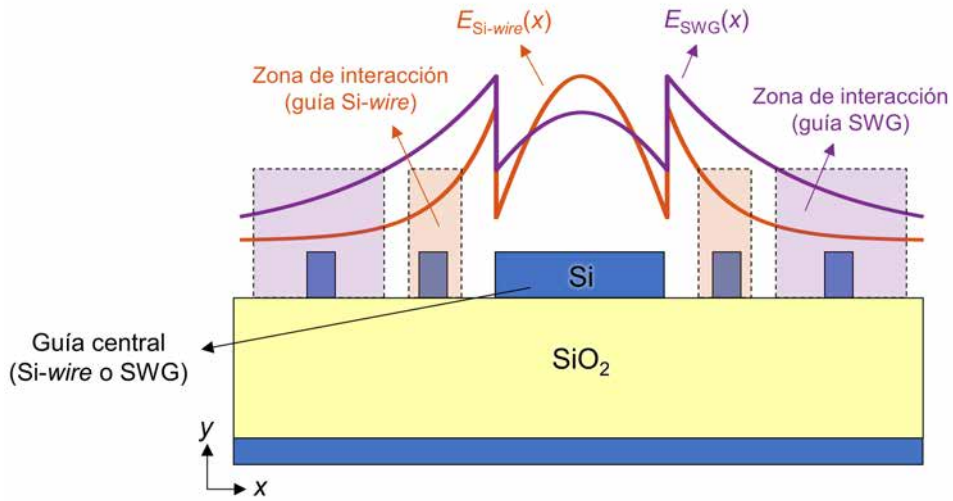

Figura 1.5. Representación esquemática 2D (vista frontal) de la interacción entre campo eléctrico y perturbaciones en filtros Bragg basados en perturbación del campo evanescente. Las curvas representan los perfiles de campo eléctrico de una guía Si-*wire* convencional (rojo) y de una guía SWG con bajo confinamiento modal (morado). Las regiones marcadas con líneas discontinuas comparan zonas con misma fuerza de interacción entre campo eléctrico y perturbaciones. El área de esta zona aumenta al reducir el confinamiento modal, permitiendo un control más preciso de las características del filtro. También se incrementa la fuerza de interacción para la mínima separación de las perturbaciones permitida en fabricación.

1.3. Objetivos de la tesis

El principal objetivo de esta tesis es evaluar el potencial de las estructuras Bragg basadas en perturbación del campo evanescente y con control sobre el confinamiento modal para implementar filtros apodizados en la plataforma SOI con repuestas espectrales arbitrarias y dimensiones compatibles con los procesos de fabricación estándar. En la figura 1.6 se representan las dos geometrías propuestas en esta tesis y estudiadas en ella. La primera se basa en una guía Si-*wire* convencional, en la que el confinamiento modal se ajusta variando su anchura. La segunda geometría se basa en una guía de tipo SWG, donde el confinamiento se controla diseñando las dimensiones de los segmentos de silicio. En ambos casos, el perfil de apodización del filtro se conforma modulando la separación entre la guía central y las perturbaciones laterales.

Para llevar a cabo esta tesis doctoral, se han establecido una serie de tareas u objetivos secundarios:

1. Estudiar los fundamentos teóricos de las estructuras Bragg, tanto en el caso no apodizado como en el caso apodizado.
2. Desarrollar una técnica de síntesis de filtros de respuesta espectral arbitraria mediante el uso de las geometrías Bragg apodizadas propuestas en la figura 1.6.
3. Diseñar filtros con diferentes especificaciones espectrales empleando la técnica de síntesis establecida, con interés en diversas aplicaciones.
4. Realizar un análisis comparativo entre diferentes implementaciones de filtro, con guía Si-*wire* o SWG y polarización de trabajo TE (transversal eléctrica) o TM (transversal magnética).
5. Fabricar los filtros diseñados, validar experimentalmente la técnica propuesta, y obtener conclusiones para mejorar las prestaciones de futuras implementaciones.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

6. Analizar la problemática de la pérdida de coherencia de fase en los filtros diseñados, especialmente aquellos de gran longitud.

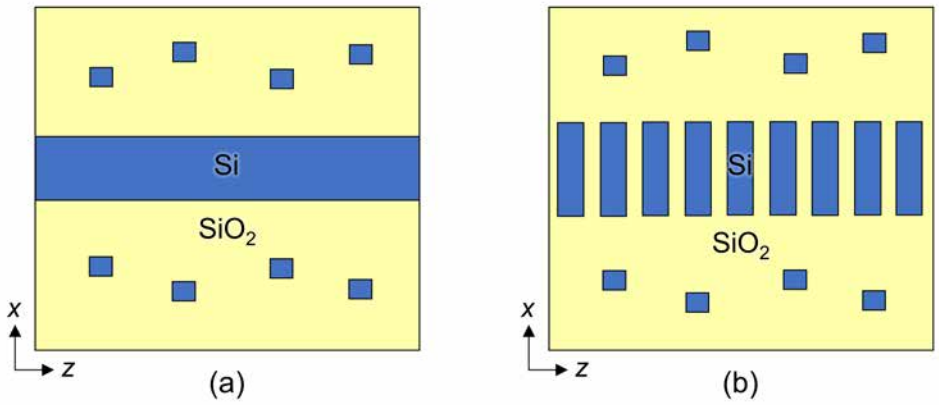

Figura 1.6. Representación esquemática 2D (vista superior) de las topologías de filtro Bragg apodizado propuestas y analizadas en esta tesis doctoral, con (a) guía Si-*wire* y (b) guía SWG.

1.4. Aportaciones de la tesis

Las contribuciones más importantes de esta tesis son la propuesta de dos nuevas geometrías para implementar filtros Bragg apodizados en la plataforma SOI (ver figura 1.6) y el desarrollo de una nueva técnica de diseño para conformar filtros con respuestas espectrales arbitrarias usando dichas geometrías. Estas aportaciones vienen avaladas por una publicación en una revista de alto índice de impacto [51]. En dicha publicación, además, se presenta el proceso de diseño de un filtro de ejemplo con una especificación espectral exigente, con 20 notches a longitudes de onda arbitrarias, y se incluyen los resultados más importantes derivados de la fabricación y la caracterización experimental. La técnica de síntesis espectral propuesta en esta tesis se describe dentro del capítulo de fundamentos teóricos (capítulo 2, sección 2.4), mientras que el diseño de filtros Bragg apodizados con diferentes especificaciones y el análisis de los resultados experimentales se cubren a lo largo del capítulo 3.

En esta tesis también se lleva a cabo un estudio de la problemática de la pérdida de coherencia de fase en filtros Bragg. Concretamente, se propone un modelo estadístico para contemplar de forma sencilla las no idealidades de fabricación en la simulación de los filtros, y analizar su efecto en las respuestas sintetizadas. Esto ha permitido indagar en las discrepancias observadas entre resultados de simulación y experimentales, así como determinar posibles estrategias de diseño para aminorar el impacto de las imperfecciones de fabricación. Este trabajo no ha sido publicado en el momento de escritura de esta tesis, pero se está trabajando en la preparación de un artículo al respecto. Los principales resultados de esta línea de investigación se presentan en el capítulo 4.

Al mismo tiempo que se ha desarrollado esta tesis doctoral, cabe mencionar que el autor de la misma ha participado en otras actividades de investigación relevantes. El doctorando es coautor de dos publicaciones relacionadas con el diseño de antenas ópticas [52, 53], habiéndose solicitado una patente internacional en uno de estos trabajos [54]. Asimismo, el doctorando también ha trabajado parcialmente en otras topologías de filtros Bragg diferentes a las estudiadas en esta tesis, basadas en resonadores Fabry-Pérot acoplados, siendo coinventor en otra solicitud de patente [55].

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

1.5. Organización del documento

Esta tesis doctoral se ha estructurado en un total de cinco capítulos:

- **Capítulo 1**. Es el presente capítulo, que contiene una introducción al contexto de este trabajo de tesis, así como sus objetivos y aportaciones.
- **Capítulo 2**. Proporciona un análisis teórico de los filtros basados en estructuras Bragg. En primer lugar, se describe la solución electromagnética de las guías periódicas y sus diferentes zonas de trabajo. Posteriormente, se presenta un estudio detallado de las guias periódicas operando en régimen de Bragg, con ayuda de la conocida teoría de modos acoplados. Finalmente, se aborda el caso de los filtros Bragg apodizados y se presenta la metodología propuesta en esta tesis para conformar filtros de respuesta espectral arbitraria.
- **Capítulo 3**. Se centra en el diseño y la caracterización experimental de filtros Bragg de respuesta arbitraria en la plataforma SOI. Al principio del capítulo, se lleva a cabo un análisis del estado de la técnica de los filtros Bragg en SOI y los diferentes métodos de apodización. Tras ello, se describen las características de las estructuras Bragg apodizadas propuestas en esta tesis y se abarca el diseño de filtros con diferentes formas espectrales. Por último, se describe el proceso de implementación de los filtros y se presentan los resultados experimentales obtenidos, incluyendo una discusión detallada de los mismos.
- **Capítulo 4**. Comprende un estudio sobre el impacto de las imperfecciones de fabricación en los filtros Bragg, que contribuyen a la pérdida de coherencia de fase (ruido de fase). El capítulo comienza con una breve explicación de esta problemática. Posteriormente, se presenta el modelo estadístico de ruido de fase propuesto en esta tesis, se ilustra cómo incorporar el ruido de fase en la simulación de los filtros, y se valida el modelo estadístico propuesto. Finalmente, se evalúa el impacto del ruido de fase sobre los filtros de esta tesis, poniendo énfasis en posibles pautas para obtener diseños más robustos.
- **Capítulo 5**. Resume las conclusiones obtenidas de este trabajo de tesis y propone posibles líneas de investigación futuras que se derivan del mismo.

Adicionalmente, se incluyen varios apéndices:

- **Apéndice A**. Incluye material suplementario relacionado con la tesis.
- **Apéndice B**. Aporta el código de algunos programas MATLAB desarrollados.
- **Apéndice C**. Se adjunta un currículum vitae del autor.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Capítulo 2

Fundamentos teóricos de filtros basados en estructuras Bragg

En este capítulo se lleva a cabo un análisis teórico de los filtros ópticos basados en estructuras Bragg. En primer lugar, se realiza una introducción a las estructuras dieléctricas periódicas, su solución electromagnética y sus diferentes formas de funcionamiento (sección 2.1). Posteriormente, se presenta un estudio detallado de los filtros Bragg no apodizados (sección 2.2), que son filtros basados en estructuras completamente periódicas. Dicho análisis se realiza con la ayuda de la teoría de modos acoplados, que modela este tipo de estructuras como la combinación de una guía de referencia y una perturbación periódica, y permite describir su funcionamiento a partir del acoplamiento mutuo entre modos de la guía sin perturbar que se propagan hacia delante y hacia atrás. Tras ello, se introduce el método de matrices de transferencia, una técnica para caracterizar filtros Bragg apodizados (sección 2.3), los cuales presentan un perfil de variación cuasi periódico y permiten conformar respuestas espectrales más complicadas. Por último, se describen los algoritmos *layer-peeling* y *layer-adding*, que se usan para diseñar estructuras Bragg apodizadas con una respuesta espectral arbitraria y son de especial importancia para esta tesis (sección 2.4). Al final del capítulo, se incluye un breve resumen exponiendo los aspectos estudiados más relevantes (sección 2.5).

2.1. Estructuras dieléctricas periódicas

Considérese una estructura dieléctrica con un perfil de índice de refracción periódico a lo largo de la dirección de propagación de la luz, que en esta tesis siempre se tomará como el eje z. Es decir, se tiene una distribución de índice de refracción tal que

$$n(x, y, z) = n(x, y, z + \Lambda), \tag{2.1}$$

donde Λ es la longitud del periodo de la estructura. En la figura 2.1 se representan algunas guías periódicas típicas en la plataforma SOI. Las estructuras dieléctricas periódicas también se conocen habitualmente como *gratings*.

Los modos soportados por una guía con un perfil de índice de refracción como el de la ecuación 2.1 son conocidos como modos Floquet-Bloch [56, 57]. La amplitud compleja

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

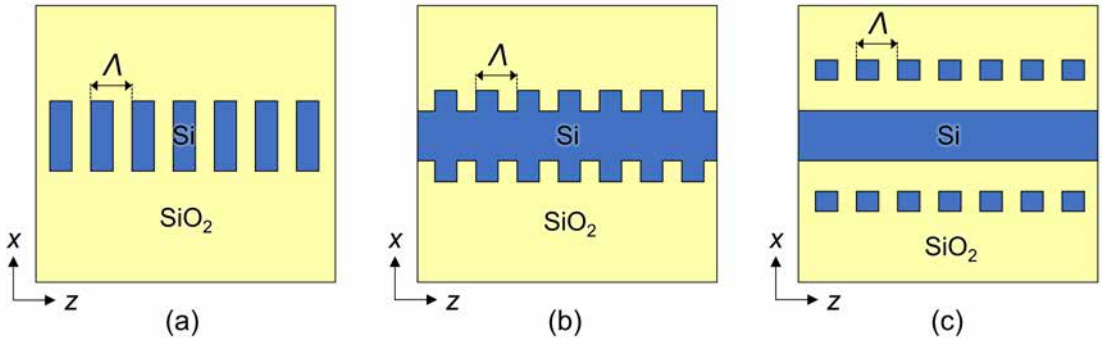

Figura 2.1. Representación esquemática 2D (vista superior) de algunas estructuras periódicas típicas en la plataforma SOI: (a) guía con núcleo segmentado; (b) guía con corrugaciones laterales; (c) guía con perturbación del campo evanescente.

de cualquiera de las componentes de campo eléctrico o magnético del modo Floquet-Bloch puede escribirse como

$$\Phi(x, y, z) = \phi(x, y, z) \exp(-\gamma z). \tag{2.2}$$

En esta ecuación ϕ denota la función de perfil de campo, que es periódica en el eje z, esto es,

$$\phi(x, y, z) = \phi(x, y, z + \Lambda), \tag{2.3}$$

mientras que γ representa la constante de propagación compleja del modo Floquet-Bloch en cuestión, que puede descomponerse como

$$\gamma = \alpha + \mathrm{j}\beta, \tag{2.4}$$

donde α denota la constante de atenuación y β la constante de fase. El índice efectivo Floquet-Bloch, n_{eff}, puede definirse a partir de la constante de fase mediante[1]

$$\beta = k_0 n_{\mathrm{eff}}, \tag{2.5}$$

siendo $k_0 = 2\pi/\lambda$ y λ, respectivamente, el número de onda y la longitud de onda de trabajo en el vacío.

Como el perfil de campo ϕ es una función periódica en el eje z (ver ecuación 2.3), es posible realizar una descomposición en serie de Fourier:

$$\phi(x, y, z) = \sum_m \phi_m(x, y) \exp\left(\mathrm{j}m\frac{2\pi}{\Lambda}z\right), \tag{2.6}$$

donde $\phi_m(x, y)$ denota el coeficiente de Fourier de orden m, que depende de las coordenadas x e y debido a que la condición de periodicidad solo se da en el eje z. Combinando las ecuaciones 2.2 y 2.6, se llega a

$$\Phi(x, y, z) = \left[\sum_m \phi_m(x, y) \exp(-\mathrm{j}\beta_m z)\right] \exp(-\alpha z), \tag{2.7}$$

[1] En algunas ocasiones se define el índice efectivo n_{eff} como una magnitud compleja que incluye el efecto de la constante de atenuación α en su parte imaginaria. No obstante, en esta tesis siempre se tomará n_{eff} como un valor real.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

con

$$\beta_m = \beta - m\frac{2\pi}{\Lambda} = k_0\left(n_{\text{eff}} - m\frac{\lambda}{\Lambda}\right). \tag{2.8}$$

La expresión 2.7 permite entender el modo Floquet-Bloch como la suma de un conjunto de armónicos espaciales que se propagan en dirección $\hat{z}$, cada uno con constante de fase β_m (con m siendo un número entero) y con la misma constante de atenuación α.

Cuando en una misma región espacial se soportan dos modos cuyas constantes de fase coinciden, puede producirse un trasvase de energía entre dichos modos. Este fenómeno es comúnmente conocido como *phase matching*. Un caso típico es el de un acoplador direccional, que consiste en una estructura formada por dos guías de onda paralelas. En esta estructura, el campo evanescente asociado al modo de una de las guías percibe la presencia de la guía adyacente. Si se diseña la geometría de esta segunda guía para que alguno de sus modos tenga la misma constante de fase que el modo en cuestión de la primera guía, se genera un acoplamiento mutuo entre ambos modos a lo largo de la dirección de propagación [28]. En el caso de las guías periódicas, el fenómeno de *phase matching* puede producirse entre el armónico m de un modo Floquet-Bloch y el armónico n de otro modo Floquet-Bloch, o algún otro modo de la estructura. Esto da lugar a diferentes zonas de trabajo para las guías periódicas:

- **Régimen de radiación**. Si existe algún armónico cuya constante de fase β_m es inferior al número de onda en uno de los medios exteriores de la estructura, se satisface la condición de *phase matching* entre el modo Floquet-Bloch en cuestión y una solución de tipo onda plana en dicho medio. La condición de radiación para el armónico m puede escribirse como

  $$|\beta_m| < k_0 n_{\text{s}}, \tag{2.9}$$

  con n_{s} siendo el índice de refracción del medio exterior considerado. El ángulo de radiación θ_m de dicha onda plana, definido con respecto de la normal al eje z, se puede relacionar con la constante de fase β_m mediante

  $$\beta_m = k_0 n_{\text{s}} \sin(\theta_m). \tag{2.10}$$

  En la figura 2.2 se ilustra gráficamente la condición de radiación. Cualquier armónico cuya constante de fase β_m se encuentre dentro de la ventana de radiación (semicírculo de radio $k_0 n_{\text{s}}$) se radia al exterior con un ángulo de inclinación θ_m de acuerdo con la expresión 2.10. El valor límite de λ/Λ para trabajar en zona de radiación puede determinarse particularizando la ecuación 2.9 para $m = 1$, específicamente, imponiendo la condición $\beta_1 > -k_0 n_s$:

  $$\frac{\lambda}{\Lambda} < n_{\text{eff}} + n_{\text{s}}. \tag{2.11}$$

  En la zona de radiación, la luz que se propaga por la guía periódica se difracta al exterior de forma progresiva (ver figura 2.3a). Este régimen de funcionamiento se utiliza para diseñar dispositivos que requieren algún tipo de fenómeno radiante, tales como acopladores chip-fibra [52, 58, 59] o antenas ópticas [53, 60].

- **Régimen de Bragg**. Esta zona de trabajo se da cuando la constante de fase de alguno de los armónicos del modo Floquet-Bloch que se propaga en sentido *forward* (dirección $+\hat{z}$) coincide con la constante de fase del modo Floquet-Bloch

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

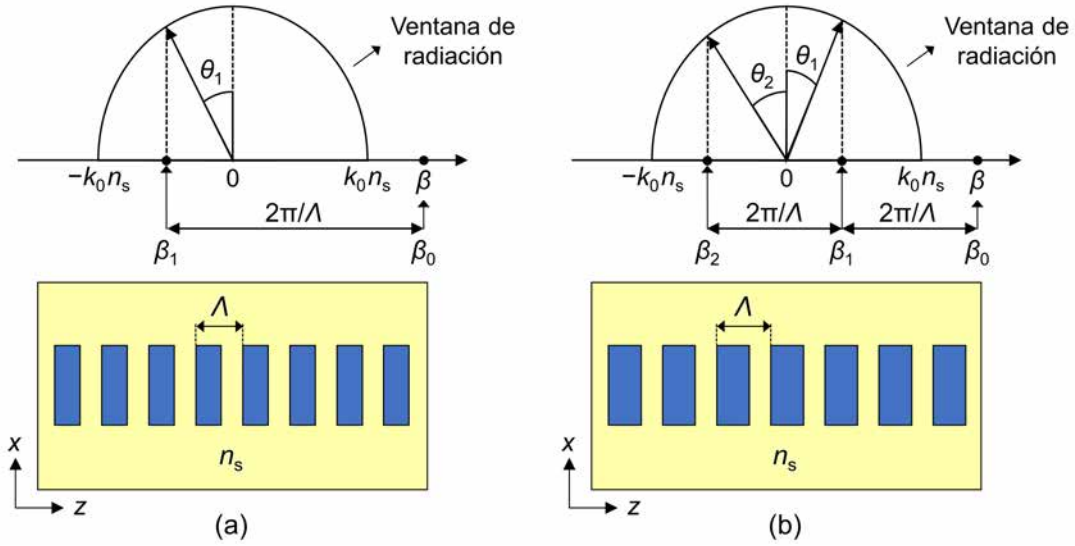

Figura 2.2. Representación gráfica de la condición de radiación en una estructura periódica, para dos situaciones distintas: (a) radiación de únicamente un armónico (m = 1); (b) radiación de dos armónicos simultáneamente (m = 1 y m = 2). En este ejemplo, se ilustra el fenómeno de radiación en el medio lateral, pero también puede darse en los medios superior e inferior.

propagándose en sentido *backward* (dirección $-\hat{z}$). Es decir,

$$\beta^{\mathrm{f}} - m\frac{2\pi}{\Lambda} = \beta^{\mathrm{b}}, \tag{2.12}$$

con β^{f} y β^{b} siendo las constantes de fase de los modos Floquet-Bloch *forward* y *backward*, respectivamente. Si los modos propagándose en ambos sentidos son el mismo modo Floquet-Bloch ($\beta = \beta^{\mathrm{f}} = -\beta^{\mathrm{b}}$), la condición 2.12 da lugar a

$$\beta = m\frac{\pi}{\Lambda}, \tag{2.13}$$

que, en términos de índice efectivo, puede escribirse como

$$\frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{2n_{\mathrm{eff}}}{m}. \tag{2.14}$$

Esta expresión constituye la condición de Bragg de orden m. Como se puede visualizar en la figura 2.3b, en este régimen de funcionamiento el modo Floquet-Bloch *forward* se atenúa a medida que viaja por la guía periódica. Dicha energía es transferida progresivamente al modo *backward*, de forma que una fracción de la luz incidente termina siendo reflejada a la entrada. Otra característica propia del régimen de Bragg es que en una longitud 2Λ se tienen m longitudes de onda en el medio, lo que resulta coherente con la ecuación 2.14 (para el ejemplo de la figura 2.3b, m = 1). Las estructuras periódicas funcionando en zona de Bragg permiten diseñar filtros espectrales y son el principal foco de esta tesis.

- **Régimen sub longitud de onda**. Este es el caso de las estructuras comúnmente conocidas como SWG. Cuando el cociente λ/Λ es mayor que el requerido para el régimen de Bragg de orden $m = 1$, esto es,

$$\frac{\lambda}{\Lambda} > 2n_{\mathrm{eff}}, \tag{2.15}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

no se produce ningún fenómeno de *phase matching* y el modo Floquet-Bloch se propaga por la estructura periódica como si esta se tratase de una guía homogénea (ver figura 2.3c). Las guías SWG permiten sintetizar metamateriales con un índice de refracción anisotrópico, que puede ser controlado diseñando apropiadamente la geometría del periodo, y se han utilizado para mejorar las prestaciones de múltiples dispositivos en la plataforma SOI, incluyendo separadores de polarización, dispositivos de interferencia multimodal, acopladores direccionales o sensores, entre otros. Durante los últimos años se han publicado diversos artículos de revisión con respecto a las estructuras SWG [61–64].

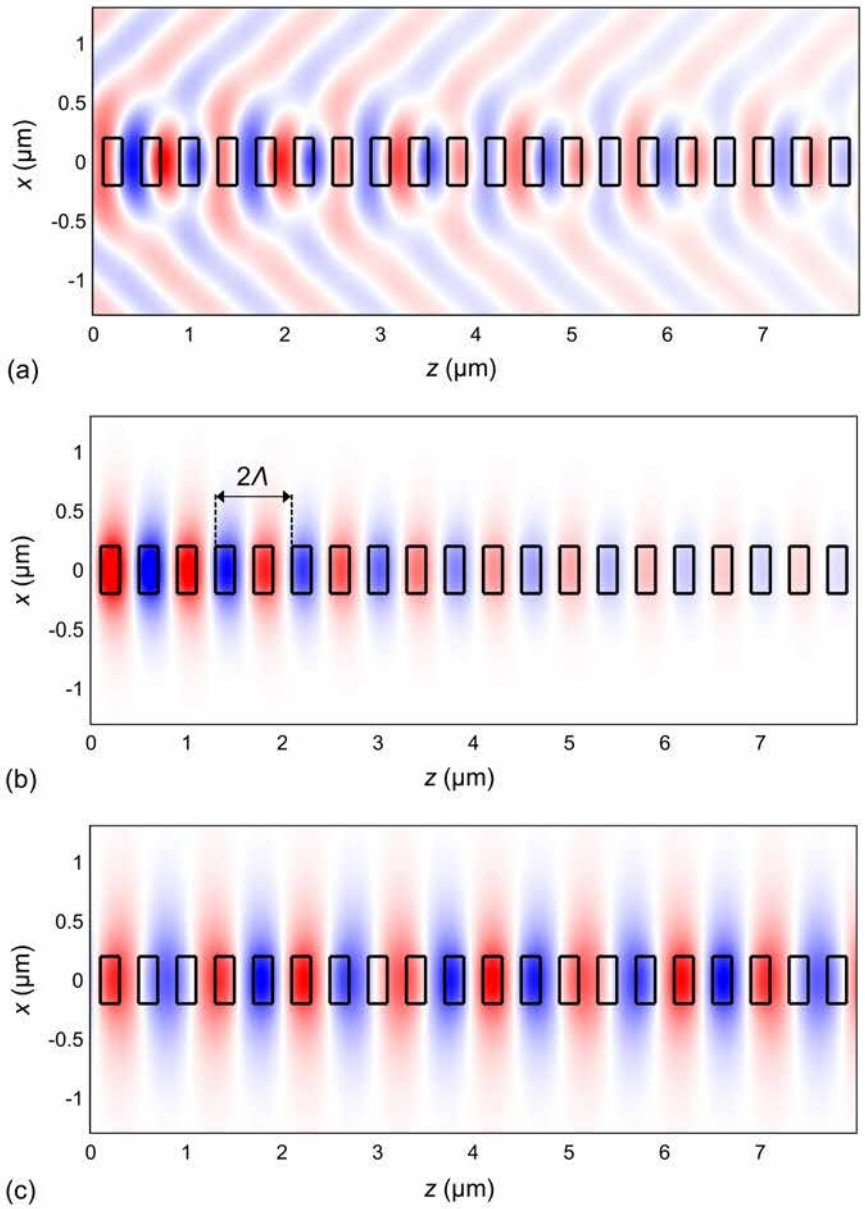

Figura 2.3. Propagación de campo eléctrico (polarización TE) del modo Floquet-Bloch de una estructura periódica funcionando en (a) régimen de radiación, (b) régimen de Bragg, y (c) régimen sub longitud de onda. Resultados obtenidos mediante simulación electromagnética 2D, utilizando un software de simulación interno [65]. Datos de la estructura: la longitud del periodo es 400 nm; los segmentos que forman la guía periódica tienen anchura 400 nm y longitud 200 nm; el índice de refracción de los segmentos es 2.2 y el del sustrato 1.5. Longitud de onda de trabajo: (a) λ = 1.04 μm, (b) λ = 1.47 μm, y (c) λ = 1.65 μm.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

En la figura 2.4a se representa la evolución del índice efectivo Floquet-Bloch con respecto al cociente λ/Λ para la misma geometría de la figura 2.3. En esta gráfica es inmediato identificar las zonas en que la guía periódica trabaja en régimen de Bragg. En ellas, el índice efectivo presenta una dependencia de tipo lineal con la longitud de onda, característica propia de la condición de Bragg (ver ecuación 2.14). Los intervalos de longitudes de onda que satisfacen la condición de Bragg se conocen como bandas prohibidas o *bandgaps*, ya que cualquier onda que se propague en dichas frecuencias es reflejada. Dentro del *bandgap*, los puntos de trabajo con un mayor índice efectivo Floquet-Bloch se caracterizan por tener el campo eléctrico más concentrado en las zonas de la guía periódica con un mayor índice de refracción, teniéndose el caso complementario para los puntos de menor índice efectivo (ver figura 2.5). La zona de trabajo SWG comienza inmediatamente después del primer *bandgap*, de acuerdo con la expresión 2.15, mientras que la zona de radiación se visualiza hallando el valor a partir del cual se cumple la condición 2.11, el cual se encuentra muy próximo al primer *bandgap*. En el ejemplo específico de la figura 2.4a, se ha marcado con un punto negro. Es importante observar que las regiones de Bragg para $m > 1$ se superponen con el régimen de radiación. Esta situación se da para cualquier guía periódica, y en dichas zonas se producen ambos fenómenos de forma simultánea, es decir, se tiene reflexión para uno de los armónicos y radiación para uno o varios armónicos de orden m inferior. Con el fin de evitar fenómenos de radiación que originen pérdidas adicionales indeseadas, todos los filtros Bragg de esta tesis se diseñan para el caso $m = 1$.

Las diferentes zonas de trabajo también pueden identificarse fácilmente en la curva de la constante de atenuación Floquet-Bloch (ver figura 2.4b). En primer lugar, la zona SWG se caracteriza por tener constante de atenuación nula. Esto se debe a que, como se mencionó anteriormente, en este régimen de funcionamiento el modo Floquet-Bloch se propaga por la guía periódica como si se tratase de un medio homogéneo y no sufre atenuación. Por su parte, los *bandgaps* se reconocen de forma sencilla porque la constante de atenuación presenta una variación de tipo cuadrática en dichas regiones. En estas zonas, la constante de atenuación representa la velocidad a la que se atenúa el modo Floquet-Bloch propagándose en sentido *forward* debido al trasvase de energía al modo Floquet-Bloch *backward*. En las regiones de radiación intermedias entre zonas de Bragg también se tiene constante de atenuación no nula, que representa la atenuación del modo Floquet-Bloch guiado debido a la difracción.

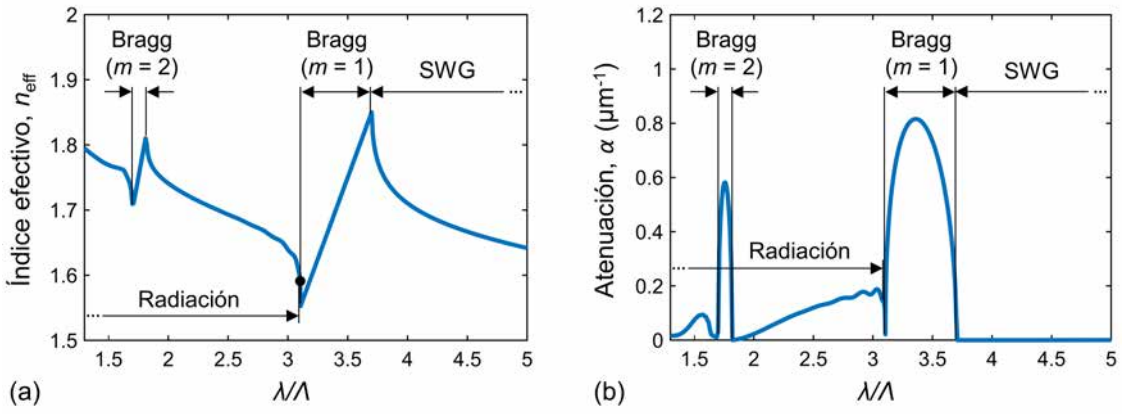

Figura 2.4. Variación de (a) índice efectivo y (b) constante de atenuación del modo Floquet-Bloch en función del cociente entre la longitud de onda y el periodo de la estructura. Junto a las gráficas se identifican las diferentes zonas de trabajo de la guía periódica. Los datos corresponden a la misma estructura que se ha analizado en la figura 2.3.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

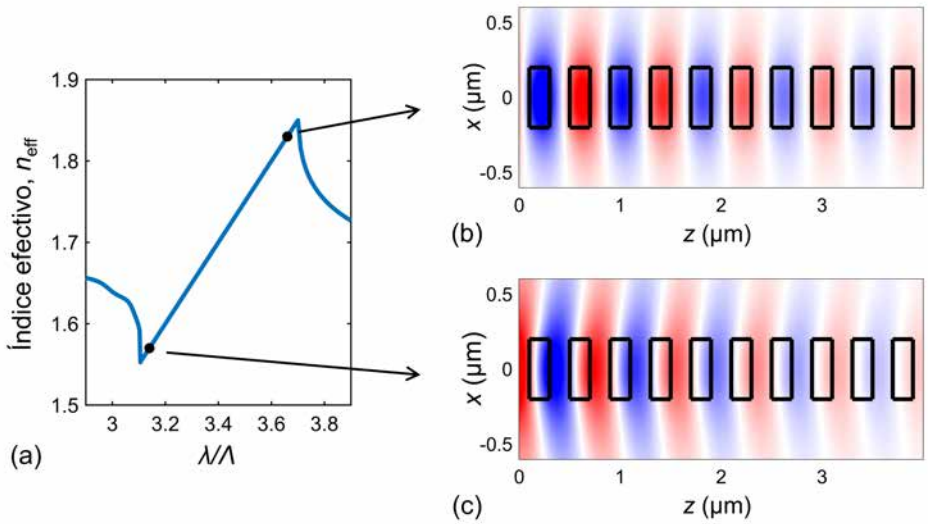

Figura 2.5. (a) Variación del índice efectivo Floquet-Bloch con respecto al cociente entre la longitud de onda y el periodo en torno a la primera zona de Bragg. Propagación de campo eléctrico (polarización TE) del modo Floquet-Bloch para diferentes puntos del *bandgap*, con (b) alto índice efectivo y (c) bajo índice efectivo. Los datos corresponden a la misma estructura que se ha analizado en las figuras 2.3 y 2.4. Simulación realizada para: (b) λ/Λ = 3.66, y (c) λ/Λ = 3.14.

Resulta interesante mencionar que, en el caso de una guía periódica que soporte varios modos Floquet-Bloch guiados, la condición de Bragg (ecuación 2.14) puede generalizarse para el caso de *phase matching* entre modos Floquet-Bloch diferentes en cada dirección (*forward* y *backward*):

$$\frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{n_{\mathrm{eff},1} + n_{\mathrm{eff},2}}{m}, \tag{2.16}$$

con $n_{\mathrm{eff},1}$ y $n_{\mathrm{eff},2}$ siendo sus respectivos índices efectivos. En este caso, las gráficas de la figura 2.4 pueden presentar más regiones de Bragg, debido a que existe un mayor número de combinaciones de *phase matching* entre modos. La mayoría de filtros Bragg se diseñan para el caso de la ecuación 2.14 (con $m = 1$), pero existen algunas excepciones. Un uso interesante de filtros Bragg basados en la conversión entre modos *forward* y *backward* distintos se presenta en [66]. En dicho trabajo se propone utilizar una guía periódica multimodo en la que el modo Floquet-Bloch fundamental *forward* se acopla al primer modo Floquet-Bloch superior *backward*, lo que permite eliminar fácilmente la luz reflejada usando guías curvas que radien el primer modo superior, más deconfinado que el modo fundamental. Este concepto se aplica para concatenar varios filtros Bragg en serie sin que exista desadaptación entre ellos, pudiendo lograr altos niveles de rechazo en la respuesta espectral total. Aunque los filtros basados en el acoplo entre modos diferentes resultan interesantes para lograr funcionalidades concretas como la descrita, aún no han sido muy explorados en la bibliografía. En el caso de esta tesis, los filtros Bragg diseñados se limitarán al caso de guías monomodo.

2.2. Filtros Bragg no apodizados

Aunque el análisis Floquet-Bloch ofrece una solución exacta del problema de las estructuras periódicas, su cálculo resulta a menudo complicado en la práctica. En este apartado, se lleva a cabo un análisis detallado de las estructuras Bragg con una geometría completamente periódica (caso no apodizado) desde el punto de vista de la teoría de

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

modos acoplados o *coupled-mode theory* (CMT). Esta técnica se basa en modelar el problema de un filtro Bragg no apodizado como el de una guía de referencia a la cual se le añade una pequeña perturbación periódica, y permite expresar la propagación de los campos en la guía periódica a partir de los modos de la guía de referencia, determinando el efecto que tiene la perturbación sobre dichos modos [28, 67, 68]. Aunque la CMT no es del todo exacta, proporciona una buena aproximación cuando la perturbación es suficientemente débil y ha sido ampliamente usada en la bibliografía.

2.2.1. Teoría de modos acoplados

Considérese una estructura periódica formada como la combinación de una guía uniforme a lo largo del eje z, con perfil de permitividad relativa $\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)$, y una perturbación periódica en el eje z de periodo Λ, que introduce una variación de permitividad $\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)$. De este modo, la distribución de permitividad relativa de la guía periódica puede expresarse como

$$\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z) = \epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y) + \Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z). \tag{2.17}$$

Dado un perfil de permitividad específico $\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)$ para la guía periódica, la elección de la guía sin perturbar y la perturbación periódica resulta arbitraria. En la figura 2.6 se muestran dos ejemplos de definición de guía sin perturbar y perturbación periódica para dos geometrías de filtro Bragg en la plataforma SOI: filtro basado en corrugaciones laterales (ver figura 2.6a) y filtro basado en perturbación del campo evanescente (ver figura 2.6b). Es importante resaltar que la CMT debe conducir al mismo resultado independientemente de la elección de la guía sin perturbar, aunque en el subapartado 2.2.2 se discutirán específicamente algunas consideraciones de dicha elección para el desarrollo de las ecuaciones.

Sean $\vec{E}_{\mathrm{u}}$ y $\vec{H}_{\mathrm{u}}$ los vectores de campo eléctrico y campo magnético en la guía sin perturbar (de aquí en adelante, el subíndice "u" se empleará para designar todos los parámetros relacionados con la guía sin perturbar, del inglés *unperturbed*). Estos deben ser solución de las ecuaciones de Maxwell para una estructura dieléctrica con perfil de permitividad relativa $\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)$:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E}_{\mathrm{u}} &= -\mathrm{j}\omega\mu_0\vec{H}_{\mathrm{u}}, \\ \nabla \times \vec{H}_{\mathrm{u}} &= \mathrm{j}\omega\epsilon_0\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)\vec{E}_{\mathrm{u}}, \end{aligned} \tag{2.18}$$

con ϵ_0 y μ_0 siendo las constantes de permitividad eléctrica y permeabilidad magnética en el vacío, $\omega = 2\pi c/\lambda$ la frecuencia angular y c la velocidad de la luz en el vacío. De forma análoga, si $\vec{E}$ y $\vec{H}$ denotan los campos de la guía perturbada, entonces

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\mathrm{j}\omega\mu_0\vec{H}, \\ \nabla \times \vec{H} &= \mathrm{j}\omega\epsilon_0\left[\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y) + \Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)\right]\vec{E}. \end{aligned} \tag{2.19}$$

Combinando las ecuaciones 2.18 y 2.19, se puede obtener [28]

$$\begin{aligned} \int_{\infty}^{\infty}\int_{\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\left(\vec{E}_{\mathrm{u}}^{*}\times\vec{H} + \vec{E}\times\vec{H}_{\mathrm{u}}^{*}\right)\cdot\hat{z}\right]\mathrm{d}x\mathrm{d}y = \\ -\mathrm{j}\omega\epsilon_0\int_{\infty}^{\infty}\int_{\infty}^{\infty}\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)\vec{E}\cdot\vec{E}_{\mathrm{u}}^{*}\mathrm{d}x\mathrm{d}y. \end{aligned} \tag{2.20}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

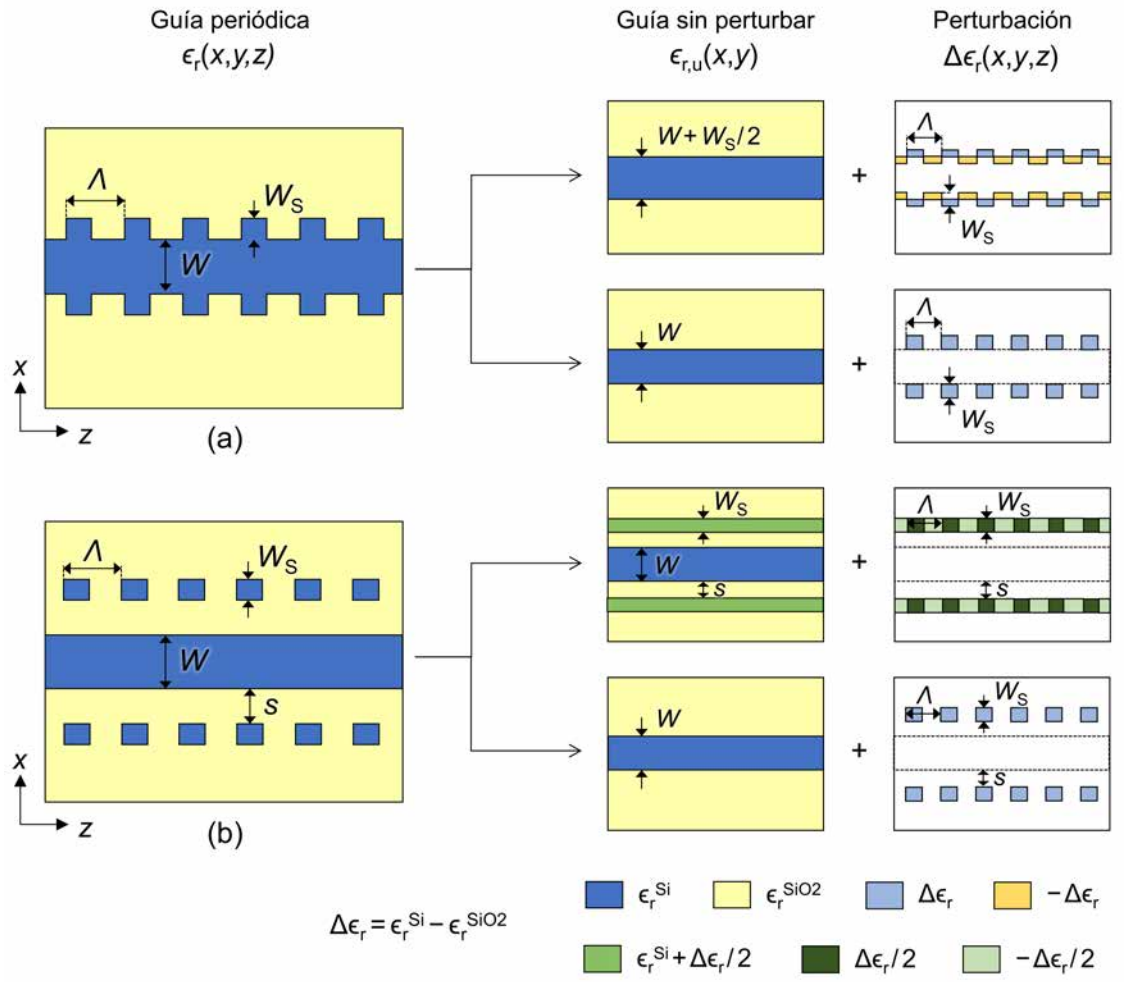

Figura 2.6. Representación esquemática 2D (vista superior) de una estructura periódica como la superposición de una guía uniforme y una perturbación periódica para diferentes geometrías de filtro Bragg no apodizado en la plataforma SOI: (a) guía con corrugaciones laterales y (b) guía con perturbación del campo evanescente. Para cada caso, se ilustran dos posibles definiciones de guía sin perturbar y perturbación periódica.

Esta expresión permite relacionar de forma directa los campos de la guía perturbada ($\vec{E}$, $\vec{H}$) con los campos de la guía sin perturbar ($\vec{E}_{\mathrm{u}}$, $\vec{H}_{\mathrm{u}}$) y la perturbacion introducida en el perfil de permitividad relativa ($\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)$). Nótese que la dependencia de los campos con las coordenadas espaciales ha sido omitida en las ecuaciones por simplicidad.

A continuación, se toman los campos $\vec{E}_{\mathrm{u}}$ y $\vec{H}_{\mathrm{u}}$ como los correspondientes a un modo conocido l de la guía sin perturbar:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\mathrm{u}} &= [\hat{x}e_{l,x} + \hat{y}e_{l,y} + \hat{z}e_{l,z}]\exp(-\mathrm{j}\beta_l z),\\ \vec{H}_{\mathrm{u}} &= [\hat{x}h_{l,x} + \hat{y}h_{l,y} + \hat{z}h_{l,z}]\exp(-\mathrm{j}\beta_l z),\end{aligned} \tag{2.21}$$

donde $e_{l,i}$ y $h_{l,i}$ denotan los perfiles de campo de cada componente vectorial, normalizados para que el modo transmita potencia media unidad, y β_l es la constante de fase de dicho modo. Por otra parte, se asume que la perturbación es lo suficientemente débil como para expresar los campos de la guía perturbada a partir de los modos de la guía

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

sin perturbar, en la forma [28]

$$\begin{aligned}\vec{E} &\approx \sum_v a_v(z)\left[\hat{x}e_{v,x}+\hat{y}e_{v,y}+\hat{z}\frac{\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)}{\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)+\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)}e_{v,z}\right]\exp(-\mathrm{j}\beta_v z),\\ \vec{H} &\approx \sum_v a_v(z)\left[\hat{x}h_{v,x}+\hat{y}h_{v,y}+\hat{z}h_{v,z}\right]\exp(-\mathrm{j}\beta_v z),\end{aligned} \tag{2.22}$$

donde $a_v(z)$ representa la función de amplitud correspondiente al modo v de la guía sin perturbar a lo largo del eje z. Introduciendo los campos dados por las ecuaciones 2.21 y 2.22 en la expresión 2.20, se llega a la ecuación de modos acoplados [28]

$$\pm\frac{\mathrm{d}a_l(z)}{\mathrm{d}z} = -\mathrm{j}\sum_v \kappa_{lv}(z)\exp[\mathrm{j}(\beta_l-\beta_v)z]a_v(z). \tag{2.23}$$

El signo $\pm$ es $+$ para modos l en sentido *forward* ($\beta_l > 0$) y $-$ para modos l en sentido *backward* ($\beta_l < 0$), respectivamente, mientras que $\kappa_{lv}(z)$ representa el coeficiente de acoplo entre los modos l y v, definido como

$$\begin{aligned}\kappa_{lv}(z) = \frac{\omega\epsilon_0}{4}\int_\infty^\infty\int_\infty^\infty \Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)\Big[e_{v,x}e_{l,x}^* + e_{v,y}e_{l,y}^* + \\ \frac{\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)}{\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)+\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)}e_{v,z}e_{l,z}^*\Big]\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y.\end{aligned} \tag{2.24}$$

La función $\kappa_{lv}(z)$ cuantifica la tasa de acoplamiento entre los modos l y v de la guía sin perturbar a lo largo del eje z como resultado de introducir la perturbación periódica sobre la guía sin perturbar. Es importante resaltar que, aunque la integral de la expresión 2.24 abarque todo el rango de valores en los ejes x e y, realmente solo contribuyen a la integral los campos en las regiones donde se introduce la perturbación periódica, es decir, donde $\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z) \neq 0$ (zonas de color en la representación de la perturbación periódica en la figura 2.6). Asimismo, se observa que no hay interacción entre componentes ortogonales de campo, lo que da lugar a coeficientes de acoplo nulos para pares de modos l y v que no comparten componentes de campo eléctrico.

Dado que $\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)$ es una función periódica en z con periodo Λ, es posible realizar una descomposición de la misma en serie de Fourier. Como resultado, la ecuación 2.23 se transforma en

$$\pm\frac{\mathrm{d}a_l(z)}{\mathrm{d}z} = -\mathrm{j}\sum_v\sum_m \kappa_{lvm}\exp\left[\mathrm{j}\left(\beta_l-\beta_v+m\frac{2\pi}{\Lambda}\right)z\right]a_v(z), \tag{2.25}$$

donde el coeficiente de acoplo κ_{lvm} se define como

$$\begin{aligned}\kappa_{lvm} \approx \frac{\omega\epsilon_0}{4}\int_\infty^\infty\int_\infty^\infty \Delta\epsilon_{\mathrm{rm}}(x,y)\Big[e_{v,x}e_{l,x}^* + e_{v,y}e_{l,y}^* + \\ \frac{\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)}{\epsilon_{\mathrm{r,u}}(x,y)+\Delta\epsilon_{\mathrm{rm}}(x,y)}e_{v,z}e_{l,z}^*\Big]\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y,\end{aligned} \tag{2.26}$$

y $\Delta\epsilon_{\mathrm{rm}}(x,y)$ es el armónico espacial de orden m del desarrollo en serie de Fourier de la perturbación, $\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x,y,z)$. La solución al sistema de ecuaciones diferenciales dado por la expresión 2.25 proporciona la evolución de las funciones de amplitud $a_l(z)$ a lo largo del eje z, cuya introducción en la ecuación 2.22 permite obtener una solución aproximada de la propagación de los campos en la estructura periódica. Cabe mencionar que la expresión 2.26 se trata de una aproximación por haber utilizado el armónico $\Delta\epsilon_{\mathrm{rm}}(x,y)$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

en el cociente del factor que acompaña a la componente z de los campos, pero dicha aproximación no afecta a los términos que acompañan a las componentes x e y.

En la ecuación 2.25, el término de la izquierda es la tasa de cambio de la función de amplitud $a_l(z)$ a lo largo del eje z, mientras que el término de la derecha es un doble sumatorio que recorre todos los coeficientes de Fourier m y los diferentes modos v de la guía sin perturbar. Aunque en el término de la derecha la función de amplitud $a_v(z)$ varíe lentamente, la función exponencial oscila muy rápidamente a menos que el exponente sea cercano a cero. Como consecuencia, la mayoría de modos v no acoplan energía al modo l de forma coherente, y en la práctica solo se produce un intercambio significativo de energía para combinaciones de modos y órdenes m tal que $\beta_l - \beta_v + m\,2\pi/\Lambda$ sea muy próximo a cero [28]. En concreto, la ecuación de *phase matching*

$$\beta_l - \beta_v + m\frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \tag{2.27}$$

es la condición de Bragg ya introducida en la sección 2.1 (ecuación 2.12) cuando l y v denotan los modos *forward* y *backward*, con la diferencia de que ahora las constantes de fase son las de los modos de la guía sin perturbar en lugar de las de los modos Floquet-Bloch de la guía periódica.

2.2.2. Particularización de la teoría de modos acoplados para filtros Bragg no apodizados

La CMT no permite analizar únicamente estructuras con un perfil de permitividad periódico, sino cualquier estructura en la que tiene lugar un trasvase de energía entre modos como resultado de una situación de *phase matching* (por ejemplo, acopladores direccionales). No obstante, lo que resta de la sección 2.2 se centrará exclusivamente en el caso particular de los filtros Bragg no apodizados.

Para llevar a cabo este análisis, se tendrán en cuenta la siguientes consideraciones:

- La propagación de los campos en la guía periódica se va a formular en términos de dos modos: uno propagándose en sentido *forward* y otro en sentido *backward*, con funciones de amplitud $a(z)$ y $b(z)$, respectivamente. Es conveniente recordar que estos modos son los de la guía sin perturbar, y que las funciones $a(z)$ y $b(z)$ son las que se utilizan para expresar el campo de la guía periódica como una combinación lineal de dichos modos de la guía sin perturbar (ver ecuación 2.22).

- Las constantes de fase de los modos *forward* y *backward* de la guía sin perturbar se denotarán β_u y $-\beta_\mathrm{u}$, respectivamente. Es decir, se asume que es el mismo modo el que se excitará en ambos sentidos (caso de guía monomodo). El parámetro β_u depende de la longitud de onda de trabajo λ, pero dicha dependencia se omitirá en la mayor parte de las ecuaciones por simplicidad.

- Los fenómenos de acoplo entre modos que se van a tener en cuenta son:

    1. Acoplamiento mutuo entre el modo *forward* y el modo *backward*. Como se mencionó en el apartado 2.1, se asumirá que la condición de Bragg (ecuación 2.27) se satisface con $m = 1$ para así evitar radiación. El coeficiente de acoplo dado por la ecuación 2.26 para este caso se denotará a partir de ahora como κ, y consiste en la primera componente de Fourier del coeficiente de acoplo dependiente de z dado por la expresión 2.24.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

2. Autoacoplamiento tanto del modo *forward* como del modo *backward*. Se puede observar que, si los dos modos considerados en el fenómeno de acoplo son el mismo ($l = v$), la condición 2.27 se satisface para $m = 0$. La constante de acoplo dada por la ecuación 2.26 para este caso se denotará κ', y se denominará coeficiente de autoacoplo.

En este punto, es conveniente realizar un breve inciso. Parte de la bibliografía no contempla el término del coeficiente de autoacoplo κ' en el análisis de los filtros Bragg [28]. Esta cuestión está estrechamente relacionada con la elección de la guía sin perturbar. Considerando modos iguales ($l = v$) y el orden $m = 0$ en la ecuación 2.26, y desarrollando el término $\Delta\epsilon_{\mathrm{r}0}(x, y)$, se puede encontrar la siguiente relación aproximada:

$$\kappa' \approx \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{\Lambda} |\vec{e}_{\mathrm{u}}(x, y)|^2 \, \Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x, y, z) \, \mathrm{d}z \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y, \tag{2.28}$$

asumiendo la componente z de campo eléctrico como despreciable. En esta ecuación, $\vec{e}_{\mathrm{u}}(x, y)$ denota el vector de campo eléctrico del modo en cuestión de la guía sin perturbar. Se puede observar que, si el producto $|\vec{e}_{\mathrm{u}}(x, y)|^2 \, \Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x, y, z)$ presenta un valor promedio nulo a lo largo de las tres dimensiones espaciales, entonces el coeficiente de autoacoplo sería cero. Esto puede ocurrir dependiendo de la definición establecida para la guía sin perturbar. En los primeros ejemplos de guía sin perturbar mostrados en las figuras 2.6a y 2.6b, la perturbación periódica $\Delta\epsilon_{\mathrm{r}}(x, y, z)$ presenta regiones alternadas de permitividad positiva y negativa, de forma que la integral de la expresión 2.28 puede resultar aproximadamente cero. En estos casos, el efecto del coeficiente de autoacoplo κ' desaparecería de las ecuaciones. Los filtros Bragg a diseñar en esta tesis se basarán en la geometría de la figura 2.6b, incluyendo una modulación de la separación s de la perturbación para conformar el perfil de apodización. Dado que la primera definición de guía sin perturbar mostrada en la figura 2.6b depende precisamente del valor de s, resulta más conveniente elegir la guía sin perturbar como simplemente la guía central (segundo ejemplo en la figura 2.6b). En este caso, el coeficiente de autoacoplo no es nulo y además depende de s, siendo importante contemplar su efecto en el diseño de los filtros apodizados que se llevará a cabo más adelante.

Con todas las consideraciones establecidas, la ecuación de modos acoplados (expresión 2.25) da lugar al sistema de ecuaciones diferenciales

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}a(z)}{\mathrm{d}z} &= -\mathrm{j}\kappa' a(z) - \mathrm{j}\kappa \exp\left(\mathrm{j}2\delta_{\mathrm{u}} z\right) b(z), \\ \frac{\mathrm{d}b(z)}{\mathrm{d}z} &= \mathrm{j}\kappa' b(z) + \mathrm{j}\kappa \exp\left(-\mathrm{j}2\delta_{\mathrm{u}} z\right) a(z), \end{aligned} \tag{2.29}$$

que describe el comportamiento de los modos *forward* y *backward* propagándose por la estructura periódica. El parámetro

$$\delta_{\mathrm{u}} = \beta_{\mathrm{u}} - \frac{\pi}{\Lambda} \tag{2.30}$$

es conocido como desintonía o *wavenumber detuning*, y proporciona una medida de la proximidad de que la estructura opere en régimen Bragg en términos de constante de fase. En este punto, resulta útil definir las funciones auxiliares

$$\begin{aligned} A(z) &= a(z) \exp\left(-\mathrm{j}\delta_{\mathrm{u}} z\right), \\ B(z) &= b(z) \exp\left(\mathrm{j}\delta_{\mathrm{u}} z\right). \end{aligned} \tag{2.31}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Mediante estas sustituciones, el sistema de ecuaciones 2.29 queda:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}A(z)}{\mathrm{d}z} + \mathrm{j}\delta A(z) &= -\mathrm{j}\kappa B(z), \\ \frac{\mathrm{d}B(z)}{\mathrm{d}z} - \mathrm{j}\delta B(z) &= \mathrm{j}\kappa A(z), \end{aligned} \tag{2.32}$$

donde el parámetro δ incorpora el efecto del coeficiente de autoacoplo en la forma

$$\delta = \delta_{\mathrm{u}} + \kappa' = \beta_{\mathrm{u}} + \kappa' - \frac{\pi}{\Lambda}. \tag{2.33}$$

En esta expresión, se visualiza que el coeficiente de autoacoplo κ' representa una modificación de la constante de fase con respecto al caso de la guía sin perturbar, definiéndose la constante de fase de la guía perturbada como

$$\beta = \beta_{\mathrm{u}} + \kappa'. \tag{2.34}$$

Combinando las dos ecuaciones diferenciales de primer orden 2.32, se obtiene la ecuación diferencial de segundo orden

$$\frac{\mathrm{d}^2 B(z)}{\mathrm{d}z^2} = \sigma^2 B(z), \tag{2.35}$$

con el parámetro σ definiéndose como

$$\sigma = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}. \tag{2.36}$$

Aunque todas las ecuaciones de la CMT se formulan en términos de los modos de la guía sin perturbar, la solución natural de una estructura periódica es el modo Floquet-Bloch. El parámetro σ definido en la ecuación 2.36 está relacionado con la constante de propagación del modo Floquet-Bloch de la guía periódica. Se puede observar que σ es real cuando $|\delta| \leq \kappa$ e imaginario puro para $|\delta| > \kappa$. El rango de valores de δ en que σ es real coincide con el *bandgap* de la estructura periódica, siendo σ la constante de atenuación Floquet-Bloch dentro de dicho rango:

$$\alpha_{\mathrm{Floquet}} = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}, \;\; |\delta| \leq \kappa. \tag{2.37}$$

Esto da lugar al comportamiento de tipo cuadrático de la constante de atenuación Floquet-Bloch dentro del *bandgap* previamente observado en la figura 2.4b. Por su parte, la constante de fase Floquet-Bloch es π/Λ dentro del *bandgap*, como ya se estudió en la sección 2.1, mientras que su valor fuera del mismo está relacionado con la parte imaginaria de σ en la forma

$$\beta_{\mathrm{Floquet}} = \frac{\pi}{\Lambda} + \mathrm{sgn}(\delta)\sqrt{\delta^2 - \kappa^2}, \;\; |\delta| > \kappa, \tag{2.38}$$

donde $\mathrm{sgn}()$ denota la función signo. Cabe resaltar que, mientras la condición de Bragg para el modo Floquet-Bloch ($\beta_{\mathrm{Floquet}} = \pi/\Lambda$) se da en todo el rango de frecuencias del *bandgap*, la condición de Bragg para la constante de fase de la guía perturbada ($\beta = \pi/\Lambda$) se satisface únicamente en el centro del *bandgap*. Para frecuencias alejadas del *bandgap* ($|\delta| \gg \kappa$), se tiene que $\beta_{\mathrm{Floquet}} \approx \beta$. En la figura 2.7 se representan gráficamente las constantes de fase del modo Floquet-Bloch y de la guía perturbada, y la constante de atenuacion Floquet-Bloch, en función del *wavenumber detuning* δ.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

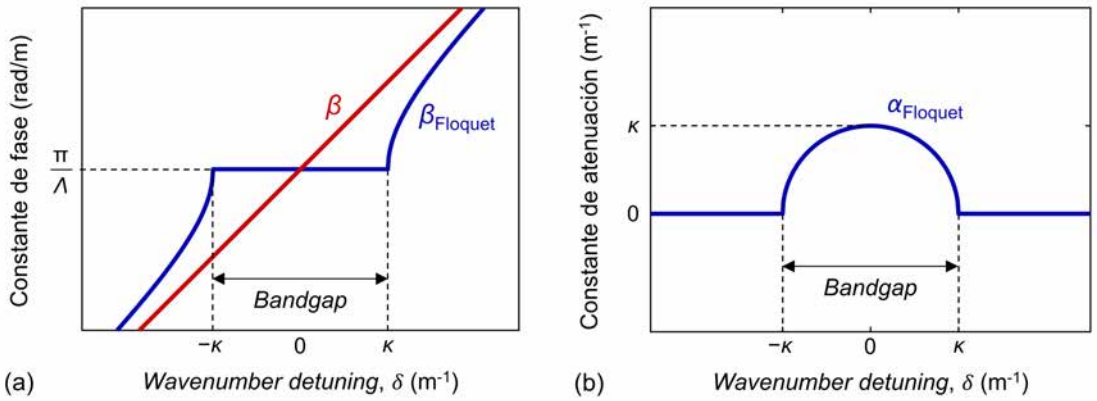

Figura 2.7. Representación esquemática de la evolución con respecto al *wavenumber detuning* de: (a) constante de fase del modo Floquet-Bloch de la guía periódica (azul) y constante de fase de la guía perturbada (rojo); (b) constante de atenuación del modo Floquet-Bloch de la guía periódica.

Para estudiar de forma más específica las características de los filtros Bragg, es necesario obtener una expresión analítica explícita de las funciones $A(z)$ y $B(z)$. Considerando el caso de un filtro Bragg no apodizado de longitud total L, y asumiendo que la estructura es excitada a la entrada con un modo *forward* de amplitud unidad y no existe onda reflejada a la salida, es posible establecer las condiciones de contorno $A(0) = 1$ y $B(L) = 0$. En este caso, las ecuaciones 2.32 y 2.35 dan lugar a la solución [28]

$$A(z) = \frac{\sigma \cosh\left[\sigma(L-z)\right] + \mathrm{j}\delta \sinh\left[\sigma(L-z)\right]}{\sigma \cosh\left(\sigma L\right) + \mathrm{j}\delta \sinh\left(\sigma L\right)}, \tag{2.39}$$

$$B(z) = \frac{-\mathrm{j}\kappa \sinh\left[\sigma(L-z)\right]}{\sigma \cosh\left(\sigma L\right) + \mathrm{j}\delta \sinh\left(\sigma L\right)}. \tag{2.40}$$

La respuesta del filtro tanto en transmisión como en reflexión puede obtenerse a partir de las funciones $A(z)$ y $B(z)$ como

$$t = A(L) = \frac{\sigma}{\sigma \cosh\left(\sigma L\right) + \mathrm{j}\delta \sinh\left(\sigma L\right)}, \tag{2.41}$$

$$r = B(0) = \frac{-\mathrm{j}\kappa \sinh\left(\sigma L\right)}{\sigma \cosh\left(\sigma L\right) + \mathrm{j}\delta \sinh\left(\sigma L\right)}. \tag{2.42}$$

También resulta habitual utilizar las expresiones para los coeficientes de transmisión y reflexión en potencia, conocidos típicamente como transmitancia y reflectancia:

$$|t|^2 \equiv |a(L)|^2 = |A(L)|^2 = \frac{\sigma^2}{\sigma^2 + \kappa^2 \sinh^2\left(\sigma L\right)}, \tag{2.43}$$

$$|r|^2 \equiv |b(0)|^2 = |B(0)|^2 = \frac{\kappa^2 \sinh^2\left(\sigma L\right)}{\sigma^2 + \kappa^2 \sinh^2\left(\sigma L\right)}. \tag{2.44}$$

A partir de las expresiones 2.43 y 2.44, es fácil demostrar que

$$|t|^2 + |r|^2 = 1, \tag{2.45}$$

condición que se obtiene por haber considerado que los modos de la guía sin perturbar no tienen pérdidas (el caso con pérdidas es estudiado en el subapartado 2.2.5).

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

2.2.3. Análisis de filtros Bragg no apodizados

Una vez obtenidas las expresiones analíticas de la transmitancia y la reflectancia de un filtro Bragg no apodizado (ecuaciones 2.43 y 2.44), se procede a estudiar con más detalle las características generales de este tipo de estructuras.

Conversión entre *wavenumber detuning* y longitud de onda

Para analizar el comportamiento espectral de las estructuras Bragg no apodizadas, es necesario encontrar la dependencia con la longitud de onda de operación λ en las expresiones analíticas de la transmitancia y la reflectancia. Dicha dependencia se da a través de la constante de fase de la guía sin perturbar, β_{u}. Expandiendo en serie de Taylor en torno a una longitud de onda de diseño λ_0, se puede aproximar β_{u} como [28]

$$\beta_{\mathrm{u}}(\lambda) \approx \frac{2\pi}{\lambda_0}\left[n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0) - \frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda_0}\, n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)\right]. \tag{2.46}$$

La longitud de onda de diseño λ_0 se escoge como aquella a la que se satisface la condición de Bragg para la constante de fase de la guía perturbada:

$$\beta(\lambda_0) = \beta_{\mathrm{u}}(\lambda_0) + \kappa' = \frac{\pi}{\Lambda}, \tag{2.47}$$

mientras que $n_{\mathrm{eff,u}}$ y $n_{\mathrm{g,u}}$ representan, respectivamente, el índice efectivo y el índice de grupo de la guía sin perturbar, con

$$n_{\mathrm{g,u}}(\lambda) = n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda) - \lambda\frac{\mathrm{d}n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda)}{\mathrm{d}\lambda}. \tag{2.48}$$

Combinando las expresiones 2.33, 2.46 y 2.47, se puede obtener

$$\delta(\lambda) \approx -2\pi\, n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda_0^2}. \tag{2.49}$$

Esta expresión permite establecer una relación lineal entre el *wavenumber detuning* δ y la longitud de onda de trabajo λ a través del índice de grupo de la guía sin perturbar. Incorporando el resultado de la ecuación 2.49 en la expresión del parámetro σ (ecuación 2.36), es posible determinar la respuesta de un filtro Bragg no apodizado en función de la longitud de onda por medio de las ecuaciones 2.43 y 2.44.

Influencia del coeficiente de acoplo

En la figura 2.8 se muestran las respuestas en transmisión y reflexión del filtro para diferentes coeficientes de acoplo κ, manteniendo la misma longitud de onda de diseño λ_0 y la misma longitud de filtro L. En primer lugar, se puede ver que la respuesta del filtro Bragg se caracteriza por tener una banda de reflexión centrada en torno a la longitud de onda diseño λ_0 (centro del *bandgap*). Para frecuencias alejadas de este punto tiende a haber transmisión total y el filtro presenta un comportamiento oscilatorio, que se debe a que el parámetro σ toma valores puramente imaginarios cuando $|\delta| > \kappa$ y las funciones hiperbólicas de las ecuaciones 2.43 y 2.44 pasan a convertirse en funciones trigonométricas. El nivel de intensidad de la reflexión y el ancho de banda del filtro crecen con el coeficiente de acoplo κ, lo que resulta consistente con el análisis del ancho de banda y de la reflectancia máxima que se presentará posteriormente.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

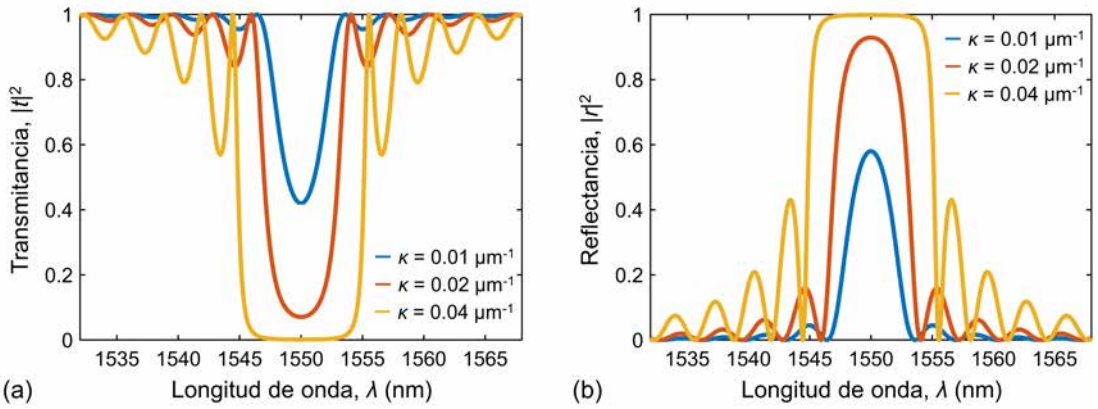

Figura 2.8. (a) Transmitancia y (b) reflectancia de un filtro Bragg no apodizado para diferentes coeficientes de acoplo: κ = 0.01 μm^{-1} (azul), κ = 0.02 μm^{-1} (rojo), y κ = 0.04 μm^{-1} (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, y L = 100 μm.

Influencia de la longitud del filtro

En la figura 2.9 se representa la respuesta del filtro para diferentes longitudes L, fijando la longitud de onda de diseño λ_0 y el coeficiente de acoplo κ. La reflectancia del filtro se incrementa con la longitud del mismo, mientras que el ancho de banda decrece y tiende asintóticamente al ancho de banda del *bandgap*.

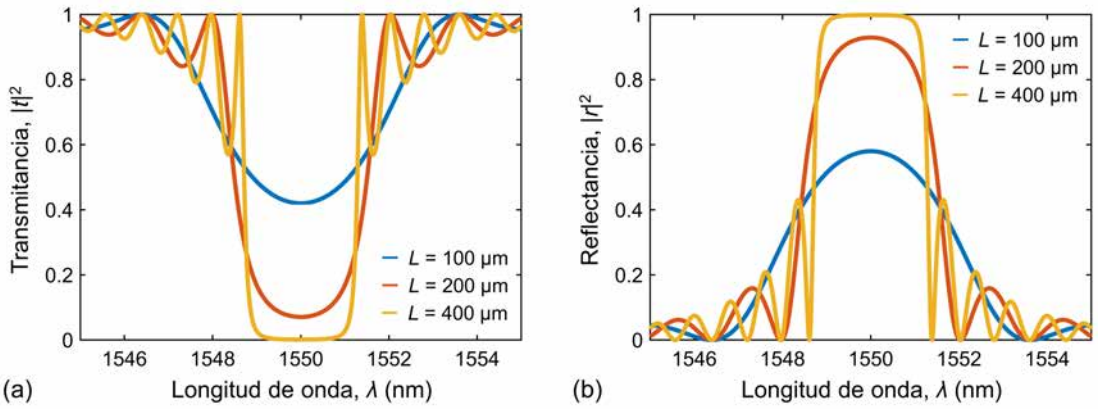

Figura 2.9. (a) Transmitancia y (b) reflectancia de un filtro Bragg no apodizado para diferentes longitudes de filtro: L = 100 μm (azul), L = 200 μm (rojo), y L = 400 μm (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, y κ = 0.01 μm^{-1}.

Influencia del coeficiente de autoacoplo

Para analizar el efecto del coeficiente de autoacoplo κ' sobre el filtro, es conveniente reformular ligeramente el proceso de conversión entre *wavenumber detuning* δ y longitud de onda λ. Para ello, se define una nueva longitud de onda $\lambda_{0,\mathrm{u}}$ como aquella a la que se satisface la condición de Bragg para la constante de fase de la guía sin perturbar:

$$\beta_{\mathrm{u}}(\lambda_{0,\mathrm{u}}) = \frac{\pi}{\Lambda}. \tag{2.50}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Siguiendo un enfoque análogo al utilizado para obtener la expresión 2.49, el *wavenumber detuning* de la guía sin perturbar puede aproximarse como

$$\delta_{\mathrm{u}}(\lambda) \approx -2\pi\, n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_{0,\mathrm{u}}) \frac{\lambda - \lambda_{0,\mathrm{u}}}{\lambda_{0,\mathrm{u}}^2}. \tag{2.51}$$

Relacionando el *wavenumber detuning* de la guía perturbada y de la guía sin perturbar mediante $\delta(\lambda) = \delta_{\mathrm{u}}(\lambda) + \kappa'$ (ecuación 2.33), se puede visualizar que el coeficiente de autoacoplo produce un desplazamiento de la respuesta del filtro con respecto de la longitud de onda $\lambda_{0,\mathrm{u}}$, pero sin alterar su forma espectral (ver figura 2.10)[2]. La relación entre la longitud de onda central del filtro (λ_0) y la longitud de onda Bragg para la guía sin perturbar ($\lambda_{0,\mathrm{u}}$) puede determinarse imponiendo la condición $\delta(\lambda_0) = 0$:

$$\lambda_0 = \lambda_{0,\mathrm{u}} + \frac{\lambda_{0,\mathrm{u}}^2\, \kappa'}{2\pi\, n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_{0,\mathrm{u}})}. \tag{2.52}$$

Este desplazamiento del espectro debido al coeficiente de autoacoplo es resultado de que la perturbación periódica introduce una variación en la constante de fase con respecto al caso de la guía sin perturbar.

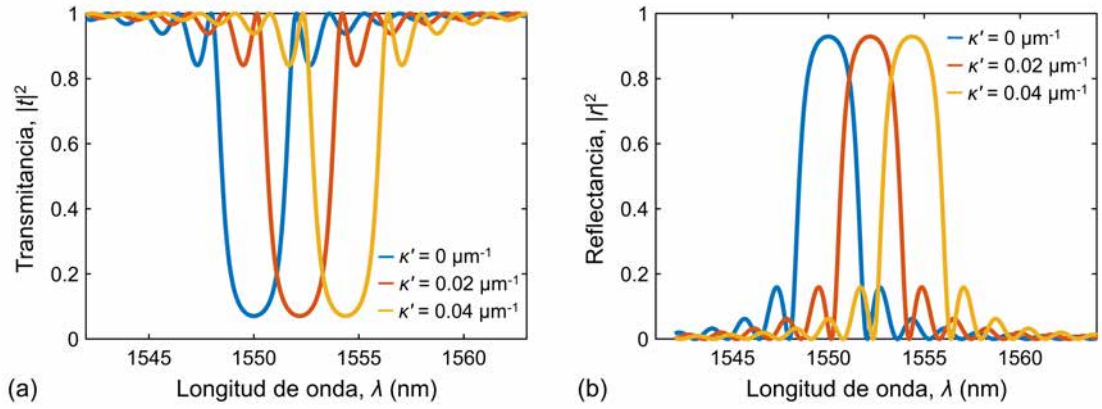

Figura 2.10. (a) Transmitancia y (b) reflectancia de un filtro Bragg no apodizado para diferentes coeficientes de autoacoplo: κ' = 0 μm^{-1} (azul), κ' = 0.02 μm^{-1} (rojo), y κ' = 0.04 μm (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, κ = 0.01 μm^{-1}, y L = 200 μm.

Cálculo del ancho de banda

De acuerdo con la expresión 2.44, el filtro presenta nulos de reflexión para [28]

$$\pm\frac{\delta}{\kappa} = \sqrt{1 + \left(\frac{m\pi}{\kappa L}\right)^2}. \tag{2.53}$$

Particularizando esta ecuación para $m = 1$, se puede obtener el ancho de banda entre primeros nulos (*first nulls*) con respecto de la longitud de onda central λ_0:

$$\Delta\lambda_{\mathrm{FN}} = \frac{\lambda_0^2}{L\, n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)} \sqrt{1 + \left(\frac{\kappa L}{\pi}\right)^2}. \tag{2.54}$$

[2]En la práctica, una variación en el coeficiente de autoacoplo κ' también conlleva una modificación del coeficiente de acoplo κ, lo que alteraría la forma espectral. No obstante, el objetivo de este análisis es poner de manifiesto el efecto aislado del coeficiente de autoacoplo sobre la respuesta del filtro.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Para el caso límite en que la longitud del filtro se hace muy grande, la expresión 2.54 converge al ancho de banda del *bandgap*:

$$\Delta\lambda_{\mathrm{BG}} = \lim_{L\to\infty} \Delta\lambda_{\mathrm{FN}} = \frac{\lambda_0^2\,\kappa}{\pi\, n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)}. \tag{2.55}$$

Mediante estas expresiones se observa con claridad que, para un coeficiente de acoplo κ dado, el ancho de banda entre nulos se reduce con la longitud L y tiende asintóticamente al ancho de banda del *bandgap* (ver figura 2.11a). También se puede comprobar que el ancho de banda del *bandgap* crece linealmente con el coeficiente de acoplo κ (ver figura 2.11b).

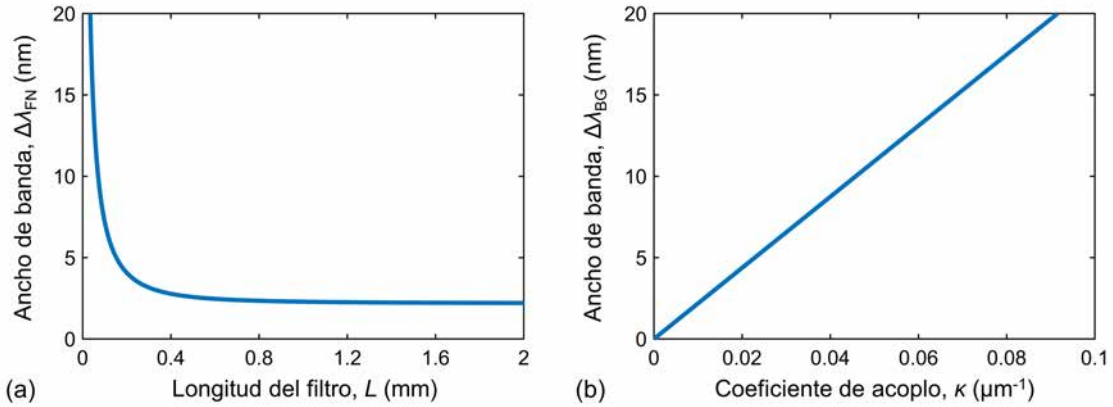

Figura 2.11. Variación del ancho de banda de un filtro Bragg no apodizado en función de (a) su longitud y (b) su coeficiente de acoplo. Parámetros fijos en ambas curvas: λ_0 = 1550 nm, y $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5. En la curva (a) se representa el ancho de banda entre primeros nulos de reflexión con κ = 0.01 μm^{-1}, mientras que en la curva (b) se representa el ancho de banda del *bandgap* ($L \to \infty$).

Cálculo de la reflectancia máxima

Un parámetro útil en el análisis y diseño de filtros Bragg no apodizados es la reflectancia máxima, que puede obtenerse a partir de la expresión 2.44 fijando la condición $\delta = 0$:

$$|r|^2_{\mathrm{max}} = \tanh^2(\kappa L)\,. \tag{2.56}$$

Dado que la función $\tanh()$ es estrictamente creciente con el argumento, la reflectancia máxima del filtro incrementa con el producto entre el coeficiente de acoplo y la longitud del filtro, como se muestra en la figura 2.12. Es interesante observar que, para un cierto nivel de reflectancia, cuanto menor sea κ (menor ancho de banda del *bandgap*) mayor debe ser L. Esto explica que se requieran estructuras Bragg de gran longitud para sintetizar filtros de banda estrecha y altos niveles de reflectividad simultáneamente.

Influencia del índice de grupo

Dada una respuesta espectral específica a implementar por el filtro, los parámetros a diseñar varían con el índice de grupo de la guía sin perturbar. Por un lado, asumiendo que el ancho de banda del filtro es aproximadamente el ancho del *bandgap* y fijando la longitud de onda de diseño λ_0, de la ecuación 2.55 es posible deducir que el cociente entre coeficiente de acoplo e índice de grupo debe mantenerse constante, es decir,

$$\kappa \propto n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0). \tag{2.57}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

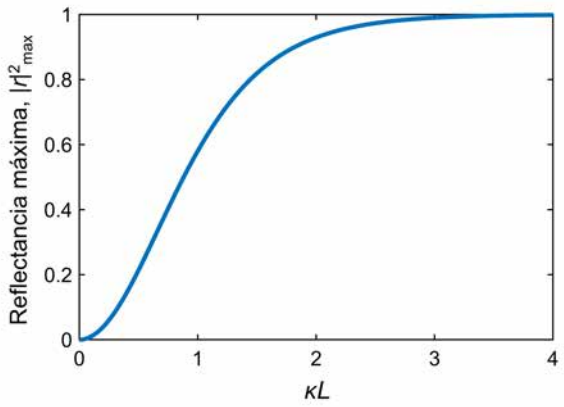

Figura 2.12. Variación de la reflectancia máxima de un filtro Bragg no apodizado en función del producto entre el coeficiente de acoplo y la longitud del filtro.

Por otra parte, para mantener cierto nivel de reflectancia máxima $|r|^2_{\max}$ en la ecuación 2.56, el producto κL también debe ser constante. Esto, junto con el resultado de la expresión 2.57, conduce a

$$L \propto \frac{1}{n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)}. \tag{2.58}$$

De este modo, partiendo de unos parámetros espectrales concretos para diseñar el filtro no apodizado, utilizar guías con un mayor índice de grupo permite reducir la longitud total del filtro y requiere de mayores coeficientes de acoplo, y viceversa. Estas conclusiones también son extrapolables al caso de filtros Bragg apodizados, como se ilustrará en el capítulo 3.

2.2.4. Cálculo de los coeficientes de acoplo

Para poder analizar los filtros Bragg no apodizados mediante todas las expresiones obtenidas de la CMT, es necesario determinar los coeficientes de acoplo (κ) y autoacoplo (κ') con ayuda de un simulador electromagnético. Además, calcular estos parámetros correctamente es fundamental para la estrategia de diseño de filtros apodizados con respuestas espectrales arbitrarias que se propone en la sección 2.4. En este apartado se describen los dos métodos de cálculo que se han utilizado en esta tesis.

2.2.4.1. Método basado en el cálculo del *bandgap*

Esta técnica se basa en determinar los coeficientes de acoplo del *grating* a partir de su *bandgap*. En primer lugar, es necesario caracterizar los índices efectivo y de grupo de la guía sin perturbar en función de la longitud de onda de trabajo, $n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda)$ y $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda)$. Posteriormente, se calcula el rango de longitudes de onda que constituye el *bandgap*, denotando como λ_1 y λ_2 a las longitudes de onda que delimitan el mismo ($\Delta\lambda_{\mathrm{BG}} = \lambda_2 - \lambda_1$). El centro del *bandgap* en unidades de frecuencia ($f_0 = (f_1 + f_2)/2$) puede obtenerse directamente en términos de longitud de onda evaluando la media armónica de las longitudes de onda límite:

$$\lambda_0 = 2\left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}\right)^{-1}. \tag{2.59}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

El coeficiente de acoplo del filtro puede encontrarse a partir de λ_0 y $\Delta\lambda_{\mathrm{BG}}$ usando la relación

$$\kappa = \frac{\pi\, n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)\Delta\lambda_{\mathrm{BG}}}{\lambda_0^2}, \tag{2.60}$$

que se obtiene despejando κ en la ecuación 2.55. Por su parte, el coeficiente de autoacoplo puede calcularse sabiendo que la condición de Bragg para la guía perturbada ($\beta = \beta_{\mathrm{u}} + \kappa' = \pi/\Lambda$) debe satisfacerse a la longitud de onda λ_0:

$$\kappa' = \pi\left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{2n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)}{\lambda_0}\right). \tag{2.61}$$

Por tanto, conociendo los índices efectivo y de grupo de la guía sin perturbar a la longitud de onda λ_0 y caracterizando el *bandgap* de la guía periódica, es inmediato obtener los coeficientes de acoplo mediante las expresiones 2.60 y 2.61.

Este método de cálculo puede aplicarse empleando cualquier simulador que, además de realizar el análisis modal de la guía sin perturbar, permita determinar el *bandgap* de una estructura periódica. En esta tesis se ha utilizado la herramienta de código abierto implementada por el *Massachussets Institute of Technology*, MIT *Photonic Bands* (MPB) [69], con ayuda de códigos de simulación previamente desarrollados en el grupo de investigación de la Universidad de Málaga [70]. MPB permite resolver estructuras dieléctricas periódicas tridimensionales, es decir, periódicas en las tres dimensiones del espacio. Las estructuras utilizadas en esta tesis constituyen un caso particular de estas, con periodicidad en una única dimensión. MPB funciona en el dominio de la frecuencia y encuentra la solución de las ecuaciones de Maxwell descomponiendo los campos electromagnéticos como combinaciones de ondas planas en la forma $\exp(-\mathrm{j}\vec{k}\vec{r})$ [71]. Forzando el vector de onda $\vec{k}$ o alguna de sus componentes vectoriales a tener un cierto valor, el simulador determina la correspondiente frecuencia ω para la cual se satisfacen las ecuaciones de Maxwell en la estructura especificada.

En la figura 2.13 se ilustra de forma esquemática el procedimiento de cálculo de los coeficientes de acoplo de un *grating* mediante la herramienta MPB, que se divide en dos fases:

1. Análisis de la guía sin perturbar. Realizando un barrido para diferentes $k_z = \beta_{\mathrm{u}}$, se puede caracterizar la función $\omega(\beta_{\mathrm{u}})$ en el rango de frecuencias de interés. Posteriormente, siguiendo un sencillo proceso de mapeo, se obtiene el índice efectivo $n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda)$ y, sucesivamente, el índice de grupo $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda)$.

2. Análisis de la guía periódica. Forzando la condición $k_z = \beta_{\mathrm{Floquet}}$ con $\beta_{\mathrm{Floquet}} = \pi/\Lambda$, MPB proporciona el rango de frecuencias en que la estructura opera en régimen de Bragg, esto es, el *bandgap*. De aquí, es inmediato hallar los coeficientes de acoplo mediante el procedimiento de cálculo ya descrito.

2.2.4.2. Método basado en el cálculo de la reflectancia máxima

Una manera alternativa de encontrar los coeficientes de acoplo del *grating* consiste en calcular mediante simulación su respuesta espectral y hallar los valores que mejor se ajustan a las expresiones analíticas obtenidas en el subapartado 2.2.2. En concreto, realizando la simulación para diferentes longitudes de filtro L y obteniendo el valor de

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

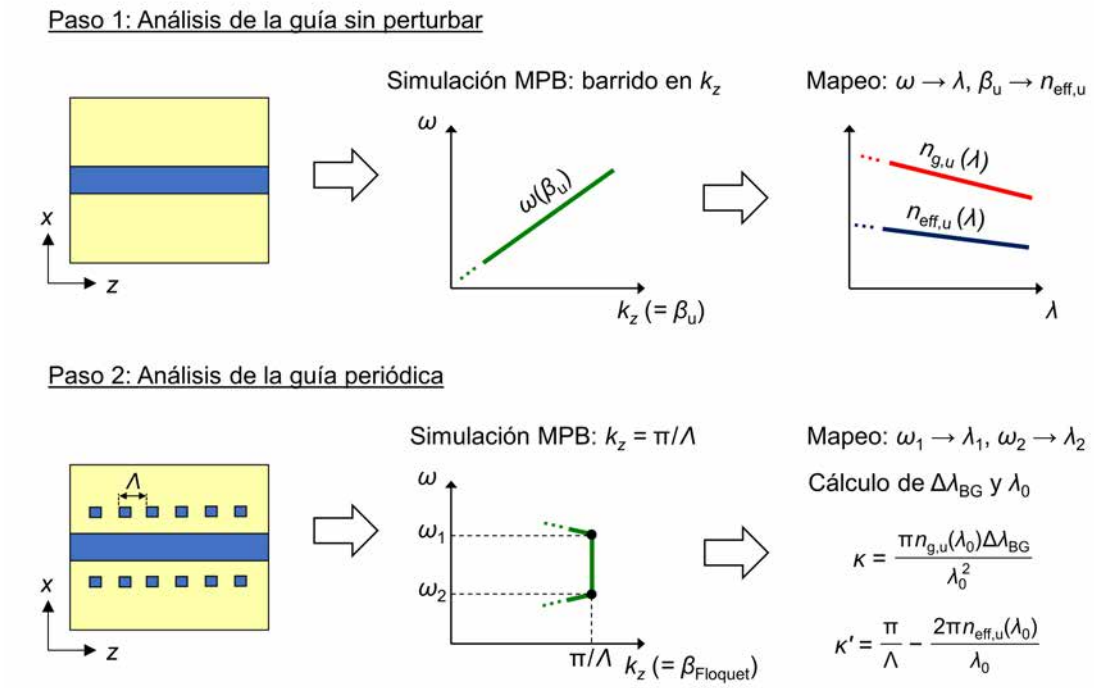

Figura 2.13. Representación esquemática del procedimiento de cálculo de los coeficientes de acoplo de un *grating* usando la herramienta de simulación MPB.

reflectancia máxima $|r|^2_{\max}$ correspondiente a cada longitud, es sencillo inferir el coeficiente de acoplo κ determinando el mejor ajuste a la ecuación 2.56:

$$|r|^2_{\max} = \tanh^2(\kappa L),$$

también representada gráficamente en la figura 2.12. Asimismo, como el punto de reflectancia máxima coincide con la longitud de onda λ_0, es posible hallar el coeficiente de autoacoplo κ' usando la ecuación 2.61, igual que con la técnica anterior.

Este procedimiento de cálculo fue propuesto en [47]. Las simulaciones basadas en este método han sido realizadas por el *Institute of Photonics and Electronics* de Praga, institución con la que se ha colaborado durante el desarrollo de esta tesis, utilizando un software de simulación interno desarrollado allí basado en el método de expansión modal de Fourier o *Fourier modal method* (FMM) [72]. Realizar el cálculo electromagnético de los coeficientes de acoplo tanto con este método como con el anterior ha permitido llevar a cabo una validación exhaustiva de los resultados obtenidos, fundamental para el correcto diseño de los filtros. Cabe mencionar que el tiempo de cómputo requerido por esta técnica es significativamente mayor, debido a la necesidad de realizar una simulación completa para diferentes valores de longitud de onda (para encontrar la longitud de onda central λ_0) y por cada longitud de filtro a considerar.

2.2.5. Estudio del caso con pérdidas

Hasta ahora, se ha asumido que la estructura Bragg no presenta pérdidas, es decir, que los modos de la guía sin perturbar tienen constante de atenuación nula. Sin embargo, esta aproximación no siempre es válida en la práctica [73, 74]. Las ecuaciones de CMT se modifican ligeramente cuando quiere tenerse en cuenta el efecto de las pérdidas.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Para obtener las expresiones correspondientes al caso con pérdidas, es necesario incluir el término de la constante de atenuación de los modos en las ecuaciones 2.21 y 2.22. En tal caso, la ecuación general de modos acoplados (expresión 2.23) se transforma en

$$\pm\frac{\mathrm{d}a_l(z)}{\mathrm{d}z} = -\mathrm{j}\sum_v \kappa_{lv}(z)\exp\left\{\left[\alpha_l - \alpha_v + \mathrm{j}(\beta_l - \beta_v)\right]z\right\}a_v(z), \tag{2.62}$$

donde α_l y α_v denotan las constantes de atenuación de los modos entre los que se está caracterizando el trasvase de energía (nótese que $\alpha > 0$ si se trata de un modo *forward* y $\alpha < 0$ si es un modo *backward*). Por consiguiente, el sistema de ecuaciones diferenciales 2.29 pasa a ser

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}a(z)}{\mathrm{d}z} &= -\mathrm{j}\kappa' a(z) - \mathrm{j}\kappa\exp\left[2\left(\alpha_\mathrm{u} + \mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\right)z\right]b(z),\\ \frac{\mathrm{d}b(z)}{\mathrm{d}z} &= \mathrm{j}\kappa' b(z) + \mathrm{j}\kappa\exp\left[-2\left(\alpha_\mathrm{u} + \mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\right)z\right]a(z),\end{aligned} \tag{2.63}$$

con α_u siendo la constante de atenuación del modo de la guía sin perturbar que se está considerando. Siguiendo un razonamiento similar al planteado en el subapartado 2.2.2, finalmente se llega a las expresiones para las respuestas en transmisión y reflexión:

$$t = \frac{\sigma}{\sigma\cosh(\sigma L) + (\alpha_\mathrm{u} + \mathrm{j}\delta)\sinh(\sigma L)}, \tag{2.64}$$

$$r = \frac{-\mathrm{j}\kappa\sinh(\sigma L)}{\sigma\cosh(\sigma L) + (\alpha_\mathrm{u} + \mathrm{j}\delta)\sinh(\sigma L)}. \tag{2.65}$$

En este caso, el parámetro σ se define como

$$\sigma = \sqrt{\kappa^2 + (\alpha_\mathrm{u} + \mathrm{j}\delta)^2}. \tag{2.66}$$

Nótese que en estas expresiones α_u tiene unidades de m^{-1}. En la práctica habitualmente se determina α_u en $\mathrm{dB\,m}^{-1}$, siendo necesario en este caso aplicar la conversión α_u [m^{-1}] $\approx$ 8.68 α_u [$\mathrm{dB\,m}^{-1}$] antes de emplear las ecuaciones 2.64 y 2.65.

En la figura 2.14 se muestra el impacto de las pérdidas de propagación en el filtro. Se observa que, a medida que se incrementa α_u, la transmitancia sufre una mayor degradación espectral que la reflectancia. Una explicación intuitiva de esto es que, mientras que la luz transmitida debe viajar por toda la longitud del filtro, la luz reflejada solo recorre una parte del mismo y, por tanto, es menos afectada por la atenuación. Fuera de la banda del filtro, la transmitancia tiende al valor $\exp(-2\alpha_\mathrm{u}L)$, que se correspondería con el caso de tener únicamente la guía sin perturbar. También se puede comprobar que la suma de la transmitancia y la reflectancia deja de ser 1 cuando el filtro tiene pérdidas.

2.3. Filtros Bragg apodizados

El análisis llevado a cabo en el apartado 2.2 permite caracterizar filtros Bragg no apodizados, es decir, estructuras Bragg que son completamente periódicas. Como ya se ha estudiado, este tipo de estructuras presentan un comportamiento espectral muy específico. Sin embargo, para diseñar filtros más complicados (por ejemplo, filtros con una mejor relación de extinción entre lóbulo principal y lóbulos secundarios, o filtros multibanda), es necesario utilizar estructuras Bragg apodizadas, que presentan un perfil de modulación en el coeficiente de acoplo (κ) y/o la longitud del periodo (Λ) a lo largo

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

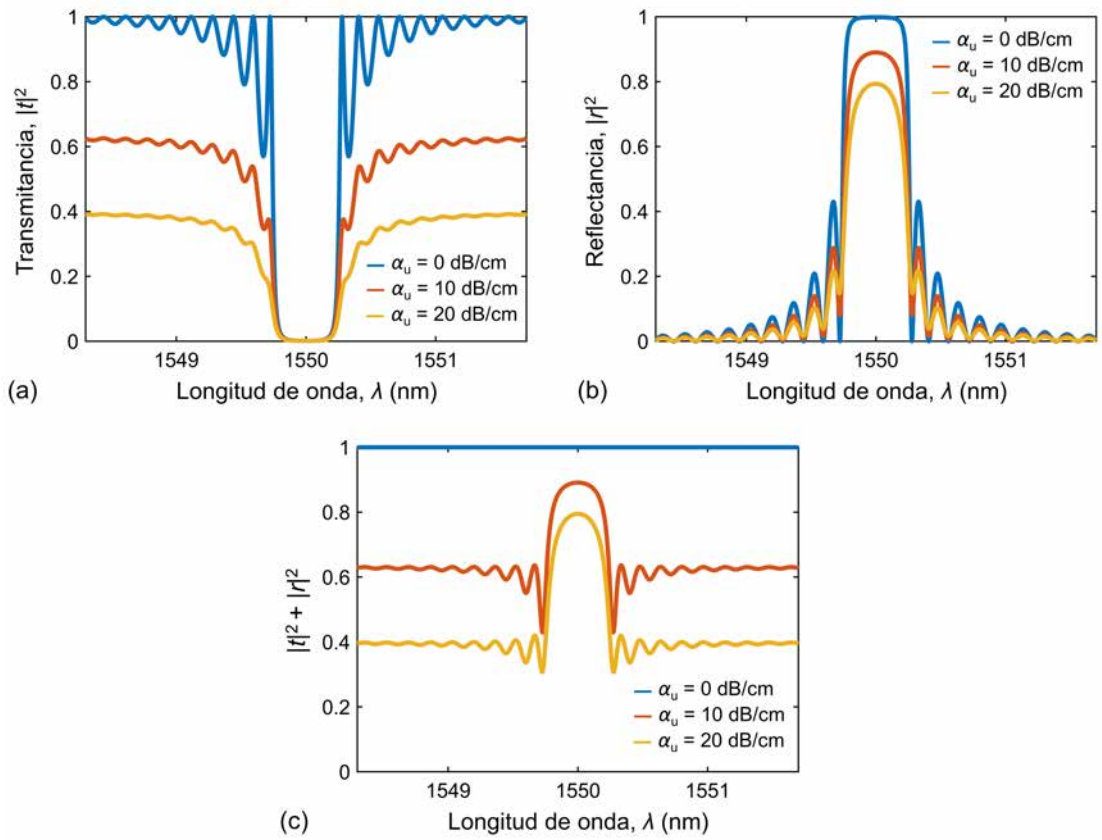

Figura 2.14. (a) Transmitancia, (b) reflectancia y (c) suma de transmitancia y reflectancia para un filtro Bragg no apodizado con diferentes pérdidas de propagación: α_{u} = 0 dB cm^{-1} (azul), α_{u} = 10 dB cm^{-1} (rojo), y α_{u} = 20 dB cm^{-1} (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, κ = 0.002 µm^{-1}, y L = 2 mm.

de la dirección de propagación z. El método de matrices de transferencia o *transfer matrix method* (TMM), basado en la propia CMT, ofrece una vía sencilla para hallar la respuesta espectral de este tipo de filtros [75, 76].

2.3.1. Método de matrices de transferencia

La idea fundamental del TMM consiste en dividir el filtro Bragg apodizado en N secciones de filtro Bragg uniforme, tal y como se ilustra en la figura 2.15. Así, cada sección n del filtro viene caracterizada por sus coeficientes de acoplo (κ_n, κ_n'), periodo Bragg (Λ_n), y longitud (L_n). Por simplicidad, se considerará que todas las secciones mantienen la misma definición de guía sin perturbar, es decir, se tendrá la misma constante de fase β_{u} para todas ellas.

Definiendo una matriz de transferencia $\bar{\bar{T}}_n$ que permita relacionar las amplitudes de los modos *forward* y *backward* a la entrada y la salida de cada sección n del filtro, en la forma

$$\begin{bmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_n \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix}, \tag{2.67}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

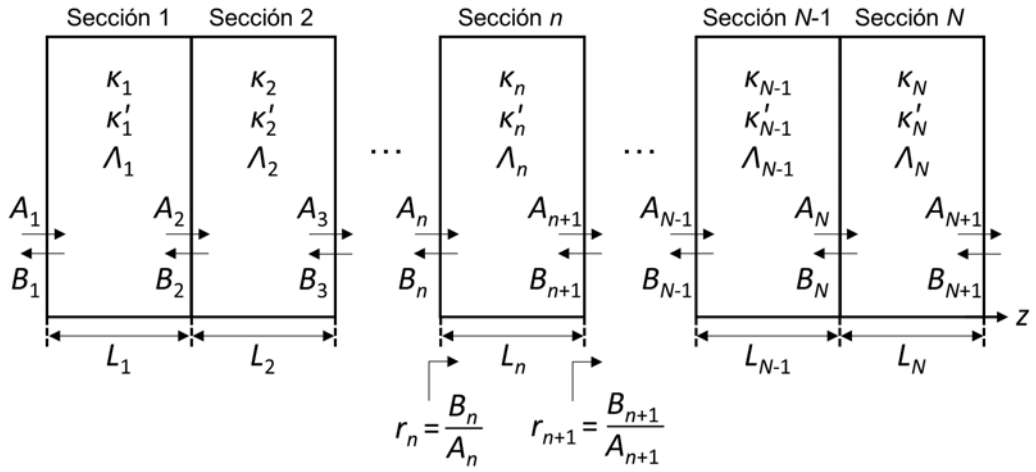

Figura 2.15. Representación del modelo de filtro Bragg apodizado en que se basa el TMM. El filtro Bragg apodizado se divide en N secciones de filtro Bragg no apodizado, cada una con coeficiente de acoplo κ_n, coeficiente de autoacoplo κ_n', periodo Λ_n y longitud L_n. Las amplitudes de los modos *forward* y *backward* a la entrada de cada sección n se denotan como A_n y B_n, respectivamente, con $r_n = B_n/A_n$ siendo el coeficiente de reflexión total visto desde dicho interfaz.

se puede obtener la matriz de transferencia del filtro apodizado completo como

$$\bar{\bar{T}} = \bar{\bar{T}}_N \bar{\bar{T}}_{N-1} \cdots \bar{\bar{T}}_2 \bar{\bar{T}}_1 = \prod_{n=N}^{1} \bar{\bar{T}}_n. \tag{2.68}$$

La matriz de cada sección puede determinarse a partir de las expresiones de la CMT obtenidas en el subapartado 2.2.2 (ver demostración en el apéndice A.1):

$$\bar{\bar{T}}_n = \begin{bmatrix} \cosh(\sigma_n L_n) - \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) & -\mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) \\ \mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) & \cosh(\sigma_n L_n) + \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) \end{bmatrix}, \tag{2.69}$$

donde se tienen las siguientes definiciones:

$$\delta_{\mathrm{u},n} = \beta_{\mathrm{u}} - \frac{\pi}{\Lambda_n}, \tag{2.70}$$

$$\delta_n = \delta_{\mathrm{u},n} + \kappa_n', \tag{2.71}$$

$$\sigma_n = \sqrt{\kappa_n^2 - \delta_n^2}. \tag{2.72}$$

Una vez se evalúa la matriz de transferencia $\bar{\bar{T}}_n$ de cada sección, resulta sencillo obtener la matriz de transferencia total $\bar{\bar{T}}$ aplicando la ecuación 2.68. Las amplitudes de los modos *forward* y *backward* a la entrada y la salida del filtro completo quedan relacionadas con la matriz $\bar{\bar{T}}$ mediante

$$\begin{bmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}. \tag{2.73}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Las respuestas en transmisión y reflexión pueden obtenerse fácilmente a partir de $\bar{\bar{T}}$ imponiendo la condición de onda reflejada nula a la salida ($B_{N+1} = 0$):

$$t = \frac{A_{N+1}}{A_1} = T_{11} - \frac{T_{12}T_{21}}{T_{22}}, \tag{2.74}$$

$$r = \frac{B_1}{A_1} = -\frac{T_{21}}{T_{22}}, \tag{2.75}$$

donde T_{ij} indica el elemento de la matriz de transferencia $\bar{\bar{T}}$ de la fila i y la columna j. Es importante no olvidar la dependencia de la matriz $\bar{\bar{T}}$ con la longitud de onda de operación λ a través de la constante de fase β_{u} en la expresión 2.70.

El TMM permite evaluar de forma numérica la respuesta espectral de un filtro Bragg apodizado a partir de la multiplicación de matrices de transferencia. Sin embargo, cuando hay que analizar filtros largos compuestos de muchas secciones, como los requeridos para conseguir grandes reflectividades o anchos de banda reducidos, este algoritmo puede acarrear una considerable carga computacional. Existe una forma alternativa más eficiente de ejecutar el TMM. Definiendo el coeficiente de reflexión a la entrada de cada sección como $r_n = B_n/A_n$ (ver figura 2.15) y utilizando las ecuaciones 2.67 y 2.69, es posible determinar la siguiente relación:

$$r_n = \frac{r_{n+1} - \mathrm{j}\left(\frac{\delta_n}{\sigma_n} r_{n+1} + \frac{\kappa_n}{\sigma_n}\right) \tanh\left(\sigma_n L_n\right)}{1 + \mathrm{j}\left(\frac{\kappa_n}{\sigma_n} r_{n+1} + \frac{\delta_n}{\sigma_n}\right) \tanh\left(\sigma_n L_n\right)}. \tag{2.76}$$

Esta ecuación permite calcular el coeficiente de reflexión en un interfaz n a partir del coeficiente de reflexión en el interfaz situado a la derecha (r_{n+1}) y de los parámetros Bragg de la sección que los separa (δ_n, κ_n, σ_n, L_n). Partiendo de la condición $r_{N+1} = 0$ y aplicando dicha expresión de forma recursiva desde $n = N$ a $n = 1$, es posible obtener la respuesta total en reflexión $r = r_1$. Mientras que en el TMM original es necesario calcular el producto de dos matrices $N-1$ veces y posteriormente aplicar la ecuación 2.75 para obtener r, este método alternativo únicamente requiere evaluar la expresión 2.76 un total de N veces. No obstante, este método alternativo no proporciona directamente la respuesta en transmisión y solo se puede obtener su módulo mediante

$$|t| = \sqrt{1 - |r|^2}. \tag{2.77}$$

Es decir, solo es posible emplear la forma alternativa del TMM cuando no se necesita obtener información sobre la fase de la respuesta en transmisión. Nótese, además, que la expresión 2.77 solo es válida asumiendo que no hay pérdidas; el caso con pérdidas es específicamente estudiado en el subapartado 2.3.2.

A modo de ejemplo de uso del TMM, en la figura 2.16 se muestra la simulación de un filtro con un perfil de apodización sencillo, basado en una variación de tipo sinusoidal del coeficiente de acoplo κ_n a lo largo del filtro (ver figura 2.16a). La principal característica de este tipo de apodizado es que permite conseguir respuestas espectrales con una mejor relación entre lóbulo principal y lóbulos secundarios en comparación con el caso de los filtros no apodizados (ver figura 2.16b). Se diseñarán filtros apodizados con estas características en el capítulo 3.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

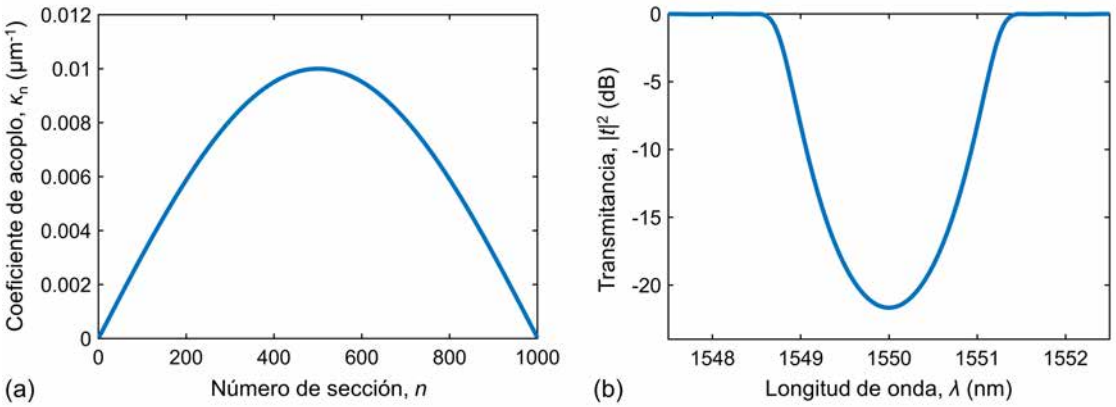

Figura 2.16. Simulación de un filtro con apodización sinusoidal mediante el TMM: (a) perfil de coeficiente de acoplo y (b) respuesta en transmitancia obtenida. La apodización del filtro se realiza periodo a periodo, es decir, cada sección del filtro comprende un único periodo Bragg ($L_n = \Lambda_n$). Además, todos los periodos tienen la misma longitud (Λ_n = 500 nm). Por simplicidad, se ha considerado que el coeficiente de autoacoplo es nulo en todos los periodos (κ'_n = 0), de forma que todos los periodos Bragg están sintonizados a la misma longitud de onda Bragg, en este caso, λ_0 = 1550 nm (el índice efectivo de la guía sin perturbar es $n_{\mathrm{eff}}(\lambda_0)$ = 1.55). El filtro contiene un total de 1000 periodos, lo que equivale a una longitud total de 500 μm. El índice de grupo de la guía sin perturbar es $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5.

2.3.2. Estudio del caso con pérdidas

De forma análoga que en el subapartado 2.2.5 con la CMT, es posible reformular el TMM para incluir el efecto de las pérdidas de propagación. En este caso, la matriz de transferencia de cada sección uniforme del filtro (ecuación 2.69) queda:

$$\bar{\bar{T}}_n = \begin{bmatrix} \cosh(\sigma_n L_n) - \left(\frac{\alpha_{\mathrm{u}}}{\sigma_n} + \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\right)\sinh(\sigma_n L_n) & -\mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) \\ \mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) & \cosh(\sigma_n L_n) + \left(\frac{\alpha_{\mathrm{u}}}{\sigma_n} + \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\right)\sinh(\sigma_n L_n) \end{bmatrix}, \tag{2.78}$$

donde ahora se redefine el parámetro σ_n de acuerdo con la expresión 2.66:

$$\sigma_n = \sqrt{\kappa_n^2 + (\alpha_{\mathrm{u}} + \mathrm{j}\delta_n)^2}, \tag{2.79}$$

y δ_n mantiene la definición de la ecuación 2.71. Utilizando la nueva matriz de transferencia $\bar{\bar{T}}_n$, es posible determinar la respuesta de un filtro apodizado con pérdidas procediendo de la misma forma ya descrita en el subapartado 2.3.1.

Por su parte, el TMM basado en el uso iterativo de la ecuación 2.76 ahora se basa en la expresión

$$r_n = \frac{r_{n+1} - \left[\left(\frac{\alpha_{\mathrm{u}}}{\sigma_n} + \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\right) r_{n+1} + \mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n}\right]\tanh(\sigma_n L_n)}{1 + \left[\mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n} r_{n+1} + \frac{\alpha_{\mathrm{u}}}{\sigma_n} + \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\right]\tanh(\sigma_n L_n)}. \tag{2.80}$$

No obstante, como la relación 2.77 deja de ser válida para el caso con pérdidas, no es posible obtener información sobre la respuesta en transmisión (ni módulo ni fase) mediante esta técnica.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

2.4. Algoritmos *layer-peeling* y *layer-adding*

La CMT y el TMM permiten analizar el comportamiento espectral de filtros Bragg con unas características determinadas. Además, las ecuaciones obtenidas de la CMT pueden emplearse para diseñar filtros Bragg no apodizados con ciertas especificaciones. Sin embargo, cuando se necesitan filtros con una respuesta más complicada, que requieren de estructuras Bragg apodizadas, el proceso de diseño puede complicarse significativamente. El algoritmo *layer-peeling* (LP) es una técnica que proporciona el perfil de apodización que debe implementar un filtro Bragg para sintetizar una respuesta espectral arbitraria dada como entrada [29, 30] . Por su parte, el algoritmo *layer-adding* (LA) establece una vía sencilla y directa de evaluar el filtro sintetizado mediante LP [41], y también puede utilizarse, por ejemplo, para optimizar su longitud [77]. La combinación de ambas técnicas permite establecer una herramienta robusta para el diseño de filtros Bragg apodizados con respuestas espectrales flexibles.

2.4.1. Ecuaciones de *layer-peeling* y *layer-adding*

Los algoritmos LP y LA parten de un modelo simplificado de la estructura Bragg apodizada basado en la concatenación de múltiples secciones uniformes de filtro, de forma similar que el TMM. El modelo utilizado se representa en la figura 2.17. En este caso, cada sección de filtro se forma como la combinación de un reflector discreto con coeficiente de reflexión local ρ_n y una línea de transmisión con longitud Δ (nótese que ρ_n denota el coeficiente de reflexión que se obtendría en una estructura formada por únicamente las secciones $n-1$ y n, siendo estas de tamaño semi-infinito). En este modelo, el reflector discreto representa el acoplamiento entre modos *forward* y *backward* que se produce en el tramo de filtro en cuestión, mientras que la línea de transmisión emula la propagación de los campos en el mismo.

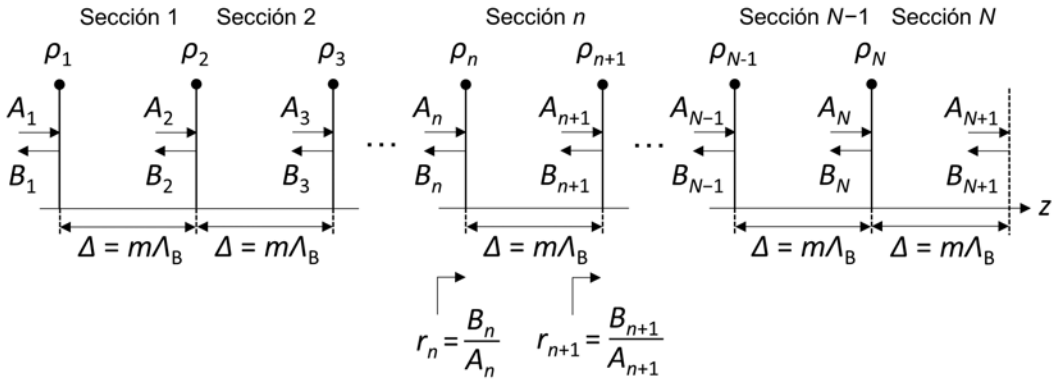

Figura 2.17. Representación del modelo de filtro Bragg apodizado en que se basan los algoritmos LP y LA. El filtro Bragg apodizado se divide en N secciones de filtro uniforme, donde cada sección se forma como la combinación de un reflector local discreto con coeficiente de reflexión ρ_n, con n siendo el número de sección, y una línea de transmisión de longitud Δ. La longitud de sección Δ se corresponde con una agrupación de m periodos Bragg, con longitud de periodo Λ_{B} (para los filtros de esta tesis, $m = 1$). Las amplitudes de los modos *forward* y *backward* a la entrada de cada sección n se denotan como A_n y B_n, respectivamente, con $r_n = B_n/A_n$ siendo el coeficiente de reflexión total visto desde dicho interfaz

Antes de proceder a describir los algoritmos LP y LA y obtener sus ecuaciones características, es necesario establecer algunas consideraciones previas. En primer lugar, se va a asumir que el filtro tiene una perturbación lo suficientemente débil como para despreciar el efecto del coeficiente de autoacoplo en primera instancia. Así, el *wavenumber*

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

detuning en cada sección n del filtro equivale al de la guía sin perturbar ($\delta_n = \delta_\mathrm{u}$). Tomando el resultado de la ecuación 2.49, se va a emplear de nuevo la aproximación

$$\delta_\mathrm{u}(\lambda) \approx -2\pi n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0^2}, \tag{2.81}$$

con λ_0 siendo la longitud de onda de diseño del filtro. La longitud de sección Δ comprende un número entero m de periodos Bragg ($\Delta = m\Lambda_\mathrm{B}$). Para que la aproximación establecida en la ecuación 2.81 sea válida, el periodo Bragg de referencia Λ_B debe escogerse como aquel que satisface la condición de Bragg para la constante de fase de la guía sin perturbar a la longitud de onda λ_0, esto es,

$$\Lambda_\mathrm{B} = \frac{\lambda_0}{2n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)}. \tag{2.82}$$

Por último, para los filtros a diseñar en esta tesis también se va a considerar que cada sección comprende un único periodo Bragg, es decir, $m = 1$. Este es el valor de m que permite posicionar los alias espectrales que aparecen en los filtros diseñados mediante LP más lejos del ancho de banda de interés (en el apéndice A.2 se proporcionan más detalles en relación con esta cuestión).

A continuación, se desea obtener la matriz de transferencia de cada sección como el producto de las matrices de transferencia de la línea de transmisión y el reflector local discreto. Bajo las consideraciones establecidas en el párrafo anterior ($\delta_n = \delta_\mathrm{u}$, $m = 1$), la matriz de la línea de transmisión puede escribirse como [30]

$$\bar{\bar{T}}_\Delta = \begin{bmatrix} \exp\left(-\mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right) \end{bmatrix}. \tag{2.83}$$

Siguiendo también el enfoque de [30], la matriz de transferencia del reflector discreto puede obtenerse considerando que ρ_n y $-\rho_n^*$ son los coeficientes de reflexión locales complejos desde izquierda y derecha, respectivamente, y que $\sqrt{1-|\rho_n|^2}$ es el coeficiente de transmisión en ambos sentidos. Esto da lugar a

$$\bar{\bar{T}}_{\rho_n} = \frac{1}{\sqrt{1-|\rho_n|^2}} \begin{bmatrix} 1 & -\rho_n^* \\ -\rho_n & 1 \end{bmatrix}. \tag{2.84}$$

De esta forma, la matriz de transferencia total de cada periodo queda:

$$\bar{\bar{T}}_n = \bar{\bar{T}}_\Delta \bar{\bar{T}}_{\rho_n} = \frac{1}{\sqrt{1-|\rho_n|^2}} \begin{bmatrix} \exp\left(-\mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right) & -\rho_n^*\exp\left(-\mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right) \\ -\rho_n\exp\left(\mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right) & \exp\left(\mathrm{j}\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right) \end{bmatrix}, \tag{2.85}$$

y las amplitudes de los modos *forward* y *backward* a la salida y la entrada de cada periodo se pueden conectar mediante

$$\begin{bmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}}_n \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix}. \tag{2.86}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

De forma similar que con el TMM, ahora es posible reformular el problema en términos de los coeficientes de reflexión totales a la entrada de cada periodo, $r_n = B_n/A_n$ (ver figura 2.17). Es importante resaltar que este coeficiente de reflexión total incluye el efecto de todas las secciones del filtro desde el periodo n hasta el final de la estructura, es decir, no debe confundirse con el coeficiente de reflexión local ρ_n, el cual modela la influencia de una única discontinuidad. A partir de la matriz de transferencia $\bar{\bar{T}}_n$, resulta inmediato obtener las relaciones

$$r_{n+1}(\delta_\mathrm{u}) = \exp\left(\mathrm{j}2\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right)\frac{r_n(\delta_\mathrm{u})-\rho_n}{1-\rho_n^* r_n(\delta_\mathrm{u})}, \tag{2.87}$$

$$r_n(\delta_\mathrm{u}) = \frac{r_{n+1}(\delta_\mathrm{u})+\rho_n\exp\left(\mathrm{j}2\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right)}{\exp\left(\mathrm{j}2\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right)+\rho_n^* r_{n+1}(\delta_\mathrm{u})}. \tag{2.88}$$

Las ecuaciones 2.87 y 2.88 son, respectivamente, las ecuaciones de LP y LA. La primera permite mover el coeficiente de reflexión total de izquierda a derecha, es decir, desde el periodo n al periodo $n+1$, mientras que la segunda sirve para realizar el desplazamiento opuesto (desde el periodo $n+1$ al periodo n). Cabe aclarar que, si se asume que la dependencia espacial de los campos es de la forma $\exp(+\mathrm{j}\beta z)$ para modos *forward*, en lugar de $\exp(-\mathrm{j}\beta z)$ como se ha considerado en esta tesis, las funciones exponenciales de las expresiones 2.87 y 2.88 presentan el signo opuesto; esto es lo que ocurre en las expresiones de las ecuaciones de LP y LA mostradas en la publicación que respalda la tesis [51].

Partiendo de la condición inicial $r_{N+1}(\delta_\mathrm{u}) = 0$ y utilizando la ecuación 2.88 de forma iterativa, es posible obtener la respuesta en reflexión del filtro apodizado completo, $r(\delta_\mathrm{u}) = r_1(\delta_\mathrm{u})$. Este procedimiento constituye la base del algoritmo LA, y permite evaluar de forma directa las características espectrales del filtro una vez se conocen los coeficientes ρ_n que definen su perfil de apodización. Por su parte, en el algoritmo LP se impone que $r_1(\delta_\mathrm{u}) = r(\delta_\mathrm{u})$ sea el espectro en reflexión objetivo y, con ayuda de la expresión 2.87, se determinan de izquierda a derecha los ρ_n a sintetizar para implementar los respectivos coeficientes de reflexión totales $r_n(\delta_\mathrm{u})$. El funcionamiento del algoritmo LP se describirá con más detalle en el subapartado 2.4.2.2.

2.4.2. Síntesis de filtros de respuesta espectral arbitraria

Una vez introducidas las ecuaciones de LP y LA, se procede a describir la estrategia de diseño propuesta en esta tesis para sintetizar filtros con una respuesta arbitraria. El objetivo de esta metodología de diseño es, dada una respuesta en reflexión objetivo, encontrar la correspondiente implementación física del filtro que la sintetice, usando estructuras Bragg basadas en perturbación del campo evanescente. Esta técnica constituye una de las aportaciones principales de esta tesis y se ha presentado en la publicación que avala la misma [51]. En la figura 2.18 se ilustran los diferentes pasos de esta técnica, los cuales se explican a continuación.

2.4.2.1. Cálculo de la respuesta objetivo realizable

El proceso de diseño del filtro comienza con la definición de una respuesta objetivo inicial en el espectro de reflexión en función de la longitud de onda, $r_\mathrm{ini}(\lambda)$. Como las ecuaciones de LP y LA se formulan en términos del *wavenumber detuning* δ_u, es necesario realizar la conversión de λ a δ_u mediante la ecuación 2.81, obteniendo así $r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u})$.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

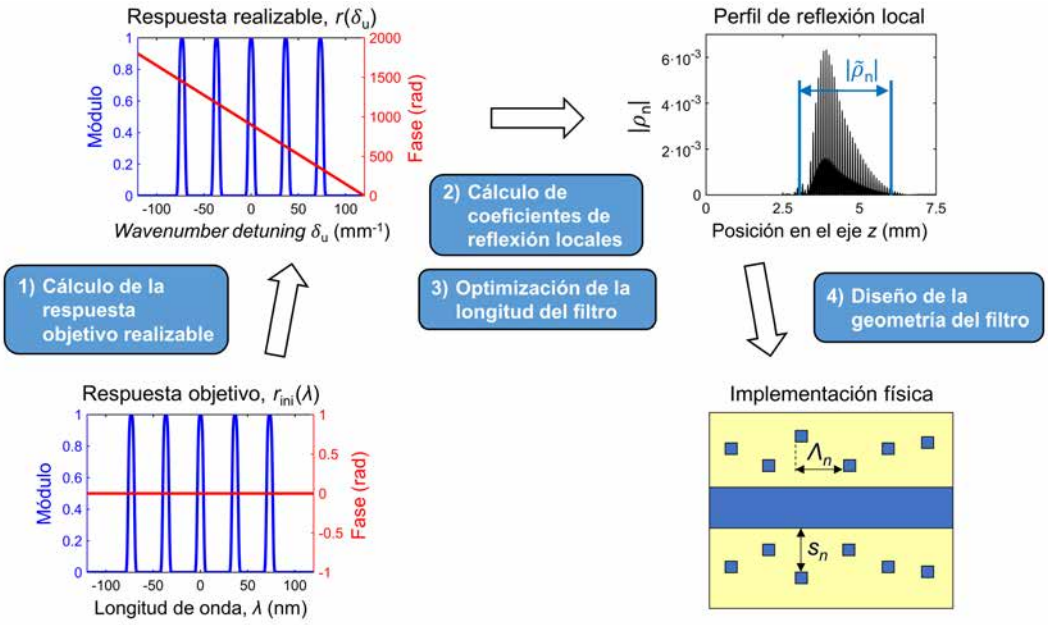

Figura 2.18. Representación gráfica del procedimiento de diseño de filtros Bragg apodizados de respuesta espectral arbitraria que se propone en esta tesis, basado en los algoritmos LP y LA. Como ejemplo, se muestra el diseño de un filtro objetivo con cinco bandas de reflexión a longitudes de onda arbitrarias.

La longitud de onda de diseño λ_0 debe seleccionarse como aproximadamente la longitud de onda central del filtro a diseñar. Esta longitud de onda también determina el periodo Bragg de referencia Λ_B a través de la ecuación 2.82. Nótese que tanto para calcular Λ_B como para el mapeo de λ a δ_u es necesario haber obtenido previamente los índices efectivo y de grupo de la guía sin perturbar, $n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)$ y $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$.

La respuesta espectral deseada $r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u})$ no es necesariamente realizable para un filtro Bragg de N periodos [30]. En primer lugar, la respuesta al impulso asociada al espectro $r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u})$ debe ser causal, es decir, tiene que ser nula para instantes de tiempo $t < 0$. En segundo lugar, hay que tener en cuenta que los filtros Bragg solo implementan respuestas de tipo IIR (*infinite impulse response*), debido a las múltiples reflexiones internas que de forma indefinida se producen en este tipo de estructuras.

Una forma práctica de obtener un espectro aproximadamente realizable es utilizar las técnicas de enventanado que habitualmente se emplean en el diseño de filtros digitales de tipo FIR (*finite impulse response*) [78]. Este procedimiento, resumido gráficamente en la figura 2.19, es el siguiente:

1. Se empieza con una respuesta inicial deseada $r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u})$ únicamente definida en módulo ($\angle r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u}) = 0$).

2. Se calcula la respuesta al impulso asociada a $r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u})$ a partir de la transformada de Fourier inversa para tiempo discreto [30, 79]:

$$h_\mathrm{ini}[\tau] = \frac{\Lambda_\mathrm{B}}{\pi} \int_{-\pi/2\Lambda_\mathrm{B}}^{\pi/2\Lambda_\mathrm{B}} r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u}) \exp\left(\mathrm{j}2\delta_\mathrm{u}\tau\Lambda_\mathrm{B}\right) \mathrm{d}\delta_\mathrm{u}, \tag{2.89}$$

donde τ denota la unidad de tiempo normalizada al retardo de ida y vuelta en un periodo Bragg. Por las propiedades de la transformada de Fourier, como $r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u})$ es una señal real, $h_\mathrm{ini}[\tau]$ tiene simetría hermítica (parte real par y parte imaginaria impar). Si, además, $r_\mathrm{ini}(\delta_\mathrm{u})$ presenta simetría par, entonces $h_\mathrm{ini}[\tau]$ es real.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3. Se trunca $h_{\mathrm{ini}}[\tau]$ aplicando una ventana de tamaño N centrada en torno a $\tau = 0$, obteniéndose así una respuesta finita, $h_{\mathrm{windowed}}[\tau]$. El valor de N se hará coincidir con el número de periodos Bragg a sintetizar mediante el algoritmo LP, con el fin de que el filtro tenga longitud suficiente para implementar la respuesta al impulso truncada. Es importante mencionar que en esta tesis siempre se tomarán valores de N muy grandes para incluir toda la información relevante de la respuesta al impulso ideal, ya que la longitud del filtro se optimizará posteriormente mediante el paso descrito en el subapartado 2.4.2.3.

4. Se modifica $h_{\mathrm{windowed}}[\tau]$ añadiendo un retardo de $N/2$ muestras, obteniéndose así una respuesta que, además de ser finita, es causal:

$$h_{\mathrm{realizable}}[\tau] = h_{\mathrm{windowed}}[\tau - N/2]. \tag{2.90}$$

   De acuerdo con las propiedades de la transformada de Fourier, esta operación introduce una variación lineal de fase en el espectro en la forma $\exp\left(-N\Lambda_{\mathrm{B}}\delta_{\mathrm{u}}\right)$.

5. Se obtiene la respuesta espectral final a sintetizar mediante la transformada de Fourier:

$$r_{\mathrm{realizable}}(\delta_{\mathrm{u}}) = \sum_{\tau=0}^{N-1} h_{\mathrm{realizable}}[\tau] \exp\left(-\mathrm{j}2\delta_{\mathrm{u}}\tau\Lambda_{\mathrm{B}}\right), \tag{2.91}$$

   Esta es la respuesta que se tomará de aquí adelante como respuesta objetivo.

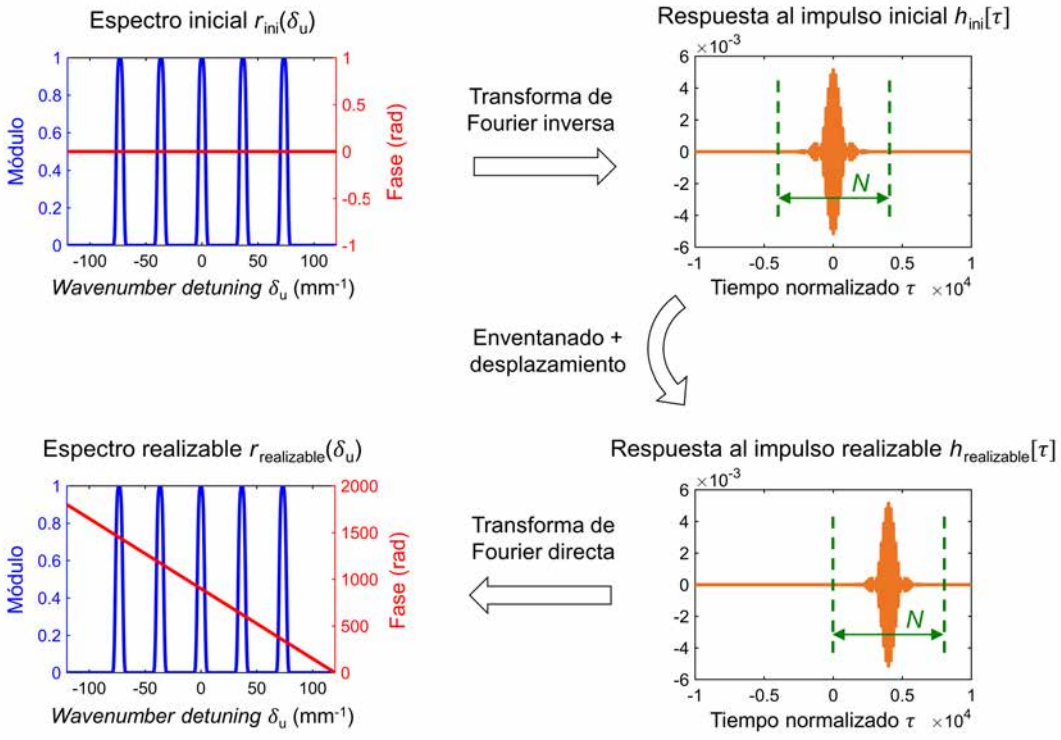

Figura 2.19. Representación gráfica del proceso aplicado sobre la respuesta espectral ideal para obtener una respuesta físicamente realizable. Este espectro realizable es el que se toma como objetivo para el resto del proceso de diseño.

Estrictamente hablando, la respuesta objetivo obtenida mediante este método tampoco es físicamente realizable, ya que es una respuesta de tipo FIR y los filtros Bragg son de carácter IIR. Esto significa que, aunque la estructura Bragg esté formada por

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

N periodos, la respuesta al impulso implementada realmente se extiende más allá de las N muestras utilizadas en la definición del filtro FIR objetivo. Estas colas temporales que se producen para $\tau \geq N$ pueden causar fluctuaciones indeseadas en la respuesta espectral sintetizada con respecto del filtro objetivo inicial. No obstante, la influencia de dichas colas es pequeña para la mayoría de casos prácticos con $N \gg 1$ [29,30].

2.4.2.2. Cálculo de los coeficientes de reflexión locales

Una vez conocido el espectro objetivo realizable, a llamar $r(\delta_\mathrm{u}) = r_\mathrm{realizable}(\delta_\mathrm{u})$, se procede a utilizar el algoritmo LP. En primer lugar, se impone que este espectro coincida con el coeficiente de reflexión total en la primera sección del filtro, es decir, $r_1(\delta_\mathrm{u}) = r(\delta_\mathrm{u})$. Dado el coeficiente de reflexión total en un periodo arbitrario n, se puede razonar que el primer instante de la respuesta al impulso asociada al mismo, $h_n[\tau]$, únicamente debe depender de la primera discontinuidad a partir de dicho periodo, ρ_n, debido a que la luz aún no ha alcanzado las siguientes secciones del filtro. De aquí, es sencillo calcular ρ_n como [30]

$$\rho_n = h_n[0] = \frac{\Lambda_\mathrm{B}}{\pi} \int_{-\pi/2\Lambda_\mathrm{B}}^{\pi/2\Lambda_\mathrm{B}} r_n(\delta_\mathrm{u})\, \mathrm{d}\delta_\mathrm{u}. \tag{2.92}$$

Una vez obtenido ρ_n a partir de $r_n(\delta_\mathrm{u})$, es posible aplicar la ecuación de LP (expresión 2.87) para determinar el coeficiente de reflexión total en el siguiente interfaz:

$$r_{n+1}(\delta_\mathrm{u}) = \exp\left(\mathrm{j}2\delta_\mathrm{u}\Lambda_\mathrm{B}\right) \frac{r_n(\delta_\mathrm{u}) - \rho_n}{1 - \rho_n^* r_n(\delta_\mathrm{u})}.$$

Empezando con el coeficiente de reflexión total en el primer periodo $r_1(\delta_\mathrm{u})$ y aplicando estas dos expresiones de forma iterativa, se determinan los coeficientes de reflexión locales ρ_n en las N secciones que constituyen el filtro.

2.4.2.3. Optimización de la longitud del filtro

Uno de los parámetros clave en el diseño de filtros Bragg es su longitud. Por un lado, de acuerdo con la metodología establecida para obtener la respuesta objetivo realizable, un filtro con mayor número de periodos N conduce a una menor desviación espectral con respecto de la respuesta inicial deseada, debido a un menor truncamiento de su correspondiente respuesta al impulso. Sin embargo, por otra parte, es conocido que filtros más largos son más sensibles a la pérdida de coherencia de fase de la luz a lo largo de la estructura, que se produce como consecuencia de las no idealidades del proceso de fabricación en la implementación real de los filtros [45,46]. Por tanto, resulta fundamental elegir una longitud de filtro adecuada que mantenga un compromiso entre ambos aspectos.

Una posible estrategia a aplicar es la que se describe a continuación. Inicialmente, se elige un número de periodos N suficientemente grande para que la respuesta realizable incluya toda la información relevante de la respuesta al impulso ideal. Como resultado de elegir un valor muy grande para N, en la mayoría de situaciones prácticas se obtienen perfiles de reflexión locales ρ_n tal que $|\rho_n| \approx 0$ en los extremos del filtro. Estos periodos tienen muy poco impacto en el espectro sintetizado [77], pudiendo definirse un nuevo perfil de reflexión local acortado como

$$\tilde{\rho}_n = \rho_{n+N_1-1}, \;\; 1 \leq n \leq \tilde{N}, \tag{2.93}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

donde $\tilde{N} = N_2 - N_1 + 1$ es el número de periodos Bragg del nuevo filtro, con N_1 y N_2 representando los periodos donde el filtro original ha sido truncado. La respuesta espectral sintetizada por el nuevo filtro con perfil $\tilde{\rho}_n$ puede calcularse de forma sencilla y rápida usando el algoritmo LA. Probando diferentes combinaciones de N_1 y N_2 y evaluando la respuesta espectral sintetizada mediante el algoritmo LA, es posible minimizar la longitud del filtro y, al mismo tiempo, mantener una correspondencia aceptable con el espectro inicial objetivo.

En la figura 2.20 se muestra el efecto de escoger diferentes puntos de truncamiento en el perfil ρ_n obtenido del algoritmo LP, usando un filtro de ejemplo formado por varios notches en el espectro de transmisión. Se puede observar que, eligiendo un número suficientemente grande de periodos N para que la respuesta realizable incluya toda la información significativa de la respuesta al impulso ideal, los coeficientes de reflexión ρ_n tienden a cero en los periodos iniciales y finales del filtro. Dependiendo del tamaño $\tilde{N}$ de la ventana de truncamiento que se aplique sobre el perfil ρ_n, la respuesta sintetizada, calculada mediante el algoritmo LA, presenta una mayor o menor correspondencia con el espectro objetivo. En este ejemplo, es fácil visualizar que una mayor ventana y, por consiguiente, una mayor longitud de filtro, permite obtener notches con mejores relaciones de extinción.

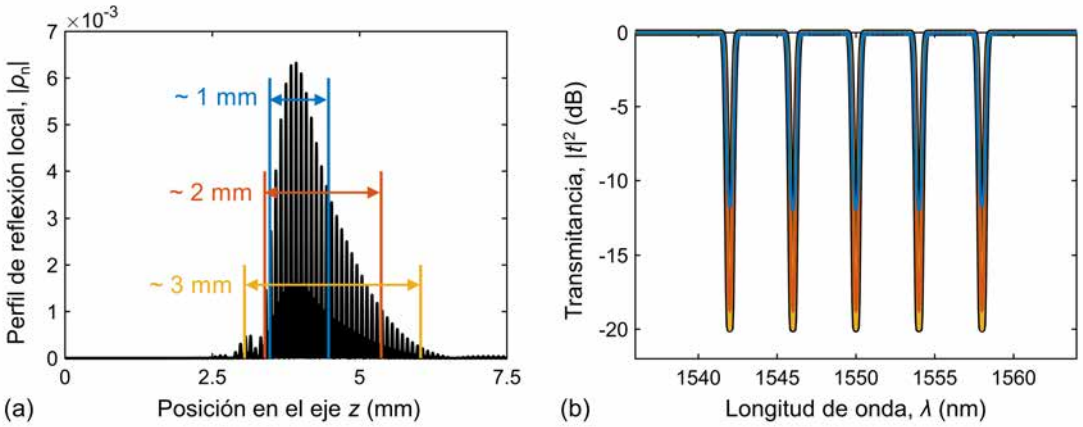

Figura 2.20. Representación del impacto de aplicar diferentes ventanas de truncamiento sobre el perfil de reflexión local. Como ejemplo, se ha utilizado un filtro objetivo con un espectro de transmisión formado por cinco notches a longitudes de onda arbitrarias, con: λ_0 = 1550 nm, Λ_B = 500 nm, y $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5. (a) Módulo del perfil de reflexión local ρ_n con respecto a la posición espacial $z = n\Lambda_\mathrm{B}$, calculado mediante el algoritmo LP para N = 15 000 periodos. También se muestran las ventanas de truncamiento usadas para obtener el perfil de reflexión acortado $\tilde{\rho}_n$, con longitudes de filtro de aproximadamente 1 mm (azul), 2 mm (rojo) y 3 mm (amarillo). (b) Transmitancia objetivo (negro) y transmitancia calculada mediante el algoritmo LA para los diferentes perfiles de reflexión acortados: 1 mm (azul), 2 mm (rojo) y 3 mm (amarillo).

2.4.2.4. Diseño de la geometría del filtro

Tras obtener el conjunto final de coeficientes de reflexión locales a sintetizar, $\tilde{\rho}_n$, ahora es necesario mapear estos en los parámetros geométricos que definen la implementación física del filtro. Para implementar el módulo de dichos coeficientes ($|\tilde{\rho}_n|$), se impone que estos coincidan con el coeficiente de reflexión total de un filtro no apodizado de longitud Λ_B (es decir, un periodo) a la longitud de onda central. Fijando estas condiciones en la expresión 2.42 obtenida de la CMT, se puede calcular el coeficiente de acoplo de cada periodo como

$$\kappa_n = \frac{\tanh^{-1}\left(|\tilde{\rho}_n|\right)}{\Lambda_\mathrm{B}}. \tag{2.94}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Posteriormente, el perfil de coeficiente de acoplo κ_n debe sintetizarse ajustando en cada periodo n algún parámetro geométrico de la estructura Bragg que permita ejercer un control sobre el mismo. Para los filtros basados en perturbaciones del campo evanescente que se diseñarán en esta tesis, esto se realiza ajustando la separación s_n entre la guía central y los segmentos laterales de cada periodo (ver figura 2.21), ya que ello permite modular la fuerza de interacción entre el campo de la guía sin perturbar y la perturbación. En concreto, este paso se ejecutará obteniendo previamente una función de mapeo entre separación y coeficiente de acoplo, $\kappa(s)$, a partir del análisis electromagnético del filtro no apodizado, siguiendo las técnicas de cálculo descritas en el subapartado 2.2.4.

Por otra parte, para considerar la fase de los coeficientes de reflexión locales en el proceso de diseño ($\angle\tilde{\rho}_n$) es necesario introducir una modulación del periodo Bragg a lo largo de la estructura, Λ_n. En el modelo simplificado de filtro Bragg usado por los algoritmos LP y LA (ver figura 2.17), la diferencia de fase a la entrada del periodo n entre las reflexiones locales asociadas a $\tilde{\rho}_n$ y $\tilde{\rho}_{n+1}$ es

$$\phi_n = \angle\tilde{\rho}_n - \angle\tilde{\rho}_{n+1} + 2\beta_{\mathrm{u}}\Lambda_{\mathrm{B}}. \tag{2.95}$$

En el caso de la estructura real a diseñar, esta diferencia de fase se corresponde simplemente con el retardo de ida y vuelta en el periodo en cuestión:

$$\phi_n = 2\beta_n\Lambda_{\mathrm{n}}, \tag{2.96}$$

de forma que, igualando ambas expresiones, se obtiene la condición de fase

$$2\beta_n\Lambda_{\mathrm{n}} = \angle\tilde{\rho}_n - \angle\tilde{\rho}_{n+1} + 2\beta_{\mathrm{u}}\Lambda_{\mathrm{B}}. \tag{2.97}$$

La constante de fase β_n es la correspondiente al periodo n, que debe tener en cuenta el efecto de la perturbación debido al coeficiente de autoacoplo, no considerado en el modelo de LP y LA:

$$\beta_n = \beta_{\mathrm{u}} + \kappa'_n. \tag{2.98}$$

El coeficiente de autoacoplo κ'_n puede calcularse una vez se ha determinado la geometría del periodo n que sintetiza κ_n. En los filtros de esta tesis, esto se hace tras calcular la separación s_n, aplicando una función de mapeo $\kappa'(s)$ también obtenida previamente mediante simulación. Combinando las ecuaciones 2.97 y 2.98, y sabiendo que a la longitud de onda de diseño $\beta_{\mathrm{u}} = \pi/\Lambda_{\mathrm{B}}$ (condición de Bragg), se obtiene que[3]

$$\Lambda_n = \Lambda_{\mathrm{B}}\frac{2\pi + \angle\tilde{\rho}_n - \angle\tilde{\rho}_{n+1}}{2\pi + 2\Lambda_{\mathrm{B}}\kappa'_n}. \tag{2.99}$$

Esta expresión permite considerar en la modulación del periodo Bragg Λ_n tanto la fase de los coeficientes de reflexión locales ($\angle\tilde{\rho}_n - \angle\tilde{\rho}_{n+1}$) como el efecto de la perturbación sobre la constante de fase (κ'_n). Así, conociendo la geometría de cada periodo para sintetizar el perfil de coeficiente de acoplo deseado (en nuestro caso, las separaciones s_n) y las correspondientes longitudes Λ_n, el filtro apodizado quedaría completamente diseñado. El procedimiento de diseño descrito en este subapartado se resume de forma gráfica en la figura 2.21.

[3] La expresión para Λ_n obtenida en [51] tiene los signos cambiados en las fases de los $\tilde{\rho}_n$, resultado de haber asumido una variación de los campos de tipo $\exp(+\mathrm{j}\beta z)$ para modos *forward* en lugar de $\exp(-\mathrm{j}\beta z)$.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

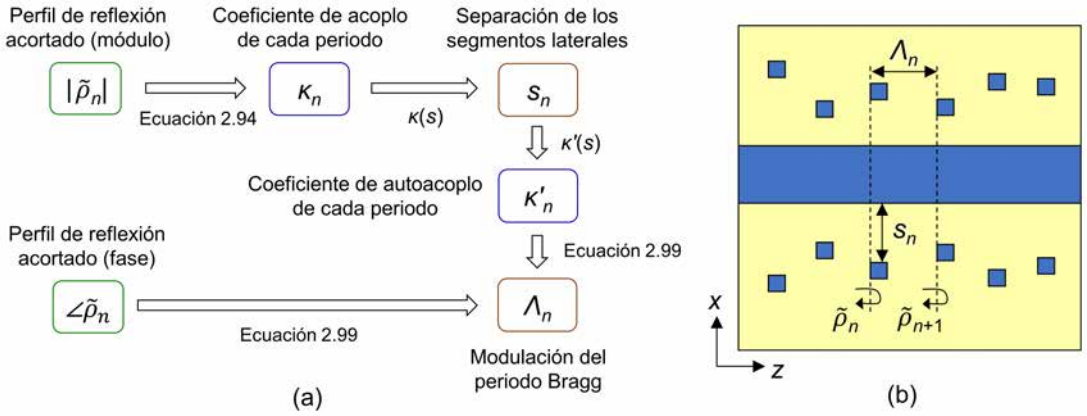

Figura 2.21. Representación gráfica del proceso de diseño de filtros Bragg apodizados con perturbaciones del campo evanescente propuesto en esta tesis. (a) Flujograma de los pasos a seguir para obtener los parámetros geométricos del filtro apodizado: las separaciones s_n y la longitud de cada periodo Bragg Λ_n. (b) Representación esquemática 2D (vista superior) de la estructura a diseñar.

2.5. Resumen

En este capítulo se ha llevado a cabo un estudio teórico de los filtros ópticos integrados basados en estructuras Bragg, realizando especial hincapié en aquellos aspectos que resultarán más relevantes para el resto de esta tesis. A continuación se expone un breve resumen de los contenidos abordados:

- En primer lugar, se ha introducido la solución electromagnética de las estructuras dieléctricas periódicas en la dirección de propagación: los modos Floquet-Bloch. A partir de la descomposición en armónicos espaciales de este tipo de modos y utilizando el concepto de *phase matching*, se han descrito las diferentes zonas de trabajo de las guías periódicas, analizando el comportamiento de la constante de propagación y el índice efectivo Floquet-Bloch en cada una de ellas.

- Posteriormente, se ha llevado a cabo un análisis más exhaustivo de los filtros Bragg mediante la CMT. Este enfoque proporciona una buena aproximación para estructuras en que la perturbación periódica es suficientemente débil, y permite estudiar con mayor profundidad el funcionamiento de los filtros Bragg. Se ha analizado en detalle las diferentes métricas de interés del filtro (ancho de banda, reflectancia máxima...), así como la influencia de los diferentes parámetros (coeficiente de acoplo, longitud...). También se han introducido los métodos de cálculo de los coeficientes de acoplo que se utilizarán en el capítulo 3, así como las ecuaciones de la CMT para filtros Bragg con pérdidas.

- Se ha presentado el TMM, un algoritmo sencillo basado en las ecuaciones de la CMT que permite determinar la respuesta espectral de filtros Bragg apodizados, que se emplean para implementar respuestas espectrales más complicadas en comparación con los filtros no apodizados. Los filtros Bragg apodizados serán el principal foco de lo que resta de esta tesis, constituyendo el TMM una herramienta clave para analizar su comportamiento.

- Por último, se han introducido los algoritmos LP y LA. Estas técnicas permiten abordar el diseño de filtros Bragg apodizados partiendo de un modelo sencillo basado en la concatenación de líneas de transmisión y reflectores discretos. Con el uso de estos algoritmos, se ha establecido una metodología de diseño para la

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

síntesis de filtros de respuesta espectral arbitraria, que se utilizará para diseñar algunos de los filtros del capítulo 3 y representa una contribución importante de esta tesis.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Capítulo 3

Filtros Bragg de respuesta espectral arbitraria

Este capítulo abarca el diseño y la caracterización experimental de filtros Bragg apodizados con respuestas espectrales arbitrarias en la plataforma SOI. Tras haber indagado durante el capítulo anterior en los aspectos teóricos más relevantes de las estructuras Bragg, este capítulo empieza con un análisis detallado del estado de la técnica de los filtros Bragg en SOI, explicando las características de las diferentes soluciones propuestas (sección 3.1). Conocidas las ventajas e inconvenientes de dichas soluciones, se presentan las estructuras Bragg apodizadas a estudiar en esta tesis y se describen sus principales características (sección 3.2). Tras ello, se lleva a cabo el proceso de diseño de los filtros, empezando con la determinación de las dimensiones básicas del filtro y la caracterización electromagnética de los coeficientes de acoplo (sección 3.3), y sintetizando posteriormente filtros apodizados con diferentes formas espectrales (sección 3.4). Una vez completados los diseños, se procede a describir el proceso de implementación de los prototipos (sección 3.5) y a realizar una discusión detallada de los resultados experimentales obtenidos (sección 3.6). Finalmente, se presentan las conclusiones más importantes derivadas del trabajo de este capítulo (sección 3.7).

3.1. Estado de la técnica

Históricamente, los filtros Bragg se han implementado principalmente mediante fibras ópticas. Exponiendo una fibra fotosensible a un patrón de interferencia óptico basado en luz ultravioleta, es posible modificar el índice de refracción del núcleo de la fibra e inscribir un perfil de variación periódico en el mismo, formándose así una red de Bragg [80–82]. Desde la primera demostración experimental de una red de Bragg en fibra en el *Communications Research Center* de Canadá en 1978 [83, 84], estas estructuras se han convertido en un componente fundamental de los sistemas ópticos para multitud de aplicaciones, desde redes de telecomunicación hasta sistemas de sensado [80].

Con el creciente desarrollo de los circuitos ópticos integrados y los avances de las técnicas litográficas, la implementación de filtros Bragg en chips fotónicos integrados también ha empezado a adquirir gran interés. La plataforma SOI se ha posicionado como una de las más atractivas para implementar circuitos integrados fotónicos, motivada por su alta capacidad de integración, su barato coste de producción en masa y su compatibilidad con los procesos de fabricación CMOS desarrollados por la industria microeléctronica desde mediados del siglo XX [14, 15]. Las obleas de la plataforma SOI

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

comprenden una capa de silicio que conforma el núcleo de la guía de onda, de grosor típicamente H = 220 nm (aunque otros grosores como H = 300 nm también se están estandarizando [14]). Esta se coloca encima de una capa de dióxido de silicio conocida como *buried oxide* (BOX) cuyo grosor H_{BOX} suele ser de 2 o 3 µm, que permite aislar el núcleo del sustrato, también formado por silicio. De forma opcional, a veces se deposita un recubrimiento de dióxido de silicio en la parte superior también denominado *cladding*, que proporciona mayor confinamiento óptico en la guía de silicio. En la figura 3.1 se muestran dos de las guías más utilizadas en la plataforma SOI: la guía Si-*wire*, también conocida como guía *strip* (ver figura 3.1a), y la guía *rib*, en la cual el núcleo de silicio se somete a dos pasos de grabado (ver figura 3.1b).

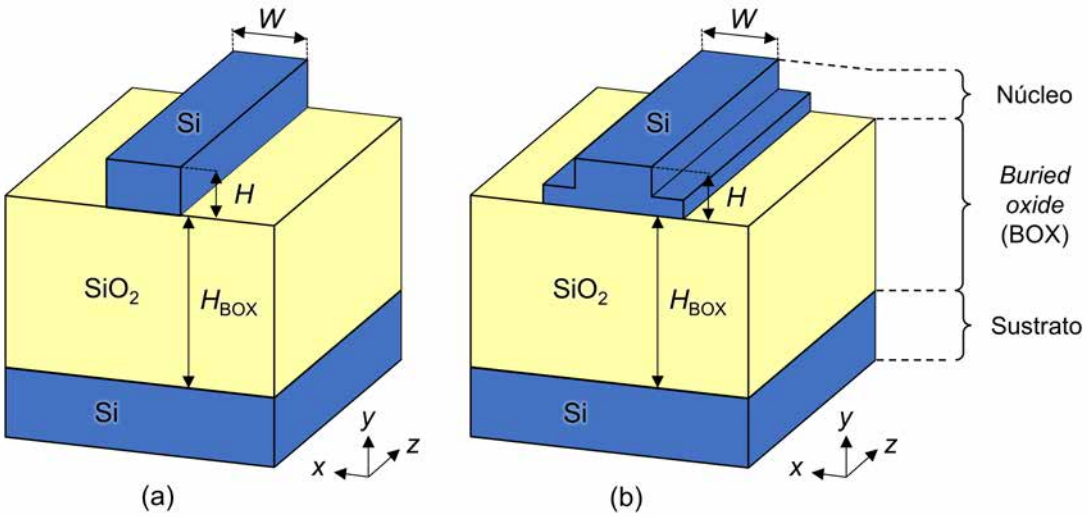

Figura 3.1. Representación esquemática 3D de (a) guía Si-*wire* y (b) guía *rib* en la plataforma SOI, junto con la denominación de las diferentes capas de materiales a la derecha. De forma adicional, algunas veces se incluye un recubrimiento de dióxido de silicio en la parte superior de la estructura (encima del núcleo), también llamado *cladding*. A la longitud de onda λ = 1.55 µm los índices de refracción de silicio y dióxido de silicio son, respectivamente, $n_{\text{Si}} \approx 3.48$ y $n_{\text{SiO}_2} \approx 1.44$.

Al contrario de lo que ocurre en las redes de Bragg en fibra, en las guías ópticas integradas resulta complicado modular el índice de refracción de los materiales. Por ello, los filtros Bragg integrados se diseñan variando periódicamente alguna característica geométrica de la estructura, por ejemplo, la anchura W en la figura 3.1a. Sin embargo, existen una serie de restricciones en el proceso de fabricación que condicionan el diseño de los filtros, tales como el MFS, de alrededor de 100 nm para fotolitografía estándar *deep*-UV [15]. Estas restricciones pueden dificultar, por ejemplo, la implementación de perturbaciones pequeñas que proporcionen coeficientes de acoplo débiles (filtros de banda estrecha). En el caso concreto de la plataforma SOI, el alto contraste de índice de refracción entre silicio y dióxido de silicio hace que pequeñas variaciones dimensionales puedan modificar considerablemente el coeficiente de acoplo, complicando el control preciso necesario para obtener filtros con respuestas espectrales flexibles. Esta problemática se describe con más detalle en el subapartado 3.1.1. Una de las principales contribuciones de esta tesis es precisamente la propuesta de una solución para tratar de solventarla.

3.1.1. Topologías de filtros Bragg en la plataforma SOI

A continuación se revisan y analizan las diferentes geometrías propuestas en la bibliografía para implementar filtros Bragg integrados en guías de silicio.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Filtros basados en guías con corrugaciones laterales

Esta técnica consiste en introducir una modulación periódica en la anchura de la guía a lo largo de su longitud (ver figura 3.2). Se trata de la configuración más habitual para diseñar filtros Bragg en óptica integrada. En la práctica, este método viene limitado por la mínima anchura de corrugación Δw reproducible por el proceso de fabricación. Dado que el coeficiente de acoplo κ es proporcional a la interacción entre el campo eléctrico de la guía sin perturbar y la perturbación periódica en el perfil de permitividad (ver ecuación 2.26), la mínima corrugación Δw fabricable también determina el mínimo coeficiente de acoplo κ sintetizable y, a su vez, el mínimo ancho de banda del filtro (ver ecuación 2.55). Esta restricción se vuelve especialmente relevante en SOI, donde el alto contraste de índice entre silicio y dióxido de silicio hace que las corrugaciones laterales sean una perturbación inherentemente fuerte. Por ejemplo, para una guía Si-*wire* típica con H = 220 nm se requieren tamaños de corrugación Δw del orden de 10 nm, difíciles de reproducir en fabricación, para obtener filtros con anchos de banda menores que 1 nm [43]. Realizando las corrugaciones sobre guías *rib* en lugar de guías Si-*wire* (ver figura 3.2b), es posible conseguir anchos de banda menores, ya que el campo eléctrico se encuentra menos concentrado en las paredes laterales de la guía (en el nivel inferior del núcleo de silicio). En concreto, se pueden obtener anchos de banda de hasta 0.4 nm usando corrugaciones del orden de 40 nm [85]. Sin embargo, las guías *rib* requieren de dos pasos grabado sobre la lámina de silicio en lugar de solo uno, complicando la fabricación. Otra posibilidad para incrementar ΔW y obtener un κ reducido simultáneamente es usar guías Si-*wire* de mayor anchura donde el campo eléctrico está más confinado y se encuentra más extinguido en las paredes laterales [86]. El principal inconveniente de esta solución es que requiere del uso de guías multimodo.

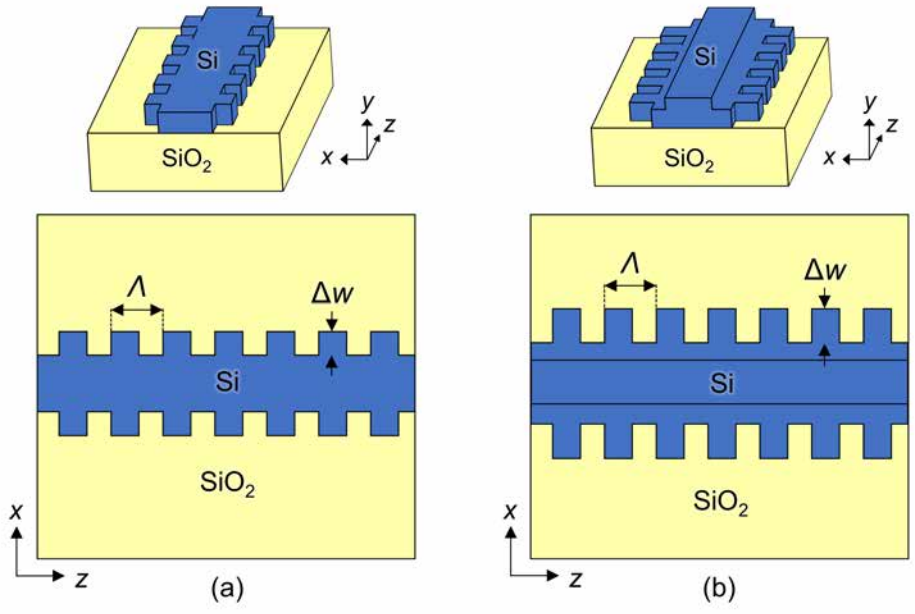

Figura 3.2. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg en tecnología SOI basados en guías con corrugaciones laterales, mediante (a) guía Si-*wire* y (b) guía *rib*. Para clarificar las diferencias entre ambas, se incluye una pequeña representación esquemática 3D en la parte superior.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Filtros basados en perturbación del campo evanescente

Una forma alternativa de implementar filtros Bragg en SOI consiste en posicionar la perturbación periódica físicamente separada de la guía, en la zona de campo evanescente del modo guiado. Esto puede conseguirse, por ejemplo, insertando segmentos de silicio de forma paralela a la guía *strip* y alejados una distancia s (ver figura 3.3a) [87, 88]. Otra posibilidad, propuesta posteriormente, consiste en aplicar corrugaciones laterales sobre guías adyacentes a la guía central (ver figura 3.3b) [89]. La principal ventaja de esta clase de filtros es que pueden obtenerse coeficientes de acoplo κ tan pequeños como se desee simplemente posicionando la perturbación periódica suficientemente lejos de la guía central, donde el campo eléctrico guiado presenta carácter evanescente. Esto permite sintetizar de forma sencilla filtros de banda estrecha manteniendo al mismo tiempo un tamaño de perturbación grande, facilitando así la fabricación de la estructura. Por ejemplo, usando la configuración de la figura 3.3b se han demostrado experimentalmente filtros con anchos de banda del orden de 0.2 nm implementados mediante fabricación estándar *deep*-UV [89]. El principal inconveniente de los filtros basados en perturbación del campo evanescente es que el máximo coeficiente de acoplo κ sintetizable viene restringido por la mínima separación s reproducible en fabricación. Debido al gran confinamiento modal en una guía SOI convencional, esta limitación puede reducir significativamente la flexibilidad en el proceso de diseño de los filtros.

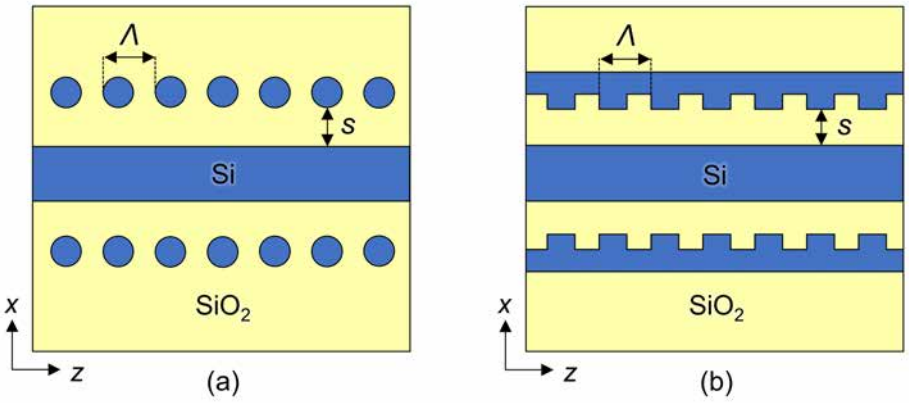

Figura 3.3. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg en tecnología SOI basados perturbación del campo evanescente: (a) insertando segmentos laterales de silicio junto a una guía Si-*wire*, y (b) usando guías con corrugaciones laterales paralelas a la guía Si-*wire* central.

Filtros basados en estructuras SWG

Como ya se mencionó en el capítulo 2, las guías SWG son estructuras periódicas con una longitud de periodo inferior a la de una estructura Bragg, que pueden diseñarse para implementar metamateriales con unas propiedades controladas, tales como dispersión, birrefringencia o confinamiento modal [61–64]. Las estructuras SWG también se han empleado para asistir el diseño de filtros Bragg integrados en SOI, proponiéndose diversas alternativas:

- *Filtros con núcleo segmentado*. La primera propuesta de filtro Bragg basado en estructuras SWG consistió en dividir cada periodo Bragg en dos subperiodos de guía SWG (ver figura 3.4a) [90]. Fijando la misma longitud de cada periodo SWG ($\Lambda_{\text{SWG},1} = \Lambda_{\text{SWG},2}$) y usando longitudes de segmento ligeramente diferentes ($a_1 \neq a_2$), se han conseguido demostrar experimentalmente filtros con anchos de banda

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

en torno a 0.5 nm y un MFS mayor que 100 nm [91]. Sin embargo, un trabajo de simulación posterior concluyó que diferencias en el orden de pocos nm en la longitud, anchura y posición entre segmentos de silicio consecutivos pueden ensanchar el ancho de banda del filtro sustancialmente [92]. Mantener diferencias en este orden de magnitud en las dimensiones y posición de los segmentos a lo largo de toda la longitud del filtro puede ser inviable en la práctica por las no idealidades del proceso de fabricación [93].

- *Filtros con corrugaciones de longitud SWG*. Una alternativa para implementar filtros mediante corrugaciones es incluir dos corrugaciones de tamaño SWG por cada periodo Bragg. Esto permite obtener filtros débiles modificando ligeramente las dimensiones relativas entre las dos corrugaciones que conforman el periodo, al mismo tiempo que se mantiene un MFS aceptable. Dentro de este tipo de filtros, se han realizado diferentes propuestas, como ajustar la diferencia entre las anchuras de corrugación de cada subperiodo (Δw en la figura 3.4b) [94, 95] o las longitudes de cada subperiodo SWG (Δl en la figura 3.4c) [95]. Se han obtenido experimentalmente filtros con anchos de banda de 1.1 nm modulando la anchura diferencial entre corrugaciones [94] y de 0.6 nm modulando la longitud relativa entre subperiodos [95], con un MFS de 85 y 70 nm, respectivamente. El principal inconveniente de estas técnicas es que requieren valores de Δw y Δl en torno a solo 5 nm, diferencias de tamaño que pueden ser difíciles de reproducir en fabricación. Además, el MFS obtenido en estos diseños es inferior al habitualmente requerido usando fotolitografía *deep*-UV (típicamente 100 nm).

- *Filtros con núcleo segmentado SWG y perturbación del campo evanescente*. Otro enfoque para diseñar filtros Bragg basados en perturbaciones del campo evanescente consiste en reemplazar la guía Si-*wire* central por una estructura SWG (ver figura 3.4d) [47]. En concreto, diseñando la guía SWG para que el modo Floquet-Bloch que se propaga por esta tenga un perfil de campo muy delocalizado (es decir, un bajo confinamiento modal), es posible incrementar significativamente la fuerza de interacción entre el campo eléctrico guiado y los segmentos laterales. Esto permite obtener, dada una separación s mínima fijada por el proceso de fabricación, mayores coeficientes de acoplo κ. Mediante esta técnica, se han demostrado filtros con anchos de banda en un amplio rango, desde 0.15 hasta 8 nm, manteniendo un MFS de 100 nm [48]. Más recientemente, esta topología Bragg también se ha usado para implementar filtros *add-drop* [96] y líneas de retardo [40]. No obstante, en el momento de inicio de esta tesis doctoral aún no se han aprovechado las ventajas ofrecidas por esta técnica para diseñar filtros Bragg apodizados con especificaciones espectrales más exigentes. Este constituye precisamente uno de los objetivos principales de este trabajo de tesis.

Es interesante mencionar que, aunque la mayoría de filtros Bragg se diseñan para funcionar con una única polarización, existen diversas propuestas para implementar filtros que operen tanto con modos TE como con modos TM, tales como realizar conversiones *forward-backward* TE-TM (y viceversa) [97], usar guías de baja birrefringencia [98] o introducir perturbaciones distintas para cada polarización [99], entre otras.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

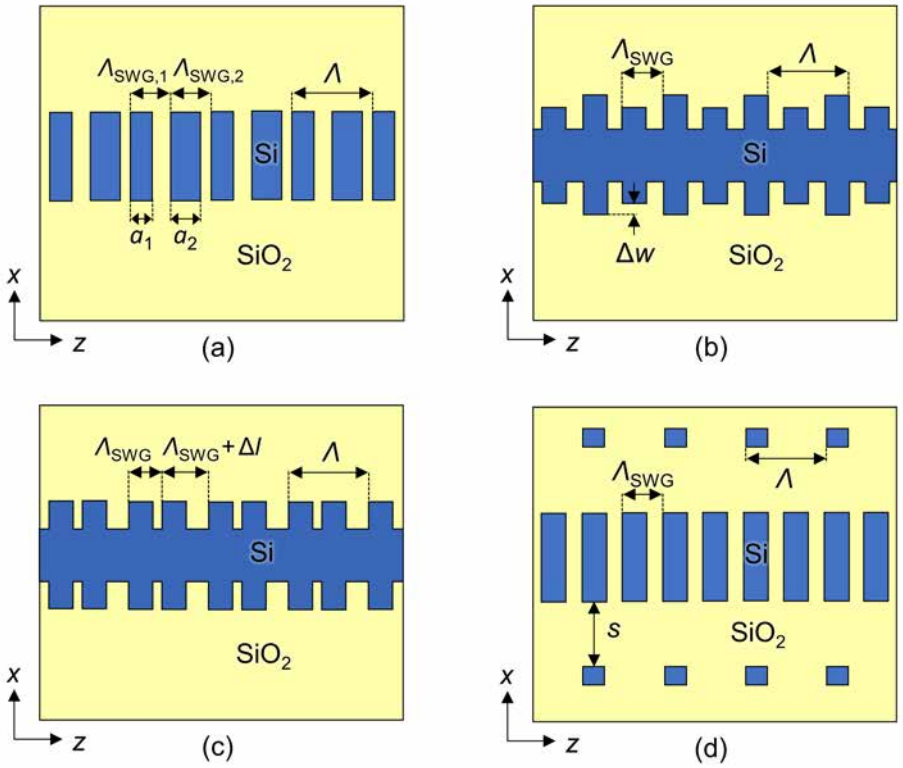

Figura 3.4. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg en tecnología SOI basados en estructuras SWG: (a) filtros con núcleo segmentado, usando dos periodos de tamaño SWG y diferentes dimensiones por cada periodo Bragg; (b) filtros basados en guías con corrugaciones de tamaño SWG, modulando la diferencia de anchura entre corrugaciones SWG consecutivas; (c) filtros basados en guías con corrugaciones de tamaño SWG, usando diferentes longitudes para cada corrugación SWG; (d) filtros con núcleo segmentado SWG y perturbación del campo evanescente, insertando segmentos de silicio de forma paralela a la guía SWG central.

3.1.2. Técnicas de apodización de filtros

Como ya se estudió en el capítulo 2, para diseñar filtros con una respuesta espectral arbitraria es necesario utilizar estructuras Bragg apodizadas, que incluyan una modulación del coeficiente de acoplo κ a lo largo del filtro [29, 30]. En la bibliografía se presentan diferentes técnicas para realizar el apodizado del filtro, habiéndose centrado la gran mayoría de ellas en el caso de filtros basados en corrugaciones laterales y guías de tipo Si-*wire* [23, 100]. A continuación se describen algunas de ellas.

Modulación del tamaño de la corrugación

Se trata del método de apodización más simple y consiste en modular el coeficiente de acoplo de cada periodo Bragg κ_n ajustando directamente la anchura de la corrugación Δw_n (ver figura 3.5a). Este esquema se ha utilizado para implementar conformadores de pulso [34], filtros con múltiples bandas de rechazo [101] y filtros con perfil de apodización gaussiano (con alta relación de extinción entre lóbulo principal y lóbulos secundarios) [102]. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, los filtros basados en la plataforma SOI son muy sensibles a pequeñas variaciones de la anchura de la guía, lo que reduce la flexibilidad de esta técnica en la práctica debido a las restricciones y la resolución limitada del proceso litográfico. Cabe mencionar que esta técnica también se ha empleado en guías *rib* [103, 104] y en guías de bajo contraste de índice

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

de refracción basadas en nitruro de silicio [41,42,105], las cuales permiten controlar de forma más precisa el coeficiente de acoplo modulando Δw_n.

Modulación del ciclo de trabajo

El coeficiente de acoplo también puede modularse variando el ciclo de trabajo o DC (del inglés *duty cycle*), definido como la proporción entre la longitud de la corrugación y el periodo Bragg, $\text{DC}_n = a_n/\Lambda$ (ver figura 3.5b). En concreto, el coeficiente de acoplo puede relacionarse con el DC mediante [106]

$$\kappa_n \propto \sin\left(\pi \text{DC}_n\right). \tag{3.1}$$

Aunque en teoría se podría tener un amplio margen dinámico de coeficientes de acoplo ajustando el DC, el rango sintetizable en la práctica viene delimitado por los valores mínimo y máximo de la longitud de corrugación a_n permitidos por el MFS de fabricación. Además, la modulación del DC produce variaciones indeseadas del índice efectivo y de la longitud de onda Bragg que pueden distorsionar considerablemente la respuesta espectral. Aunque dichas variaciones pueden ser compensadas ajustando cuidadosamente la longitud del periodo Bragg [107], este esquema de apodización ha sido poco explorado en la literatura.

Modulación del desalineamiento entre corrugaciones

Una forma alternativa de controlar el coeficiente de acoplo es introducir un desalineamiento o desfase entre las corrugaciones a ambos lados de la guía, ξ_n (ver figura 3.5c). Este parámetro permite modular el coeficiente de acoplo en la forma [86, 108]

$$\kappa_n \propto \cos\left(\pi \frac{\xi_n}{\Lambda}\right). \tag{3.2}$$

Es decir, el coeficiente de acoplo puede ajustarse desde el valor máximo obtenido para la corrugación Δw elegida (con $\xi = 0$) hasta prácticamente cero (con $\xi = \Lambda/2$). Una explicación intuitiva de este fenómeno se obtiene visualizando las corrugaciones de cada lado como dos *gratings* independientes y observando que las reflexiones producidas por cada uno interfieren entre sí constructivamente cuando $\xi = 0$ y destructivamente cuando $\xi = \Lambda/2$. Es interesante destacar que esta técnica permite conseguir coeficientes de acoplo débiles manteniendo anchuras de corrugación Δw grandes, ajustando apropiadamente ξ [32]. Esto facilita la fabricación del filtro y solventa el problema principal del esquema de apodización basado en modular la amplitud de la corrugación. Usando este método, se han demostrado filtros con respuestas espectrales complicadas, tales como transformadores de Hilbert [37] o filtros multicanal sin dispersión [32]. Esta técnica también se ha aplicado a filtros basados en perturbaciones del campo evanescente, implementándose filtros con apodización gaussiana [49] o filtros multibanda [50].

Modulación de la fase del *grating*

Se trata de una de las técnicas más utilizadas durante los últimos años y se basa en realizar el apodizado del filtro únicamente modulando el periodo Bragg Λ_n (ver figura 3.5d). Este esquema de apodización fue propuesto por primera vez en [86]. La idea fundamental de este método es definir una función matemática asociada a la fase *grating*, con un determinado perfil de variación a lo largo de la longitud del filtro. Posteriormente, el coeficiente de acoplo κ_n objetivo para sintetizar el filtro deseado se mapea en

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

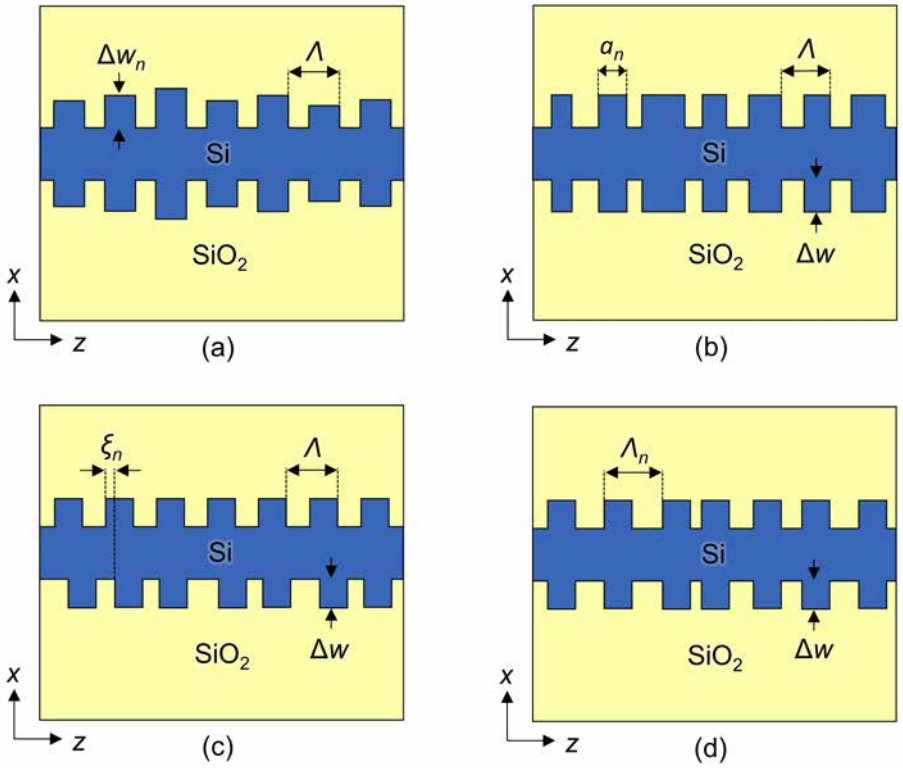

Figura 3.5. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg apodizados en tecnología SOI mediante diferentes técnicas de apodización: (a) modulación de la anchura de corrugación Δw_n; (b) modulación del ciclo de trabajo $\mathrm{DC}_n = a_n/\Lambda$; (c) modulación del desalineamiento entre las corrugaciones de cada lado ξ_n; y (d) modulación de la fase del *grating*, es decir, de la longitud del periodo Bragg Λ_n.

los parámetros que definen dicha función de fase y esta, a su vez, en el perfil de periodo Bragg Λ_n a implementar por la estructura [23]. Empleando esta técnica, se han demostrado filtros compensadores de dispersión [31, 32], filtros multilínea [32, 109] y transformadores de Hilbert multicanal [38], entre otros. Sin embargo, este método solo funciona cuando la perturbación es suficientemente débil [38], por lo que muchos de estos diseños siguen requiriendo de corrugaciones considerablemente pequeñas que pueden ser difíciles de reproducir en la práctica ($\Delta w < 20$ nm [32, 38]).

3.2. Descripción de la geometría de filtro propuesta

La mayoría de filtros Bragg apodizados en la plataforma SOI se han diseñado utilizando estructuras basadas en corrugaciones laterales (ver figura 3.5). Sin embargo, como ya se ha mencionado en la sección anterior, esta técnica requiere a menudo de tamaños de corrugación muy pequeños debido al alto contraste de índice de refracción propio de esta tecnología. Ello dificulta la implementación de los filtros y limita las respuestas espectrales sintetizables en la práctica. En términos de flexibilidad, uno de los enfoques más prometedores para diseñar filtros Bragg en SOI es el de utilizar guías SWG con bajo confinamiento modal y segmentos laterales para formar la perturbación periódica del *grating* (ver figura 3.4d). Mediante este enfoque, se han demostrado experimentalmente filtros con anchos de banda en un amplio margen (0.15-8 nm), manteniendo un MFS compatible con fotolitografía estándar *deep*-UV (100 nm) [48].

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Como principal contribución de esta tesis, se analiza y evalúa por primera vez el potencial de esta técnica para implementar filtros Bragg con formas espectrales arbitrarias en la plataforma SOI, utilizando un esquema de apodización basado en ajustar la distancia de separación de los segmentos laterales a lo largo del filtro [51]. En la figura 3.6 se representan las geometrías propuestas, estudiándose específicamente dos estrategias de diseño distintas: (i) núcleo Si-*wire* de anchura W (ver figura 3.6a) y (ii) núcleo de guía segmentada SWG con anchura de segmento W, periodo Λ_{SWG} y ciclo de trabajo $\text{DC}_{\text{SWG}} = a/\Lambda_{\text{SWG}}$ (ver figura 3.6b). En ambos casos, se insertan segmentos laterales de silicio de anchura W_{S} y longitud L_{S} para formar la perturbación periódica del *grating*. La apodización del filtro se conforma modulando la separación lateral de los segmentos s_n y también la longitud del periodo Bragg Λ_n. Por un lado, la separación s_n permite controlar la fuerza de interacción entre los segmentos de carga y el campo eléctrico guiado, sintetizándose así el perfil de coeficiente de acoplo κ_n requerido por la respuesta espectral objetivo. Por otro, el ajuste del periodo Bragg Λ_n se utiliza para implementar las variaciones de fase requeridas por la respuesta al impulso del filtro (perfil $\angle\rho_n$ en la expresión 2.99), así como para compensar pequeños desajustes de la longitud de onda Bragg debido a la presencia de los segmentos laterales (coeficiente de autoacoplo κ'_n en la expresión 2.99). Los perfiles s_n y Λ_n constituyen los parámetros clave para determinar y diseñar la respuesta del filtro.

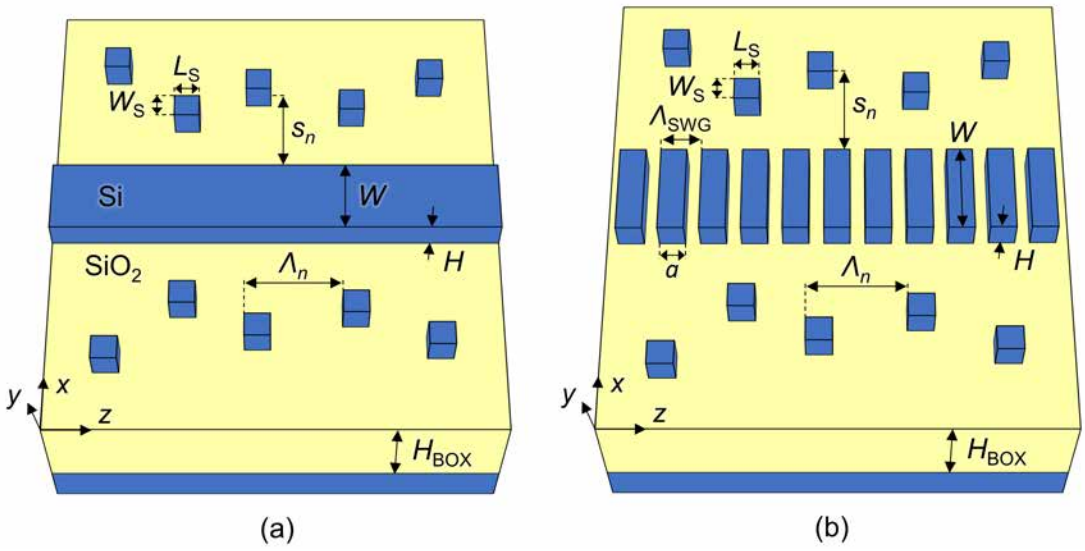

Figura 3.6. Representación esquemática 3D de las geometrías propuestas en esta tesis para diseñar filtros Bragg apodizados con respuestas espectrales arbitrarias en tecnología SOI, con (a) núcleo Si-*wire* y (b) núcleo SWG. La estructura comprende un sustrato de silicio, una capa de dióxido de silicio o BOX de altura H_{BOX} (típicamente 2 o 3 µm), un núcleo de silicio de altura H = 220 nm, y un recubrimiento o *cladding* superior de dióxido de silicio (no mostrado en la figura por claridad).

3.3. Determinación de parámetros básicos del filtro

Para cada una de las dos topologías de filtro presentadas (núcleo Si-*wire* y núcleo SWG), se van a llevar a cabo dos diseños: uno para funcionar con el modo fundamental TE y otro con el modo fundamental TM. Esto da lugar a un total de cuatro configuraciones de filtro diferentes: (i) Si-*wire*/TE, (ii) Si-*wire*/TM, (iii) SWG/TE, y (iv) SWG/TM. El objetivo es realizar un análisis comparativo entre ellas y obtener mayor información sobre el potencial de las estructuras propuestas para diseñar filtros en SOI.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Esta sección se divide en dos partes. En primer lugar, se procede a seleccionar todos los parámetros dimensionales tanto del núcleo (Si-*wire* y SWG, respectivamente) como de los segmentos laterales. Tras ello, se determinan mediante simulación electromagnética las funciones de acoplamiento características, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, requeridas para llevar a cabo el diseño de los filtros apodizados posteriormente.

3.3.1. Diseño de las dimensiones básicas del filtro

Siguiendo el enfoque propuesto en [47, 48], la estrategia clave adoptada en el diseño de la guía central (Si-*wire* y SWG, respectivamente) reside en conseguir un reducido confinamiento modal. Disponer de un perfil de campo eléctrico más delocalizado hacia el *cladding* permite obtener mayores coeficientes de acoplo para la separación mínima impuesta por la fabricación, así como ejercer un control más preciso de estos ajustando la separación s debido a un decaimiento evanescente del campo más suave.

En los diseños basados en núcleo Si-*wire*, esto se consigue utilizando una anchura de guía reducida. Con el fin de evitar pérdidas significativas por dispersión o *scattering* debidas a las rugosidades en las paredes laterales de la guía [110], se ha fijado una anchura W = 400 nm para ambas polarizaciones, obteniéndose un índice efectivo considerablemente mayor para el modo TE (ver figura 3.7a). Esto da lugar a un confinamiento modal mayor para dicha polarización, lo que dificultará la realización de diseños flexibles mediante esta configuración, como se pondrá de manifiesto en la sección 3.4. Conociendo el índice efectivo de la guía sin perturbar, el periodo Bragg de referencia (a denotar Λ_{B}) se calcula fácilmente imponiendo la condición de Bragg

$$\Lambda_{\mathrm{B}} = \frac{\lambda_0}{2n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)} \tag{3.3}$$

a una longitud de onda de diseño λ_0 en torno a 1550 nm. Por último, también se ha obtenido mediante simulación el índice de grupo (ver figura 3.7b), parámetro requerido para determinar los coeficientes de acoplo y diseñar los filtros apodizados posteriormente.

En el caso de las estructuras basadas en núcleo SWG, es necesario especificar dos parámetros adicionales: $\mathrm{DC_{SWG}}$ y Λ_{SWG}. El ciclo de trabajo se diseña, junto con la anchura de segmento W, para que la guía SWG sintetice un metamaterial con un índice de refracción equivalente reducido e incrementar así la delocalización modal con respecto de los diseños basados en Si-*wire*. No obstante, esto también puede ocasionar pérdidas considerables por fugas al sustrato de silicio [111]. Se ha fijado un ciclo de trabajo $\mathrm{DC_{SWG}}$ = 0.6 en ambos diseños, con una anchura de núcleo ligeramente mayor para el diseño TM (W = 400 nm en el diseño TE y W = 450 nm en el diseño TM). Estos valores permiten conseguir una gran delocalización modal y mantener al mismo tiempo unas pérdidas por fugas al sustrato inferior a 1 $\mathrm{dB\,cm^{-1}}$ con H_{BOX} = 3 µm[1]. Por su parte, el periodo SWG debe elegirse suficientemente pequeño para que la guía SWG opere lejos del régimen de Bragg en el rango de longitudes de onda de interés. Por simplicidad, se ha escogido $\Lambda_{\mathrm{SWG}} = \Lambda_{\mathrm{B}}/2$ [47, 48], obteniéndose Λ_{SWG} = 242 nm para el diseño TE y Λ_{SWG} = 255 nm para el diseño TM. Los índices efectivo y de grupo de las guías SWG, obtenidos mediante simulación electromagnética, también se representan en la figura 3.7. Como se mencionó previamente, las guías SWG se han diseñado para

[1] Como se discutirá en el subapartado 3.6.6, esta decisión tuvo consecuencias posteriormente, ya que la fabricación se llevó finalmente a cabo para H_{BOX} = 2 µm y las pérdidas por fugas al sustrato fueron significativamente mayores en la caracterización experimental de los filtros.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

tener un menor confinamiento modal (menor índice efectivo) que las guías Si-*wire*. Sin embargo, su menor índice de grupo demandará mayores longitudes de filtro, tal y como ya se analizó en el subapartado 2.2.3.

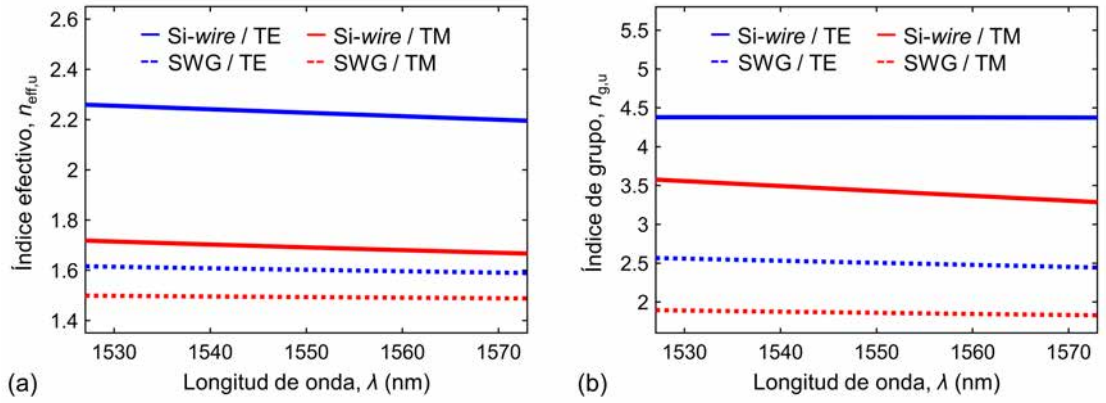

Figura 3.7. (a) Índice efectivo e (b) índice de grupo de la guía sin perturbar (Si-*wire* o SWG) en función de la longitud de onda para las diferentes configuraciones estudiadas. Los parámetros geométricos utilizados para cada configuración se proporcionan en la tabla 3.1.

Una cuestión adicional interesante de analizar es que, como el perfil de campo asociado al modo Floquet-Bloch de la guía SWG es variante en la dirección de propagación (lo cual no ocurre en una guía Si-*wire*), pueden producirse modificaciones indeseadas de los coeficientes de acoplo dependiendo de la posición relativa de los segmentos laterales con respecto al periodo SWG. Esta cuestión resulta relevante en el diseño del filtro apodizado, donde se introduce una modulación en el periodo Bragg Λ_n que rompe la sincronía entre este y el periodo SWG a lo largo del filtro (ver figura 3.6b). En la figura 3.8 se ha calculado la propagación del campo eléctrico en las guías SWG diseñadas para ambas polarizaciones. Se puede observar que, lejos del núcleo SWG, las variaciones de campo sobre el eje z son prácticamente despreciables. Comparando los cortes transversales de campo entre los puntos donde existe mayor diferencia (ver parte derecha de la figura 3.8), es posible establecer una separación mínima $s_{\min} \approx 250$ nm para el diseño TE (posición $|x|$ = 450 nm) y $s_{\min} \approx 200$ nm para el diseño TM (posición $|x|$ = 425 nm). A partir de estas distancias de separación, los segmentos laterales no perciben fluctuaciones significativas de campo en el eje z, garantizando así que estas no tengan ningún impacto sobre la respuesta del filtro.

Tras haber seleccionado todas las dimensiones del núcleo para cada configuración de filtro (Si-*wire*/TE, Si-*wire*/TM, SWG/TE y SWG/TM), hay que elegir el tamaño de los segmentos laterales. Estos deben ser suficientemente grandes para facilitar la fabricación del filtro. En nuestro caso, se va a considerar un MFS de 100 nm, seleccionándose las dimensiones W_S y L_S por encima de este límite al mismo tiempo que se intenta mantener una perturbación comparativamente pequeña del modo guiado.

En la tabla 3.1 se resumen todos los valores geométricos escogidos para el núcleo y las perturbaciones laterales. La tabla 3.2 muestra los índices efectivo y de grupo de la guía sin perturbar (esto es, el núcleo del filtro sin segmentos laterales) para cada una de las configuraciones. Estos valores se han obtenido mediante simulación electromagnética y se especifican a la longitud de onda Bragg de diseño λ_0 que satisface la ecuación 3.3, cuyo valor también se proporciona en la tabla 3.2.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

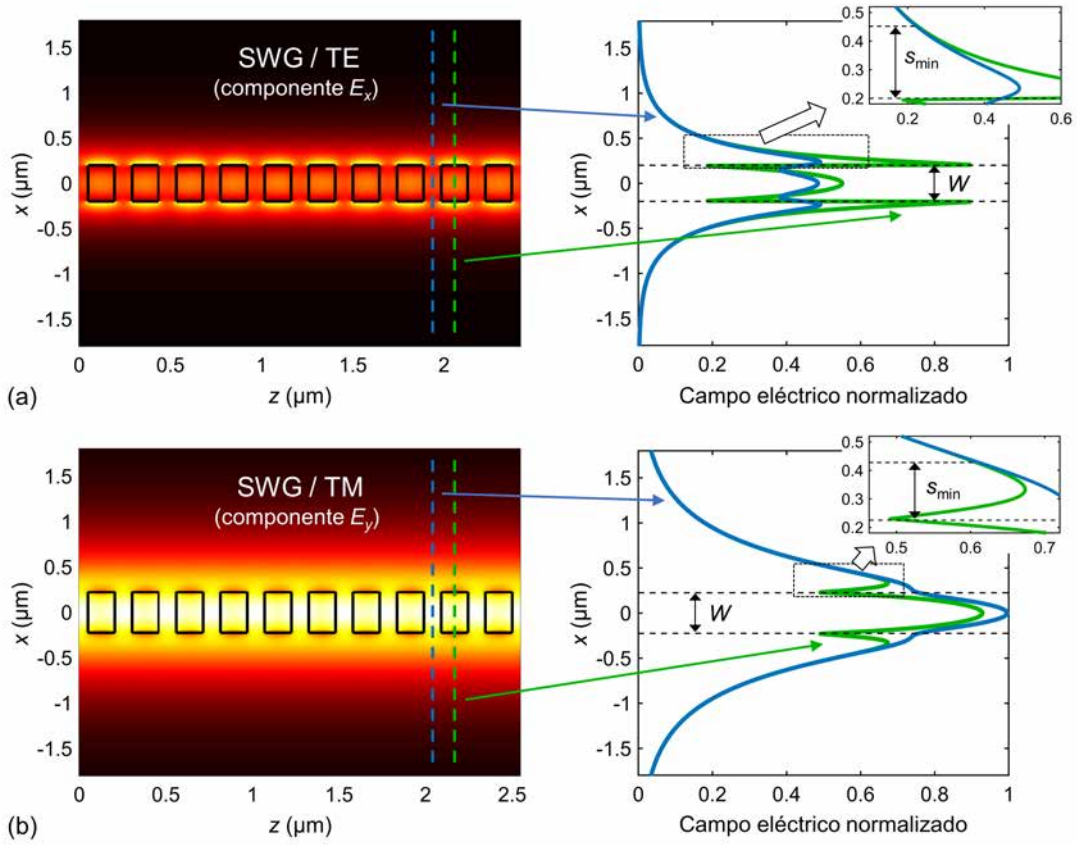

Figura 3.8. Propagación de la componente principal de campo eléctrico (módulo) del modo Floquet-Bloch de la guía SWG a lo largo de diez periodos, para los diseños con polarización (a) TE y (b) TM. A la derecha se representan los cortes transversales de campo en el centro del segmento de silicio (verde) y en el centro de la sección con dióxido de silicio (azul), incluyendo una ampliación de la zona donde ambos cortes comienzan a parecerse

Tabla 3.1. Parámetros geométricos básicos para las diferentes configuraciones de filtro a estudiar.

Configuración	H [nm]	W [nm]	Λ_{SWG} [nm]	DC_{SWG}	Λ_{B} [nm]	$W_{\text{S}} \times L_{\text{S}}$ [nm^2]
Si-*wire*/TE	220	400	–	–	348	150 × 150
Si-*wire*/TM	220	400	–	–	458	150 × 150
SWG/TE	220	400	242	0.6	484	130 × 130
SWG/TM	220	450	255	0.6	510	130 × 155

Tabla 3.2. Longitud de onda Bragg (λ_0) e índices efectivo ($n_{\text{eff,u}}$) y de grupo ($n_{\text{g,u}}$) de la guía sin perturbar para las diferentes configuraciones de filtro a estudiar. Estos se especifican a la longitud de onda Bragg λ_0 correspondiente.

Configuración	λ_0 [nm]	$n_{\text{eff,u}}(\lambda_0)$	$n_{\text{g,u}}(\lambda_0)$
Si-*wire*/TE	1550	2.23	4.38
Si-*wire*/TM	1550	1.69	3.43
SWG/TE	1550	1.60	2.50
SWG/TM	1530	1.50	1.89

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.3.2. Cálculo de las funciones de acoplamiento características

Una vez fijados los parámetros dimensionales básicos del filtro, se procede a calcular mediante simulación electromagnética las funciones de acoplamiento características, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$. Estas funciones serán requeridas posteriormente para determinar los perfiles s_n y Λ_n que definen el filtro apodizado. El proceso de obtención de $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$ se basa en la simulación de la estructuras Bragg no apodizadas mostradas en la figura 3.9, con separación constante s y periodo Bragg de referencia Λ_{B}, empleando las técnicas de cálculo de los coeficientes de acoplo descritas en el subapartado 2.2.4.

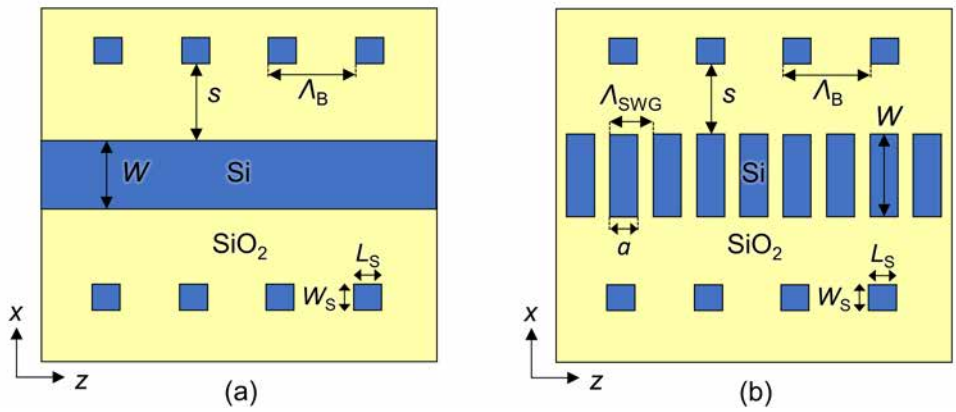

Figura 3.9. Representación esquemática 2D (vista superior) de las estructuras Bragg no apodizadas a analizar para determinar las funciones características de acoplamiento, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, con (a) núcleo Si-*wire* y (b) núcleo SWG.

Dado que el perfil de campo eléctrico del modo guiado presenta una variación de tipo exponencial lejos del núcleo de la guía (zona de campo evanescente), es posible aproximar $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$ de forma precisa calculando sus valores para algunas separaciones s y realizando un ajuste a una función exponencial [47]. En la figura 3.10 se representan gráficamente las funciones exponenciales obtenidas para cada una de las configuraciones de filtro, con las dimensiones especificadas en la tabla 3.1. Como cabía esperar, los coeficientes de acoplo presentan un decaimiento más suave con respecto a la distancia s en las configuraciones con un menor confinamiento modal (esto es, menor decaimiento para los diseños TM que para los diseños TE y menor decaimiento para los diseños SWG que para los diseños Si-*wire*). Esto permite, por un lado, incrementar la separación s requerida para implementar un coeficiente de acoplo κ determinado. Como resultado, se tiene un mayor margen de valores de κ sintetizables dada una separación s mínima permitida por la fabricación. Por otro lado, un menor decaimiento exponencial en las funciones $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$ permite reducir la precisión requerida en el posicionamiento de los segmentos en el proceso de fabricación de los filtros. Estas dos ventajas ilustran la importancia de considerar el confinamiento modal en la estrategia de diseño. De forma adicional, es interesante observar que, para cada configuración de filtro, tanto $\kappa(s)$ como $\kappa'(s)$ presentan aproximadamente la misma tasa de decaimiento con respecto a la separación s (ver expresiones analíticas en la tabla 3.3). Esto se debe a que el decaimiento para ambos coeficientes de acoplo viene determinado por el decaimiento del campo eléctrico guiado en la zona de campo evanescente, donde se insertan las perturbaciones laterales, como se puede visualizar en la expresión 2.24.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

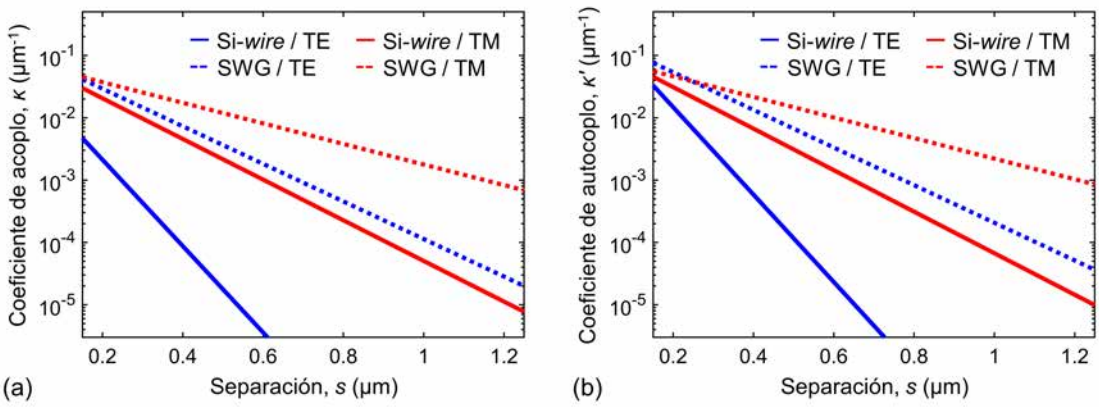

Figura 3.10. Coeficientes de (a) acoplo y (b) autoacoplo del filtro en función de la separación de los segmentos laterales. Nótese que el eje vertical se representa en escala logarítmica.

Tabla 3.3. Expresiones analíticas de las funciones de acoplamiento características, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, para las diferentes configuraciones de filtro a estudiar. Los coeficientes de acoplo están dados en μm^{-1} y la separación s en μm.

Configuración	$\kappa(s)$ [$\kappa \rightarrow \mu m^{-1}$, $s \rightarrow \mu m$]	$\kappa'(s)$ [$\kappa' \rightarrow \mu m^{-1}$, $s \rightarrow \mu m$]
Si-*wire*/TE	$0.0515\exp(-15.95s)$	$0.3721\exp(-16.14s)$
Si-*wire*/TM	$0.0921\exp(-7.51s)$	$0.1438\exp(-7.67s)$
SWG/TE	$0.1171\exp(-6.94s)$	$0.2155\exp(-6.95s)$
SWG/TM	$0.0794\exp(-3.80s)$	$0.0986\exp(-3.80s)$

3.4. Diseño de filtros apodizados

Una vez se han seleccionado las dimensiones básicas para cada configuración de filtro y se han obtenido sus parámetros electromagnéticos característicos (índice efectivo, índice de grupo y coeficientes de acoplo), se disponen de todos los datos necesarios para abordar el diseño de filtros apodizados[2]. En concreto, se van a diseñar tres clases de filtros apodizados:

1. Filtros con un perfil de apodización sinusoidal en el coeficiente de acoplo.
2. Filtros con una respuesta de tipo *flat-top* y múltiples bandas de reflexión.
3. Filtros multinotch para una aplicación específica en el ámbito de la astrofotónica.

A continuación se describen las características más relevantes de cada uno de estos filtros, llevándose a cabo el cálculo de los perfiles de separación (s_n) y periodo Bragg (Λ_n) que determinan completamente la geometría de los filtros apodizados.

3.4.1. Filtros con apodización sinusoidal

Estos filtros se basan en introducir un perfil de modulación sinusoidal en el coeficiente de acoplo a lo largo del *grating*, en la forma

$$\kappa_n = \kappa_{\max} \sin\left(\pi \frac{n}{N}\right), \tag{3.4}$$

[2]Los parámetros determinados a lo largo de la sección 3.3 permiten aplicar la técnica de diseño de filtros basada en los algoritmos LP y LA desarrollada en la sección 2.4. Algunos de los filtros Bragg apodizados de esta sección se diseñarán utilizando esta técnica.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

con N siendo el número total de periodos Bragg de la estructura y $\kappa_{\max}$ el coeficiente de acoplo máximo, que se obtiene en el centro del filtro (periodo $n = N/2$). Este tipo de filtros permite reducir significativamente la magnitud de los lóbulos secundarios con respecto al caso de los filtros no apodizados [47], de forma similar a los filtros con un perfil de apodización gaussiano [49, 100, 102]. El diseño de estos filtros se va a acometer hallando los valores de N y $\kappa_{\max}$ que satisfagan una especificación espectral dada sobre la respuesta en transmisión, basada en las siguientes métricas:

- Relación de extinción o *extinction ratio* (ER). Este parámetro define la profundidad del pico de reflexión con respecto a la banda de paso, que en dB puede calcularse como
$$\text{ER[dB]} = -10\log_{10}\left(|t|^2_{\min}\right), \tag{3.5}$$
siendo $|t|^2_{\min}$ el valor mínimo de transmisión en potencia, obtenido a la longitud de onda central del filtro.

- Ancho de banda a 3 dB ($\Delta\lambda_{3\text{dB}}$). Establece la separación espectral (en términos de longitud de onda) entre los puntos donde la transmitancia presenta un valor de –3 dB en torno al centro del filtro.

En la figura 3.11 se compara la respuesta de un filtro sinusoidal con la de un filtro no apodizado. El filtro sinusoidal se ha diseñado barriendo los parámetros N y $\kappa_{\max}$ hasta conseguir que la simulación TMM proporcione una transmitancia espectral con los parámetros objetivo ER = 25 dB y $\Delta\lambda_{3\text{dB}}$ = 1.80 nm, obteniéndose N = 1608 periodos y $\kappa_{\max}$ = 7.62 mm^{-1}. Para realizar la comparativa, el filtro no apodizado se ha diseñado fijando el mismo número de periodos Bragg (N = 1608) y calculando su coeficiente de acoplo para sintetizar el mismo ancho de banda a 3 dB ($\Delta\lambda_{3\text{dB}}$ = 1.80 nm), obteniéndose κ = 7.24 mm^{-1}. Se puede observar que los lóbulos secundarios son prácticamente inexistentes en la respuesta del filtro apodizado. Por otra parte, aunque los dos filtros presentan los mismos valores de N y $\Delta\lambda_{3\text{dB}}$, la relación de extinción es considerablemente mayor en el filtro no apodizado (ER $\approx$ 40 dB). Esto se debe a que el valor promedio del coeficiente de acoplo a lo largo del *grating* (κ_n) es mayor para el filtro no apodizado (ver figura 3.11a), produciéndose una reflexión más fuerte para este caso.

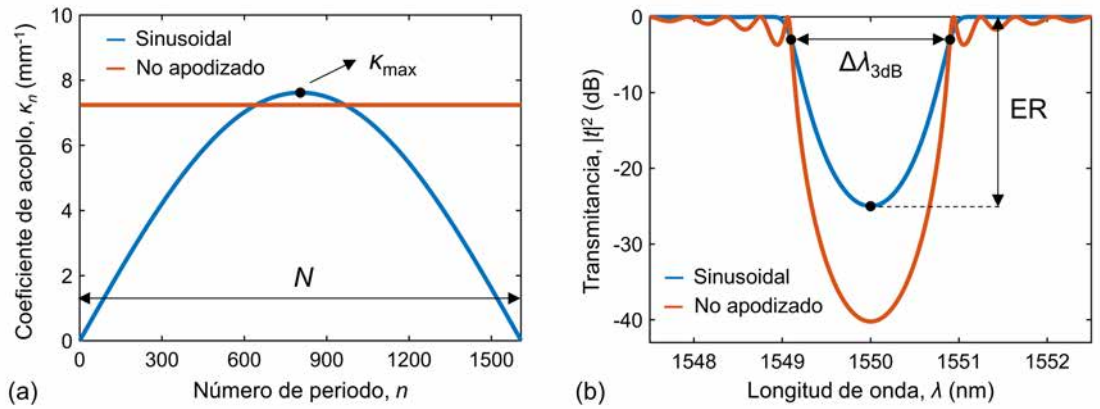

Figura 3.11. Comparativa entre filtro con apodización sinusoidal (azul) y filtro no apodizado (rojo): (a) perfil de coeficiente de acoplo y (b) transmitancia espectral sintetizada, calculada mediante el TMM. Ambos filtros presentan la misma longitud y el mismo ancho de banda a 3 dB, y se basan en la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Parámetros de diseño del filtro sinusoidal: $\kappa_{\max}$ = 7.62 mm^{-1} y N = 1608 periodos. Parámetros de diseño del filtro no apodizado: κ = 7.24 mm^{-1} y N = 1608 periodos.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Una vez determinado el perfil κ_n del filtro sinusoidal, se obtienen las separaciones laterales s_n de cada periodo de forma inmediata aplicando la función de mapeo $\kappa(s)$ previamente calculada en el subapartado 3.3.2. Tras ello, se obtiene el coeficiente de autoacoplo κ'_n de cada periodo usando la función $\kappa'(s)$ y se calcula la modulación del periodo Bragg mediante

$$\Lambda_n = \Lambda_{\mathrm{B}} \frac{\pi}{\pi + \Lambda_{\mathrm{B}} \kappa'_n}, \tag{3.6}$$

expresión obtenida a partir de la ecuación 2.99 del capítulo 2 considerando que la respuesta al impulso del *grating* es real (es decir, $\angle \rho_n = 0$). Esta expresión da lugar a una modulación suave del periodo Bragg, que permite compensar las variaciones de índice efectivo originadas por la modulación de la separación lateral s_n, de forma que la longitud de onda Bragg se mantenga constante a lo largo del filtro. En la figura 3.12 se representan los perfiles s_n y Λ_n resultantes para dos de los filtros sinusoidales diseñados, con anchos de banda a 3 dB distintos ($\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.45 nm para la figura 3.12a y $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 3.60 nm para la figura 3.12b). Para ilustrar el efecto de la modulación del periodo Bragg Λ_n, en la figura 3.12 también se muestran las respuestas obtenidas usando tanto el perfil Λ_n calculado como fijando directamente el periodo Bragg al periodo de referencia ($\Lambda_n = \Lambda_{\mathrm{B}}$). En este segundo caso, se puede observar la respuesta sintetizada queda ligeramente desplazada y distorsionada, con lóbulos secundarios con niveles de transmisión hasta –2 dB. Este resultado muestra la importancia de modular el periodo Bragg apropiadamente en esta clase de filtros.

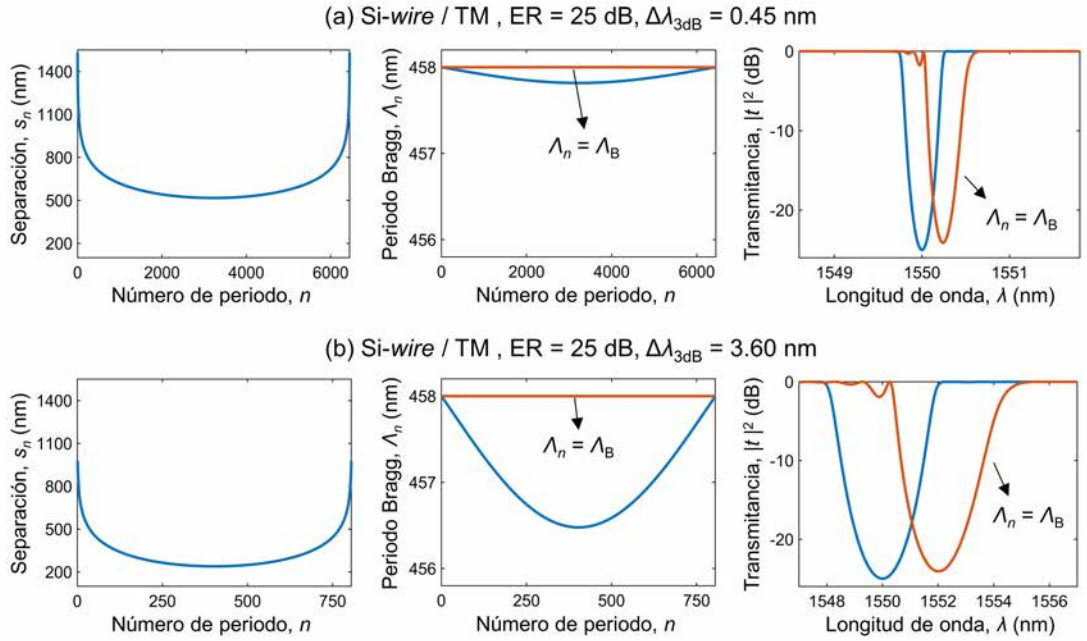

Figura 3.12. Perfil de separación lateral, perfil de periodo Bragg y transmitancia espectral sintetizada (obtenida mediante el TMM) para dos de los filtros sinusoidales diseñados, utilizando la modulación del periodo Bragg calculada (azul) y manteniendo el periodo Bragg constante (rojo). Ambos filtros se basan en la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Parámetros de diseño del filtro (a): $\kappa_{\max}$ = 1.90 mm^{-1} y N = 6448 periodos. Parámetros de diseño del filtro (b): $\kappa_{\max}$ = 15.23 mm^{-1} y N = 805 periodos.

En la tabla 3.4 se resumen los valores más relevantes de los filtros sinusoidales diseñados. En total, se ha considerado un conjunto de cuatro especificaciones de filtro, todas ellas con la misma relación de extinción objetivo (ER = 25 dB) y diferentes anchos de banda a 3 dB. La especificación impuesta se satisface variando los valores

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

de N y $\kappa_{\max}$. En primer lugar, es interesante observar que el producto $\kappa_{\max}L$ se mantiene aproximadamente constante en todos los diseños realizados. Este resultado es consecuencia de haber establecido un mismo ER objetivo, el cual está relacionado con la fuerza de acoplamiento acumulada a lo largo del filtro ($\int_0^L \kappa(z)\mathrm{d}z$). Habiendo fijado la misma expresión analítica de κ_n para todos los diseños (ecuación 3.4), que en términos de z puede escribirse como $\kappa(z) \approx \kappa_{\max} \sin(\pi z/L)$, se puede comprobar que el resultado de la integral anterior escala de forma proporcional con el producto $\kappa_{\max}L$. En la figura 3.13 se representan los perfiles κ_n y s_n correspondientes a filtros diseñados con una misma configuración y diferentes anchos de banda (ver figura 3.13a), y filtros con un mismo ancho de banda y diferentes configuraciones (ver figura 3.13b). De estas gráficas se pueden resaltar otras dos observaciones: (i) $\kappa_{\max}$ y L escalan de forma proporcional e inversamente proporcional con el ancho de banda $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$, respectivamente; (ii) $\kappa_{\max}$ y L escalan de forma proporcional e inversamente proporcional con el índice de grupo del núcleo $n_{\mathrm{g,u}}$, respectivamente Estas tendencias encajan con el análisis llevado a cabo previamente en la sección 2.2.3. Por último, cabe confirmar que las configuraciones de filtro con un mayor confinamiento modal requieren de menores separaciones de los segmentos laterales, siendo el caso más crítico el de la guía Si-*wire* con polarización TE. Por ejemplo, usando esta configuración, no podría implementarse un filtro sinusoidal con $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 3.60 nm usando tecnología de fabricación *deep*-UV con MFS = 100 nm, ya que requiere de una separación mínima $s_{\min} \approx$ 60 nm.

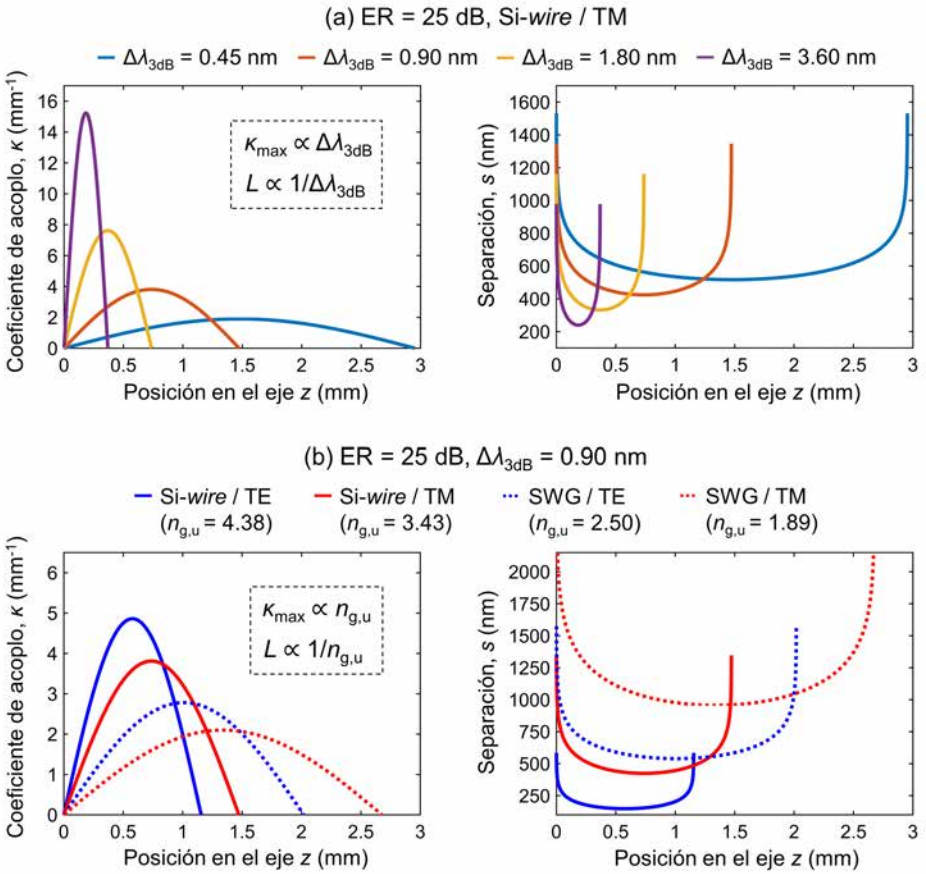

Figura 3.13. Comparativa de perfiles de coeficiente de acoplo y separación lateral de filtros sinusoidales, (a) para diferentes anchos de banda a 3 dB y (b) para diferentes configuraciones de filtro. En ambos casos, se especifica un ER objetivo de 25 dB. La comparativa (a) se realiza para la configuración de filtro basada en núcleo Si-*wire* y polarización TM. La comparativa (b) se realiza manteniendo un ancho de banda a 3 dB objetivo de 0.90 nm.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Tabla 3.4. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal. Nótese que cuatro especificaciones de filtro han sido utilizadas, cada una de ellas definida por la relación de extinción y el ancho de banda a 3 dB objetivo.

Configuración	ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
Si-*wire*/TE	25	0.45	2.43	191	6641	2.31
Si-*wire*/TM			1.90	517	6448	2.95
SWG/TE			1.39	639	8338	4.03
SWG/TM			1.05	1138	10 500	5.35
Si-*wire*/TE	25	0.90	4.86	148	3321	1.15
Si-*wire*/TM			3.81	424	3216	1.47
SWG/TE			2.78	539	4171	2.02
SWG/TM			2.10	956	5250	2.68
Si-*wire*/TE	25	1.80	9.73	104	1661	0.58
Si-*wire*/TM			7.62	332	1608	0.74
SWG/TE			5.55	439	2089	1.01
SWG/TM			4.19	774	2625	1.34
Si-*wire*/TE	25	3.60	19.46	61	831	0.29
Si-*wire*/TM			15.23	240	805	0.38
SWG/TE			11.10	339	1045	0.50
SWG/TM			8.39	591	1312	0.67

3.4.2. Filtros *flat-top* multicanal

Los filtros de respuesta *flat-top* son aquellos que presentan un comportamiento maximalmente plano en la banda de paso del filtro, tales como los filtros de Butterworth. Este tipo de filtros resultan de gran interés, por ejemplo, para seleccionar canales en sistemas DWDM (*dense wavelength division multiplexing*). Se han demostrado diferentes implementaciones de filtros *flat-top* en la plataforma SOI mediante estructuras Bragg apodizadas [32, 100, 107]. Habitualmente, estos diseños presentan anchos de banda superiores a 1 nm, pero en el caso específico del estándar DWDM se requiere un espaciado entre canales de 100 GHz o inferior (0.8 nm en unidades de longitud de onda para λ = 1.55 µm) [112].

En la figura 3.14 se muestra la respuesta objetivo de un filtro *flat-top* en reflexión con tres canales, siendo $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ el ancho de banda a 3 dB de cada canal (definido en reflexión) y $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ la separación entre canales de interés. Para conformar esta respuesta, se puede utilizar la siguiente expresión para el coeficiente de reflexión en campo:

$$r(\lambda) = \sum_k r_{\max}\left[1 + \left(2\frac{\lambda - \lambda_k}{\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}}\right)^M\right]^{-1/2}, \tag{3.7}$$

donde $r_{\max}$ denota el nivel de reflectividad máximo en cada banda, λ_k son las respectivas longitudes de onda centrales y M constituye el orden del filtro, relacionado con el decaimiento de la respuesta fuera de las bandas de paso. Para los filtros a diseñar aquí, se ha especificado $r_{\max}$ = 0.995 (pérdidas de inserción inferiores a 0.05 dB en las bandas de paso), $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm, $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ = 1.6 nm y M = 18. Los valores de $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ y $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ escogidos permiten emular la selección de canales DWDM alternos (por ejemplo, selección de canales impares y eliminación de canales pares). Por su parte, el orden del filtro M se ha elegido para que la transición de –0.5 a –10 dB en la reflectancia espectral se produzca en un ancho de banda inferior a 0.1 nm.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

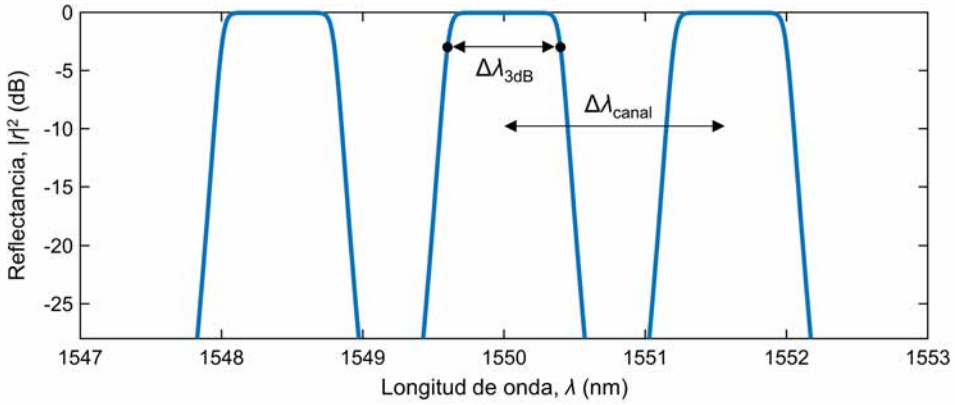

Figura 3.14. Reflectancia espectral objetivo de un filtro *flat-top* con tres canales en torno a la longitud de onda de 1550 nm.

El proceso de diseño de los filtros *flat-top* se lleva a cabo aplicando la metodología de diseño propuesta en la sección 2.4, basada en el uso de los algoritmos LP y LA. En primer lugar, a partir de la respuesta en reflexión objetivo especificada, se realiza un preprocesado para obtener una respuesta causal y realizable, y se determinan los coeficientes de reflexión locales ρ_n a sintetizar mediante el algoritmo LP. Posteriormente, el perfil de reflexión local obtenido es truncado para reducir la longitud total del filtro. Este truncamiento se ha realizado bajo los dos siguientes criterios:

1. Se ha escogido un tamaño para la ventana de truncamiento tal que esta abarca todos los periodos del perfil de reflexión local con $|\rho_n| > 10\,\%\rho_{\max}$. Esto se hace con el fin de preservar las contribuciones más significativa en la respuesta al impulso del filtro y evitar una degradación espectral relevante tras el truncamiento.

2. Los periodos límite de la ventana de truncamiento (N_1 y N_2) se sitúan en torno a zonas del perfil de reflexión local original que presentan cruces por cero ($|\rho_n| \approx 0$). Esto permite que los segmentos laterales estén muy alejados al principio y al final del filtro ($s_n \to \infty$), facilitando una transición suave entre las guías de acceso al filtro (sin segmentos laterales) y el propio filtro.

En la figura 3.15 se muestra el perfil ρ_n de uno los filtros *flat-top* diseñados, tras haber aplicado la ventana de truncamiento descrita. Es interesante señalar que el perfil ρ_n de este filtro es real. Esto se debe a que la respuesta en reflexión objetivo se trata de una función simétrica con respecto de la longitud de onda central y, por tanto, la respuesta al impulso asociada al filtro es una señal real (propiedades de la transformada de Fourier).

En la figura 3.16 se representan los perfiles s_n y Λ_n calculados para cada configuración de filtro a partir de los correspondientes perfiles ρ_n. En primer lugar, cabe observar que los cambios de signo en el perfil ρ_n se corresponden con saltos abruptos de la modulación del periodo Bragg Λ_n de acuerdo con la expresión 2.99 (saltos de fase $\angle\rho_n - \angle\rho_{n+1} = \pm\pi$ en la figura 3.15c). Estas variaciones abruptas de Λ_n se pueden visualizar como secciones de líneas de transmisión que se añaden en algunas posiciones del filtro para sintetizar los cambios de fase requeridos en la respuesta al impulso. Además, dichos cambios de fase se producen en periodos donde $|\rho_n| \to 0$ ($s_n \to \infty$), por lo que la influencia de los segmentos laterales en estos tramos de guía puede considerarse despreciable. Por otra parte, es interesante resaltar que, al igual que ocurre con los filtros sinusoidales, la separación mínima $s_{\min}$ crece para las configuraciones

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

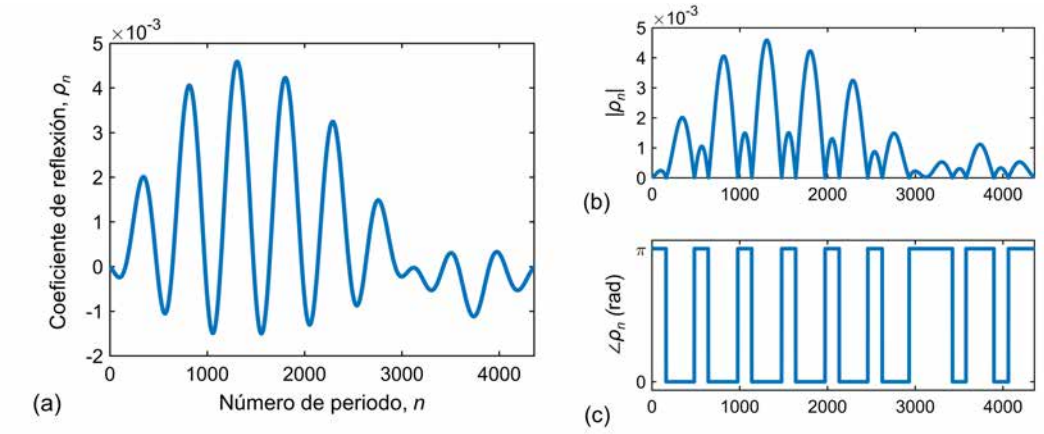

Figura 3.15. (a) Perfil de coeficiente de reflexión local para uno de los filtros *flat-top* multicanal diseñados, incluyendo (b) módulo y (c) fase. El resultado corresponde a un filtro *flat-top* de tres canales para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM, con los siguientes parámetros objetivo: $r_{\max}$ = 0.995, $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm y $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ = 1.6 nm. El perfil ρ_n mostrado es el resultante de haber aplicado el algoritmo LP sobre la respuesta objetivo y utilizar una ventana de truncamiento para reducir la longitud del filtro.

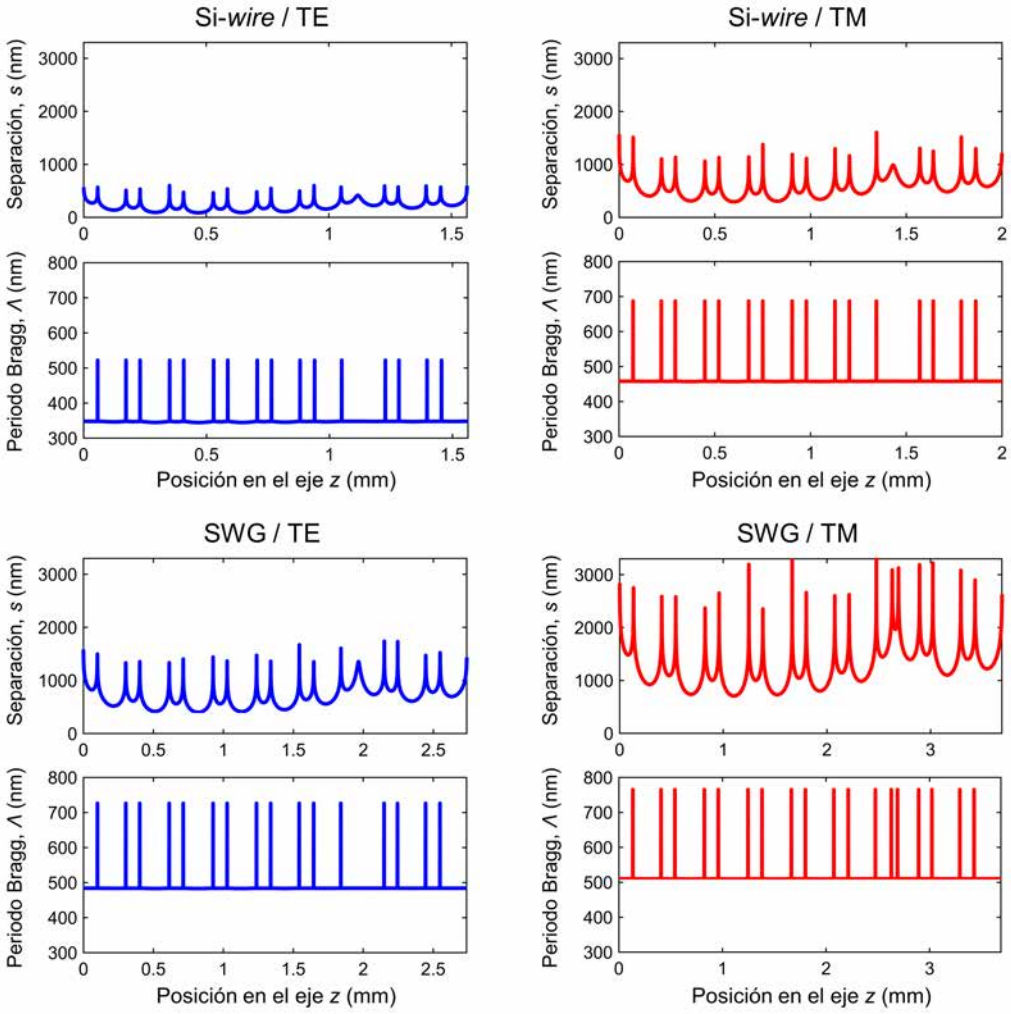

Figura 3.16. Perfiles de separación lateral y periodo Bragg de filtros *flat-top* multicanal para las diferentes configuraciones de filtro. Los resultados corresponden a un filtro *flat-top* de tres canales con los siguientes parámetros objetivo: $r_{\max}$ = 0.995, $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm y $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ = 1.6 nm.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

de filtro con un menor confinamiento modal, permitiendo relajar el MFS requerido pero también aumentando la longitud total del filtro L como consecuencia del menor índice de grupo de dichas configuraciones. También se puede observar que el margen dinámico de separaciones s_n se incrementa para estas configuraciones de filtro, debido al menor gradiente de las correspondientes funciones de mapeo $\kappa(s)$ (ver figura 3.10a), facilitando el posicionamiento de los segmentos laterales en la fabricación del filtro.

En la tabla 3.5 se resumen los principales valores de diseño de los filtros *flat-top* multicanal. De nuevo, todos los diseños presentan aproximadamente el mismo producto $\kappa_{\max}L$, debido a que se ha partido de la misma especificación espectral y se ha aplicado el mismo criterio de truncamiento sobre el perfil de reflexión local ρ_n. Asimismo, se puede observar que el caso más crítico es, de nuevo, el de la configuración de filtro basada en núcleo Si-*wire* y polarización TE, que requiere un MFS por debajo de 100 nm. El resto de diseños satisfacen el criterio de MFS de 100 nm, destacando el potencial de la técnica propuesta en esta tesis para diseñar filtros *flat-top* en tecnología SOI con anchos de canal $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm, compatibles con el estándar DWDM.

Tabla 3.5. Resumen de valores de diseño de filtros *flat-top* con tres canales, con los siguientes parámetros objetivo: $r_{\max}$ = 0.995, $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm y $\Delta\lambda_{\text{canal}}$ = 1.6 nm.

Configuración	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
Si-*wire*/TE	12.79	87	4496	1.56
Si-*wire*/TM	10.02	295	4361	2.00
SWG/TE	7.29	400	5655	2.74
SWG/TM	5.39	707	7226	3.69

3.4.3. Filtros astrofotónicos

Un área de la óptica integrada que está adquiriendo creciente interés durante los últimos años es la astrofotónica. Este campo de aplicación busca aprovechar las posibilidades que ofrecen las tecnologías fotónicas para el desarrollo de instrumentación astronómica [12, 113]. Un problema conocido por los astrofísicos es que en el rango de frecuencias del infrarrojo medio la atmósfera terrestre presenta un espectro de emisión mucho más brillante que en el espectro visible, el cual dificulta la observación del cielo nocturno mediante telescopios terrestres. Esta luz indeseada procede de partículas de hidróxilo (OH) situadas en la propia atmósfera y está compuesta por cientos de líneas espectrales a longitudes de onda arbitrarias, también conocidas como líneas de emisión de OH, que se distribuyen particularmente en el rango entre λ = 1 µm y λ = 1.8 µm. Una alternativa para evitar esta luz atmosférica indeseada en las imágenes capturadas es utilizar observatorios espaciales, pero constituyen una solución significativamente más costosa que los telescopios terrestres [41]. En este contexto, se han propuesto soluciones para suprimir las líneas de emisión de OH tanto con redes de Bragg en fibra [24] como con filtros Bragg integrados [41, 42].

En la tabla 3.6 se presenta la especificación del filtro astrofótonico a diseñar en esta tesis, que consiste en un filtro multinotch para eliminar 20 longitudes de onda arbitrarias en torno a λ = 1550 nm, con anchos de banda del orden de los requeridos para suprimir las líneas de OH ($\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}} \approx$ 0.40 nm). En la figura 3.17 se muestra la correspondiente respuesta en transmisión objetivo. La especificación propuesta coincide con la ya acometida en [41] para implementar un filtro astrofotónico en guías de bajo contraste de índice basadas en nitruro de silicio. Sin embargo, filtros con estas características no

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

han sido demostrados previamente en la plataforma de alto contraste SOI. Frente a las estructuras Bragg basadas en corrugaciones típicamente usadas en SOI, las geometrías propuestas en esta tesis pueden ser más ventajosas para sintetizar los anchos de línea estrechos requeridos para eliminar las líneas de OH. Cabe recordar que ya se han demostrado previamente filtros no apodizados en SOI con anchos de banda de hasta 0.15 nm empleando la configuración con núcleo SWG [48].

Tabla 3.6. Especificación espectral del filtro astrofónico a diseñar, formado por 20 notches a longitudes de onda arbitrarias en la respuesta en transmisión. Las longitudes de onda λ_{k} constituyen las longitudes de onda a eliminar por el filtro, en las cuales se centran cada uno de los notches.

ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	λ_{k} [nm]
20	0.40	1532, 1533, 1535, 1536, 1537, 1538, 1540, 1541, 1542, 1544, 1545, 1546, 1547, 1548, 1549, 1550, 1554, 1556, 1557, 1558

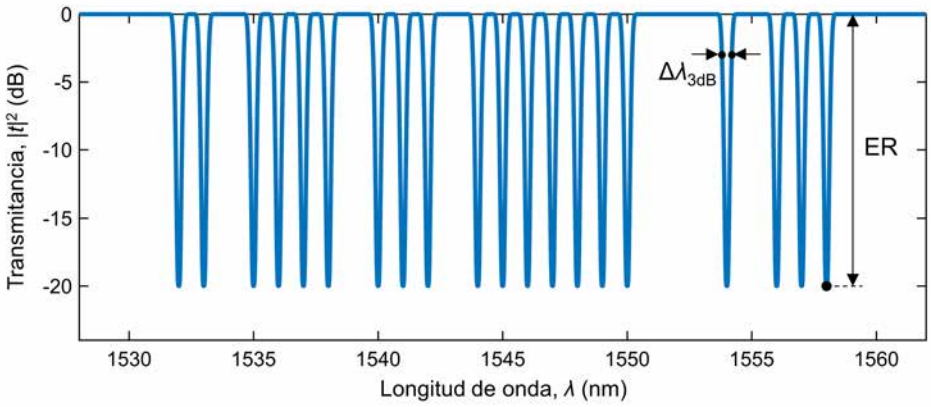

Figura 3.17. Transmitancia espectral objetivo del filtro astrofónico a diseñar, formado por 20 notches en posiciones arbitrarias.

Al igual que los filtros *flat-top*, el diseño de los filtros astrofotónicos se lleva a cabo mediante los algoritmos LP y LA. Para conformar la respuesta en transmisión de la figura 3.17, se define un coeficiente de reflexión (en campo) objetivo compuesto por la suma de funciones supergaussianas centradas en cada longitud de onda λ_k a eliminar:

$$r\left(\lambda\right) = \sum_{k} r_{\max} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda - \lambda_k}{\sigma}\right)^4\right], \tag{3.8}$$

donde los parámetros $r_{\max}$ y σ se calculan como

$$r_{\max} = \sqrt{1 - 10^{-\mathrm{ER[dB]}/10}}, \tag{3.9}$$

$$\sigma = \frac{\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}}{2\log^{1/4}\left(2\right)}. \tag{3.10}$$

A partir de la respuesta en reflexión objetivo, se aplica el algoritmo LP para obtener los coeficientes de reflexión locales ρ_n, que posteriormente se truncan utilizando el mismo criterio que en el diseño de los filtros *flat-top*: ventana de truncamiento que incluya todos los periodos del filtro con $|\rho_n| > 10\,\%\rho_{\max}$ y periodos límite de la ventana de truncamiento tal que $|\rho_n| \approx 0$.

En la figura 3.18 se muestra el perfil ρ_n del filtro astrofotónico diseñado para una de las configuraciones de filtro, tras haber aplicado el truncamiento. A diferencia de los

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

filtros *flat-top*, el perfil ρ_n asociado a los filtros astrofotónicos es complejo, debido a la ausencia de simetría en la respuesta espectral objetivo. El módulo $|\rho_n|$ (ver figura 3.18a) determinará el perfil de coeficiente de acoplo κ_n y, en consecuencia, la separación de los segmentos s_n. Por su parte, la fase $\angle\rho_n$ (ver figura 3.18b) se traducirá en las variaciones del periodo Bragg Λ_n.

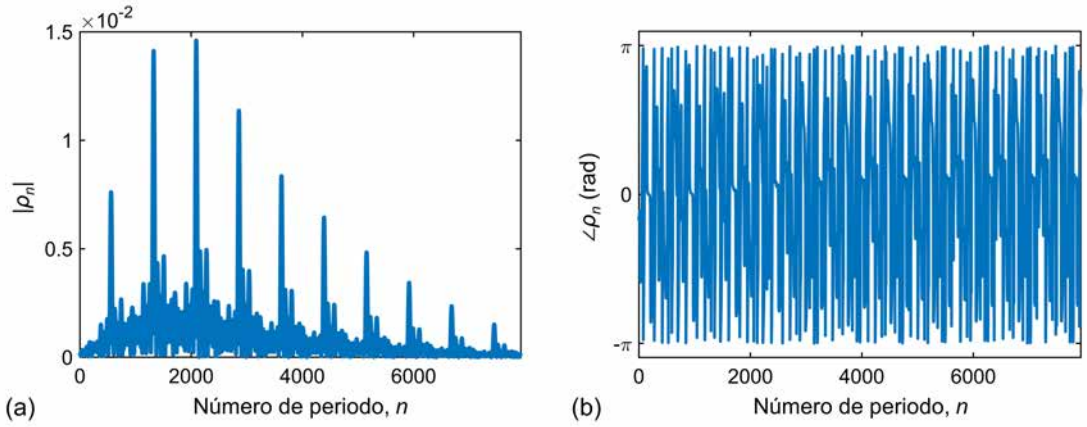

Figura 3.18. Perfil de coeficiente de reflexión local para uno de los filtros astrofotónicos diseñados: (a) módulo y (b) fase. El resultado corresponde a la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM, con la especificación de filtro resumida en la tabla 3.6. El perfil ρ_n mostrado es el resultante de haber aplicado el algoritmo LP sobre la respuesta objetivo y utilizar una ventana de truncamiento para reducir la longitud del filtro.

En la figura 3.19 se ilustran los perfiles s_n y Λ_n obtenidos para cada configuración de filtro. Con respecto al caso de los filtros *flat-top*, cabe destacar que el periodo Bragg Λ_n ya no presenta una modulación caracterizada por tener saltos abruptos puntuales. Esto es consecuencia de tener un perfil de reflexión local ρ_n complejo y no real, como ya se ha mencionado. También se observan las mismas tendencias que en los filtros anteriores en relación con la separación mínima $s_{\min}$ y la longitud total L requeridas para cada configuración de filtro bajo estudio (mayor $s_{\min}$ y mayor L para los filtros con un menor confinamiento modal). Para estudiar con más detalle las separaciones laterales obtenidas en este caso, que presentan un perfil de variación más difícil de analizar que en los filtros *flat-top*, en la figura 3.20 se comparan las distribuciones de s_n de cada configuración en forma de histograma. Se puede observar con claridad que las configuraciones de filtro con un menor confinamiento modal presentan distribuciones de s_n más ensanchadas. Como también se mencionó en el diseño de los filtros *flat-top*, esto es resultado de la menor tasa de decaimiento de la función $\kappa(s)$ para dichas configuraciones, permitiendo reducir la precisión requerida en el posicionamiento de los segmentos laterales durante el proceso de litografía.

En la tabla 3.7 se muestran los valores más relevantes de diseño de los filtros astrofotónicos. Todos los diseños mantienen aproximadamente el mismo producto $\kappa_{\max}L$. Cabe resaltar que el filtro basado en guía Si-*wire* con polarización TE necesita una separación mínima de solo 15 nm. Esta separación es difícil de reproducir en fabricación incluso utilizando técnicas litográficas de mayor precisión basadas en haz de electrones (e-*beam*). Para el proceso de e-*beam* que se va a utilizar en la fabricación de los filtros de esta tesis se especifica un MFS de 60 nm [114], por lo que el filtro astrofónico con núcleo Si-*wire* y polarización TE no se ha podido implementar y evaluar experimentalmente. El resto de diseños son compatibles con fotolitografía estándar *deep*-UV, ilustrando de nuevo la importancia de utilizar guías con un confinamiento modal suficientemente reducido para poder llevar a cabo diseños flexibles en la práctica.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

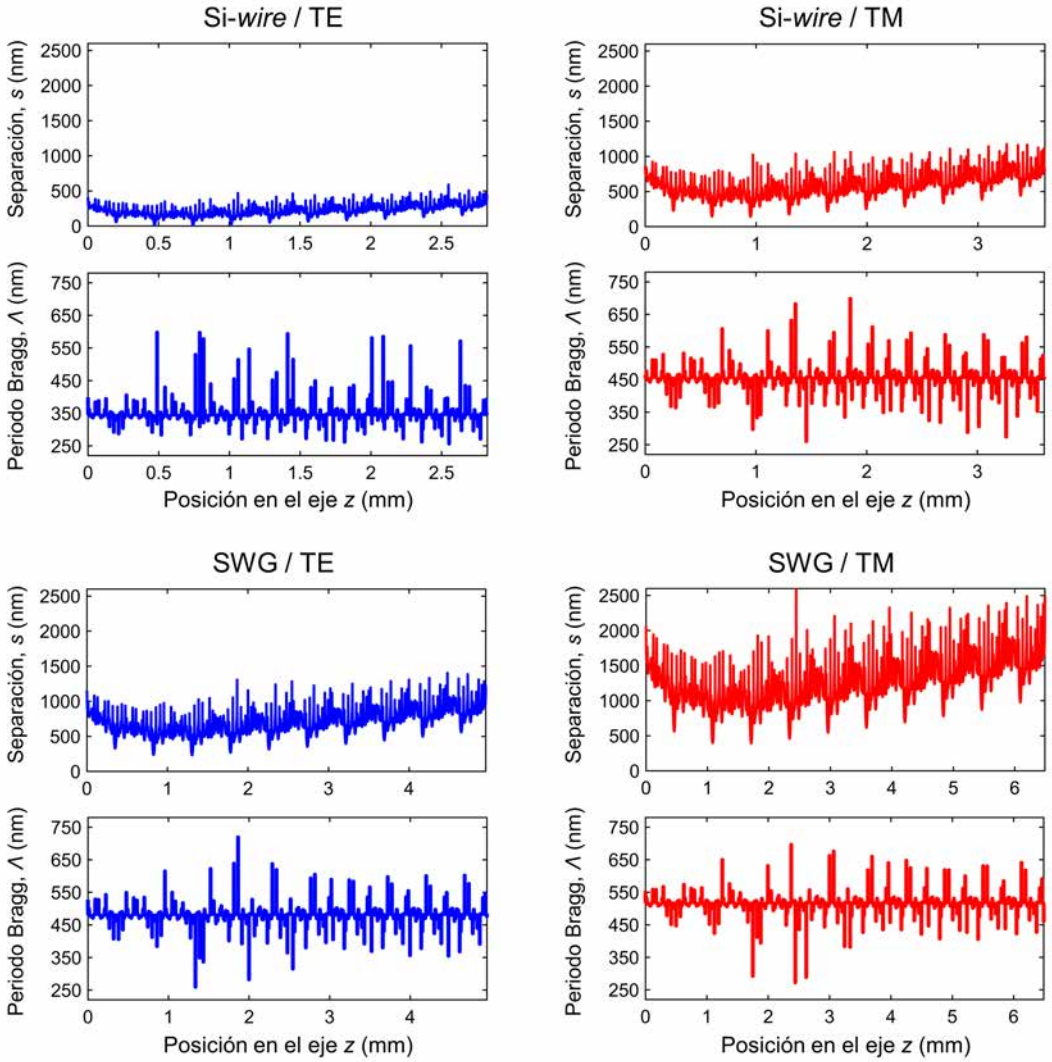

Figura 3.19. Perfiles de separación lateral y periodo Bragg de filtros astrofotónicos para las diferentes configuraciones de filtro. Los resultados se corresponden con la especificación espectral de filtro mostrada en la tabla 3.6.

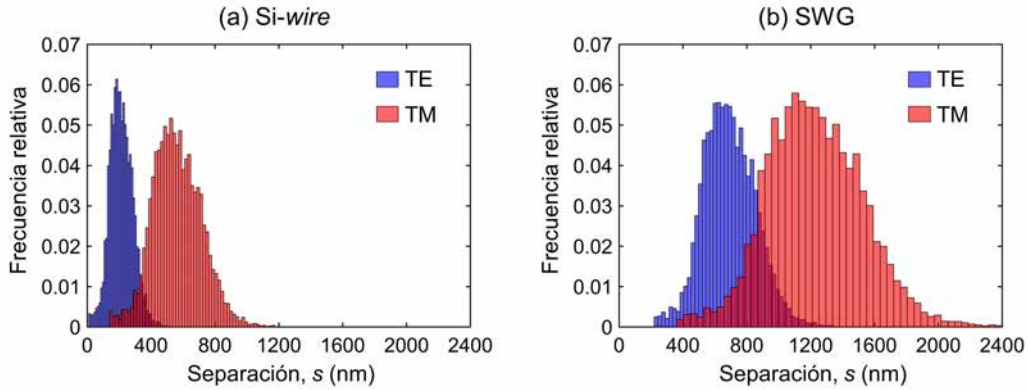

Figura 3.20. Distribuciones de frecuencia relativa de las separaciones de los segmentos laterales para los filtros astrofotónicos diseñados: (a) comparativa para filtros con núcleo Si-*wire* y (b) comparativa para filtros con núcleo SWG. Todos los histogramas se han calculado utilizando el mismo número de intervalos.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Tabla 3.7. Resumen de valores de diseño de filtros astrofotónicos, correspondientes con la especificación de filtro mostrada en la tabla 3.6.

Configuración	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
Si-*wire*/TE	40.77	15	8187	2.83
Si-*wire*/TM	31.86	141	7929	3.61
SWG/TE	23.17	233	10 298	4.95
SWG/TM	17.88	392	12 565	6.49

3.5. Implementación de prototipos

Con el propósito de realizar una evaluación experimental de las geometrías de filtro Bragg y la técnica de apodización propuestas en esta tesis, se han fabricado algunos de los diseños presentados en la sección anterior y se ha llevado a cabo su caracterización experimental. En esta sección se describe brevemente el diseño de la máscara con las estructuras de prueba a implementar y el proceso de fabricación de las mismas.

3.5.1. Definición de la máscara

El acceso de fibra óptica a chip se va a realizar mediante un *edge-coupler*, un tipo de acoplador que permite inyectar la luz procedente de la fibra óptica situando esta en el canto del chip. El *edge-coupler* a utilizar se trata de un acoplador de gran ancho de banda y alta eficiencia para ambas polarizaciones basado en una guía SWG cuyas dimensiones varían a lo largo de la longitud del acoplador [115, 116]. Este acoplador permite realizar la transición desde una fibra óptica SMF-28 terminada en lente (*lensed fiber*) con un MFD (*mode field diameter*) de 3.2 µm a una guía de silicio de anchura 500 nm. Todas las estructuras a definir en la máscara se extienden desde un extremo del chip al opuesto, insertándose un *edge-coupler* en cada extremo para conformar respectivamente la entrada y la salida de la luz en el chip. En la figura 3.21a se muestra el *edge-coupler* de entrada de una de las estructuras de la máscara.

La transición desde el *edge-coupler* a los filtros se realiza a través de guías de interconexión de anchura 500 nm. En la máscara se han incluido varias estructuras formadas por únicamente el acoplador de entrada, una guía de 500 nm y el acoplador de salida, con diferentes longitudes de guía (0.8, 2.3, 3.9 y 5.4 cm). Estas estructuras se utilizarán para estimar tanto las pérdidas de propagación de las guías de interconexión como las pérdidas de los acopladores chip-fibra, utilizando el habitual método de *cutback*.

También se han incluido estructuras de prueba para caracterizar las pérdidas de propagación de las guías que conforman el núcleo de los filtros (esto es, las guías sin perturbar para las cuatro configuraciones de filtro estudiadas). A continuación se describen las estructuras definidas en la máscara para este fin:

- **Guías Si-*wire* para filtros TE y TM**. Ambos filtros (TE y TM) utilizan una anchura de guía W = 400 nm (ver tabla 3.1). Las estructuras definidas para caracterizar las pérdidas de esta guía son análogas a las usadas para estimar las pérdidas de las guías de interconexión de 500 nm, es decir, varias guías con diferentes longitudes para aplicar la técnica de *cutback*. La principal diferencia es que en este caso, tras los *edge-couplers*, es necesario incluir una transición de la guía de interconexión de 500 nm a la guía de interés de 400 nm, la cual se basa en un *taper* lineal de

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

bajas pérdidas con longitud 60 µm. Se han utilizado las mismas longitudes para las guías de 400 nm que en el caso anterior: 0.8, 2.3, 3.9 y 5.4 cm.

- **Guías SWG para filtros TE**. Las guías SWG usadas para estos filtros tienen anchura W = 400 nm, periodo Λ_{SWG} = 242 nm y ciclo de trabajo DC_{SWG} = 0.6 (ver tabla 3.1). El acceso de guía de interconexión a guía SWG se realiza mediante dos etapas: (i) *taper* lineal de anchura 500 nm a anchura 400 nm con longitud 60 µm; (ii) *taper* de guía Si-*wire* a guía SWG, basado en la estructura mostrada en la figura 3.21b. La longitud de este segundo *taper* es de 80 periodos SWG (19.4 µm). Para estimar las pérdidas de esta guía SWG se han utilizado tres longitudes distintas: 0.1, 0.4 y 0.6 cm. La razón de usar longitudes menores que en las guías Si-*wire* es que cabe esperar mayores pérdidas por longitud en este caso.
- **Guías SWG para filtros TM**. Estas guías tienen anchura W = 450 nm, periodo Λ_{SWG} = 255 nm y ciclo de trabajo DC_{SWG} = 0.6 (ver tabla 3.1). La principal diferencia con respecto de las guías SWG para TE es el primer *taper*, que ahora se trata de un *taper* de anchura 500 nm a 450 nm y longitud 30 µm. El *taper* de guía Si-*wire* a guía SWG (ambas de anchura 450 nm) vuelve a tener una longitud de 80 periodos SWG (20.4 µm). Se han utilizado las mismas longitudes para la guía SWG que en el caso anterior: 0.1, 0.4 y 0.6 cm.

Por último, queda definir las estructuras con los filtros diseñados. Para la transición entre las guías de interconexión y los filtros, se van a utilizar las mismas estructuras de acceso descritas en el párrafo anterior, con la diferencia de que ahora se insertan los segmentos laterales junto con las guías que conforman el núcleo de los filtros. Se han incluido un total de dos repeticiones por cada uno de los filtros diseñados en la sección 3.4. En las figuras 3.21c y 3.21d se muestran capturas de la máscara de un filtro apodizado con núcleo Si-*wire* y otro con núcleo SWG, respectivamente.

3.5.2. Proceso de fabricación

El circuito óptico definido en la máscara se ha implementado sobre una oblea SOI compuesta por un sustrato de silicio de 725 µm, un BOX de dióxido de silicio de 2 µm y una capa de silicio de 220 nm. El patrón de la máscara se ha transferido a la oblea mediante litografía de haz de electrones (e-*beam*), que destaca por proporcionar mayor resolución que la fotolitografía estándar basada en exposición a luz ultravioleta (*deep*-UV). La eliminación de las zonas correspondientes de la capa de silicio (proceso de grabado) se ha llevado a cabo mediante un atacado con iones de alta energía producidos por un plasma químicamente reactivo, utilizando la técnica denominada *inductively coupled plasma - reactive ion etching* (ICP-RIE). Posteriormente, se ha depositado un *cladding* superior de dióxido de silicio de 2.2 µm para proporcionar mayor protección a las estructuras, siguiendo el proceso de reacción química conocido como *plasma-enhanced chemical vapour deposition* (PECVD). Finalmente, se ha aplicado un proceso de grabado profundo o *deep-etch* en las zonas que van a delimitar el perímetro del chip, el cual permite definir cortes con bordes suaves (también denominados *deep trenches*) para facilitar el posicionamiento de la fibra óptica en el canto del chip junto a los *edge-coupler*. El proceso de fabricación descrito en este párrafo ha sido llevado a cabo en Canadá por la empresa Applied Nanotools [114].

En la figura 3.22 se muestran varias imágenes de las estructuras fabricadas, obtenidas mediante un microscopio electrónico de barrido o SEM (*scanning electron microscope*) antes de la deposición del recubrimiento de dióxido de silicio.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

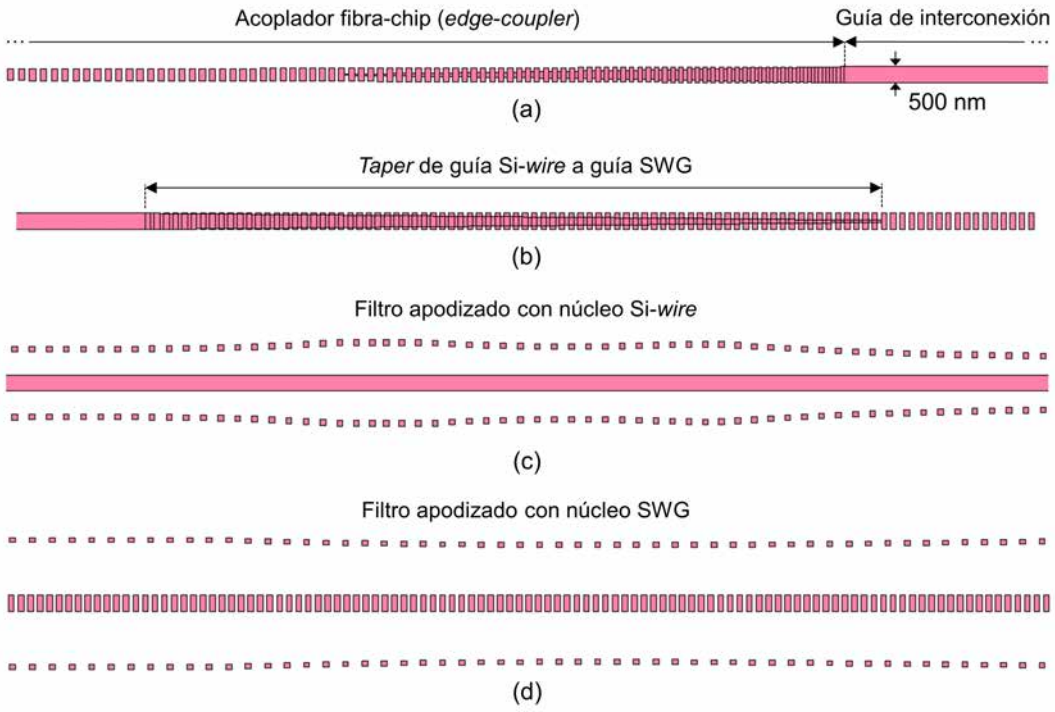

Figura 3.21. Capturas de diferentes zonas de la máscara definida para fabricar los filtros: (a) transición de acoplador fibra-chip a guía de interconexión de entrada; (b) *taper* de guía Si-*wire* a guía SWG; (c) sección del filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* para polarización TM; (d) sección del filtro astrofotónico con núcleo SWG para polarización TM.

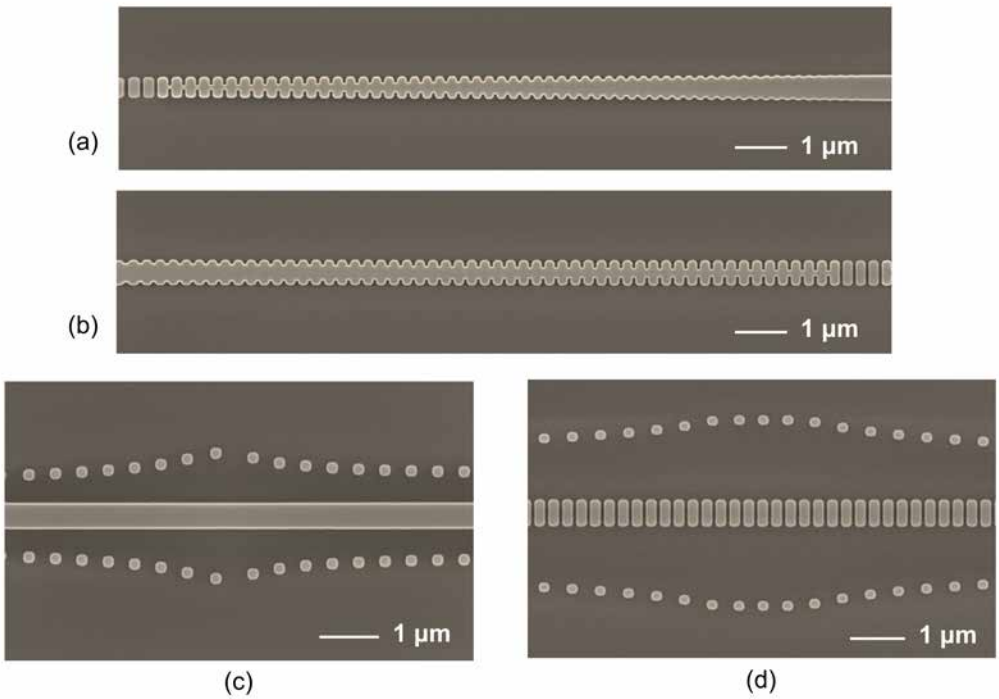

Figura 3.22. Imágenes SEM de algunas de las estructuras fabricadas: (a) transición de acoplador fibra-chip a guía de interconexión de entrada; (b) *taper* de guía Si-*wire* a guía SWG; (c) sección del filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y para polarización TM; (d) sección del filtro astrofotónico con núcleo SWG y para polarización TM. Estas imágenes fueron tomadas antes la deposición del *cladding* superior.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.6. Resultados experimentales

En esta sección se presentan y analizan los resultados experimentales obtenidos. En primer lugar, se describe el equipo de medida utilizado para realizar la caracterización experimental de los dispositivos fabricados. Posteriormente, se calculan: (i) las pérdidas asociadas al sistema de medida, (ii) las pérdidas de los acopladores chip-fibra, y (iii) las pérdidas de propagación de los diferentes tipos de guía incluidas en el chip. Finalmente, se procede a describir y analizar en detalle los resultados experimentales asociados a los filtros diseñados, realizando hincapié en las principales conclusiones obtenidas.

3.6.1. Montaje de medida

El proceso de caracterización de las estructuras fabricadas se ha llevado a cabo en las instalaciones del grupo de investigación en la Universidad de Málaga. En la figura 3.23 se ilustra de forma esquemática el montaje empleado para realizar las medidas, el cual se describe a continuación.

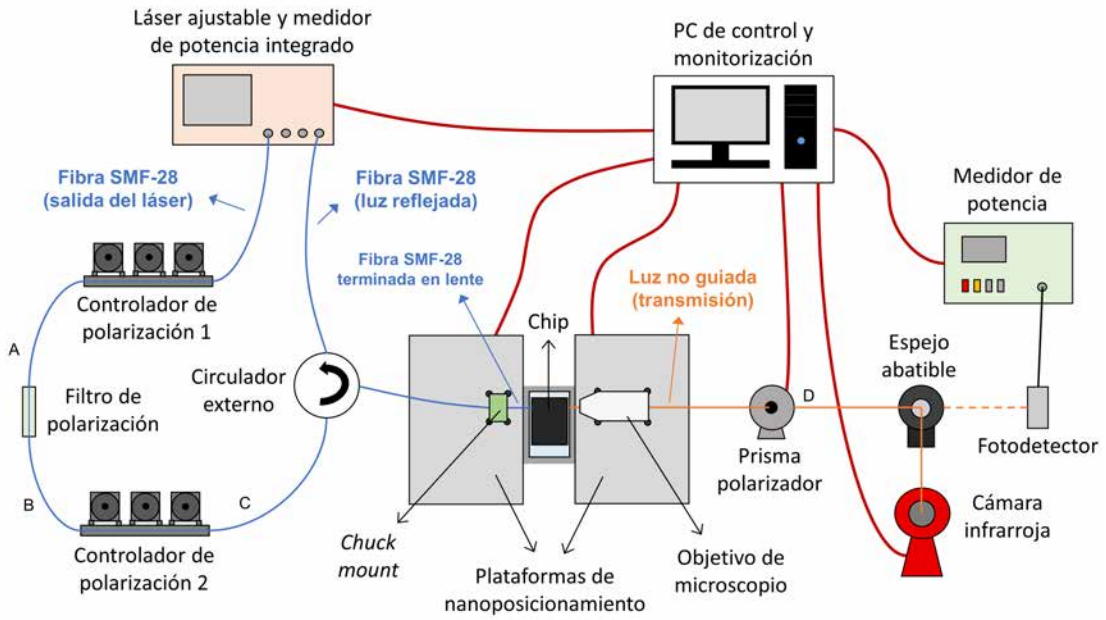

Figura 3.23. Representación esquemática del montaje de medida usado para caracterizar las estructuras fabricadas. Las líneas azules representan fibras ópticas, las líneas naranjas son tramos en los que la luz se propaga de forma no guiada, y las líneas rojas muestran conexiones eléctricas con el PC del laboratorio. Todas las fibras ópticas del montaje son SMF-28, es decir, no mantenedoras de la polarización.

En primer lugar, se utiliza una fuente láser de la familia Agilent 81600B ajustable desde λ = 1495 nm a λ = 1640 nm, conectada al PC del laboratorio para el control y la monitorización de las medidas. La salida de la fuente láser es conectada a una fibra óptica estándar SMF-28. Posteriormente, se dispone de un sistema de control de polarización en fibra, cuyo objetivo es permitir seleccionar el estado de polarización (TE o TM) con el que se excitan las estructuras del chip. Este sistema se compone de tres elementos: un controlador de polarización mecánico de tres palas (FPC562 de Thorlabs), un filtro de polarización (ILP1550SM-APC de Thorlabs) y un segundo controlador de palas idéntico al primero. El filtro se utiliza para fijar un estado de polarización lineal a su salida (punto B) independientemente del estado de polarización a la entrada (punto

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

A). El segundo controlador se configura para realizar la conversión del estado de polarización lineal mencionado (punto B) al estado de polarización a su salida (punto C) que permite que la luz en la punta de la fibra con lente tenga la polarización deseada (nótese que las fibras utilizadas no son mantenedoras de la polarización, por lo que el estado es polarización varía entre la salida del segundo del controlador y el final de la fibra con lente). Por su parte, el primer controlador se ajusta para que a la entrada del filtro de polarización (punto A) la polarización sea lo más lineal posible con respecto su eje óptico, permitiendo maximizar la potencia obtenida a su salida (punto B). Tras el sistema de control de polarización, se incluye un circulador externo (6015-3-APC de Thorlabs) que permite capturar la luz reflejada procedente de los dispositivos del chip, la cual es llevada a un medidor de potencia integrado junto con la fuente láser. Finalmente, la fibra óptica terminada en lente es montada con un *chuck mount* (HFG001 de Thorlabs) sobre una etapa de nanoposicionamiento (MAX601/M de Thorlabs) que se usa para poder mover la fibra y alinear esta con el *edge-coupler* de entrada, inyectando así la luz en la estructura del chip deseada.

A la salida, se dispone de un objetivo de microscopio (RMS40X de Thorlabs) que captura la luz procedente del *edge-coupler* situado en el extremo opuesto del chip. El objetivo se mueve mediante otra etapa de nanoposicionamiento, que permite alinear el mismo con el eje de salida de la estructura del chip y maximizar la cantidad de luz recibida. Tras el objetivo, se tiene un prisma polarizador Glan-Thomson (GTH10M de Thorlabs) montado sobre una etapa de rotación motorizable controlada mediante el PC, que se ajusta para asegurar que la luz obtenida a su salida (punto D) sea puramente TE o TM. Por último, la luz del prisma es llevada a un fotodiodo de germanio (818-IR de Newport) y, sucesivamente, a un medidor de potencia (815 de Newport) conectado al PC. Alternativamente, la luz obtenida a la salida del prisma puede dirigirse mediante un espejo abatible a una cámara infrarroja (Allied Goldeye P-008 SWIR de Allied Vision) que permite visualizar el aspecto de la luz recibida en el PC y facilita el proceso de alineamiento de las estructuras del chip mediante los nanoposicionadores.

En la figura 3.24 se muestra una foto de la parte central del montaje de medida, que incluye las etapas de nanoposicionamiento de la fibra a la entrada y del objetivo de miscroscopio a la salida, junto con el propio chip a caracterizar.

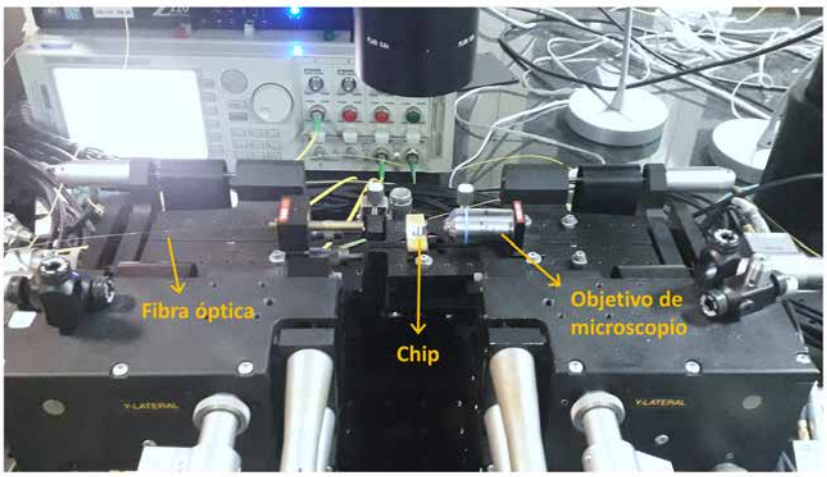

Figura 3.24. Foto del montaje de medida usado para caracterizar las estructuras fabricadas. A la izquierda y la derecha se muestran, respectivamente, las etapas de nanoposicionamiento de la fibra óptica a la entrada y del objetivo de microscopio a la salida. En el centro se coloca el chip fotónico a caracterizar.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.6.2. Caracterización de pérdidas del sistema de medida, pérdidas de acoplamiento y pérdidas de propagación

En primer lugar, es necesario caracterizar las pérdidas asociadas al sistema de medida, con el fin de poder descontar dichas pérdidas en las medidas de los dispositivos del chip. Para ello, se realiza una medida conectando directamente la fibra óptica con el objetivo de microscopio (sin chip). Para realizar la medida con la polarización deseada (TE o TM), se configura el prisma polarizador para que únicamente permita pasar a la salida dicha polarización y, posteriormente, se ajustan mecánicamente los controladores de polarización de la entrada hasta conseguir la máxima potencia a la salida. Esto permite asegurar que el estado de polarización en la terminación de la fibra con lente (es decir, el que va a excitar las estructuras del chip) es el deseado.

En la figura 3.25 se muestra la potencia obtenida en el fotodiodo de salida al conectar directamente fibra óptica y objetivo. Se puede visualizar que, configurando los controladores de polarización de entrada mediante el método descrito en el párrafo anterior, la luz obtenida a la salida contiene principalmente la componente de polarización deseada. La relación de extinción entre la polarización deseada y la polarización complementaria es de al menos 20 dB en la banda de longitudes de onda de λ = 1560 nm a λ = 1600 nm, en la cual se tendrá posteriormente la respuesta espectral de los filtros fabricados. Cabe mencionar que la medida fibra-objetivo se ha realizado en cada una de las sesiones de medida en el laboratorio con el fin de asegurar la repetitividad del resultado.

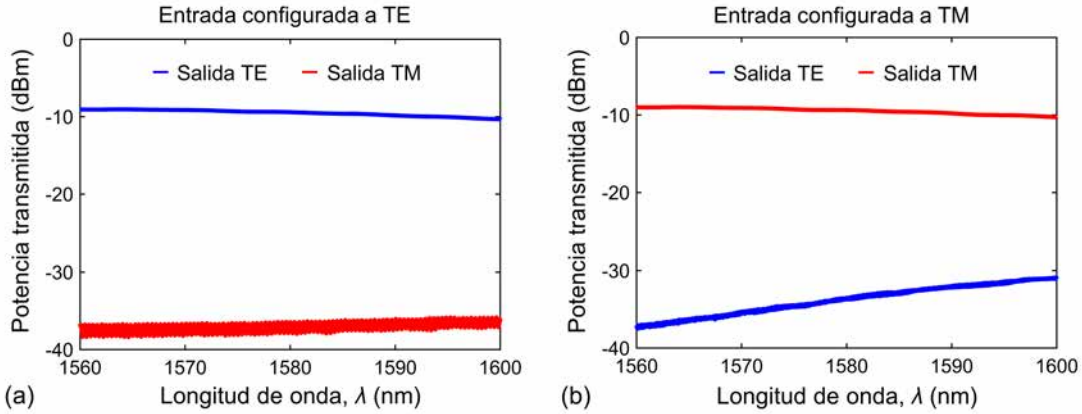

Figura 3.25. Potencia recibida en el fotodiodo de salida al conectar directamente la fibra óptica de entrada y el objetivo de microscopio, configurando los controladores de polarización de la entrada para: (a) excitación con polarización TE y (b) excitación con polarización TM. En azul y rojo se muestra la potencia recibida en el fotodiodo al ajustar el prisma polarizador de salida para permitir pasar únicamente luz TE o luz TM, respectivamente. La potencia de entrada del láser es −1 dBm.

Además de las pérdidas del sistema de medida, es importante caracterizar las pérdidas de los *edge-couplers* de entrada y salida y las pérdidas de propagación de las guías de interconexión. Esto permitirá caracterizar la respuesta de los filtros en sí, descontando el efecto de las pérdidas de los acopladores y las guías de interconexión en la medida. Asimismo, también se van a caracterizar las pérdidas de propagación de las guías que forman el núcleo de los filtros. Ello permitirá evaluar la idoneidad de las guías escogidas para cada topología de filtro bajo estudio, así como analizar el posible impacto de dichas pérdidas en los resultados obtenidos.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

En la figura 3.26 se muestra la transmitancia medida para las estructuras de prueba con guías de interconexión de diferente longitud L a una longitud de onda específica (λ = 1580 nm). En estas gráficas, los puntos marcados sobre el eje de ordenadas representan la transmitancia correspondiente a la estructura completa, formada por el *edge-coupler* de entrada, la guía de interconexión de longitud L y el *edge-coupler* de salida (se ha restado previamente el resultado de la medida fibra-objetivo de la figura 3.25 con el fin descontar las pérdidas del sistema de medida). Realizando una interpolación lineal sobre los valores medidos, se obtiene una estimación de las pérdidas por unidad de longitud de las guías de interconexión (método de *cutback*). Estas medidas también permiten inferir las pérdidas de los *edge-couplers*, ya que el valor de transmitancia estimado para una longitud L = 0 mm debe corresponderse con las pérdidas de los *edge-couplers* de entrada y salida, de forma que las pérdidas de cada acoplador es aproximadamente dicho valor dividido por dos.

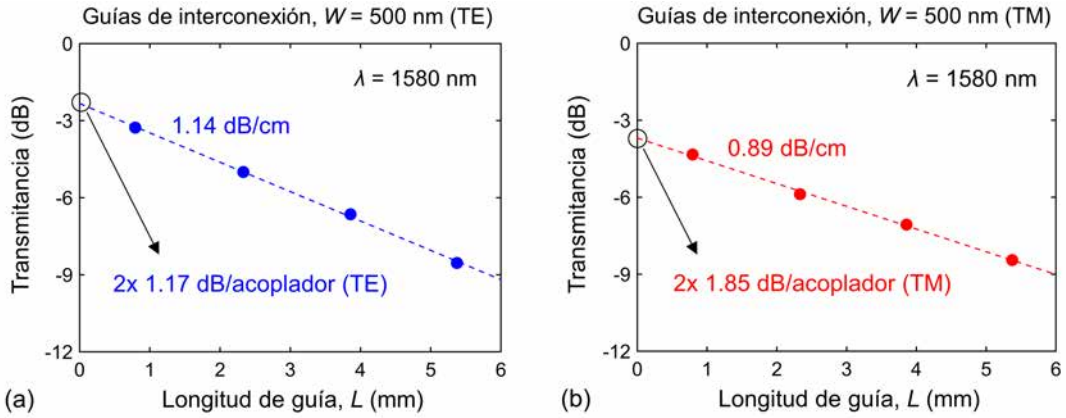

Figura 3.26. Transmitancia medida para las estructuras de prueba basadas en guías interconexión de anchura 500 nm a la longitud de onda λ = 1580 nm, con (a) polarización TE y (b) polarización TM. La interpolación lineal representada en línea discontinua ilustra la aplicación del método de *cutback*, que permite estimar tanto las pérdidas de propagación de las guías como las pérdidas de los *edge couplers*.

Repitiendo el procedimiento descrito en el párrafo anterior para las diferentes longitudes de onda de interés, se puede determinar la variación con respecto a λ de las pérdidas de los *edge-couplers* y las pérdidas de propagación de las guías de interconexión. El resultado obtenido se muestra en las figuras 3.27a y 3.27b, respectivamente. Las pérdidas de los acopladores son inferiores a 2 dB para ambas polarizaciones en todo el ancho de banda de interés, mientras que las pérdidas de las guías de interconexión se encuentran por debajo de 1.5 dB cm^{-1}, siendo inferiores para la polarización TM. Esto se atribuye a un menor impacto de las rugosidades en las paredes laterales de la guía (*sidewall roughness*) para el modo TM [117]. Las pérdidas de los *edge-couplers* y las guías de interconexión se utilizarán posteriormente para descontar la contribución de las mismas en las medidas de los filtros, y poder caracterizar así la respuesta de estos. Para evitar el efecto de las rápidas fluctuaciones que se observan en las curvas de la figura 3.27 (posiblemente relacionadas con el margen de incertidumbre del proceso de medida), se han realizado interpolaciones de tipo cuadrática sobre las mismas, obteniendo las curvas mostradas en color negro en la propia figura 3.27. Estas curvas interpoladas son las que se usarán para restar las pérdidas de los *edge-couplers* y las guías de interconexión en la caracterización de los filtros.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

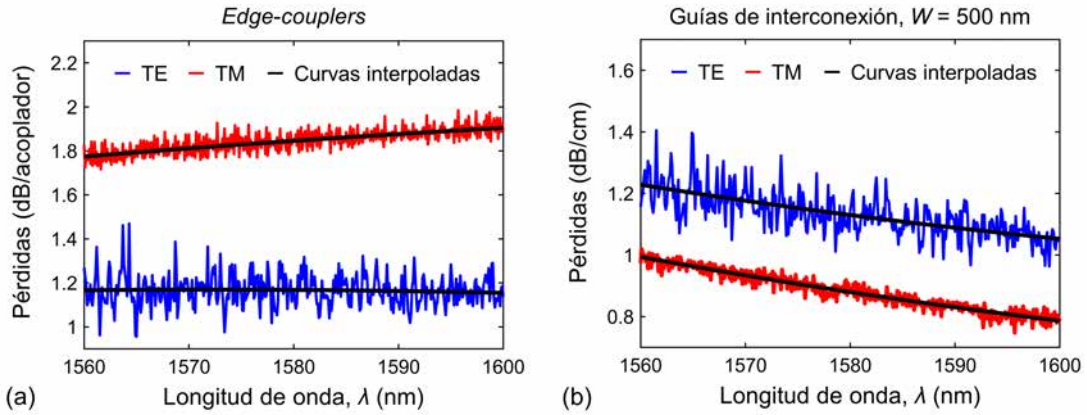

Figura 3.27. Estimación de (a) pérdidas de los *edge-couplers* y (b) pérdidas de propagación de las guías de interconexión con respecto a la longitud de onda λ. En azul y rojo se muestran los resultados obtenidos para polarización TE y TM, respectivamente, habiendo aplicado el mismo procedimiento de cálculo que en la figura 3.26. En negro se representa el resultado de interpolar con una función cuadrática los resultados de las curvas azules y rojas. Las curvas negras son las que se utilizarán para descontar el efecto de las pérdidas de los *edge-couplers* y las guías de interconexión en las medidas de los filtros.

Utilizando de nuevo el método de *cutback*, también se han caracterizado las pérdidas de propagación asociadas a las guías de las cuatro configuraciones de filtro a estudiar, midiendo las estructuras definidas en la máscara para este propósito (ver subapartado 3.5.1). Las pérdidas de propagación estimadas para las diferentes guías se comparan en la figura 3.28. En primer lugar, cabe mencionar que las guías Si-*wire* utilizadas para los filtros (de anchura W = 400 nm) presentan pérdidas ligeramente mayores que las usadas como guías de interconexión (de anchura W = 500 nm). Esto se atribuye a un mayor impacto de las rugosidades laterales sobre las pérdidas por dispersión o *scattering* en guías de anchura más reducida [110]. Por otro lado, se puede observar que las pérdidas de las guías SWG son considerablemente mayores que las de las guías Si-*wire*, siendo especialmente significativas en las guías SWG utilizadas para los filtros con polarización TM. Las pérdidas obtenidas en este caso, crecientes con la longitud de onda λ, son producto de fugas al sustrato de silicio por tener un perfil de campo muy deconfinado. Estas pérdidas son consecuencia de finalmente haber fabricado las estructuras con un espesor de BOX de 2 µm en lugar de 3 µm [111]. En el subapartado 3.6.6 se analizará el impacto de estas pérdidas con mayor detalle.

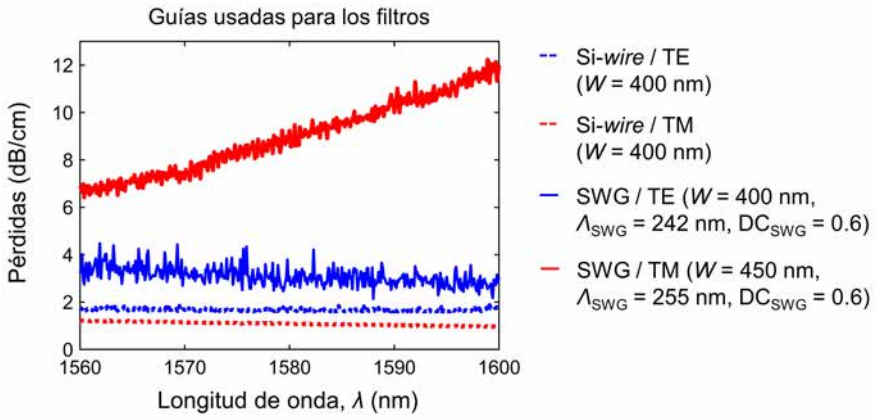

Figura 3.28. Estimación de las pérdidas de propagación de las guías utilizadas como núcleo en las distintas configuraciones de filtro. Junto a la figura se recuerdan las dimensiones de cada una de las guías.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.6.3. Análisis de filtros con apodización sinusoidal

En la figura 3.29 se representa la respuesta en transmitancia medida para los filtros con apodización sinusoidal diseñados en el subapartado 3.4.1. Cada gráfica muestra los resultados de una de las configuraciones de filtro, y cada curva se corresponde con un diseño distinto, con diferente ancho de banda nominal (ver tabla 3.4). A continuación se procede a realizar algunas observaciones sobre estos resultados:

- Los filtros fabricados han sufrido un desplazamiento hacia longitudes de onda mayores. La longitud de onda Bragg nominal era λ_0 = 1550 nm para las configuraciones Si-*wire*/TE, Si-*wire*/TM y SWG/TE, y λ_0 = 1530 nm para la configuración SWG/TM (ver tabla 3.2). Este desplazamiento se debe a que las guías fabricadas presentan dimensiones mayores que en el caso nominal, consecuencia de las imperfecciones de la fabricación, proporcionando un índice efectivo superior al deseado. Los valores específicos de los errores de fabricación que explican estos desplazamientos se determinarán en el subapartado 3.6.5.

- En los diseños Si-*wire*/TE se observan variaciones significativas de la longitud de onda central entre filtros con diferente ancho de banda, así como fuertes lóbulos secundarios a las longitudes de onda inferiores (ver figura 3.29a). Estas dos cuestiones están estrechamente relacionada con una modulación inadecuada del periodo Bragg Λ_n, como muestra el resultado que se obtuvo en la figura 3.12. El perfil Λ_n se determina de forma analítica a partir de los coeficientes de autoacoplo κ'_n, lo que sugiere que puede existir una discrepancia entre los valores de κ'_n obtenidos mediante simulación y los realmente sintetizados. Una posible razón de ello es que las desviaciones en las dimensiones de las estructuras han tenido mayor repercusión sobre la función $\kappa'(s)$ para esta configuración de filtro. Los filtros con polarización TM no presentan variaciones considerables de la frecuencia central ni lóbulos secundarios relevantes (ver figuras 3.29b y 3.29d).

- Las respuestas de los filtros SWG/TE destacan por presentar un rizado significativo, tanto en la banda de reflexión como en la banda de paso (ver figura 3.29c). Esto se atribuye a un efecto importante del *jitter* SWG, que consiste en pequeñas variaciones aleatorias en la anchura, longitud y posición de los segmentos SWG resultantes de las imprecisiones en el proceso de grabado [93]. Estas fluctuaciones producen pequeños desajustes de la longitud de onda Bragg a lo largo del filtro. Para estudiar la viabilidad de esta hipótesis, se ha calculado mediante simulación electromagnética la sensibilidad de la longitud de onda Bragg λ_0 con respecto a un error ΔW tanto en la anchura como en la longitud de los segmentos SWG, obteniéndose $\Delta\lambda_0^{\text{SWG,TE}}/\Delta W = 2.9$ nm/nm. Este valor es notablemente superior al obtenido para los filtros SWG/TM ($\Delta\lambda_0^{\text{SWG,TM}}/\Delta W = 1.1$ nm/nm), con los que no se observa tal efecto de rizado en las medidas. Este resultado respalda la viabilidad de la hipótesis propuesta y pone de manifiesto que los filtros SWG/TE son sustancialmente más susceptibles al efecto del *jitter* SWG.

- Los filtros SWG/TM presentan un nivel de pérdidas de inserción considerable. Esto resulta coherente con las significativas pérdidas de propagación calculadas en el subapartado 3.6.2 para las guías SWG que conforman estos filtros. Estas pérdidas se deben a que el modo está muy deconfinado y se producen fugas al sustrato de silicio. En el subapartado 3.6.6 se confirmará esta hipótesis y se analizará el impacto de dichas pérdidas sobre estos filtros.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

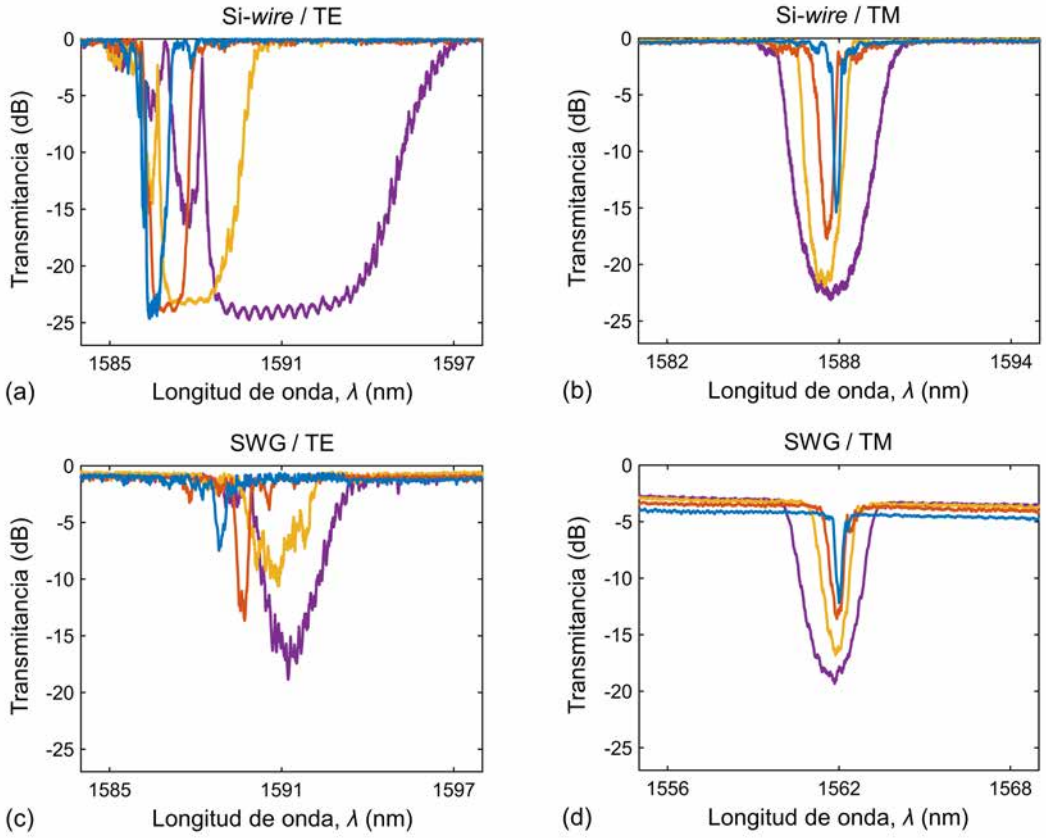

Figura 3.29. Respuesta en transmitancia medida para los filtros sinusoidales, con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TE, (b) Si-*wire*/TM, (c) SWG/TE y (d) SWG/TM. En cada gráfica, cada curva representa una implementación de filtro distinta, con los siguientes anchos de banda nominales: $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.45 nm (azul), $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.90 nm (rojo), $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 1.80 nm (amarillo), y $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 3.60 nm (morado). Todos los diseños presentan un ER nominal de 25 dB. Las pérdidas del sistema de medida, de los *edge-couplers* y de las guías de interconexión han sido descontadas de las curvas mostradas.

En la figura 3.30 se comparan los anchos de bandas a 3 dB sintetizados por los filtros implementados y los filtros nominales en función de la separación mínima $s_{\min}$ de cada diseño. Se observa una mejor correspondencia entre simulación y medida para los filtros diseñados con polarización TM. Los mayores anchos de banda medidos para la configuración Si-*wire*/TE pueden deberse a que los coeficientes de acoplo κ_n del filtro real son mayores que los considerados en simulación, lo que también concuerda con el mayor ER obtenido para estos filtros en los resultados de la figura 3.29a. Esto resulta coherente con la hipótesis planteada previamente de que también existe una discrepancia en los coeficientes de autoacoplo, pues tanto el coeficiente de acoplo como el coeficiente de autoacoplo se relacionan con la fuerza de interacción entre los segmentos laterales y el campo eléctrico de la guía sin perturbar, pudiendo ser este el origen común de ambas discrepancias. En esta comparativa no se han considerado las medidas de los filtros SWG/TE debido a su importante rizado y su aparente peor funcionamiento observado en la figura 3.29c.

Para indagar en las diferencias entre las dos configuraciones de filtro con polarización TM (núcleo Si-*wire* y núcleo SWG), en la tabla 3.8 se proporcionan los correspondientes valores medidos tanto de ER como $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$. También se incluye la longitud de los respectivos filtros, siendo los filtros SWG/TM de mayor longitud debido a su menor índice de grupo. Los filtros Si-*wire*/TM presentan una mejor correspondencia con los diseños

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

teóricos, tanto en términos de ER como de $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$, obteniéndose en ambos casos valores de ER más reducidos (y por tanto peores) para las implementaciones de filtro de menor ancho de banda y mayor longitud. Esta disminución del ER se atribuye a la reducción de coherencia de fase a lo largo del filtro, debido a pequeñas fluctuaciones en las dimensiones de las estructuras implementadas resultantes de las imperfecciones del proceso de fabricación, que tienen un mayor impacto para filtros de mayor longitud. Este problema se abordará detalladamente en el capítulo 4. Por su parte, el peor funcionamiento de los filtros SWG/TM se atribuye a: (i) un mayor impacto de los errores de fabricación sobre la guía SWG que sobre la guía Si-*wire*; (ii) su mayor longitud, que hace estos filtros más susceptibles a la pérdida de coherencia de fase; (iii) las considerables pérdidas por fugas al sustrato, cuyo impacto en el filtro se ilustrará de forma específica en el subapartado 3.6.6.

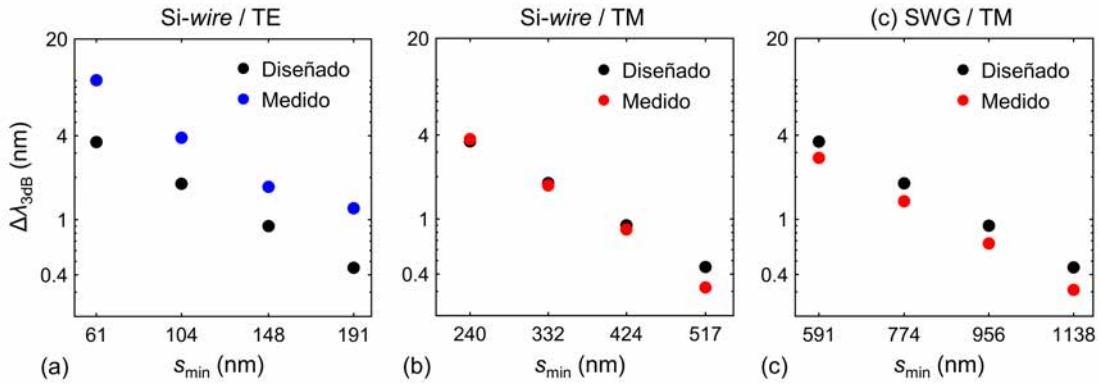

Figura 3.30. Comparación del ancho de banda a 3 dB diseñado y medido para los filtros sinusoidales, con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TE, (b) Si-*wire*/TM y (c) SWG/TM. En el eje de abcisas se representa la separación mínima de los segmentos laterales correspondiente a cada diseño. Nótese que el eje vertical se representa en escala logarítmica (esto da lugar a una variación de tipo lineal del ancho de banda con respecto a la separación mínima de los segmentos).

Tabla 3.8. Resumen de valores nominales y valores medidos de relación de extinción y ancho de banda a 3 dB para los filtros sinusoidales basados en las configuraciones de filtro con polarización TM. Junto con los resultados experimentales se incluye la longitud de cada filtro.

Valores nominales		Medidas de filtros Si-*wire*/TM			Medidas de filtros SWG/TM		
ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	L [mm]	ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	L [mm]
25	0.45	15	0.32	2.95	8	0.31	5.35
25	0.90	18	0.84	1.47	10	0.67	2.68
25	1.80	22	1.73	0.74	14	1.35	1.34
25	3.60	23	3.74	0.38	16	2.75	0.67

Partiendo de los resultados experimentales de los filtros sinusoidales, cabe afirmar que los filtros diseñados para polarización TM han presentado un mejor funcionamiento: filtros con lóbulos secundarios muy reducidos, que es precisamente el objetivo de la apodización sinusoidal, y con anchos de banda similares a los diseños nominales.

3.6.4. Análisis de filtros astrofotónicos

En la figura 3.31 se muestran las respuestas medidas para los filtros astrofotónicos basados en las configuraciones Si-*wire*/TM, SWG/TE y SWG/TM. Cabe recordar que el filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y polarización TE no pudo ser implementado

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

por las reducidas separaciones laterales requeridas, inferiores al MFS de fabricación. De nuevo, destaca el importante rizado en la respuesta medida para el filtro SWG/TE, atribuido al efecto del *jitter* SWG, siendo incluso difícil distinguir los 20 notches especificados por la respuesta espectral objetivo (ver figura 3.31b). En las respuestas medidas para las otras dos configuraciones (Si-*wire*/TM y SWG/TM) los 20 notches espectrales pueden reconocerse con claridad, obteniéndose además mejores valores de ER (ver figuras 3.31a y 3.31c). Por otro lado, se puede observar el notable efecto de las pérdidas por fugas al sustrato en el filtro SWG/TM, las cuales aumentan para longitudes de onda crecientes debido a una mayor delocalización del campo modal y, en consecuencia, una mayor interacción del mismo con el sustrato de silicio.

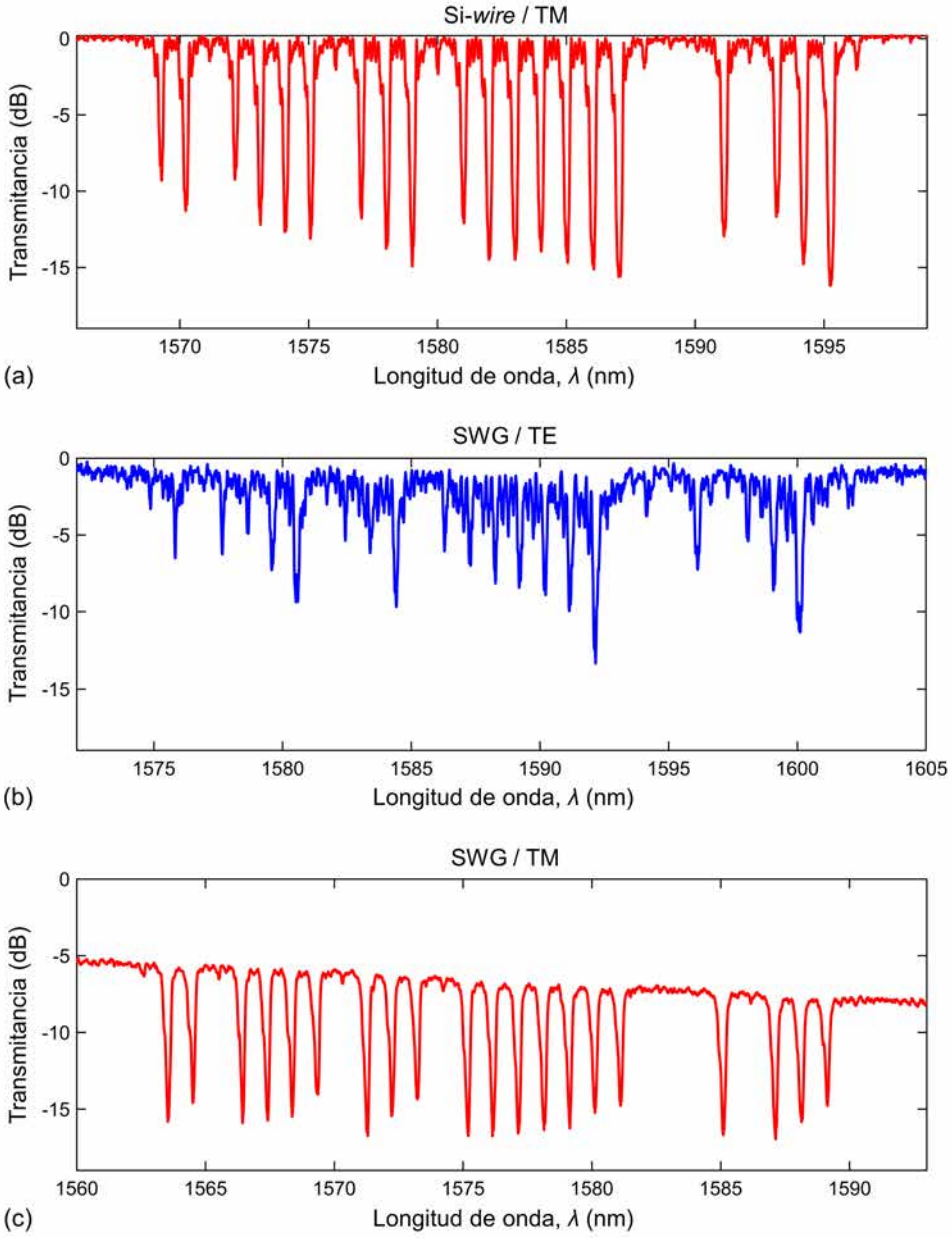

Figura 3.31. Respuesta en transmitancia medida para los filtros astrofotónicos, con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TM, (b) SWG/TE y (c) SWG/TM. Las pérdidas del sistema de medida, de los *edge-couplers* y de las guías de interconexión han sido descontadas de las curvas mostradas.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Para facilitar la comparativa entre la respuesta objetivo y las respuestas medidas para los filtros Si-*wire*/TM y SWG/TM, se van a descontar las pérdidas de inserción correspondientes al núcleo de la guía, las cuales tienen un efecto notable en la configuración SWG/TM por las fugas al sustrato. También se va a definir un eje de longitud de onda relativa en la forma $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{11}$, siendo λ_{11} la longitud de onda del notch número 11 empezando de izquierda a derecha (aproximadamente la longitud de onda central del filtro). El resultado obtenido se representa en la figura 3.32. En la tabla 3.9 se proporcionan los rangos de valores de ER y $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ medidos para los 20 notches en cada una de las dos configuraciones. Al igual que ocurría en los filtros con apodización sinusoidal, el filtro basado en la configuración SWG/TM proporciona valores de ER más reducidos. En el resultado de la figura 3.32 también cabe resaltar que la posición relativa de los notches es menos precisa para los notches más alejados de la longitud de onda central, con una máxima desviación relativa inferior 0.3 nm en ambos casos. Como se mostrará en el subapartado 3.6.7, esta cuestión puede estar relacionada con la dispersión modal de las guías que conforman el núcleo los filtros.

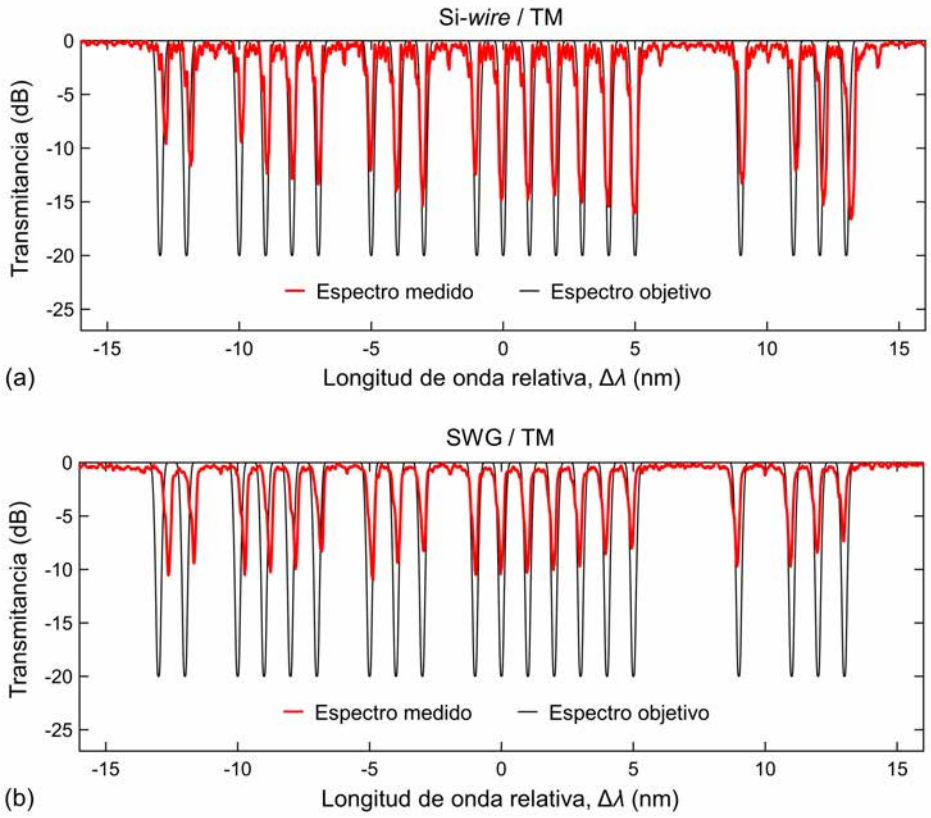

Figura 3.32. Respuesta en transmitancia medida para los filtros astrofotónicos, normalizadas por las pérdidas de inserción del núcleo (sin segmentos laterales), con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TM, y (b) SWG/TM. El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto del notch número 11 de izquierda a derecha.

Tabla 3.9. Resumen de valores nominales y valores medidos de relación de extinción y ancho de banda a 3 dB para los filtros astrofotónicos basados en las configuraciones de filtro con polarización TM. Junto con los resultados experimentales se incluye la longitud de cada filtro.

Valores nominales		Medidas de filtros Si-*wire*/TM			Medidas de filtros SWG/TM		
ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	L [mm]	ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	L [mm]
20	0.40	9-16	0.22-0.47	3.60	7-11	0.21-0.34	6.49

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.6.5. Estimación de los errores de fabricación

Los desplazamientos en longitud de onda observados en las respuestas de los filtros fabricados con respecto a los diseños nominales pueden explicarse considerando un desajuste en las dimensiones del núcleo del filtro[3]. Concretamente, se van a considerar dos tipos de errores: (i) una desviación ΔH en la altura de la guía Si-*wire*, o en la altura de los segmentos SWG; (ii) una desviación ΔW en la anchura de la guía Si-*wire*, o en la anchura y longitud de los segmentos SWG (ver figura 3.33). El primero se trata de una variación en la altura de la capa de silicio de la oblea con respecto del valor nominal, mientras que el segundo se debe principalmente a desajustes e imprecisiones de los procesos de litografía y grabado. Es importante resaltar que los parámetros ΔH y ΔW realmente representan valores de variación promedio en las dimensiones de las guías, pudiendo existir fluctuaciones rápidas que den lugar a la pérdida de coherencia de fase a lo largo de la estructura y, a su vez, un peor funcionamiento de los filtros.

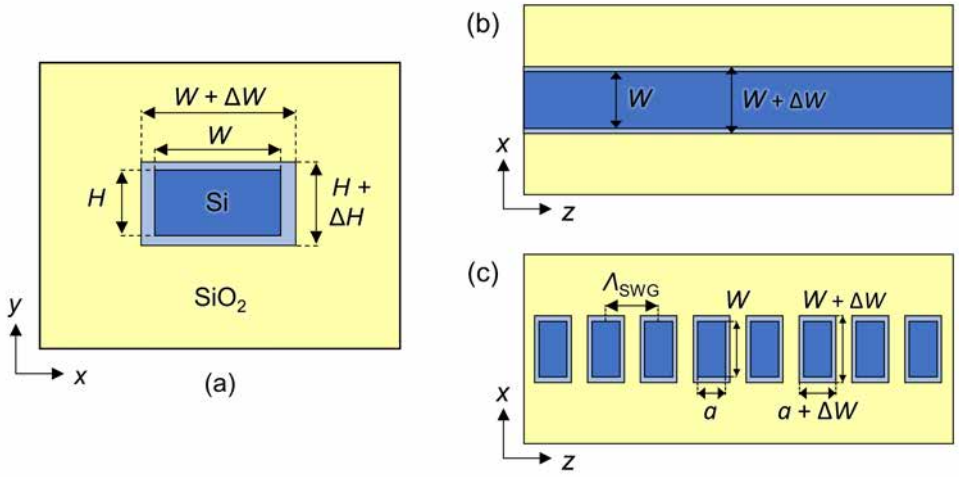

Figura 3.33. Representación esquemática de los errores de fabricación considerados para explicar el desplazamiento de la respuesta en los filtros fabricados: (a) vista frontal; (b) vista superior para filtros con núcleo Si-*wire*; (c) vista superior para filtros con núcleo SWG. En azul oscuro se delimitan las zonas de silicio del diseño nominal y en azul claro las dimensiones realmente fabricadas (con $\Delta H, \Delta W > 0$).

Mediante simulación, se ha determinado la sensibilidad de la longitud de onda Bragg (λ_0) con respecto de los parámetros de error (ΔH y ΔW) para las configuraciones de filtro con polarización TM (núcleo Si-*wire* y SWG), que son las que mejor funcionamiento han presentado en la caracterización experimental. Los valores obtenidos se resumen en la tabla 3.10. Sabiendo, además, que los desplazamientos en longitud de onda observados en las medidas de los filtros basados en estas configuraciones son $\Delta\lambda_0^{\text{Si-wire,TM}} \approx 38$ nm y $\Delta\lambda_0^{\text{SWG,TM}} \approx 32$ nm, se puede realizar una estimación de los errores promedios de altura y anchura: $\Delta H \approx 11$ nm y $\Delta W \approx 19$ nm. Estos valores se encuentran dentro del margen de tolerancias del proceso de fabricación utilizado.

Tabla 3.10. Sensibilidad de la longitud de onda Bragg (λ_0) con respecto de los diferentes parámetros de error considerados (ΔH y ΔW).

Topología	$\Delta\lambda_0/\Delta H$ [nm/nm]	$\Delta\lambda_0/\Delta W$ [nm/nm]
Si-*wire*/TM	2.7	0.4
SWG/TM	1.0	1.1

[3]Por simplicidad, se ha asumido que los errores de fabricación en el núcleo tienen mayor influencia sobre la longitud de onda Bragg que los errores asociados a los segmentos laterales.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Los desplazamientos indeseados en longitud de onda constituyen un problema habitual en los filtros Bragg implementados sobre la plataforma SOI. Debido al alto contraste de índice de refracción entre silicio y dióxido de silicio, pequeñas variaciones dimensionales en las guías tienen un impacto considerable sobre la longitud de onda Bragg. Una posibilidad para solventar este problema es integrar calentadores sobre las guías, lo cual permite modificar el índice de refracción de los materiales [118, 119]. Sin embargo, esta técnica solo permite desplazar la respuesta espectral hacia longitudes de onda superiores, y el margen de ajuste proporcionado puede ser insuficiente en la práctica (típicamente $\Delta\lambda_0$ de unos pocos nm). Otra posible solución es aplicar un segundo grabado sobre las estructuras fabricadas (*post-fabrication trimming*) con el fin lograr un ajuste fino en sus dimensiones [120, 121], pero debe realizarse de forma previa a la deposición del *cladding*, complicando la implementación. Además, esta técnica solo permite desplazar la respuesta del filtro hacia longitudes de onda menores. Algunos trabajos han demostrado que el efecto de los errores de fabricación sobre la longitud de onda central puede ser muy reducido utilizando guías de nitruro de silicio [41, 42].

3.6.6. Impacto de las pérdidas por fugas al sustrato

Como ya se ha mencionado, uno de los factores que han degradado la respuesta de los filtros con núcleo SWG y polarización TM son las considerables pérdidas por fugas al sustrato debidas al reducido confinamiento modal de esta configuración [111]. En la figura 3.34 se muestra una comparativa de las pérdidas por fugas al sustrato de la guía SWG obtenidas en simulación y en la caracterización experimental. Por un lado, se representan las transmitancias medidas para el filtro astrofotónico y para una guía SWG incluida en el chip junto al filtro, de igual longitud pero sin segmentos laterales. En ambos casos se observa un crecimiento de las pérdidas de inserción con la longitud de onda. Esta tendencia también se puede visualizar en la simulación de la guía SWG (con igual longitud) para H_{BOX} = 2 µm. El aumento de las pérdidas con la longitud de onda se debe a que el perfil de campo se encuentra más expandido, causando un incremento de las fugas al sustrato. La simulación realizada para H_{BOX} = 3 µm demuestra estas pérdidas podrían eliminarse utilizando una plataforma SOI con H_{BOX} = 3 µm, como inicialmente estaba previsto durante el proceso de diseño de los filtros. Sin embargo, finalmente tuvo que utilizarse H_{BOX} = 2 µm por imposición del proceso de fabricación.

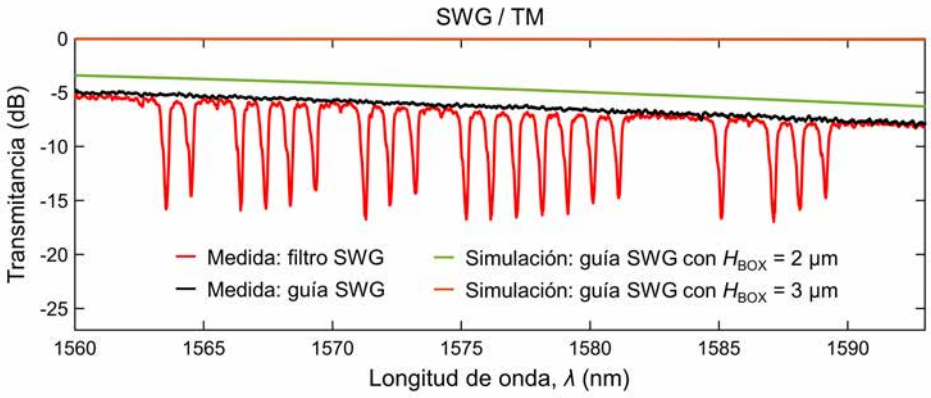

Figura 3.34. Comparación de transmitancia medida para el filtro astrofotónico con núcleo SWG y polarización TM (rojo), transmitancia medida para una guía SWG de igual longitud (negro), y transmitancia simulada para una guía SWG de igual longitud y espesores de BOX de 2 µm (verde) y 3 µm (naranja). En las simulaciones se han considerado los errores de fabricación previamente estimados en las dimensiones de la guía. En las curvas experimentales se han descontado previamente las pérdidas del sistema de medida, de los *edge-couplers* y de las guías de interconexión.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Para ilustrar de forma más concreta el impacto de las pérdidas por fugas al sustrato, se ha realizado la simulación TMM del filtro astrofotónico incluyendo las pérdidas de propagación estimadas en la caracterización experimental de la guía SWG con polarización TM. El resultado obtenido se representa en la figura 3.35. Cabe resaltar que, además del aumento de las pérdidas de inserción con la longitud de onda, también se produce una disminución del ER de los notches con respecto al diseño nominal (en torno a 3 dB menos). Esto encaja con los menores ER obtenidos experimentalmente para esta configuración de filtro en comparación con la de núcleo Si-*wire* y polarización TM. Cabe esperar un impacto similar en los filtros con apodización sinusoidal.

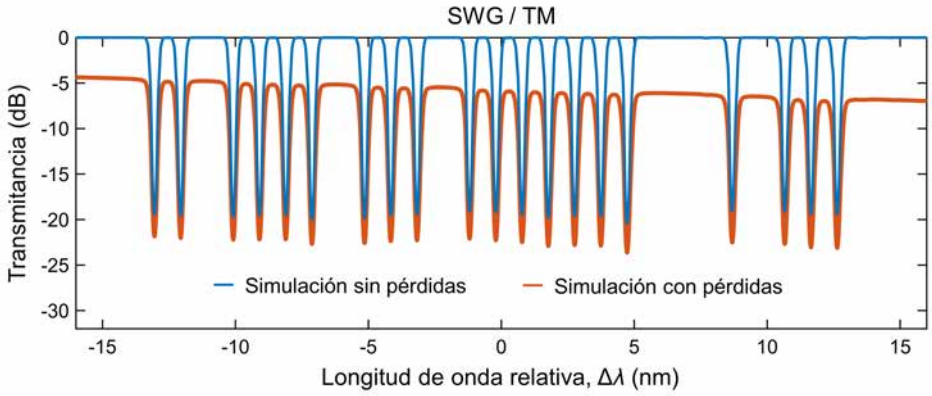

Figura 3.35. Transmitancia simulada del filtro astrofotónico para núcleo SWG y polarización TM, calculada mediante el TMM, sin pérdidas de propagación (azul) y con las pérdidas de propagación estimadas en los resultados experimentales (rojo). El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto del notch número 11 de izquierda a derecha.

3.6.7. Impacto de la dispersión modal

En los resultados experimentales de los filtros astrofotónicos, se ha observado una desviación en la posición relativa de los notches más alejados de la longitud de onda central. Esta cuestión puede estar relacionada con la dispersión modal real de las guías. A este respecto, cabe recordar que en el proceso de diseño de los filtros mediante los algoritmos LP y LA se asumió que el índice de grupo es constante. Para indagar en el impacto que ha podido tener esta aproximación, se ha realizado un estudio preliminar basado en llevar a cabo la simulación TMM efectuando el mapeo de λ a δ_{u} directamente con la función $\beta_{\mathrm{u}}(\lambda)$ obtenida de la simulación electromagnética de la guía sin perturbar. En la figura 3.36 se compara el espectro objetivo del filtro astrofotónico, la medida de este filtro para la configuración Si-*wire*/TM, y la simulación del mismo filtro siguiendo el procedimiento descrito. Se puede observar que los notches de la respuesta simulada más alejados de la longitud de onda sufren una desviación en su posición similar al caso de la curva experimental. Aunque la máxima desviación relativa de los notches obtenida en la simulación ($\sim$ 0.40 nm) no coincide exactamente con la del espectro medido ($\sim$ 0.30 nm), el resultado obtenido respalda la viabilidad de la posible influencia de haber asumido un índice de grupo constante. Esta cuestión deberá ser revisada en futuros diseños, especialmente si se desean obtener filtros cuya respuesta se extienda en un gran ancho de banda, en los cuales la dispersión modal puede tener más efecto.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

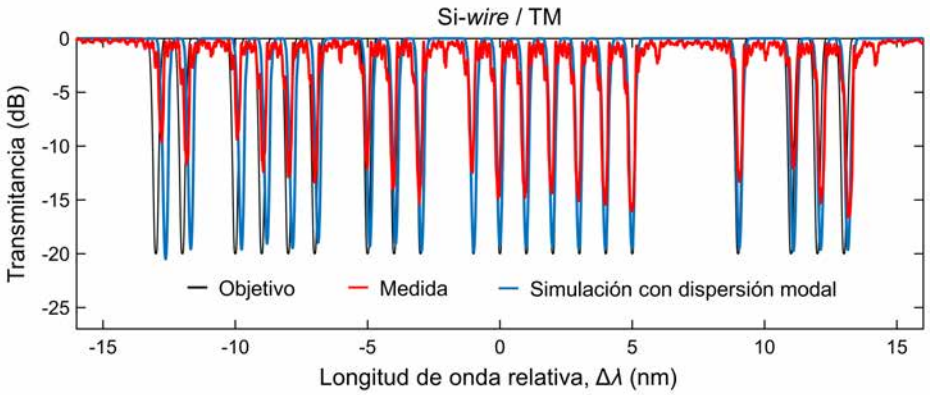

Figura 3.36. Comparación de transmitancia objetivo del filtro astrofotónico (negro), transmitancia medida para el filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y polarización TM (rojo), y transmitancia simulada para el filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y polarización TM considerando el efecto de la dispersión modal (azul). El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto del notch número 11 de izquierda a derecha.

3.6.8. Análisis de filtros *flat-top* multicanal

Por último, queda evaluar los resultados experimentales de los filtros *flat-top* multicanal. Con respecto a los filtros ya analizados, los filtros *flat-top* presentan la particularidad de que su respuesta espectral fue diseñada en reflexión, no en transmisión. Para caracterizar experimentalmente las respuestas en reflexión, se ha empleado el circulador externo situado antes de la fibra con la que se excitan las estructuras del chip, como se ilustra en el esquema de la figura 3.23.

En la figura 3.37 se representa la respuesta en reflexión medida del filtro *flat-top* de tres bandas diseñado para la topología con núcleo Si-*wire* y polarización TM, que es la que mejor funcionamiento ha presentado para los filtros en transmisión. El eje vertical de la respuesta medida ha sido normalizado para facilitar la comparativa con el espectro simulado. Se puede observar que la respuesta medida está dominada por un rizado significativo, tanto en las bandas de paso del filtro como en las bandas eliminadas. Este rizado impide obtener la respuesta plana buscada en las bandas de paso y limita considerablemente el margen de excursión entre bandas de paso y bandas eliminadas.

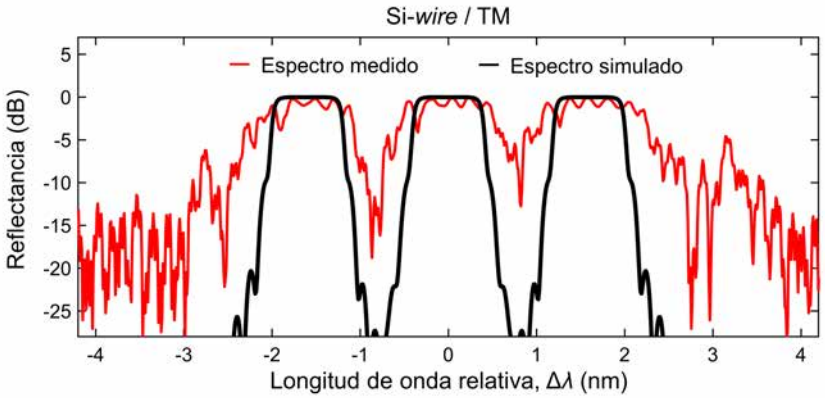

Figura 3.37. Reflectancia medida para el filtro *flat-top* de tres bandas con núcleo Si-*wire* y polarización TM (rojo), junto con la reflectancia simulada mediante el TMM (negro). Para comparar ambas respuestas, el eje vertical del espectro medido ha sido normalizado a un máximo de 0 dB. El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto de la banda central del filtro.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Con el propósito de indagar en el origen del problema observado, se han realizado algunas pruebas de simulación preliminares incorporando ciertas no idealidades, siguiendo el esquema propuesto en la figura 3.38. Con respecto al caso ideal, en este esquema se contempla el efecto de la discontinuidad entre la fibra terminada con lente y el chip a la entrada, donde se produce una desadaptación de impedancias. Esta situación da lugar a dos contribuciones principales en la respuesta en reflexión obtenida en el medidor de potencia: una componente indeseada debida a la discontinuidad directa fibra-chip (mostrada de color verde en la figura 3.38), y otra componente debida al filtro en sí, que es la que realmente se desea caracterizar (mostrada de color rojo en la figura 3.38). Debido a la propia desadaptación fibra-chip, también se tienen infinitas contribuciones menores resultantes de la cavidad Fabry-Pérot que se forma en el tramo del *edge-coupler* de entrada y la guía de acceso.

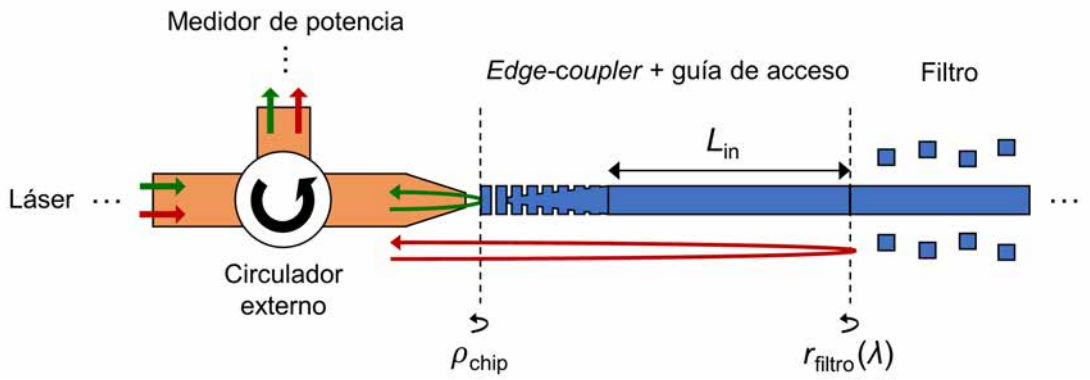

Figura 3.38. Representación esquemática del modelo utilizado para estudiar los problemas observados en los resultados experimentales de los filtros *flat-top*. Los tramos de fibras ópticas se muestran en naranja, mientras que los tramos de guías de silicio dentro del chip se muestran en azul. Las flechas verdes y rojas representan las dos contribuciones principales de la señal reflejada recibida en el medidor de potencia.

Para realizar estas simulaciones, el interfaz fibra-chip se va a modelar como una discontinuidad puntual con coeficiente de reflexión local ρ_{chip}, el cual permite ajustar el grado de desadaptación en dicho interfaz, mientras que el filtro presenta una respuesta total en reflexión a denotar $r_{\mathrm{filtro}}(\lambda)$, que puede obtenerse usando el TMM. Por su parte, el tramo formado por el *edge-coupler* y la guía de acceso va a modelarse mediante un coeficiente de transmisión t_{in} que puede escribirse como

$$t_{\mathrm{in}} = \eta_{\mathrm{ec}} \exp\left[-\left(\alpha + \mathrm{j}\beta\right) L_{\mathrm{in}}\right], \tag{3.11}$$

donde η_{ec} representa la eficiencia de acoplo del *edge-coupler*, L_{in} es la longitud de la guía de acceso (considerada mucho mayor que la del *edge-coupler*), y α y β son las constantes de atenuación y fase en dicha guía. La respuesta en reflexión total puede calcularse sumando la contribución de la discontinuidad fibra-chip y de todas las contribuciones asociadas a la cavidad Fabry-Pérot en el *edge-coupler* y la guía de acceso:

$$\begin{aligned} r(\lambda) &= \rho_{\mathrm{chip}} + \left(1-\rho_{\mathrm{chip}}^2\right) t_{\mathrm{in}}^2\, r_{\mathrm{filtro}}(\lambda) \sum_{k=0}^{\infty} \left[\rho_{\mathrm{chip}}\, t_{\mathrm{in}}^2\, r_{\mathrm{filtro}}(\lambda)\right]^k \\ &= \rho_{\mathrm{chip}} + \frac{\left(1-\rho_{\mathrm{chip}}^2\right) t_{\mathrm{in}}^2\, r_{\mathrm{filtro}}(\lambda)}{1-\rho_{\mathrm{chip}}\, t_{\mathrm{in}}^2\, r_{\mathrm{filtro}}(\lambda)}. \end{aligned} \tag{3.12}$$

Nótese que para hallar este expresión se ha asumido que el coeficiente de transmisión desde la fibra de entrada al comienzo del chip y viceversa es $\sqrt{1-\rho_{\mathrm{chip}}^2}$.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

En la figura 3.39 se muestra una comparativa entre el espectro en reflexión medido y el proporcionado al evaluar la expresión 3.12. Dicha comparación se ha realizado para dos medidas distintas del mismo filtro, excitando el *edge-coupler* situado en cada extremo del chip. Por cómo se ha definido la máscara, esto da lugar a una longitud diferente para la guía de acceso al filtro en cada medida: L_{in} = 1.2 mm en la medida de la figura 3.39a y L_{in} = 6.1 mm en la de la figura 3.39b. Las simulaciones se han realizado asumiendo unas pérdidas para los *edge-couplers* de 1.9 dB ($\eta_{\mathrm{ec}} \approx$ 80 %) y unas pérdidas de propagación para la guía de acceso de α = 0.9 dB cm^{-1}. Asimismo, la simulación TMM del filtro se ha realizado considerando unas pérdidas para la guía sin perturbar de α_{u} = 1.1 dB cm^{-1}. Estos valores de pérdidas son los estimados experimentalmente para, respectivamente, los *edge-couplers*, las guías Si-*wire* de anchura 500 nm (guía de acceso) y las guías Si-*wire* de anchura 400 nm (guía de los filtros) a la longitud de onda central del filtro medido (λ = 1586 nm). Para hallar la constante de fase β de la guía de acceso, se ha utilizado la aproximación de Taylor de primer orden (ver ecuación 2.46) con los índices efectivo (n_{eff} = 1.82) y de grupo (n_{g} = 3.92) obtenidos mediante simulación electromagnética para λ = 1586 nm (en esta simulación se han considerado los errores de anchura y altura estimados en el subapartado 3.6.5, ΔH = 11 nm y ΔW = 19 nm). Por último, el valor de ρ_{chip} que emula la desadaptación en el interfaz fibra-chip resulta difícil de determinar. Para realizar esta prueba, se ha escogido ρ_{chip} = 5 %, que es un valor inferior al coeficiente de reflexión de Fresnel de una discontinuidad directa entre aire y dióxido de silicio ($\sim$ 20 %).

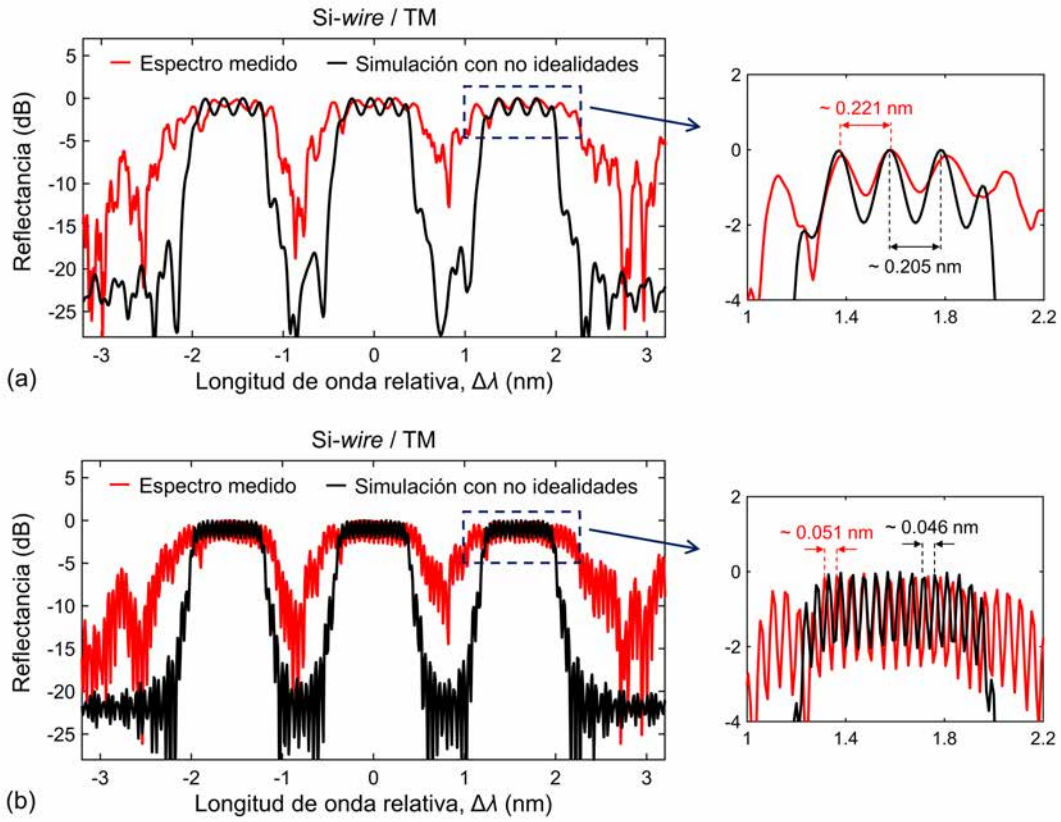

Figura 3.39. Reflectancia medida para el filtro *flat-top* de tres bandas con núcleo Si-*wire* y polarización TM (rojo), excitando el filtro desde el *edge-coupler* (a) de un extremo y (b) del extremo opuesto. Junto a las curvas experimentales, se representan las simulaciones del filtro basadas en el esquema propuesto en la figura 3.38 (negro). Para comparar ambas respuestas, el eje vertical de los dos espectros ha sido normalizado a un máximo de 0 dB. El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto de la banda central del filtro. A la derecha se muestra la vista ampliada de una de las bandas.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Se puede observar que cada medida proporciona una frecuencia de rizado distinta, y que tanto la frecuencia como la amplitud del rizado son similares en los espectros simulados (ver vistas ampliadas a la derecha de la figura 3.39). Cabe destacar que el periodo del rizado coincide aproximadamente con el FSR de una cavidad Fabry-Pérot con la longitud de la guía de acceso [25]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L_{\mathrm{in}}n_{\mathrm{g}}}. \tag{3.13}$$

Asumiendo λ = 1586 nm y n_{g} = 3.92 (índice de grupo de la guía de acceso), se tiene L_{in} = 1.2 mm y $\Delta\lambda$ = 0.26 nm para la situación de la figura 3.39a, y L_{in} = 6.1 mm y $\Delta\lambda$ = 0.05 nm para la de la figura 3.39b. La simulación realizada, de carácter preliminar, no explica otros aspectos observados en el espectro medido, como el reducido margen de excursión entre bandas de paso y bandas eliminadas o el ensanchamiento de las bandas de paso. Sin embargo, la observación anterior pone de manifiesto que la desadaptación en el interfaz fibra-chip, debido a la cual se forma la cavidad Fabry-Pérot en el acceso al filtro, está afectando de forma significativa a la medida e impide caracterizar la respuesta del filtro en sí. Una solución a este problema podría ser utilizar un acoplador direccional a la entrada del filtro que permita dirigir la luz reflejada a un puerto distinto que el de entrada, evitando así la contribución de la primera reflexión en la discontinuidad fibra-chip sobre la respuesta medida. También podría reconsiderarse cómo realizar el acceso fibra-chip y chip-fibra con el propósito de reducir la desadaptación, por ejemplo, recurriendo a *grating-couplers* en lugar de *edge-couplers*. Estas dos estrategias ya se han usado en otros trabajos para caracterizar de forma exitosa filtros Bragg en reflexión [32, 107].

3.7. Conclusiones

En este capítulo, se ha propuesto y evaluado una nueva técnica para implementar filtros espectrales de respuesta arbitraria en la plataforma SOI. Dicha técnica se basa en utilizar una geometría de filtro Bragg que comprende una guía central (Si-*wire* o SWG) y una agrupación de segmentos laterales de silicio, físicamente separados de la guía. El espectro deseado se conforma modulando la separación entre guía y segmentos laterales a lo largo del filtro, y ajustando la longitud del periodo Bragg.

Para examinar el potencial de la técnica propuesta, se han explorado cuatro configuraciones de filtro diferentes, considerando dos geometrías para implementar el núcleo (Si-*wire* y SWG) y dos polarizaciones de operación (TE y TM). Para cada una de estas configuraciones, se han diseñado tres tipos de filtros: (i) filtros con un perfil de apodización sinusoidal, que permiten obtener respuestas con lóbulos secundarios reducidos; (ii) filtros *flat-top* de múltiples bandas, que pueden utilizarse para seleccionar canales DWDM; y (iii) filtros con múltiples notches a longitudes de onda arbitrarias, con una posible aplicación en el campo de la astrofotónica. Los resultados obtenidos muestran que reducir el confinamiento modal del núcleo constituye una estrategia clave del proceso de diseño, ya que ello permite incrementar las distancias de separación de los segmentos laterales, relajando así el MFS requerido y facilitando el proceso de fabricación de las estructuras. Todos los diseños (excepto el filtro astrofotónico para núcleo Si-*wire* y polarización TE) presentan dimensiones compatibles con fotolitografía *deep*-UV.

Los filtros diseñados han sido fabricados y caracterizados experimentalmente, siendo los resultados más prometedores los proporcionados por los filtros TM. Estos resultados

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

han permitido validar la técnica de diseño propuesta en esta tesis, siendo apta para la implementación de filtros Bragg en guías de silicio con respuestas espectrales flexibles y dimensiones compatibles con los procesos de fabricación estándar. Los resultados experimentales obtenidos también ponen de manifiesto otras cuestiones relevantes que pueden ser de interés para diseños futuros, como evitar utilizar guías SWG demasiado susceptibles al *jitter*, evitar diseños con excesivas pérdidas por fugas al sustrato, o reconsiderar la definición de los circuitos de la máscara para caracterizar filtros en reflexión. Otras cuestiones interesantes de ser consideradas son estudiar la viabilidad de implementar alguna técnica para mover la respuesta del filtro a la longitud de onda deseada (por ejemplo, mediante calentadores) o analizar el efecto de incluir con mayor precisión la dispersión modal en el proceso de diseño.

Los filtros obtenidos mediante la técnica propuesta suelen ser estructuras de gran longitud (del orden de uno o varios milímetros), las cuales resultan especialmente susceptibles a pequeñas desviaciones en las dimensiones de la guía a lo largo del filtro, que originan la pérdida de coherencia de fase de la luz. Parte de la degradación observada en los resultados experimentales se atribuye a este factor. En el próximo capítulo se llevará a cabo un estudio detallado sobre esta problemática, proponiendo un modelo para incluir de forma sencilla el efecto de dichas fluctuaciones en las simulaciones TMM e ilustrando el impacto de estas en los filtros diseñados.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Capítulo 4

Ruido de fase en filtros Bragg

Los resultados experimentales obtenidos en el capítulo 3 han presentado una serie de discrepancias con respecto de los diseños nominales. Parte de estas discrepancias se han atribuido a la pérdida de coherencia de fase en los filtros Bragg fabricados, resultado de las imperfecciones del proceso de fabricación. En este capítulo, se lleva a cabo un análisis en mayor profundidad de esta problemática. El capítulo comienza con una breve descripción cualitativa del problema de la pérdida de coherencia de fase en filtros Bragg (sección 4.1). Tras ello, se estudia cómo modelar la estadística de los errores de fabricación y la reducción de coherencia de fase en los filtros, proponiéndose un modelo que permite considerar de forma sencilla esta problemática en simulación (sección 4.2). A continuación, se describe específicamente el procedimiento usado para incorporar el efecto de los errores de fabricación en las simulaciones de los filtros (sección 4.3). Posteriormente, se lleva a cabo una validación del modelo estadístico propuesto en esta tesis, simulando algunos filtros de ejemplo y comparando los resultados obtenidos con los proporcionados por el modelo habitualmente empleado en la bibliografía (sección 4.4). Finalmente, se hace uso del modelo propuesto para analizar de forma más concreta el impacto de la pérdida de coherencia de fase sobre los filtros de esta tesis (sección 4.5). Al final del capítulo se exponen las principales conclusiones derivadas de este estudio (sección 4.6).

4.1. Introducción a la problemática

Para ilustrar el papel crítico que puede desempeñar la pérdida de coherencia de fase en filtros Bragg, considérese, a modo de ejemplo, el caso de un filtro no apodizado. En una estructura Bragg ideal (ver figura 4.1a), el desfase de ida y vuelta del modo que se propaga en una longitud de un periodo es 2π:

$$2\beta\Lambda = 2\pi, \tag{4.1}$$

siendo justamente esta la condición de Bragg. Como resultado, las reflexiones parciales producidas en periodos consecutivos del filtro interfieren entre sí de forma constructiva. Esta relación de fase entre reflexiones parciales, además, se mantiene a lo largo de todo el filtro, ya que el desfase entre las reflexiones de dos periodos arbitrarios separados una distancia $\Delta z = \Delta n\,\Lambda$ es siempre múltiplo de 2π:

$$2\int_0^{\Delta n\,\Lambda} \beta(z)\mathrm{d}z = \Delta n\,2\pi. \tag{4.2}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Esto es precisamente lo que explica que todas las reflexiones parciales contribuyan de forma coherente a la respuesta total del filtro y se produzca un pico de reflexión a la longitud de onda Bragg de diseño. Sin embargo, esta condición resulta difícil de mantener en la práctica. Debido a las imperfecciones del proceso de fabricación, se producen desviaciones indeseadas en las dimensiones de las estructuras implementadas (ver figura 4.1b). Dichas variaciones causan fluctuaciones aleatorias en la constante de fase $\beta(z)$ a lo largo del filtro. Como consecuencia, el desfase de ida y vuelta en un periodo Bragg pasa a presentar un carácter indeterminado, y la ecuación 4.1 puede dejar de satisfacerse. Este efecto, además, se magnifica cuando se considera una longitud mayor sobre el eje z, ya que aunque el error de fase en un único periodo pueda ser pequeño, la incertidumbre sobre la fase crece con la distancia. Esto, por ejemplo, puede ocasionar que las reflexiones al principio y al final del filtro interfieran con una diferencia de fase muy distinta de la deseada, lo que resulta crítico para que el filtro sintetice la respuesta espectral deseada. De esta forma, las fluctuaciones producidas en las dimensiones de las estructuras fabricadas inducen un ruido de fase a lo largo del filtro.

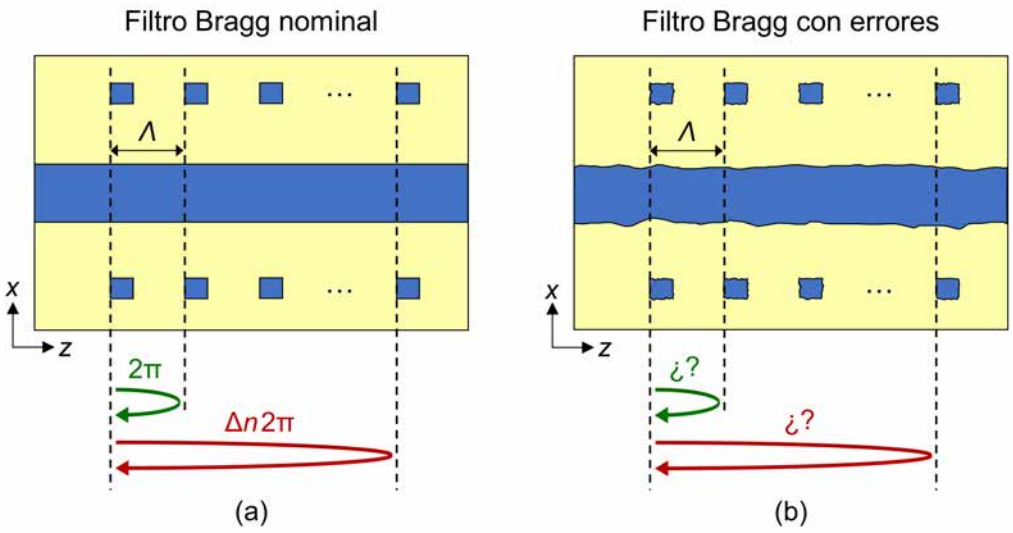

Figura 4.1. Representación esquemática 2D (vista superior) de un filtro Bragg no apodizado, (a) con dimensiones nominales y (b) con variaciones aleatorias causadas por las imperfecciones de la fabricación. Mientras en el caso ideal las reflexiones parciales en diferentes periodos del filtro interfieren entre sí de forma constructiva, los errores de fabricación en las estructuras reales hacen que estas diferencias de fase entre reflexiones parciales presenten un carácter aleatorio, pudiendo distorsionar la respuesta del filtro.

Aunque cada vez son más los trabajos que contemplan las no idealidades del proceso de fabricación en la simulación y el diseño de dispositivos fotónicos [122–125], no existen muchos estudios que hayan abordado de forma especifica el impacto de estas en el ámbito de los filtros Bragg [45, 46]. Conocer la estadística asociada a los errores de fabricación involucrados no solo permite anticipar el efecto adverso de estos antes de implementar las estructuras, sino que también posibilita la búsqueda de valores de diseño que den lugar a dispositivos más robustos. En el caso concreto de los filtros Bragg, la pérdida de coherencia de fase propiciada por estos errores resulta un factor especialmente relevante en: (i) plataformas de alto contraste como SOI, en las que mínimas fluctuaciones dimensionales generan variaciones considerables del índice efectivo y, por tanto, de la constante de fase; (ii) filtros de gran longitud, del orden de uno o varios milímetros, donde mantener la coherencia de fase en toda la longitud del filtro resulta más complicado. Así, el ruido de fase se convierte en un aspecto crítico para muchos de los filtros diseñados en esta tesis.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

El trabajo llevado a cabo en este capítulo surgió con el propósito de intentar explicar las discrepancias observadas en los resultados experimentales del capítulo 3, y tiene dos objetivos principales:

- Desarrollar un modelo estadístico que permita emular de forma sencilla los errores de fabricación e incorporar estos en la simulación de los filtros.
- Estudiar el impacto del ruido de fase sobre los filtros de esta tesis y explorar posibles vías para obtener diseños menos susceptibles en la práctica.

4.2. Modelado estadístico de ruido de fase

4.2.1. Consideraciones previas

Con el fin de reducir la complejidad del análisis estadístico llevado a cabo en este capítulo, se han establecido una serie de consideraciones previas:

1. Este estudio se centra en la topología de filtro Bragg con perturbaciones laterales basada en núcleo Si-*wire*. El caso con núcleo SWG no se aborda, ya que este presenta una dificultad añadida por la aleatoriedad en la posición de los segmentos que conforman este tipo de guías (*jitter* SWG) [93].

2. Se va a asumir que la principal fuente de degradación espectral en los filtros son las variaciones de índice efectivo debidas a fluctuaciones en las dimensiones de la guía Si-*wire*. De este modo, no se contemplará ningún proceso aleatorio asociado a los coeficientes de acoplo (κ_n, κ_n') o el periodo Bragg (Λ_n).

3. Por simplicidad, se va a considerar que las variaciones indeseadas de índice efectivo provienen únicamente de los errores en la anchura de la guía (ΔW). Estas fluctuaciones son resultado de la resolución limitada y las imperfecciones en los procesos de litografía y grabado, que producen las denominadas rugosidades laterales. Típicamente, los errores de anchura tienen un mayor impacto sobre el filtro que los errores de altura (ΔH), incluso en guías que son más sensibles a variaciones de altura que de anchura [46].

4. La anchura de la guía Si-*wire* a lo largo de su longitud puede expresarse como $W(z) = W + \Delta W(z)$. Así, mientras una desviación en la anchura promedio W con respecto del diseño nominal produce, en esencia, un desplazamiento de la respuesta en el eje de longitud de onda[1], $\Delta W(z)$ representa el proceso estocástico de interés, que induce un ruido de fase a lo largo del filtro y modifica la forma espectral sintetizada. Como el objetivo es precisamente estudiar la degradación espectral que sufren los filtros, de aquí en adelante siempre se tomará W como la anchura nominal.

5. El mapeo de variación de anchura (ΔW) a variación de índice efectivo (Δn_{eff}) se asumirá de tipo lineal:

$$\Delta n_{\mathrm{eff}} = \frac{\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}}{\mathrm{d}W}\Delta W, \tag{4.3}$$

   donde la sensibilidad $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W$ se obtiene mediante análisis modal de la guía Si-*wire* en torno a su anchura nominal (W) y a la longitud de onda de diseño (λ_0).

[1] El desplazamiento indeseado de la respuesta espectral del filtro causado por los errores promedios en la anchura y la altura de la guía debe corregirse recurriendo a técnicas como calentamiento térmico [118, 119] o *post-fabrication trimming* [120, 121], como ya se discutió en la sección 3.6.5.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

4.2.2. Modelo de ruido de fase continuo

Habitualmente, el proceso estocástico asociado a las fluctuaciones en la anchura de la guía, $\Delta W(z)$, puede modelarse como un proceso estacionario con función de autocorrelación exponencial [45, 46, 126, 127]. Al tratarse de un proceso estacionario, se tiene que: (i) la función de densidad de probabilidad de $\Delta W(z)$ no depende de la posición z; (ii) la función de autocorrelación de $\Delta W(z)$ únicamente depende de la distancia relativa Δz entre posiciones consideradas, no de las posiciones absolutas, pudiendo obtenerse como

$$R_{\Delta W}(\Delta z) = \lim_{L\to\infty} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \Delta W(z)\Delta W(z+\Delta z)\mathrm{d}z. \tag{4.4}$$

En concreto, se definen las siguientes características para el proceso $\Delta W(z)$ [45, 46]:

- Dada una posición z arbitraria, $\Delta W(z)$ sigue una distribución normal de media nula y desviación típica $\sigma_{\Delta W}$.
- La función de autocorrelación $\Delta W(z)$ es de tipo exponencial:

  $$R_{\Delta W}(\Delta z) = \sigma_{\Delta W}^2 \exp\left(-\frac{|\Delta z|}{L_{\mathrm{c},\Delta W}}\right), \tag{4.5}$$

  donde $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ denota la longitud de correlación, que proporciona una medida acerca de la distancia sobre el eje z en que $\Delta W(z)$ constituye un proceso correlado.
- La densidad espectral de $\Delta W(z)$ puede obtenerse como la transformada de Fourier de la autocorrelación, resultando en una función de tipo lorentziana:

  $$S_{\Delta W}(f_z) = \frac{2\sigma_{\Delta W}^2 L_{\mathrm{c},\Delta W}}{1+4\pi^2 L_{\mathrm{c},\Delta W}^2 f_z^2}, \tag{4.6}$$

  con f_z siendo la frecuencia espacial sobre el eje z.

La desviación típica $\sigma_{\Delta W}$ y la longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ constituyen los parámetros característicos del proceso aleatorio $\Delta W(z)$. A modo ilustrativo, en la figura 4.2 se representan, para diferentes valores de longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$, la función de autocorrelación y la densidad espectral de potencia normalizadas por la varianza $\sigma_{\Delta W}^2$. A medida que la longitud de correlación crece, los errores en la anchura de la guía (y el ruido de fase) tienden a estar dominados por componentes de baja frecuencia.

Por un lado, resulta obvio esperar un mayor impacto de $\Delta W(z)$ sobre la respuesta espectral de los filtros para valores mayores de $\sigma_{\Delta W}$. En lo que respecta a la longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$, los valores críticos son aquellos que abarcan varios periodos del filtro. Con longitudes de correlación inferiores al tamaño de un periodo Bragg, los errores de anchura dentro de un periodo están considerablemente incorrelados, y el error promedio de índice efectivo en cada periodo tiende a cero. Por su parte, longitudes de correlación superiores a la longitud total del filtro dan lugar a un error de anchura muy correlado en todo el recorrido del filtro, que puede visualizarse como una modificación en la anchura promedio de la guía, cuyo principal efecto es un desplazamiento de la respuesta espectral sintetizada. Algunos trabajos se han centrado en la caracterización de longitudes de correlación del orden de varias decenas de nm, causantes de las pérdidas por *scattering* en guías integradas [127, 128], o del orden de algunos mm, que permiten analizar las no uniformidades de fabricación a escala de la oblea (*wafer scale*)

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

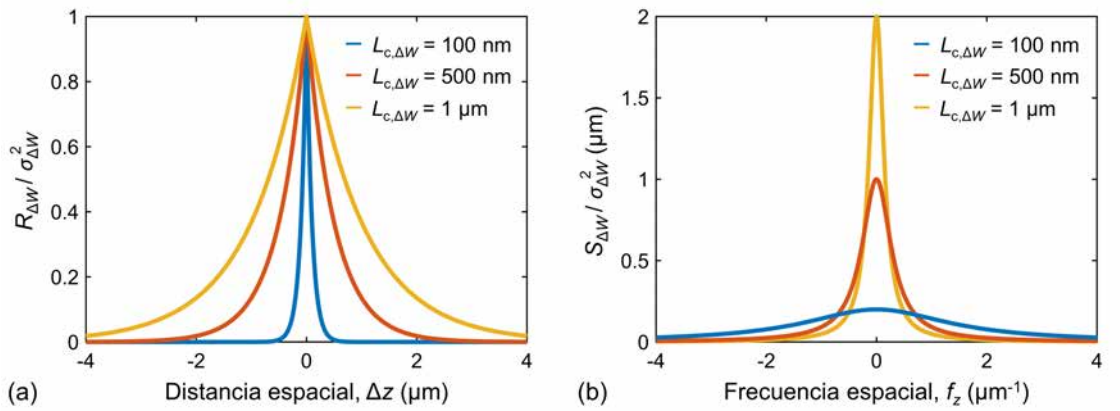

Figura 4.2. (a) Función de autocorrelación de $\Delta W(z)$ en función de la distancia espacial Δz, y (b) densidad espectral de potencia de $\Delta W(z)$ en función de la frecuencia espacial f_z, ambas normalizadas por la varianza del proceso $\sigma^2_{\Delta W}$. Se proporcionan curvas para diferentes longitudes de correlación $L_{c,\Delta W}$: 100 nm (azul), 500 nm (rojo), y 1 µm (amarillo).

[125]. Sin embargo, las longitudes de correlación que tienen un impacto significativo sobre los filtros Bragg están en la escala de varios µm [46].

Una realización aleatoria del proceso $\Delta W(z)$ es una función continua que proporciona las variaciones en la anchura de la guía en una posición z arbitraria a lo largo de su longitud. En la práctica, para incluir el efecto de dichas variaciones en la simulación del filtro, es necesario discretizar $\Delta W(z)$ con un paso de discretización suficientemente pequeño para considerar todas las frecuencias relevantes contenidas en su densidad espectral $S_{\Delta W}(f_z)$ [45]. No obstante, pasos de discretización muy pequeños pueden involucrar tiempos de cómputo significativos, especialmente cuando se desean analizar muchas realizaciones estadísticas y filtros de gran longitud.

4.2.3. Modelo de ruido de fase discreto

La simulación y el diseño de filtros Bragg normalmente se lleva a cabo segmentando el filtro en secciones de uno o múltiples periodos. Esto es, por ejemplo, lo que se hace con el TMM o los algoritmos LP y LA. En el caso específico de esta tesis, los filtros apodizados se han diseñado considerando que todos los parámetros característicos (κ_n, κ'_n, Λ_n) varían periodo a periodo. De esta forma, la longitud de un periodo Bragg se constituye como el paso de discretización ideal para realizar la simulación del filtro.

Con el fin de incorporar de manera sencilla los errores en la anchura de la guía ($\Delta W(z)$) en la simulación de los filtros, resulta interesante estudiar las características de este proceso estadístico cuando se toma como ventana de interés la longitud de un periodo Bragg. Para ello, es posible definir un nuevo proceso estocástico discreto que represente el error de anchura promedio en cada periodo n, a denominar $\overline{\Delta W}[n]$. El interés de considerar este nuevo proceso discreto es que resulta inmediato mapear una realización de $\overline{\Delta W}[n]$ en el error promedio de índice efectivo correspondiente a cada periodo n, facilitando así el proceso de simulación de los filtros. Esto, además, evita la necesidad de utilizar pasos de discretización menores en la simulación, reduciendo el tiempo de cómputo requerido. A continuación, se procede a estudiar las características propias de este proceso discreto, proponiéndose un modelo estadístico para producir directamente realizaciones aleatorias del mismo.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Para llevar a cabo este análisis, el paso de discretización en el eje z se va a elegir como Λ_{B}, que denota el periodo Bragg de referencia en el diseño de los filtros apodizados, obtenido para la condición de Bragg de la guía sin perturbar (ver ecuación 3.3)[2]. El proceso continuo $\Delta W(z)$ puede transformarse en el proceso discreto $\overline{\Delta W}[n]$ siguiendo el procedimiento mostrado en la figura 4.3. En primer lugar, se calcula el error de anchura promedio en una longitud Λ_{B} en torno a una posición arbitraria z, convolucionando $\Delta W(z)$ con un pulso rectangular de anchura Λ_{B}. Esto da lugar a un proceso estocástico aún de carácter continuo, a denotar $\overline{\Delta W}(z)$. Para obtener el proceso discreto final de interés, $\overline{\Delta W}[n]$, simplemente se muestrea el proceso $\overline{\Delta W}(z)$ con un periodo de muestreo Λ_{B} (conversión continua-discreta).

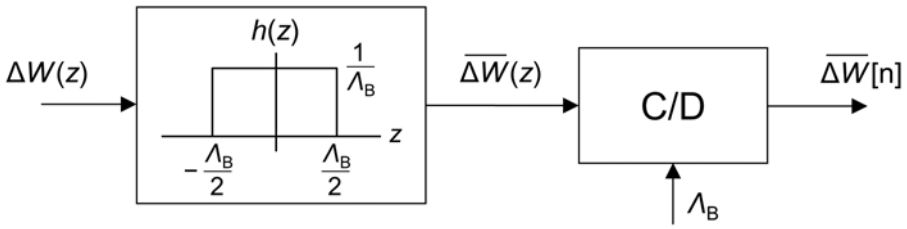

Figura 4.3. Procesado de señal aplicado sobre el error de anchura continuo, $\Delta W(z)$, para calcular el error de anchura promedio en cada periodo Bragg, $\overline{\Delta W}[n]$.

La densidad espectral de potencia del proceso $\overline{\Delta W}(z)$ puede obtenerse de forma analítica a partir del resultado de la ecuación 4.6 y la función de transferencia del filtro promediador [129]:

$$S_{\overline{\Delta W}}(f_z) = S_{\Delta W}(f_z)|H(f_z)|^2 = \frac{2\sigma^2_{\Delta W} L_{\mathrm{c},\Delta W}}{1 + 4\pi^2 L^2_{\mathrm{c},\Delta W} f_z^2}\ \mathrm{sinc}^2(f_z \Lambda_{\mathrm{B}}), \tag{4.7}$$

con $\mathrm{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$. La función de autocorrelación de este proceso puede determinarse de forma numérica aplicando la transformada rápida de Fourier inversa sobre la densidad espectral proporcionada por la expresión 4.7. Finalmente, la autocorrelación asociada al proceso final discreto, $\overline{\Delta W}[n]$, puede obtenerse fácilmente como

$$R_{\overline{\Delta W}}[\Delta n] = R_{\overline{\Delta W}}(\Delta z = \Delta n\, \Lambda_{\mathrm{B}}), \tag{4.8}$$

donde Δn denota la distancia espacial en términos del número de periodos Bragg. Siguiendo este proceso de cálculo, es posible examinar las propiedades estadísticas del proceso discreto $\overline{\Delta W}[n]$ en función de los valores de los parámetros $\sigma_{\Delta W}$ y $L_{\mathrm{c},\Delta W}$.

El aspecto de la función de autocorrelación de $\overline{\Delta W}[n]$ depende, primordialmente, del cociente entre la longitud de correlación y el periodo Bragg, $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$. En la figura 4.4 se comparan las funciones de autocorrelación de los procesos estocásticos continuos, antes y después del filtro promediador, para diferentes valores de $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$. Se pueden observar tres comportamientos distintos en función del cociente $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$:

- Cuando $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ es menor que Λ_{B} (ver figura 4.4a), la autocorrelación del error de anchura promedio se asemeja a una señal triangular. Esto puede explicarse visualizando cómo se obtiene esta función de autocorrelación en el dominio del

[2] Aunque existe una modulación del periodo Bragg Λ_n en el diseño final de los filtros apodizados, el periodo Λ_{B} se puede visualizar como aproximadamente el periodo Bragg promedio y el modelo discreto propuesto también será aplicable en estos casos, como se demostrará en el subapartado 4.4.2.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

tiempo [129]:

$$R_{\overline{\Delta W}}(\Delta z) = R_{\Delta W}(\Delta z) * h(\Delta z) * h(-\Delta z). \tag{4.9}$$

Como $h(\Delta z)$ es un pulso rectangular, la convolución $h(\Delta z) * h(-\Delta z)$ da lugar a un pulso triangular. Si $\Lambda_{\mathrm{B}} > L_{\mathrm{c},\Delta W}$, esta señal triangular tiene una anchura mayor que la señal exponencial asociada a $R_{\Delta W}(\Delta z)$, y la convolución entre ambas también resulta en una señal aproximadamente triangular.

- Cuando $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ es similar a Λ_{B} (ver figura 4.4b), las señales triangular y exponencial presentan anchuras comparables, y la autocorrelación correspondiente al error de anchura promedio presenta un aspecto intermedio (se asemeja a una función de tipo gaussiana).

- Cuando $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ es mayor que Λ_{B} (ver figura 4.4c), se tiene el caso opuesto al del primer punto, y la autocorrelación resultante es similar a la señal exponencial asociada a la autocorrelación del proceso original sin promediar.

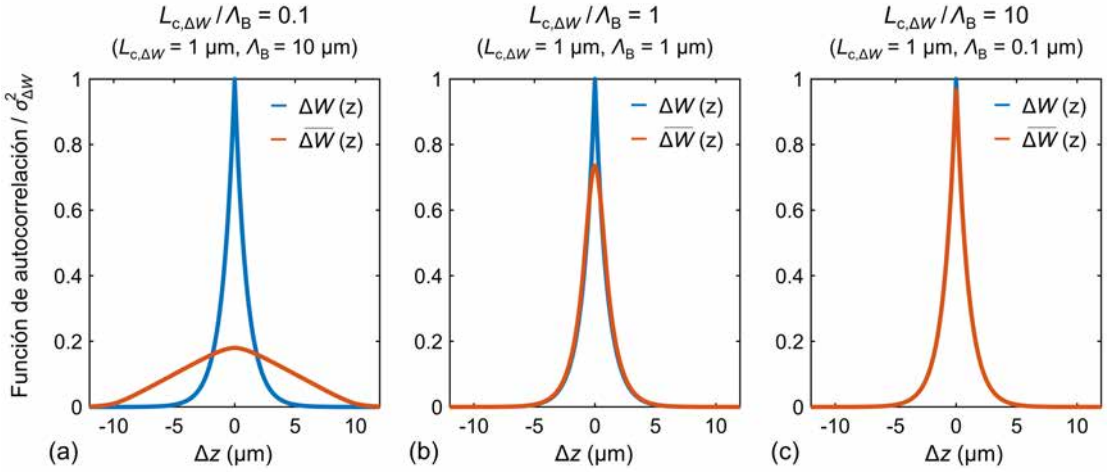

Figura 4.4. Función de autocorrelación del error de anchura continuo, ΔW (azul), y del error de anchura promedio en cada periodo, $\overline{\Delta W}(z)$ (rojo), en función de la distancia espacial Δz, ambas normalizadas por la varianza del proceso original $\sigma^2_{\Delta W}$. Se ilustran tres casos: (a) $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ = 0.1, (b) $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ = 1, y (c) $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ = 10. En todas las gráficas se ha mantenido la misma longitud de correlación, $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ = 1 μm, variándose la longitud del periodo Bragg Λ_{B}.

Como se mostrará posteriormente, los casos que presentan un mayor impacto sobre la respuesta espectral de los filtros son aquellos en los que $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ es considerablemente mayor que Λ_{B}, es decir, cuando existe un cierto grado de correlación de los errores de anchura entre diferentes periodos del filtro. En dichos casos, observando el resultado obtenido en la figura 4.4c, se puede considerar la aproximación $R_{\overline{\Delta W}}(\Delta z) \approx R_{\Delta W}(\Delta z)$. Tomando, además, los resultados de las ecuaciones 4.5 y 4.8, la función de autocorrelación del proceso discreto puede escribirse como

$$R_{\overline{\Delta W}}[\Delta n] \approx \sigma^2_{\Delta W} \exp\left(-\frac{|\Delta n|}{L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}}\right). \tag{4.10}$$

Aunque esta función de autocorrelación no representa la realidad del error de anchura promedio a medida que el cociente $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ se reduce, la influencia del ruido de fase para estos casos es despreciable en la práctica, como se comprobará en la sección 4.4. Así, la ecuación 4.10 permite establecer un modelo estadístico sencillo para definir el proceso discreto $\overline{\Delta W}[n]$, proceso de interés para contemplar el efecto del ruido de fase en la simulación de los filtros.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

4.3. Procedimiento de simulación de filtros con ruido de fase

En la sección 4.2 se han establecido dos modelos estadísticos (continuo y discreto) para definir las fluctuaciones que se producen sobre la anchura de las guías fabricadas a lo largo de su longitud. A continuación, se procede a describir cómo incorporar el efecto de dichas variaciones en la simulación de los filtros, tomando como caso de interés el de los filtros con perturbaciones del campo evanescente basados en núcleo Si-*wire*. Estas simulaciones se llevarán a cabo mediante el TMM (ver sección 2.3).

Considerando la conversión de tipo lineal entre errores de anchura y variación de índice efectivo dada por la ecuación 4.3, se tiene una variación en la constante de fase

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0}\frac{\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}}{\mathrm{d}W}\Delta W, \tag{4.11}$$

siendo λ_0 la longitud de onda de diseño del filtro. Esta variación de la constante de fase puede considerarse de manera simple en la simulación TMM por medio del *wavenumber detuning*, en la forma

$$\delta_{\mathrm{u}} = \delta_{\mathrm{u}}^{\mathrm{nom}} + \Delta\beta, \tag{4.12}$$

donde $\delta_{\mathrm{u}}^{\mathrm{nom}}$ denota el *wavenumber detuning* de la guía sin perturbar para el caso nominal, que debe determinarse a través de las expresiones obtenidas en el capítulo 2. Una vez aplicada esta modificación sobre δ_{u}, como los coeficientes de acoplo y la longitud del periodo Bragg se asumen deterministas, basta con seguir los pasos descritos en la sección 2.3 para realizar la simulación TMM y obtener la respuesta del filtro.

El proceso de simulación de los filtros incluyendo el efecto del ruido de fase se ilustra de forma gráfica en la figura 4.5. Se van a contemplar dos casos diferentes: el correspondiente al modelo de ruido continuo (ver figura 4.5a), y el del modelo discreto (ver figura 4.5b). La diferencia fundamental entre ambos esquemas de simulación radica en el paso de discretización utilizado. En el caso continuo, el filtro se divide en secciones de tamaño Δz. Debido a ello, la realización del error de anchura continuo que se desea analizar, $\Delta W(z)$, debe discretizarse de la forma $\Delta W[m] = \Delta W(z = m\,\Delta z)$, con m indicando el número de sección. Considerando los parámetros característicos del filtro asociados al periodo que abarca la sección m, y convirtiendo el error $\Delta W[m]$ a variación de *wavenumber detuning* mediante las expresiones 4.11 y 4.12, se calcula la matriz $\bar{\bar{T}}_m$ de cada sección. En el caso discreto, la simulación se lleva a cabo de forma más directa, ya que la realización del proceso $\overline{\Delta W}[n]$ proporciona directamente el error de anchura promedio en cada periodo n, pudiendo utilizarse directamente las matrices de transferencia correspondientes a cada periodo $\bar{\bar{T}}_n$. Nótese que el número de matrices a multiplicar en el caso continuo aumenta a medida que se reduce el paso de discretización Δz, pudiendo conllevar tiempos de cómputo significativos.

Las realizaciones aleatorias tanto del proceso continuo ($\Delta W(z)$) como del proceso discreto ($\overline{\Delta W}[n]$) se generan partiendo de una realización de ruido blanco gaussiano, obtenida de forma numérica, la cual se filtra con un sistema lineal e invariante en el tiempo o LTI (*linear time-invariant*) cuya respuesta en frecuencia es tal que el proceso estocástico resultante presenta la densidad espectral deseada. Este procedimiento se describe con más detalle en el apéndice A.3.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

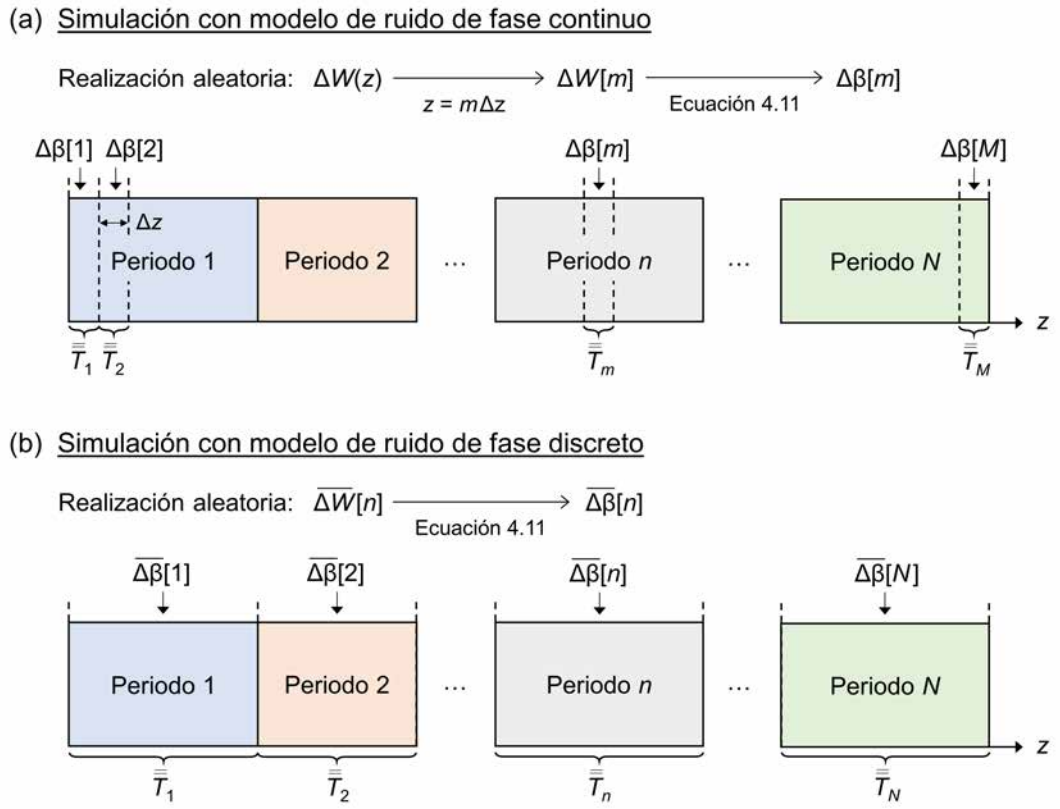

Figura 4.5. Representación esquemática del proceso de simulación de filtros con ruido de fase mediante el TMM, con (a) modelo de ruido de fase continuo, y (b) modelo de ruido de fase discreto.

4.4. Validación del modelo discreto de ruido de fase

Este apartado tiene como finalidad validar el modelo discreto propuesto en el subapartado 4.2.3 para el análisis del impacto del ruido de fase en filtros Bragg. Este proceso de validación se va a llevar a cabo comparando los resultados proporcionados por el modelo discreto propuesto y el modelo continuo presentado en el subapartado 4.2.2, que es el empleado habitualmente en la bibliografía. Para ello, van a utilizarse dos casos de ejemplo: (i) un filtro con apodización sinusoidal, y (ii) un filtro multinotch. Ambos filtros se basarán en la configuración con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM ya estudiada en el capítulo 3, cuyos parámetros característicos se resumen en las tablas 3.1, 3.2 y 3.3. Para esta topología de filtro, se ha obtenido mediante simulación electromagnética una sensibilidad con la anchura $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W = 0.89 \cdot 10^{-3}$ nm^{-1} a la longitud de onda de diseño λ_0 = 1.55 µm.

4.4.1. Filtro con apodización sinusoidal

En primer lugar, se van a comparar los resultados de los modelos discreto y continuo de ruido de fase para uno de los filtros sinusoidales diseñados en la sección 3.4, con las características mostradas en la tabla 4.1. En la figura 4.6 se representa la respuesta nominal de este filtro, junto con sus perfiles de coeficiente de acoplo κ_n y periodo Bragg Λ_n. La modulación del periodo Bragg Λ_n en este caso es muy débil, por lo que se puede asumir un periodo Bragg constante Λ_{B} para las simulaciones con el modelo de discreto.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

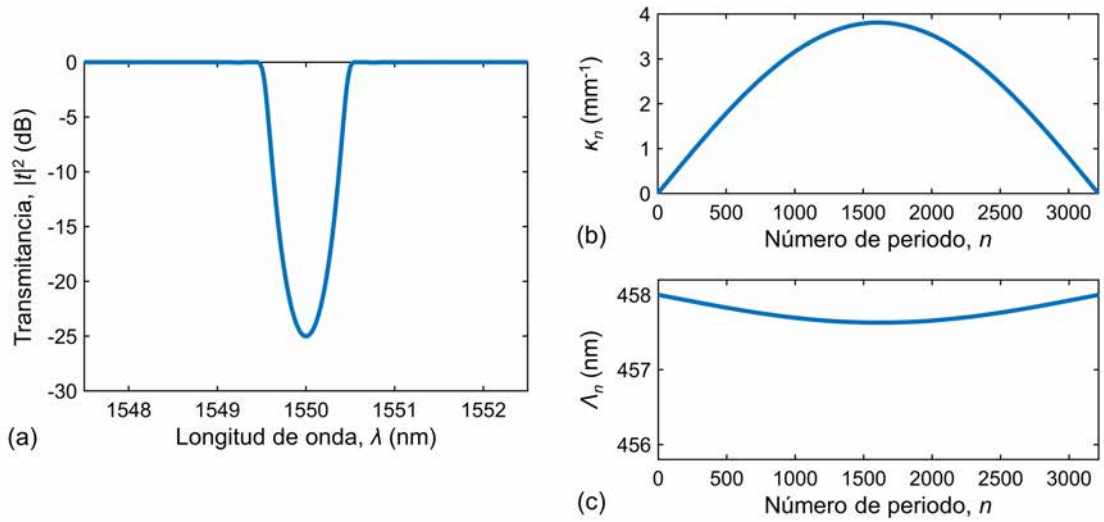

Figura 4.6. Diseño nominal del filtro con apodización sinusoidal utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo: (a) transmitancia espectral sintetizada, obtenida mediante el TMM; (b) perfil de coeficiente de acoplo; (c) perfil de periodo Bragg.

Tabla 4.1. Resumen de valores de diseño del filtro con apodización sinusoidal utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM.

ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
25	0.90	3.81	424	3216	1.47

Para realizar este análisis, se ha fijado una desviación típica para el error de anchura de $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm y se han simulado diferentes longitudes de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$, con un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso. En las simulaciones con el modelo de ruido de fase continuo, el paso de discretización Δz se ha seleccionado para al menos cubrir 50 puntos de mallado por longitud de correlación ($\Delta z \leq L_{\mathrm{c},\Delta W}/$ 50), con el objetivo de asegurar una velocidad de muestreo suficientemente alta para las fluctuaciones rápidas en el error de anchura. Como inconveniente, estas simulaciones involucran tiempos de cómputo significativamente superiores.

Con el fin de comparar los resultados proporcionados por ambos modelos, en la figura 4.7 se representan las funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación de ER que sufre el filtro (esto es, la cantidad de dB en que se reduce el ER con respecto del diseño nominal). En primer lugar, cabe destacar que el filtro presenta peores prestaciones (mayor reducción de ER) a medida que incrementa $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ y empieza a existir una correlación considerable de los errores de anchura entre diferentes periodos, tal y como se había mencionado previamente. Asimismo, se puede observar que los resultados obtenidos con ambos modelos de ruido de fase son muy similares. En los casos donde el cociente $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ es menor, en los cuales el modelo discreto propuesto es menos preciso de acuerdo con la aproximación realizada en la ecuación 4.10, la degradación de ER del filtro es muy reducida y, como consecuencia, no se observan diferencias relevantes en comparación con el modelo continuo. Dado que estos casos no son de interés en la práctica, no se ha realizado la comparativa entre ambos modelos para $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}} < 1$. Por su parte, para valores mayores de $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ que los mostrados en la figura 4.7, cabe esperar que el modelo discreto siga proporcionando resultados equivalentes a los del modelo continuo. Es interesante resaltar que los

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

tiempos de cómputo han sido, en promedio, de más de un orden de magnitud inferior para las simulaciones con el modelo discreto, lo que constituye una gran ventaja para la realización de pruebas masivas con muchas realizaciones estadísticas.

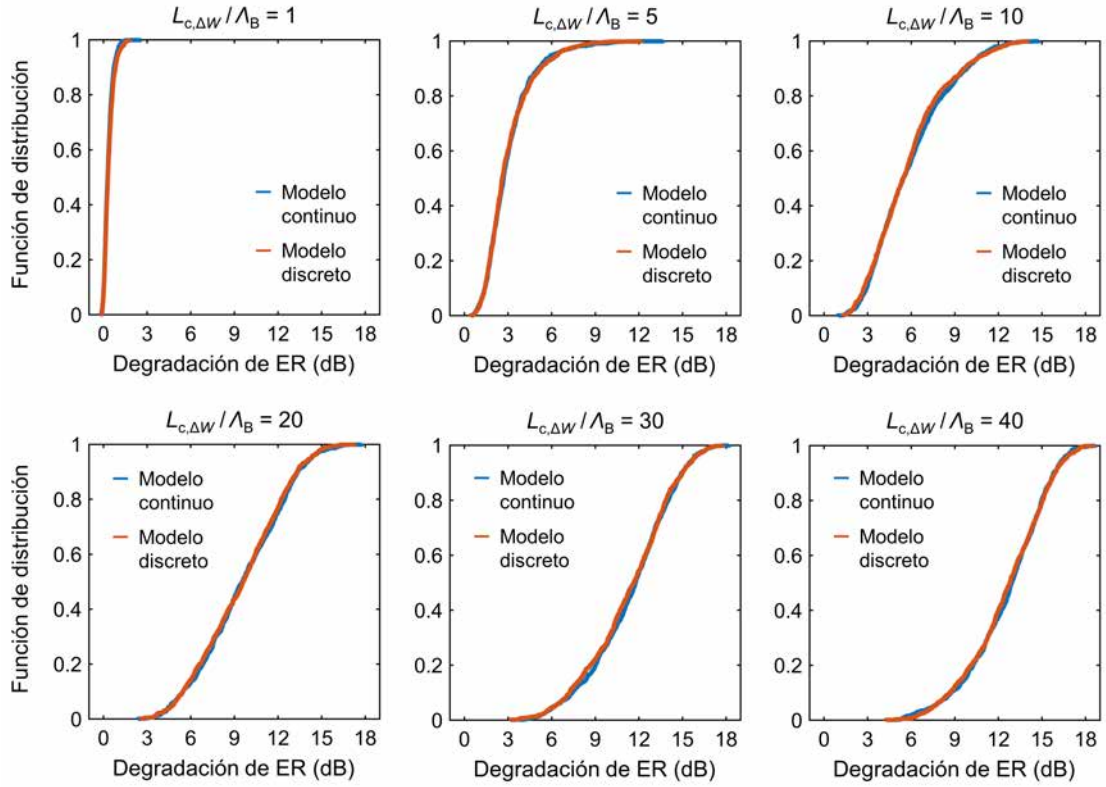

Figura 4.7. Validación del modelo de ruido de fase discreto mediante simulación de un filtro con apodización sinusoidal: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación de ER del filtro para diferentes longitudes de correlación $L_{c,\Delta W}$, obtenidas con el modelo continuo (azul) y con el modelo discreto (rojo). Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso. La desviación típica del error de anchura se ha elegido como $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm.

4.4.2. Filtro multinotch

El proceso de validación del modelo de ruido de fase discreto se va a llevar a cabo con un segundo ejemplo, que consiste en un filtro formado por tres notches de transmisión a longitudes arbitrarias (ver figura 4.8). El diseño de este filtro se ha realizado mediante los algoritmos LP y LA, de forma similar que los filtros *flat-top* y los filtros astrofotónicos diseñados en la sección 3.4. Las características más relevantes de este filtro se resumen en la tabla 4.2.

Tabla 4.2. Resumen de valores de diseño del filtro de tres notches utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM.

ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
20	0.80	10.86	285	4320	1.98

Con respecto al caso de ejemplo anterior, este filtro presenta una modulación significativa en el perfil de periodo Bragg (ver figura 4.8c). Una de las consideraciones realizadas al definir el modelo discreto es que el periodo Bragg se mantiene constante

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

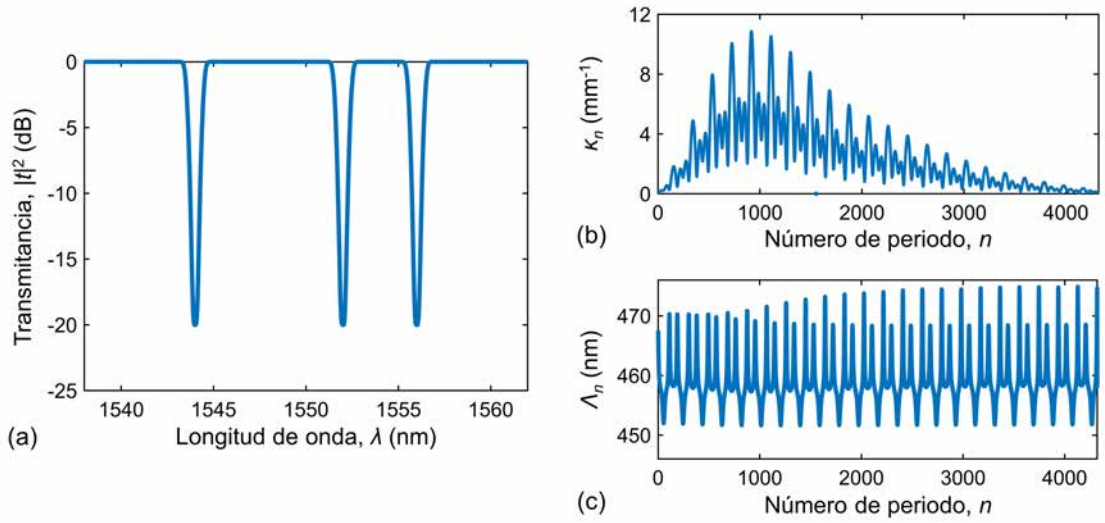

Figura 4.8. Diseño nominal del filtro de tres notches utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo: (a) transmitancia espectral sintetizada, obtenida mediante el TMM; (b) perfil de coeficiente de acoplo; (c) perfil de periodo Bragg.

a lo largo del filtro, de forma que no es posible contemplar dichas variaciones en las simulaciones basadas en este modelo. Se ha calculado que el valor promedio del periodo Bragg Λ_n a lo largo de este filtro es 458.9 nm, valor muy similar al periodo Bragg de referencia (Λ_{B} = 458 nm). El objetivo de este ejemplo es estudiar si es posible emplear el modelo discreto también con filtros que presentan una modulación considerable del periodo Bragg Λ_{n}, generando las realizaciones del error de anchura promedio $\overline{\Delta W}[n]$ asumiendo que $\Lambda_n = \Lambda_{\mathrm{B}}$.

Para realizar esta prueba, se ha fijado de nuevo una desviación típica $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm y se ha seguido el mismo criterio que en el caso anterior para decidir el valor de Δz utilizado con el modelo continuo. Se han simulado varios valores de longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$, con 1000 realizaciones estadísticas por caso. Dado que este ejemplo presenta tres notches en lugar de solo uno, por cada realización se ha calculado el ER promedio de los tres notches con el fin de simplificar el análisis de los resultados. En la figura 4.9 se muestran todas las funciones de distribución de la degradación del ER promedio con respecto al valor nominal de 20 dB. Se puede observar que, a pesar de que las simulaciones con el modelo discreto no contemplan las variaciones del periodo Bragg Λ_n a lo largo del filtro, asumir un periodo Bragg constante similar al periodo promedio proporciona resultados muy semejantes a los del modelo continuo. Esto valida el uso del modelo discreto también para evaluar filtros apodizados con una modulación considerable en el perfil de periodo Bragg Λ_n, con la ventaja de que las simulaciones con este modelo permiten obtener tiempos de cómputo menores.

4.5. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros Bragg

Una vez validado el modelo de ruido de fase discreto, se procede a hacer uso del mismo para analizar algunos casos de interés práctico en relación con los filtros estudiados, diseñados y caracterizados en esta tesis. Como los parámetros de error ($\sigma_{\Delta W}$ y $L_{\mathrm{c},\Delta W}$) específicos del proceso de fabricación utilizado para implementar los filtros del capítulo 3 son desconocidos, este estudio va a ser esencialmente de carácter cualitativo.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

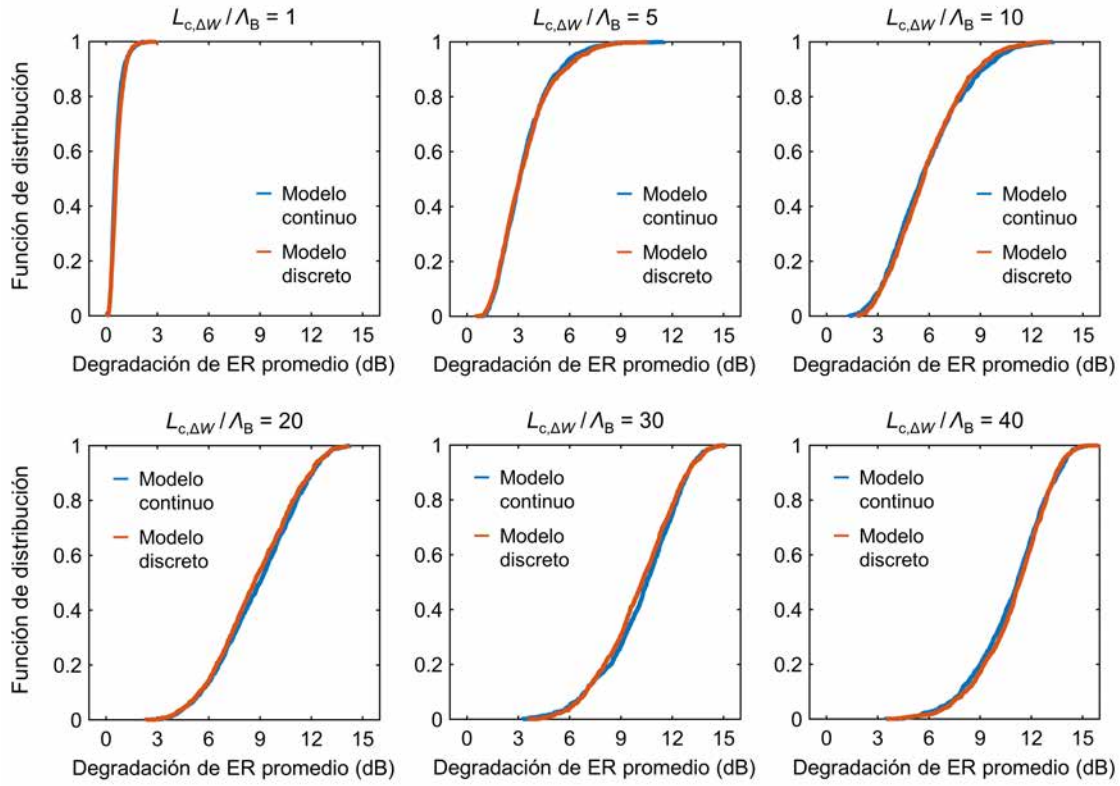

Figura 4.9. Validación del modelo de ruido de fase discreto mediante simulación de un filtro con tres notches: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación del ER promedio de los tres notches del filtro para diferentes longitudes de correlación $L_{c,\Delta W}$, obtenidas con el modelo continuo (azul) y con el modelo discreto (rojo). Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso. La desviación típica del error de anchura se ha elegido como $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm.

4.5.1. Comparativa preliminar con resultados experimentales

Parte de las discrepancias observadas en los resultados experimentales del capítulo 3 se atribuyeron al efecto de las fluctuaciones en las dimesiones de la guía, que inducen un ruido de fase a lo largo del filtro. Con el propósito de estudiar con mayor detalle la viabilidad de esta hipótesis, se ha realizado un análisis preliminar basado en incluir el efecto del ruido de fase en la simulación de uno de los filtros caracterizados, concretamente, el filtro astrofotonico con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Para realizar este análisis, se han considerado los parámetros de error $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm, que son del orden de los estimados experimentalmente en [46].

En la figura 4.10 se representan la respuesta espectral previamente medida (figura 4.10a) y la respuesta simulada para una realización aleatoria de ruido de fase con los parámetros indicados en el párrafo anterior (figura 4.10b). En ambas curvas también se incluye como referencia el espectro objetivo. Es interesante observar que la simulación, al incluir errores de fase a lo largo del filtro, da lugar a variaciones de ER de los diferentes notches similares a las obtenidas en el espectro medido. Dado que los parámetros de error específicos de nuestro proceso de fabricación son desconocidos y que solo se ha contemplado el resultado de una única realización estadística, este estudio no puede considerarse de carácter definitivo. No obstante, ilustra el papel crítico que puede haber desempeñado la pérdida de coherencia de fase en los resultados experimentales del capítulo 3 y respalda la viabilidad de la hipótesis planteada.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

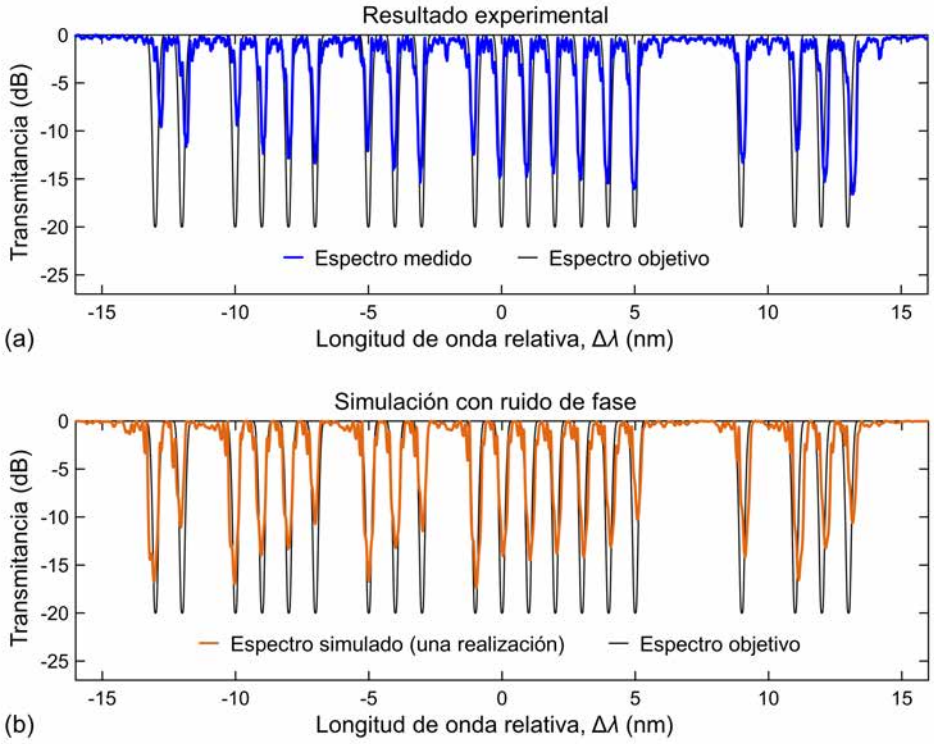

Figura 4.10. Comparación de espectro medido y espectro simulado con ruido de fase para el filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y polarización TM: (a) respuesta medida (azul) y respuesta objetivo (negro); (b) respuesta simulada para una realización aleatoria de ruido de fase (naranja) y respuesta objetivo (negro). Se han utilizado los siguientes parámetros para definir el ruido de fase: $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ = 15 µm.

4.5.2. Comparativa entre filtros con diferente ancho de banda

En los resultados experimentales de los filtros con apodización sinusoidal, se observó una mayor degradación de la respuesta espectral para filtros de menor ancho de banda y mayor longitud, la cual también se atribuyó al efecto del ruido de fase. Para corroborar esta hipótesis, se han simulado los cuatro filtros sinusoidales diseñados para núcleo Si-*wire* y polarización TM, incluyendo errores en la anchura de la guía de acuerdo con el modelo de ruido de fase propuesto. Los parámetros relevantes de estos filtros se recuerdan en la tabla 4.3.

Tabla 4.3. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal utilizados para comparar el impacto del ruido de fase sobre filtros con diferente ancho de banda. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM.

ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
25	0.45	1.90	517	6448	2.95
25	0.90	3.81	424	3216	1.47
25	1.80	7.62	332	1608	0.74
25	3.60	15.23	240	805	0.38

En la figura 4.11 se representan las funciones de distribución correspondientes a la reducción de ER para cada uno de estos filtros. Se han simulado dos desviaciones típicas para el error de anchura, $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm (figura 4.11a) y $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm (figura 4.11b), manteniendo el mismo valor de longitud de correlación ($L_{\mathrm{c},\Delta W}$ = 15 µm). Resulta aparente el mayor impacto del ruido de fase sobre el ER para filtros de menor ancho de banda y mayor longitud, al igual que se observó con los resultados experimentales. Este

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

resultado pone de manifiesto la dificultad para implementar filtros de banda estrecha en la práctica, como cabía esperar.

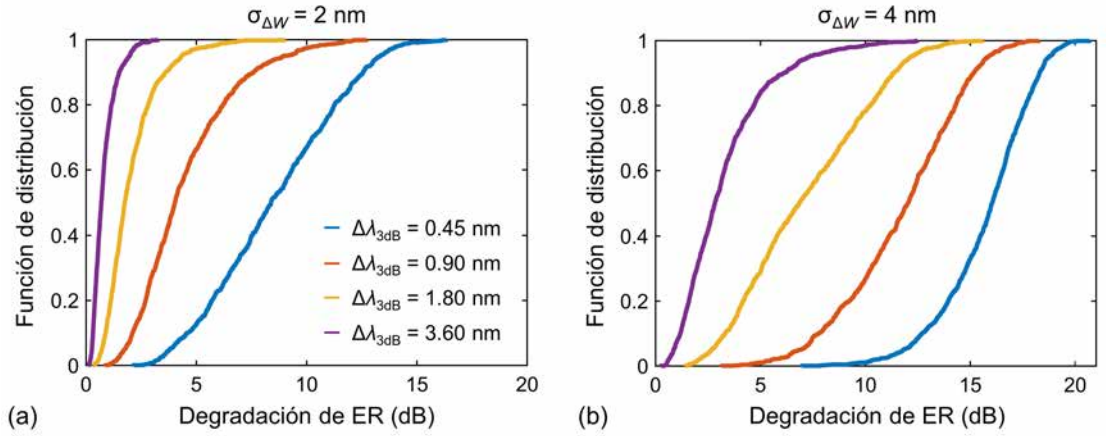

Figura 4.11. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes anchos de banda: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación de ER para desviaciones típicas (a) $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y (b) $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm. Cada color identifica un ancho de banda nominal distinto, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una longitud de correlación $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm.

4.5.3. Comparativa entre filtros con diferente polarización

Otra conclusión obtenida del trabajo experimental llevado a cabo en el capítulo 3 es que los filtros para polarización TE, en general, han presentado un peor funcionamiento que los diseñados para TM. Mediante simulación electromagnética de la guía Si-*wire* de anchura W = 400 nm (la utilizada para diseñar los filtros con núcleo Si-*wire* para ambas polarizaciones), se ha comprobado que la sensibilidad del índice efectivo con respecto a variaciones de anchura es aproximadamente tres veces mayor para el modo TE que para el modo TM: $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W = 2.95 \cdot 10^{-3}$ nm^{-1} para TE frente a $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W = 0.89 \cdot 10^{-3}$ nm^{-1} para TM. Este resultado es indicativo de que los filtros TE son considerablemente más susceptibles al efecto del ruido de fase.

En la figura 4.12 se muestran las funciones de distribución de degradación de ER para filtros sinusoidales con mismos valores nominales de ER y ancho de banda a 3 dB, pero diferentes polarizaciones de trabajo (ver parámetros característicos en la tabla 4.4). La simulación se ha realizado, de nuevo, para desviaciones típicas $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm (ver figura 4.12a) y $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm (ver figura 4.12b), con longitud de correlación $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm. Se puede observar que, aunque los filtros TE son de menor longitud que los filtros TM (consecuencia de su mayor índice de grupo), el impacto del ruido de fase es mayor para el caso TE, debido a la mayor sensibilidad del índice efectivo con las variaciones indeseadas en la anchura de la guía. Esto representa una conclusión relevante a tener en cuenta en futuros diseños.

Tabla 4.4. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal utilizados para comparar el impacto del ruido de fase sobre filtros con diferente polarización.

Configuración	ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
Si-*wire*/TE	25	1.80	9.73	104	1661	0.58
Si-*wire*/TM	25	1.80	7.62	332	1608	0.74

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

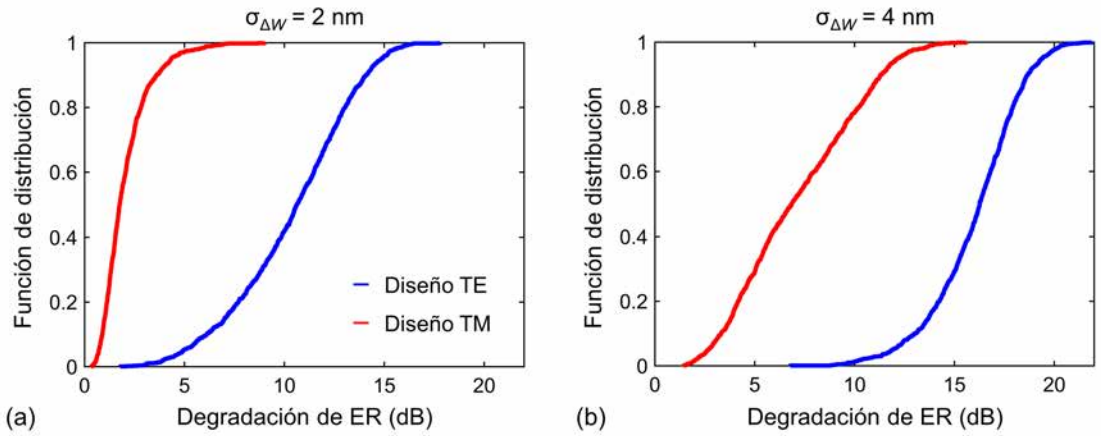

Figura 4.12. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes polarizaciones de trabajo: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación de ER para desviaciones típicas (a) $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y (b) $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm. Cada color identifica el diseño correspondiente a una polarización, con ambos teniendo el mismo ER y ancho de banda nominales. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una longitud de correlación $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm.

Es interesante mencionar que, en lo que respecta a los errores en la altura de la guía, el filtro TM ($\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}H$ = 5.87 · 10^{-3} nm^{-1}) es más sensible que el filtro TE ($\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}H$ = 3.82 · 10^{-3} nm^{-1}). No obstante, tomando como referencia los parámetros de error calculados experimentalmente en [46], resulta sensato asumir que las rugosidades laterales constituyen una fuente de ruido de fase más importante que las variaciones en la altura de la guía, caso en el cual los filtros TE son más susceptibles a sufrir distorsión espectral. Esto, además, es coherente con los resultados experimentales de esta tesis.

4.5.4. Comparativa entre filtros con diferente relación de extinción

Otra situación interesante de estudiar es cómo afecta el ruido fase a filtros de igual ancho de banda, pero diferente ER (y diferente longitud). Para analizar esta cuestión, se han diseñado tres filtros sinusoidales con las respuestas nominales mostradas en la figura 4.13, todos ellos basados en la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Los parámetros característicos de estos filtros se resumen en la tabla 4.5.

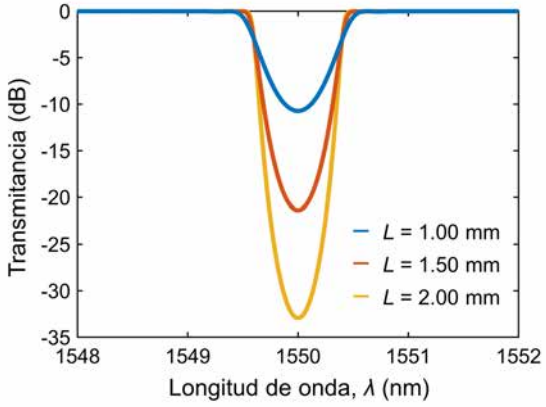

Figura 4.13. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes ER: comparación de las respuestas espectrales nominales, obtenidas mediante el TMM. Cada color identifica un diseño de filtro distinto, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Tabla 4.5. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal utilizados para comparar el impacto del ruido de fase sobre filtros con diferente ER. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM

ER [dB]	$\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ [nm]	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
10.7	0.80	2.99	456	2183	1.00
21.4	0.80	3.30	443	3275	1.50
33.3	0.80	3.52	435	4367	2.00

En la figura 4.14 se representan, para los tres filtros, las funciones de distribución del ER (figura 4.14a) y del ancho de banda a 3 dB (figura 4.14b), junto con líneas discontinuas verticales que indican los respectivos valores nominales a modo de referencia. Nótese que en este caso la comparativa no se realiza en términos de degradación de ER, sino en términos del ER absoluto, ya que cada filtro presenta un ER nominal distinto. Las simulaciones se han llevado a cabo con $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ = 15 µm. Es interesante observar que los filtros de mayor longitud, con un mayor ER nominal, también proporcionan un mayor ER cuando se someten al efecto del ruido de fase, a pesar de ser más susceptibles al mismo por su mayor longitud. Sin embargo, estos filtros también sufren una mayor desviación del ancho de banda con respecto del diseño nominal. Este resultado muestra la importancia de escoger un valor de compromiso para la longitud del filtro, que permita obtener un ER aceptable y asegurar al mismo tiempo una variación reducida del ancho de banda. Las simulaciones con ruido de fase pueden ser una herramienta interesante para decidir el criterio de truncamiento en el perfil de reflexión local cuando se diseñan filtros con los algoritmos LP y LA mediante el procedimiento descrito en la sección 2.4.2.

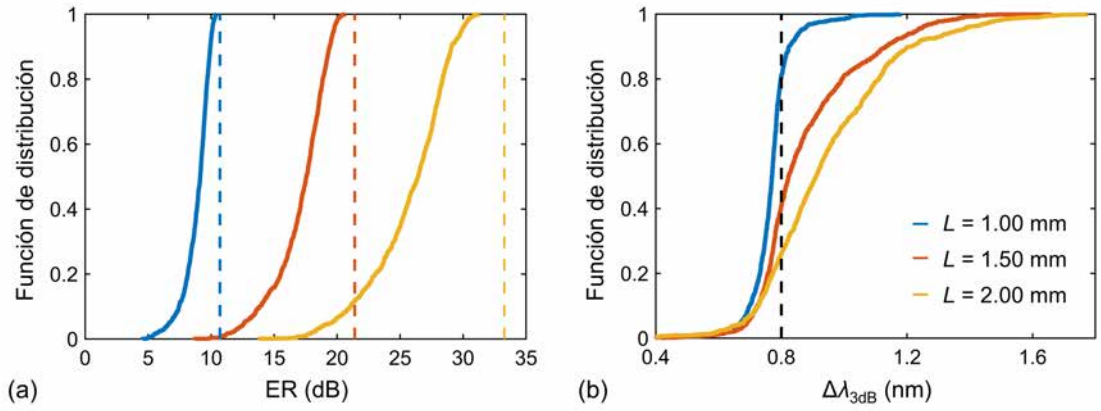

Figura 4.14. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes ER: funciones de distribución acumuladas de (a) ER y (b) ancho de banda a 3 dB. Cada color identifica un diseño de filtro distinto, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Las líneas verticales discontinuas indican los correspondientes valores nominales, teniéndose el mismo valor nominal de ancho de banda a 3 dB en los tres filtros. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una desviación típica $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y una longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ = 15 µm.

4.5.5. Comparativa entre filtros con diferente anchura de guía

Uno de los parámetros clave del impacto que puede ejercer el ruido de fase sobre los filtros es la sensibilidad del índice efectivo con la anchura de la guía, $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W$. Con el propósito de obtener diseños más robustos en la práctica, resulta interesante evaluar el efecto que presenta el ruido de fase en filtros basados en guías Si-*wire* con valores de anchura W diferentes, que les correspondan una sensibilidad $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W$ distinta. En

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

la figura 4.15 se muestran, para diferentes anchuras W, el índice efectivo, el índice de grupo y la sensibilidad de una guía Si-*wire* para el modo TM fundamental y a la longitud de onda λ_0 = 1 55 µm, calculados mediante simulación electromagnética. Se puede observar que el parámetro $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W$ decrece al aumentar W, por lo que cabe esperar un menor impacto del ruido de fase en filtros basados en guías anchas. Utilizar guías de mayor anchura, además, incrementa el índice de grupo, lo que permite obtener filtros de menor longitud.

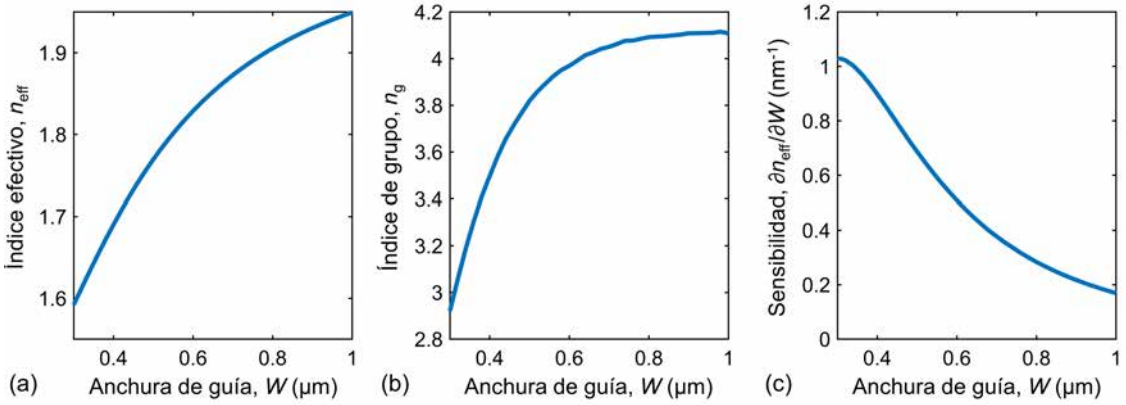

Figura 4.15. (a) Índice efectivo, (b) índice de grupo, y (c) sensibilidad del índice efectivo con la anchura de la guía, para el modo TM fundamental de una guía Si-*wire* y diferentes valores de anchura de la guía. Longitud de onda de operación: λ_0 = 1.55 nm. Este resultado se ha obtenido mediante simulación electromagnética de la guía Si-*wire* (análisis modal).

Para estudiar de forma más específica el impacto del ruido de fase sobre filtros de diferente anchura, se ha realizado una prueba de simulación basada en analizar filtros no apodizados con unas características espectrales fijas, variando la anchura de la guía. Para simplificar este análisis, se ha asumido que la guía Si-*wire* de anchura W representa la guía sin perturbar, y que la perturbación es suficientemente débil para despreciar el efecto del coeficiente de autoacoplo (κ' = 0). Así, los parámetros fundamentales del filtro no apodizado son el coeficiente de acoplo κ y la longitud total L, que pueden determinarse a partir de las siguientes expresiones:

$$L = \frac{\lambda_0^2}{n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)\Delta\lambda_{\mathrm{FN}}}\sqrt{1+\left[\frac{\tanh^{-1}\left(|r|_{\max}\right)}{\pi}\right]^2}, \tag{4.13}$$

$$\kappa = \frac{\tanh^{-1}\left(|r|_{\max}\right)}{L}, \tag{4.14}$$

derivadas de las ecuaciones de la CMT de la sección 2.2.3. Dado un nivel de reflectividad máximo $|r|_{\max}$, una longitud de onda central λ_0 y un ancho de banda entre nulos $\Delta\lambda_{\mathrm{FN}}$, y conociendo el índice de grupo de la guía (ver figura 4.15b), el diseño del filtro se efectúa de forma analítica. Adicionalmente, es necesario determinar el periodo Bragg

$$\Lambda_{\mathrm{B}} = \frac{\lambda_0}{2n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)}, \tag{4.15}$$

donde el índice efectivo se calcula a partir del resultado de la figura 4.15a, obteniéndose el número de periodos de la estructura como $N = L/\Lambda_{\mathrm{B}}$. Conociendo todos estos valores, es posible realizar la simulación TMM del filtro incluyendo el ruido de fase.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Los parámetros espectrales del filtro se han fijado a $|r|_{\max}$ = 0.995 (ER de 20 dB en transmisión), λ_0 = 1.55 µm y $\Delta\lambda_{\mathrm{FN}}$ = 0.50 nm. La figura 4.16 ilustra el impacto del ruido de fase sobre filtros no apodizados con estas características espectrales basados en guías Si-*wire* de diferente anchura W. Concretamente, se representa el ER promedio de todas las realizaciones simuladas para dos valores de desviación típica en el error de anchura ($\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm), barriendo la longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$. Se puede observar una notable mejoría en la robustez del filtro frente a la pérdida de coherencia de fase al usar guías de mayor anchura a medida que crecen $\sigma_{\Delta W}$ y $L_{\mathrm{c},\Delta W}$.

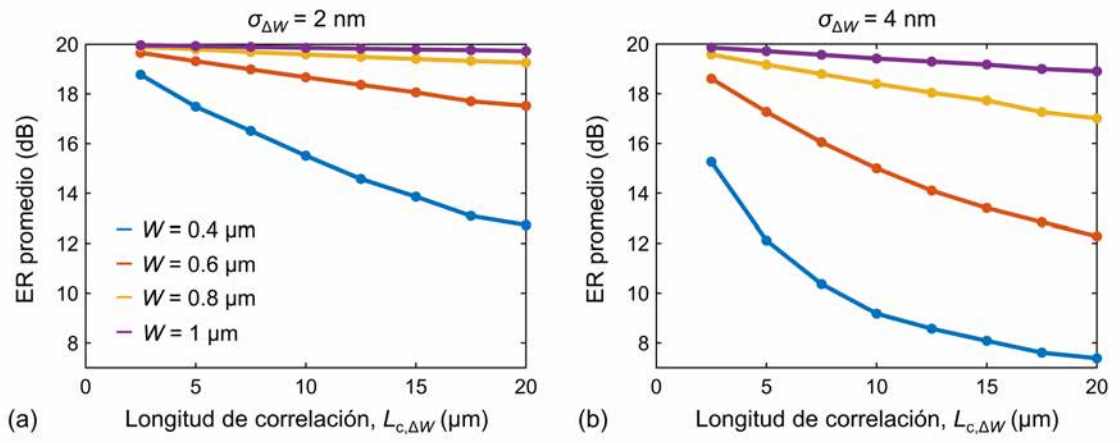

Figura 4.16. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros no apodizados con diferentes anchuras de guía: ER promedio en función de la longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ para desviaciones típicas (a) $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y (b) $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm nm. Los puntos muestran los valores de longitud de correlación simulados. Cada color identifica el diseño correspondiente a una anchura de guía, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso.

Es importante resaltar que este análisis no contempla las características concretas sobre la implementación del filtro. Una de las estrategias clave en el diseño de los filtros con perturbaciones del campo evanescente estudiados en esta tesis ha sido la de utilizar guías de bajo confinamiento modal, ya que ello permite posicionar las perturbaciones suficientemente lejos para facilitar la fabricación. Al incrementar la anchura de la guía, el filtro es más robusto a los errores de fase, pero también se complica su implementación práctica al aumentar el confinamiento modal. En concreto, puede ocurrir que el máximo coeficiente de acoplo sintetizable, obtenido para la mínima separación de los segmentos laterales permitida por la fabricación, no sea suficiente para conformar el perfil de apodización requerido. Una alternativa puede ser diseñar el filtro utilizando guías con corrugaciones en lugar de perturbaciones en la zona de campo evanescente. Algunos trabajos ya han abordado el diseño de filtros con guías Si-*wire* anchas (con W del orden de 1 µm) y corrugaciones laterales [31, 86].

Con el fin de llevar a cabo una primera aproximación a esta cuestión, se ha estudiado la viabilidad de implementar el filtro astrofotónico mediante guías Si-*wire* de anchura W = 600 nm. En la tabla 4.6 se resumen los parámetros básicos del filtro, tanto para la configuración empleada hasta ahora con W = 400 nm, como para la nueva con W = 600 nm, ambas con polarización TM. Para realizar esta comparativa, se han seleccionado segmentos laterales con las mismas dimensiones y se ha escogido la misma longitud de onda Bragg de diseño. En la tabla 4.7 se proporcionan las expresiones de las funciones de acoplamiento características, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, con un mayor decaimiento exponencial para la configuración con W = 600 nm por su mayor confinamiento modal.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Tabla 4.6. Parámetros básicos de filtros basados en guías Si-*wire* de diferente anchura y polarización TM.

W [nm]	Λ_{B} [nm]	$W_{\mathrm{S}} \times L_{\mathrm{S}}$ [nm^2]	λ_0 [nm]	$n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)$	$n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$
400	458	150 × 150	1550	1.69	3.43
600	424	150 × 150	1550	1.83	3.91

Tabla 4.7. Expresiones analíticas de las funciones de acoplamiento características, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, para filtros basados en guías Si-*wire* de diferente anchura y polarización TM. Los coeficientes de acoplo están dados en µm^{-1} y la separación s en µm.

W [nm]	$\kappa(s)$ [$\kappa \rightarrow$ µm^{-1}, $s \rightarrow$ µm]	$\kappa'(s)$ [$\kappa' \rightarrow$ µm^{-1}, $s \rightarrow$ µm]
400	$0.0921\exp(-7.51s)$	$0.1438\exp(-7.67s)$
600	$0.0461\exp(-9.87s)$	$0.0699\exp(-9.87s)$

Al realizar el diseño del filtro astrofotónico mediante la nueva configuración de filtro basada en guía de anchura W = 600 nm, se obtienen los valores de diseño mostrados en la tabla 4.8. Hay que resaltar que la separación mínima para los segmentos laterales obtenida en este caso es de solo $s_{\min}$ = 24 nm, considerablemente inferior a la obtenida con la guía de anchura W = 400 nm ($s_{\min}$ = 141 nm). Este valor de $s_{\min}$ requerido para la configuración de filtro con W = 600 nm está por debajo de lo que, por ejemplo, permitiría el proceso de fabricación utilizado en esta tesis, con MFS = 60 nm [114]. Considerando esta restricción, y conformando el perfil de apodización de este filtro con un truncamiento en la separación de los segmentos a un mínimo de 60 nm, la forma espectral del filtro se conservaría, pero con una reducción en el ER de los notches en torno a 2 dB (ver figura 4.17). Para evitar este truncamiento en el perfil de separación s_n al usar la guía de anchura W = 600 nm, sería necesario examinar cómo cambia la función de mapeo $\kappa(s)$ si se aumentase el tamaño de los segmentos laterales.

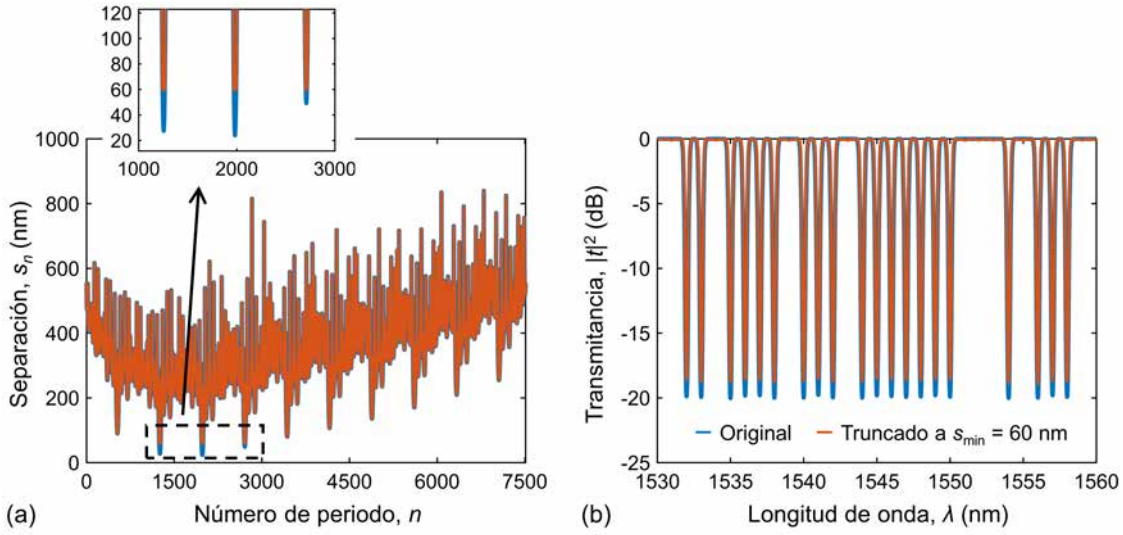

Figura 4.17. Filtro astrofotónico basado en guía Si-*wire* de anchura W = 600 nm y polarización TM: (a) perfil de separación de los segmentos laterales; (b) transmitancia espectral sintetizada, obtenida mediante el TMM. Las curvas de color azul representan el diseño nominal, mientras que las de color rojo se corresponden con el caso de truncar las separaciones de los segmentos laterales a un mínimo de 60 nm, por las restricciones del proceso de fabricación en la práctica. En la parte superior izquierda se muestra la vista ampliada del perfil de separación en la zona donde se realiza el truncamiento.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Tabla 4.8. Resumen de valores de diseño de filtros astrofotónicos basados en guías Si-*wire* de diferente anchura y polarización TM.

W [nm]	$\kappa_{\max}$ [mm^{-1}]	$s_{\min}$ [nm]	N	L [mm]
400	31.86	141	7929	3.60
600	36.36	24	7513	3.16

Aunque al considerar la restricción de MFS = 60 nm el filtro astrofotónico con anchura de guía W = 600 nm presente peores prestaciones (notches con menores ER) que el basado en guía con W = 400 nm, su menor sensibilidad del índice efectivo con respecto a errores de anchura lo hace menos susceptible al ruido de fase. Específicamente, $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W$ = 0.51 · 10^{-3} nm^{-1} para W = 600 nm y $\mathrm{d}n_{\mathrm{eff}}/\mathrm{d}W$ = 0.89 · 10^{-3} nm^{-1} para W = 400 nm. Además, el filtro con anchura de guía W = 600 nm también tiene menor longitud, como se muestra en la tabla 4.8. En la figura 4.18 se evalúa el impacto del ruido de fase sobre ambos filtros, en términos de las funciones de distribución de degradación en el ER promedio de los 20 notches con respecto del valor nominal de 20 dB. En estas simulaciones, se ha fijado una desviación típica $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y se han usado diferentes valores de longitud de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$. Se observa que, a medida que incrementa $L_{\mathrm{c},\Delta W}$, el efecto del ruido de fase es más significativo en el filtro con anchura W = 400 nm. Así, a pesar de que en el caso sin ruido (con MFS = 60 nm) el filtro de anchura W = 600 nm presenta peores prestaciones, al incluir las fluctuaciones aleatorias en la anchura de la guía la degradación de ER puede ser menor para esta configuración. Como línea futura, sería interesante realizar una comparativa de carácter experimental entre estos dos filtros, con el propósito de confirmar si el filtro con anchura W = 600 nm puede proporcionar mejores resultados en la práctica.

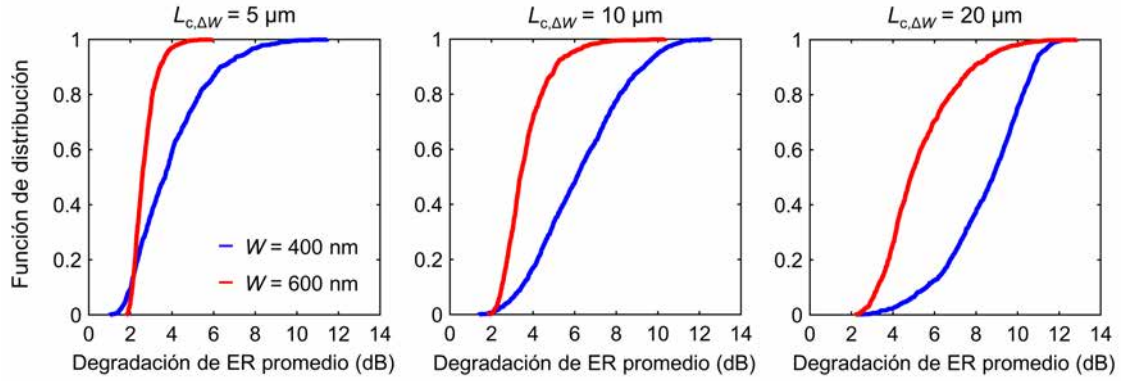

Figura 4.18. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros astrofotónicos con diferentes anchuras de guía: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación del ER promedio de los 20 notches del filtro para diferentes longitudes de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$. Cada color identifica el diseño correspondiente a una anchura de guía, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una desviación típica $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm.

4.6. Conclusiones

En este capítulo se ha abordado la problemática de la pérdida de coherencia de fase en filtros Bragg, proponiéndose un modelo estadístico para contemplar de forma sencilla las fluctuaciones que se producen sobre la anchura de las guías fabricadas (rugosidades laterales) en la simulación de los filtros, y evaluando el impacto de las mismas

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

sobre los filtros de esta tesis. Este análisis ha permitido extraer algunas conclusiones relevantes:

- Aunque la desviación típica asociada a los errores en la anchura de la guía ($\sigma_{\Delta W}$) sea pequeña, dichos errores pueden tener un impacto significativo sobre la respuesta del filtro si existe una correlación considerable de los mismos entre diferentes periodos del filtro. Esto se ha comprobado, por ejemplo, al visualizar el efecto del ruido de fase sobre el filtro astrofotónico de núcleo Si-*wire* y polarización TM, con $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ = 15 µm (ver subapartado 4.5.1). Este resultado, además, respalda la hipótesis del importante impacto que ha podido ejercer la pérdida de coherencia de fase en los resultados experimentales del capitulo 3.

- Los resultados obtenidos confirman que el efecto del ruido de fase sobre los filtros se incrementa para estructuras de mayor longitud, como cabía esperar. Esto se debe a la dificultad de mantener la coherencia de fase sobre distancias mayores. Como consecuencia, el diseño de filtros con anchos de banda reducidos o altas relaciones de extinción puede verse fuertemente limitado en la práctica. Esta cuestión está estrechamente relacionada con la geometría o plataforma utilizada para implementar los filtros, ya que ello da lugar a diferentes sensibilidades del índice efectivo frente a variaciones dimensionales.

- Los filtros diseñados para polarización TM son menos sensibles a fluctuaciones en la anchura de la guía que los filtros diseñados para TE. Por otra parte, en lo que respecta a errores en la altura de la guía, los filtros TM son más susceptibles. Dado que los filtros para polarización TM han presentado mejores prestaciones en los resultados experimentales del capítulo 3, cabe afirmar que las variaciones de anchura constituyen una fuente más importante de ruido de fase en la práctica que las variaciones de altura. Este resultado es coherente con las conclusiones obtenidas en otros trabajos [46].

- De cara a obtener filtros más robustos en la práctica, el modelo de ruido de fase propuesto puede ser una herramienta eficaz para considerar el efecto de las imperfecciones de fabricación en la fase de diseño y comparar diferentes alternativas de filtro. Partiendo de los resultados obtenidos en el subapartado 4.5.5, se debería explorar con mayor profundidad el diseño de filtros basados en guías de mayor anchura. Otra alternativa puede ser emplear guías basadas en nitruro de silicio, donde cabe esperar un menor efecto de las variaciones dimensionales por el menor contraste de índice de esta plataforma.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Capítulo 5

Consideraciones finales

En este último capítulo de tesis, se procede a exponer las principales conclusiones obtenidas del trabajo de investigación llevado a cabo (sección 5.1) y proponer posibles líneas de investigación futuras (sección 5.2).

5.1. Conclusiones

A lo largo de esta tesis se ha abordado la problemática de diseñar filtros ópticos integrados con respuestas espectrales arbitrarias en la plataforma SOI. Los filtros espectrales son requeridos en muchas aplicaciones de la fotónica integrada, desde comunicaciones o sensado, hasta astronomía. Una de las soluciones más atractivas para implementar filtros en óptica integrada son las estructuras Bragg. Típicamente diseñadas implementando corrugaciones sobre las paredes laterales de una guía, las estructuras Bragg integradas destacan por su facilidad de fabricación y la posibilidad de ser diseñadas para proporcionar respuestas en frecuencia con formas arbitrarias. Sin embargo, en el caso específico de la plataforma SOI, el alto contraste de índice de refracción entre silicio y dióxido de silicio dificulta el control preciso de las características del filtro. Esto hace que, a menudo, se obtengan estructuras cuyas dimensiones pueden ser difíciles de reproducir en fabricación. También existen otras cuestiones que limitan el diseño de los filtros en la práctica, siendo una de las más importantes la pérdida de coherencia de fase, resultado de las no uniformidades en la fabricación de las guías. Esto dificulta la implementación de filtros Bragg de gran longitud, como los requeridos para sintetizar anchos de banda reducidos o altas relaciones de extinción.

El trabajo realizado en esta tesis se ha centrado en examinar el potencial que presentan las estructuras Bragg basadas en perturbación del campo evanescente para conformar filtros ópticos con respuestas espectrales arbitrarias en tecnología SOI. Una de las principales ventajas de este tipo de filtros es la facilidad para implementar de forma práctica respuestas espectrales de banda estrecha. Frente a los filtros Bragg habitualmente empleados en la bibliografía, basados en guías con corrugaciones laterales, las estructuras Bragg propuestas en esta tesis permiten conformar anchos de banda tan reducidos como se desee sin comprometer la fabricación del filtro, manteniendo el mismo tamaño de perturbación y situando esta suficientemente lejos de la guía central. Además, recurriendo a guías de anchura reducida o metamateriales SWG, es posible disminuir el confinamiento modal y delocalizar el campo eléctrico guiado. Esto permite, en comparación con otros diseños de la literatura basados en perturbación del campo evanescente, incrementar el máximo ancho de banda sintetizable, obteniendo para

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

la mínima separación de las perturbaciones laterales permitida en fabricación. Estas características convierten a las estructuras Bragg basadas en perturbación del campo evanescente y bajo confinamiento modal en una opción atractiva para implementar filtros ópticos sujetos a plantillas espectrales flexibles.

Para evaluar la capacidad de las topologías Bragg propuestas, se han llevado a cabo una serie de tareas a lo largo de la tesis, entre las que cabe resaltar las siguientes:

1. Desarrollo de una metodología de diseño para obtener filtros con formas espectrales arbitrarias, aplicable al caso de estructuras Bragg basadas en perturbación del campo evanescente.

2. Estudio comparativo entre varias alternativas de diseño, con diferentes opciones para conformar el núcleo de la estructura (guía Si-*wire* o guía SWG) y diferentes polarizaciones de trabajo (TE o TM).

3. Diseño de diferentes clases de filtros espectrales, tales como filtros *flat-top* para seleccionar varios canales simultáneamente o filtros con múltiples notches a longitudes de onda arbitrarias para realizar filtrado atmosférico.

4. Fabricación de prototipos, validación experimental de la técnica de diseño de filtro y las geometrías Bragg propuestas, y análisis de las discrepancias observadas con respecto a los resultados teóricos.

5. Estudio de la problemática de la pérdida coherencia de fase en filtros Bragg, propuesta de un modelo de simulación para cuantificar su efecto, y determinación de posibles estrategias de diseño para aminorar su impacto.

Las conclusiones más relevantes obtenidas a raíz del trabajo llevado a cabo se describen a continuación:

- Los algoritmos LP y LA ofrecen una vía eficaz para acometer el diseño de filtros con respuestas espectrales arbitrarias usando estructuras Bragg. La técnica de diseño presentada en esta tesis, basada en el uso de dichos algoritmos, puede aplicarse de manera sencilla una vez escogidas las dimensiones del núcleo y las perturbaciones laterales, determinando el periodo Bragg de referencia (Λ_{B}), el índice de grupo de la guía sin perturbar ($n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$), y las funciones de acoplamiento características ($\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$).

- Una de las cuestiones más críticas en el diseño de los filtros es el margen de coeficientes de acoplo sintetizable en la práctica, que debe ser suficiente para conformar el perfil de apodización requerido por la respuesta espectral objetivo. Las topologías Bragg analizadas en esta tesis pueden ser una solución interesante en relación con esta cuestión, ya que:
  - Permiten obtener fácilmente coeficientes de acoplo pequeños, simplemente posicionando las perturbaciones laterales suficientemente lejos del núcleo, sin tener que reducir el tamaño de estas.
  - El máximo coeficiente de acoplo sintetizable, definido para la mínima separación de los segmentos permitida en fabricación, puede incrementarse reduciendo el confinamiento modal (usando guías Si-*wire* de menor anchura o guías SWG). Esto permite ajustar el grado de flexibilidad en los diseños.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

- Las estructuras Bragg propuestas son aptas para implementar en la plataforma SOI filtros *flat-top* multicanal con anchos de banda a 3 dB del orden de 0.8 nm, compatibles con el estándar DWDM, y filtros multinotch con anchos de línea a 3 dB del orden de 0.4 nm, que pueden ser de interés para realizar filtrado atmosférico en observaciones espaciales. Concretamente, los diseños de estos filtros obtenidos para las configuraciones Si-*wire*/TM, SWG/TE y SWG/TM presentan dimensiones compatibles con fotolitografía estándar *deep*-UV (MFS $\geq$ 100 nm).

- Entre los resultados experimentales obtenidos, cabe destacar las prestaciones logradas por los filtros astrofotónicos diseñados para polarización TM (tanto con núcleo Si-*wire* como con núcleo SWG), con una similitud notable con respecto a la respuesta objetivo. La respuesta elegida para el filtro astrofotónico constituye una especificación díficil de acometer: 20 notches espectrales a longitudes de onda arbitrarias y anchos de línea reducidos. Además, los filtros diseñados para satisfacer dicha especificación presentan longitudes del orden de varios milímetros, superiores a las habitualmente empleadas para estructuras Bragg en SOI. Así, los resultados experimentales obtenidos con estos diseños son prometedores para la implementación de filtros con respuestas arbitrarias en la plataforma SOI.

- Además de validar la estrategia de diseño de filtros propuesta en esta tesis, los resultados experimentales han aportado conocimiento adicional de interés sobre el funcionamiento de los filtros en la práctica. Uno de los más significativos ha sido el mejor rendimiento de los filtros TM, que se atribuye a un menor efecto de las fluctuaciones en las dimensiones de las estructuras fabricadas para esta polarización (esta hipótesis es respaldada por las simulaciones con ruido de fase). Otros aspectos de interés son la degradación que puede sufrir el filtro a causa de pérdidas por fugas al sustrato si el núcleo presenta un perfil de campo muy delocalizado, o la necesidad de disponer de algún mecanismo como calentamiento térmico para ajustar la longitud de onda central del filtro. También es importante resaltar la dificultad para realizar medidas de filtros en reflexión si existe una fuerte desadaptación en el acoplamiento fibra-chip.

- La pérdida de coherencia de fase constituye un factor clave en las prestaciones que pueden alcanzar los filtros Bragg en la práctica, relacionado con la precisión en la implementación de las estructuras y, por tanto, con los límites de las tecnologías de fabricación. El efecto de la pérdida de coherencia de fase ha quedado de manifiesto en los resultados experimentales de esta tesis, donde se ha observado una mayor degradación espectral para filtros de mayor longitud. En los filtros basados en núcleo Si-*wire*, el impacto de la pérdida de coherencia de fase puede reducirse incrementando la anchura de la guía, ya que ello aminora las variaciones de índice efectivo causadas por las rugosidades laterales. De acuerdo con este resultado, una posible estrategia para aumentar la robustez de los filtros en futuros diseños puede ser emplear la mayor anchura de guía posible, que permita conformar el perfil de apodización requerido con una separación mínima de los segmentos laterales equivalente al MFS de fabricación.

5.2. Líneas futuras de trabajo

Los resultados obtenidos en esta tesis permiten asentar nuevas líneas de investigación futuras dirigidas a continuar el trabajo realizado y, en última instancia, mejorar las prestaciones de los filtros ópticos integrados basados en estructuras Bragg. A continuación se describen algunas de las actividades que podrían llevarse a cabo.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

5.2.1. Análisis de otros métodos de apodización

Para las topologías de estructuras Bragg estudiadas en esta tesis, basadas en perturbación del campo evanescente, los filtros apodizados se han diseñado modulando la separación lateral de las perturbaciones con respecto al núcleo. Esto permite ajustar el coeficiente de acoplo del filtro, controlando directamente la fuerza de interacción entre segmentos laterales y el campo eléctrico guiado por el núcleo.

En la bibliografía se han propuesto diferentes técnicas de apodización de filtros, como ya se estudió en la sección 3.1.2. No obstante, estas técnicas han sido mayoritariamente aplicadas a filtros basados en corrugaciones laterales. Por tanto, sería interesante extender el uso de algunas de estas técnicas sobre filtros Bragg con perturbaciones del campo evanescente, con el fin de determinar si alguna de ellas puede proporcionar mejores resultados en la práctica. En la figura 5.1 se muestran algunas de las estrategias de apodización que podrían estudiarse: modulación del desalineamiento entre segmentos de cada lado (ver figura 5.1a) y modulación de la fase del *grating*, esto es, apodización basada en únicamente variar el periodo Bragg (ver figura 5.1b).

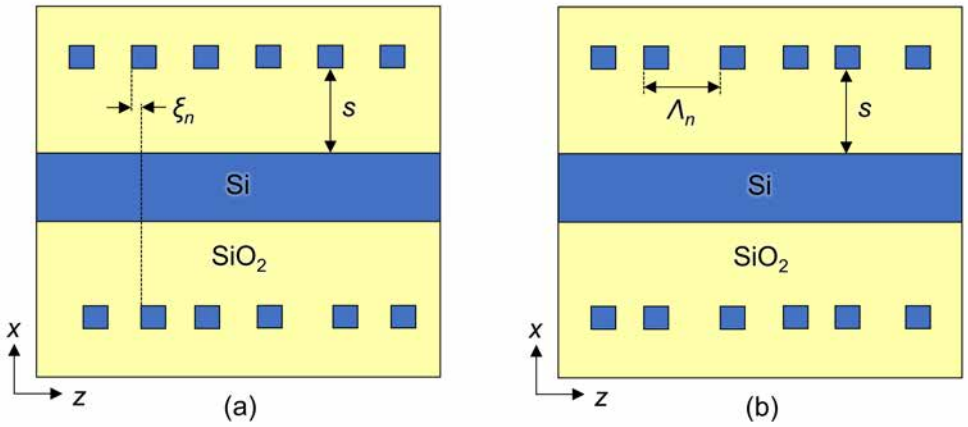

Figura 5.1. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg con perturbación del campo evanescente y núcleo Si-*wire* basados en esquemas de apodización alternativos: (a) modulación del desalineamiento entre los segmentos a cada lado de la guía, ξ_n; (b) modulación de la fase del *grating*, es decir, de la longitud del periodo Bragg Λ_n. En ambos casos, la separación s de los segmentos laterales se mantiene constante a lo largo del filtro.

5.2.2. Implementación de mecanismos para sintonizar la longitud de onda central

Uno de los problemas más importantes de los filtros Bragg en SOI es la dificultad para controlar en la práctica la longitud de onda central. Prueba de ello es que muchas de las comparativas entre respuestas nominales y respuestas medidas que se encuentran en la bibliografía se realizan en términos de longitud de onda relativa [32, 86, 107]. Esta problemática también se ha experimentado en los filtros fabricados en esta tesis.

De cara a aplicaciones reales, resulta imprescindible que los filtros estén centrados a la longitud de onda deseada. Por lo tanto, invertir esfuerzos en implementar mecanismos para controlar la longitud de onda central de las estructuras Bragg fabricadas es fundamental para su uso práctico. Una posible opción para ejercer dicho control consiste en insertar calentadores sobre los filtros [118, 119], pero debe estudiarse la viabilidad de esta opción, siendo necesario indagar en cuestiones tales como:

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

1. El margen de ajuste térmico obtenido en la práctica puede ser insuficiente para corregir la desviación en longitud de onda de los filtros. Esto puede afectar especialmente a filtros con longitudes de uno o varios milímetros, donde las dimensiones del calentador y la corriente a aplicar sobre el mismo se incrementan. Sería interesante estudiar si la corriente a aplicar se reduce implementando los filtros de forma más compacta mediante guías en forma de espiral [102, 130].

2. El calentamiento térmico solo permite desplazar la respuesta a longitudes de onda superiores. Por ello, debe establecerse una vía alternativa para mover el espectro sintetizado a longitudes de onda inferiores (por ejemplo, mediante *post-fabrication trimming* [120, 121]).

5.2.3. Evaluación de filtros basados en guías de mayor anchura

La pérdida de coherencia de fase constituye un aspecto crítico para el funcionamiento de los filtros Bragg en la práctica. Uno de los resultados más interesantes obtenidos de esta tesis ha sido el mejor rendimiento de los filtros diseñados para funcionar con modo TM, debido a un efecto más reducido de las rugosidades laterales para esta polarización.

En la línea de incrementar la robustez de los filtros en la práctica, resulta interesante estudiar el diseño de filtros basados en guías Si-*wire* de mayor anchura. El menor impacto del ruido de fase sobre guías más anchas ha quedado de manifiesto en las simulaciones TMM llevadas a cabo en el subapartado 4.5.5. No obstante, sería interesante confirmar este comportamiento experimentalmente, por ejemplo, implementando varios ejemplares del mismo filtro (con la misma respuesta espectral) usando diferentes anchuras de guías. Esta línea de trabajo, además, requerirá un análisis detallado sobre la viabilidad de implementar diferentes clases de filtros espectrales (como los diseñados en esta tesis) empleando la topología Bragg con segmentos laterales. Usar guías de mayor anchura conlleva un mayor confinamiento modal y, por tanto, menores separaciones laterales para los segmentos. Alternativamente, puede explorarse la posibilidad de diseñar dichos filtros mediante guías Si-*wire* anchas con corrugaciones laterales, como ya se ha realizado en otros trabajos [31, 86].

5.2.4. Extensión a otras plataformas de fotónica integrada

Por último, se podría investigar el potencial de la técnica de diseño de filtros y las estructuras Bragg propuestas en esta tesis sobre otras tecnologías de circuitos ópticos integrados. Una de las plataformas que está atrayendo mayor interés en los últimos años es la de nitruro de silicio, también compatible con los procesos de fabricación CMOS [17, 18]. Esta tecnología puede presentar importantes ventajas para el diseño de filtros Bragg, ya que, al ser de menor contraste de índice de refracción, cabe esperar un efecto más reducido de las rugosidades laterales sobre el índice efectivo y, por ende, un menor impacto del ruido de fase. Una menor sensibilidad del índice efectivo a variaciones en la anchura de la guía, además, permite reducir los desplazamientos de la longitud de onda central en los filtros fabricados. Sería interesante llevar a cabo un análisis comparativo de filtros con mismas especificaciones espectrales implementados sobre la plataforma SOI y sobre la plataforma de nitruro de silicio. En la figura 5.2 se representan algunas geometrías Bragg que podrían estudiarse en nitruro de silicio, basadas en las ya analizadas en esta tesis para la plataforma SOI.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

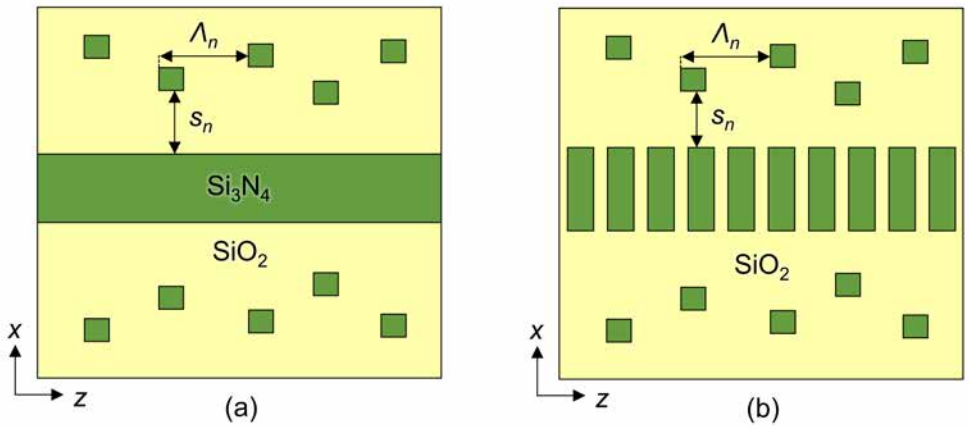

Figura 5.2. Representación esquemática 2D (vista superior) de las estructuras Bragg apodizadas estudiadas en esta tesis adaptadas al caso de la plataforma de nitruro de silicio, con (a) núcleo Si-*wire* y (b) núcleo SWG.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Apéndice A

Material suplementario

A.1. Derivación de la matriz de transferencia de un filtro Bragg uniforme

Sea un filtro Bragg uniforme (no apodizado) de longitud L. La propagación de los campos en el mismo se describe mediante el sistema de ecuaciones diferenciales

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}A(z)}{\mathrm{d}z} + \mathrm{j}\delta A(z) &= -\mathrm{j}\kappa B(z), \\ \frac{\mathrm{d}B(z)}{\mathrm{d}z} - \mathrm{j}\delta B(z) &= \mathrm{j}\kappa A(z), \end{aligned} \tag{A.1}$$

obtenido previamente en el capítulo 2 (ver ecuación 2.32). El objetivo de este apéndice es determinar la expresión de la matriz de transferencia $\bar{\bar{T}}$ que permite obtener las amplitudes de los campos a la salida del filtro (posición $z = L$) a partir de las amplitudes de los campos a la entrada (posición $z = 0$):

$$\begin{bmatrix} A(L) \\ B(L) \end{bmatrix} = \bar{\bar{T}} \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix}. \tag{A.2}$$

El sistema de ecuaciones diferenciales A.1 puede combinarse para obtener una única ecuación diferencial de segundo orden, de igual forma que en la expresión 2.35:

$$\frac{\mathrm{d}^2 B(z)}{\mathrm{d}z^2} = \sigma^2 B(z). \tag{A.3}$$

De aquí, la solución general de la función $B(z)$ puede escribirse como

$$B(z) = C_1 \sinh(\sigma z) + C_2 \cosh(\sigma z). \tag{A.4}$$

donde C_1 y C_2 son constantes por determinar. Incorporando este resultado en el sistema de ecuaciones A.1, también se obtiene

$$A(z) = -\frac{\delta}{\kappa}\left[C_1 \sinh(\sigma z) + C_2 \cosh(\sigma z)\right] - \mathrm{j}\frac{\sigma}{\kappa}\left[C_1 \cosh(\sigma z) + C_2 \sinh(\sigma z)\right]. \tag{A.5}$$

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Las constantes C_1 y C_2 pueden expresarse en función de las amplitudes de los campos a la entrada del filtro, particularizando las ecuaciones A.4 y A.5 para $z = 0$:

$$C_1 = \mathrm{j}\frac{\kappa}{\delta}A(0) + \mathrm{j}\frac{\delta}{\sigma}B(0), \tag{A.6}$$

$$C_2 = B(0). \tag{A.7}$$

Evaluando las amplitudes $A(z)$ y $B(z)$ en $z = L$ (ecuaciones A.4 y A.5) y considerando las expresiones de las constantes C_1 y C_2 (ecuaciones A.6 y A.7), se llega a

$$A(L) = \left[\cosh(\sigma L) - \mathrm{j}\frac{\delta}{\sigma}\sinh(\sigma L)\right] A(0) - \mathrm{j}\frac{\kappa}{\sigma}\sinh(\sigma L)\, B(0), \tag{A.8}$$

$$B(L) = \mathrm{j}\frac{\kappa}{\sigma}\sinh(\sigma L)\, A(0) + \left[\cosh(\sigma L) - \mathrm{j}\frac{\delta}{\sigma}\sinh(\sigma L)\right] B(0). \tag{A.9}$$

Este resultado proporciona directamente la matriz de transferencia del filtro de acuerdo con la expresión A.2:

$$\bar{\bar{T}} = \begin{bmatrix} \cosh(\sigma L) - \mathrm{j}\frac{\delta}{\sigma}\sinh(\sigma L) & -\mathrm{j}\frac{\kappa}{\sigma}\sinh(\sigma L) \\ \\ \mathrm{j}\frac{\kappa}{\sigma}\sinh(\sigma L) & \cosh(\sigma L) + \mathrm{j}\frac{\delta}{\sigma}\sinh(\sigma L) \end{bmatrix}. \tag{A.10}$$

En el caso de una estructura Bragg apodizada, dividida en N secciones de filtro Bragg uniforme, la matriz de transferencia correspondiente a una sección n arbitraria del filtro apodizado puede escribirse como

$$\bar{\bar{T}}_n = \begin{bmatrix} \cosh(\sigma_n L_n) - \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) & -\mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) \\ \\ \mathrm{j}\frac{\kappa_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) & \cosh(\sigma_n L_n) + \mathrm{j}\frac{\delta_n}{\sigma_n}\sinh(\sigma_n L_n) \end{bmatrix}. \tag{A.11}$$

Esta es la expresión utilizada en el capítulo 2 (ecuación 2.69) para definir el TMM. Nótese que este resultado coincide con el obtenido en la bibliografía [75, 76].

A.2. Influencia de la longitud de sección en los algoritmos *layer-peeling* y *layer-adding*

En el diseño de filtros Bragg apodizados mediante los algoritmos LP y LA, la estructura es dividida en N secciones de filtro Bragg uniforme de longitud Δ, de acuerdo con el modelo de la figura 2.17. Una de las consideraciones realizadas en el apartado 2.4.1 es que, para los diseños de esta tesis, cada sección comprende un único periodo Bragg, es decir, $\Delta = m\Lambda_{\mathrm{B}}$ con $m = 1$. En otros trabajos, es habitual emplear $m > 1$ [41, 131]. Esto permite reducir el número de iteraciones de los algoritmos LP y LA, debido a una mayor agrupación de periodos Bragg por sección, disminuyéndose así el tiempo de cómputo requerido. Sin embargo, esto también produce alias de la respuesta espectral más cerca de la longitud de onda central λ_0.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

La respuesta al impulso asociada a un filtro Bragg apodizado definido por el modelo de la figura 2.17 (con secciones de igual longitud Δ) es de carácter discreto. Por las propiedades de la transformada de Fourier, dada una respuesta al impulso discreta, la respuesta espectral debe ser una función periódica. Sabiendo que el desfase de ida y vuelta en una sección del filtro (de tamaño $\Delta = m\Lambda_{\mathrm{B}}$) es $\exp\left(-\mathrm{j}2\delta_{\mathrm{u}} m\Lambda_{\mathrm{B}}\right)$, se puede deducir que el periodo espectral en términos de *wavenumber detuning* es

$$\Delta\delta_{\mathrm{u}}^{\mathrm{alias}} = \frac{\pi}{m\Lambda_{\mathrm{B}}} = \frac{1}{m}\frac{2\pi n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)}{\lambda_0}. \tag{A.12}$$

Utilizando la expresión 2.81 para realizar el mapeo de δ_{u} a λ (aproximación de índice de grupo constante), se obtiene el periodo espectral en longitud de onda:

$$\Delta\lambda^{\mathrm{alias}} = \frac{1}{m\Lambda_{\mathrm{B}}}\frac{\lambda_0^2}{2n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)} = \frac{1}{m}\frac{\lambda_0 n_{\mathrm{eff,u}}(\lambda_0)}{n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)}. \tag{A.13}$$

Por tanto, es posible elegir valores grandes de m siempre y cuando los alias espectrales estén suficientemente lejos del ancho de banda de interés del filtro. Esta cuestión se ilustra de forma gráfica en la figura A.1.

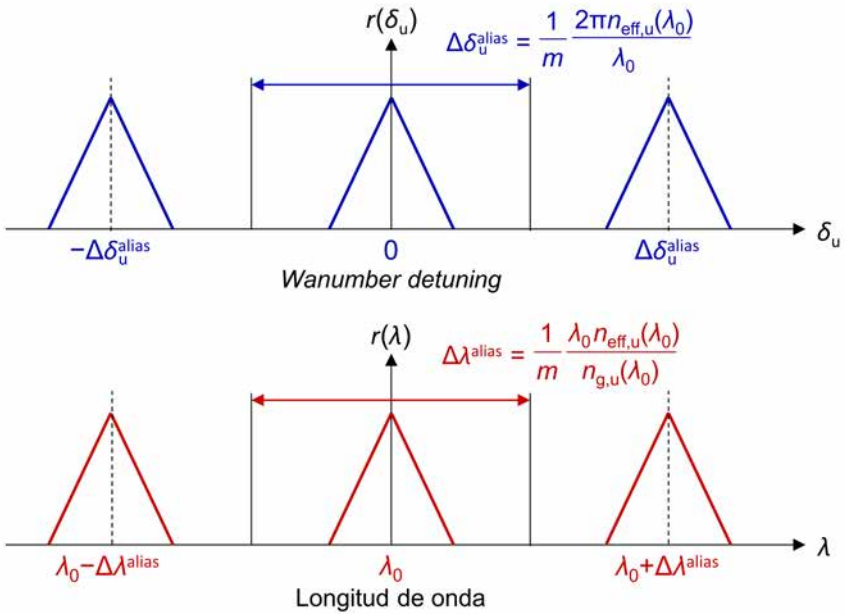

Figura A.1. Representación esquemática de la periodicidad de la respuesta espectral sintetizada mediante los algoritmos LP y LA, en términos de (a) *wavenumber detuning* y (b) longitud de onda.

Para los filtros diseñados en esta tesis con $m = 1$, la carga computacional de los algoritmos LP y LA no ha resultado excesiva, siendo además $m = 1$ el caso en que los alias se mantienen más alejados de la longitud de onda de diseño λ_0.

A.3. Generación de realizaciones aleatorias de ruido de fase

A continuación se describe el procedimiento seguido en el capítulo 4 para producir realizaciones aleatorias de los procesos estocásticos de ruido de fase:

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

1. Sean $x[n]$ e $y[n]$ procesos estocásticos de entrada y salida en un sistema LTI con respuesta al impulso $h[n]$ (ver figura A.2)[1].

2. Los procesos de entrada y salida, $x[n]$ y $y[n]$, se definen tal que:

   - $x[n]$ representa un proceso estocástico de ruido blanco gaussiano con media 0 y desviación típica σ_x = 1. Este proceso presenta una función de densidad espectral plana, esto es, $S_x(\Omega) = \sigma_x^2 = 1$ [129].
   - $y[n]$ constituye el proceso estocástico de interés, del cual se desea producir una realización. Su densidad espectral $S_y(\Omega)$ puede hallarse a partir de la transformada de Fourier de la función de autocorrelación $R_y(\Delta n)$, y se asume conocida.

3. De la teoría de procesos estocásticos [129], es conocido que las densidades espectrales de procesos estocásticos (y estacionarios) de entrada y salida en un sistema LTI se relacionan mediante

$$S_y(\Omega) = |H(\Omega)|^2 S_x(\Omega), \tag{A.14}$$

   donde $H(\Omega)$ denota la función de transferencia del sistema.

4. Como el proceso estocástico de entrada tiene densidad espectral $S_x(\Omega)$ = 1, el proceso estocástico de interés, con densidad espectral $S_y(\Omega)$ conocida, puede obtenerse seleccionando la función de transferencia del sistema

$$H(\Omega) = \sqrt{S_y(\Omega)}. \tag{A.15}$$

5. Generando una realización aleatoria del proceso de ruido blanco gaussiano $x[n]$ numéricamente, es posible obtener una realización de $y[n]$ simplemente filtrando $x[n]$ con el sistema LTI definido.

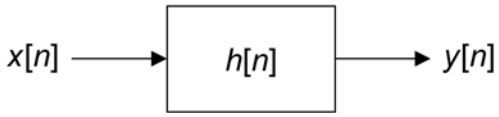

Figura A.2. Procedimiento seguido para producir realizaciones de un proceso estocástico arbitrario $y[n]$, filtrando realizaciones de un proceso de ruido blanco gaussiano $x[n]$ mediante un sistema LTI con respuesta al impulso $h[n]$.

En la sección B.3 se proporcionan los códigos MATLAB que implementan este procedimiento, tanto para el modelo de ruido de fase continuo como para el modelo discreto.

[1] Se asume que todos los procesos estocásticos involucrados son discretos, ya que para realizar las simulaciones TMM de los filtros siempre se trabaja con procesos discretos; esto también aplica al caso de las simulaciones con el modelo de ruido de fase continuo, donde se usa un paso de discretización Δz.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Apéndice B

Códigos MATLAB

B.1. Análisis de filtros Bragg apodizados

Método de matrices de transferencia (procedimiento original)

```
function [t, r] = TMM_original(lambda, kappa, kappa_prime, Pitch, L, lambda_0, neff_u,
    ng_u, alpha_u_dBcm)
%[t, r] = TMM_original(lambda, kappa, kappa_prime, Pitch, L, lambda_0, neff_u, ng_u,
    alpha_u_dBcm)
% t: complex transmission spectrum
% r: complex reflection spectrum
% lambda: vector of wavelength axis for spectral evaluation
% kappa: vector containing the coupling coefficient of each filter section
% kappa_prime: vector containing the self-coupling coefficient of each filter section
% Pitch: vector containing the Bragg period of each filter section
% L: vector containing the length of each filter section
% lambda_0: filter design wavelength (Bragg condition for the unperturbed waveguide)
% neff_u: Effective index of the unperturbed waveguide at lambda_0.
% ng_u: Group index of the unperturbed waveguide at lambda_0.
% alpha_u_dBcm: attenuation constant of the unperturbed waveguide in dB/cm

% Number of filter sections
N = length(kappa);

% Propagation constant of the unperturbed waveguide (Taylor approximation)
beta_u = 2*pi/lambda_0 * (neff_u - (lambda-lambda_0)/lambda_0*ng_u);

% Attenuation constant of the unperturbed waveguide in m^-1
alpha_u = alpha_u_dBcm * 1e2 / 8.68;

% Calculation of total transfer matrix for each desired wavelength
T = repmat(eye(2), [1,1,length(lambda)]);
for n = N:-1:1 % iteration over each filter section
    % Wavenumber detuning for the unperturbed waveguide
    delta_u_n = beta_u - pi/Pitch(n);
    % Wavenumber detuning for the perturbed waveguide
    delta_n = delta_u_n + kappa_prime(n);
    % Sigma parameter
    sigma_n = sqrt(kappa(n)^2 + (alpha_u+1i*delta_n).^2);
    % Multiplication by the nth-section transfer matrix
```

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

```
    T_n_11 = cosh(sigma_n*L(n)) - 1./sigma_n.*(alpha_u+1i*delta_n).*sinh(sigma_n*L(n));
    T_n_12 = -1i*kappa(n)./sigma_n.*sinh(sigma_n*L(n));
    T_n_21 = 1i*kappa(n)./sigma_n.*sinh(sigma_n*L(n));
    T_n_22 = cosh(sigma_n*L(n)) + 1./sigma_n.*(alpha_u+1i*delta_n).*sinh(sigma_n*L(n));
    for k = 1:length(lambda) % iteration over each wavelength
        T(:,:,k) = T(:,:,k) * [T_n_11(k), T_n_12(k); T_n_21(k), T_n_22(k)];
    end
end

% Calculation of complex transmission and reflection spectra
t = squeeze(T(1,1,:)-T(2,1,:)./T(2,2,:).*T(1,2,:));
r = squeeze(-T(2,1,:)./T(2,2,:));
```

Método de matrices de transferencia (solo espectro en reflexión)

```
function r = TMM_simplified(lambda, kappa, kappa_prime, Pitch, L, lambda_0, neff_u, ng_u,
    alpha_u_dBcm)
%r = TMM_simplified(lambda, kappa, kappa_prime, Pitch, L, lambda_0, neff_u, ng_u,
    alpha_u_dBcm)
% r: complex reflection spectrum
% lambda: vector of wavelength axis for spectral evaluation
% kappa: vector containing the coupling coefficient of each filter section
% kappa_prime: vector containing the self-coupling coefficient of each filter section
% Pitch: vector containing the Bragg period of each filter section
% L: vector containing the length of each filter section
% lambda_0: filter design wavelength (Bragg condition for the unperturbed waveguide)
% neff_u: Effective index of the unperturbed waveguide at lambda_0.
% ng_u: Group index of the unperturbed waveguide at lambda_0.
% alpha_u_dBcm: attenuation constant of the unperturbed waveguide in dB/cm

% Number of filter sections
N = length(kappa);

% Propagation constant of the unperturbed waveguide (Taylor approximation)
beta_u = 2*pi/lambda_0 * (neff_u - (lambda-lambda_0)/lambda_0*ng_u);

% Attenuation constant of the unperturbed waveguide in m^-1
alpha_u = alpha_u_dBcm * 1e2 / 8.68;

% Calculation of the reflection spectrum
r_aux = zeros(1, length(lambda));
for n = N:-1:1 % iteration over each filter section
    % Wavenumber detuning for the unperturbed waveguide
    delta_u_n = beta_u - pi/Pitch(n);
    % Wavenumber detuning for the perturbed waveguide
    delta_n = delta_u_n + kappa_prime(n);
    % Sigma parameter
    sigma_n = sqrt(kappa(n)^2 + (alpha_u+1i*delta_n).^2);
    % Reflection spectrum at the n-th section
    r_aux = (r_aux - ((alpha_u+1i*delta_n).*r_aux + 1i*kappa(n))./sigma_n.*tanh(sigma_n*L(n
        ))) ./ (1 + (1i*kappa(n).*r_aux + alpha_u+1i*delta_n)./sigma_n.*tanh(sigma_n*L(n)));
end
r = r_aux;
```

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

B.2. Síntesis de filtros de respuesta espectral arbitraria

Algoritmo *layer-peeling*

```
function rho = Layer_Peeling(r_target, delta_axis, N, PitchB)
%rho = Layer_Peeling(r_target, delta_axis, N, PitchB)
% rho: vector of local reflection coefficients to be synthesized
% r_target: target reflection spectrum as a function of wavenumber detuning; it must be
    physically realizable, i.e., its impulse response must be finite and causal
% delta_axis: vector of wavenumber detuning axis
% N: number of Bragg periods to synthesize
% PitchB: reference Bragg period length

rho = zeros(1, N);
r_aux = r_target; % saves the reflection spectrum at each Bragg period
for n = 1:N
    rho(n) = mean(r_aux);
    r_aux = exp(1i*2*delta_axis*PitchB) .* (r_aux-rho(n)) ./ (1-conj(rho(n)).*r_aux);
end
```

Algoritmo *layer-adding*

```
function r_synthesized = Layer_Adding(rho, delta_axis, PitchB)
%r_synthesized = Layer_Adding(rho, delta_axis, PitchB)
% r_synthesized: synthesized reflection spectrum as a function of wavenumber detuning
% rho: vector of local reflection coefficients
% delta_axis: vector of wavenumber detuning axis
% PitchB: reference Bragg period length

r_aux = zeros(1, length(delta_axis)); % saves the reflection spectrum at each Bragg period
N = length(rho); % number of Bragg periods
for n = N:-1:1
    r_aux = (r_aux + rho(n).*exp(1i*2*delta_axis*PitchB)) ./ (exp(1i*2*delta_axis*PitchB) +
        conj(rho(n)).*r_aux);
end
r_synthesized = r_aux;
```

Enventanado y desplazamiento de la respuesta al impulso

```
function h_realizable = Window_And_Shift(h_ini, N)
%h_realizable = Window_And_Shift(h_ini, N)
% h_realizable: vector containing the realizable impulse response (finite and causal)
% h_ini: vector containing the initial impulse response
% N: length of the truncation window to be applied on the initial impulse response

% This code is prepared so the lengths of the impulse response and the truncation window be
    even numbers
M = length(h_ini); % impulse response length
if mod(M,2) ~= 0
    error('The impulse response length must be even');
end
if mod(N,2) ~= 0
    error('The truncation window length must be even');
end
```

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

```
% Shift time t=0 of the impulse response vector to the center
h_ini = fftshift(h_ini);

% Application of Hann truncation window
h_windowed = zeros(1,length(h_ini));
% Calculation of positions where to apply the truncation window
pos = (M/2-N/2+1):(M/2+N/2);
% Windowed impulse response
h_windowed(pos) = h_ini(pos) .* hann(N).';

% Shift to the positive time
h_realizable = zeros(1,length(h_ini));
% Calculation of positions where to place the impulse response after shifting
pos_new = pos+N/2;
pos_new(pos_new>M) = pos_new(pos_new>M) - M;
% Realizable impulse response
h_realizable(pos_new) = h_windowed(pos);

% Undo the effect of fftshift
h_realizable = ifftshift(h_realizable);
```

Ejemplo de diseño: Filtro astrofotónico para núcleo Si-*wire* y modo TM

```
% Parameters from the analysis of the basic (non-apodized) filter geometry
lambda0 = 1550e-9; % central wavelength (unit: m)
PitchB = 458e-9; % reference Bragg period (unit: m)
ng_u_lambda0 = 3.43; % group index of unperturbed waveguide at lambda0
kappa_s_fun = @(s) 0.0921*exp(-7.51*s*1e6)*1e6; % kappa mapping function
s_kappa_fun = @(kappa) ((log(0.0921)-log(kappa*1e-6))/7.51)*1e-6; % inverse kappa
    mapping function
kappa_prime_s_fun = @(s) 0.1438*exp(-7.67*s*1e6)*1e6; % kappa prime mapping function

% Number of frequency points for the wavenumber detuning axis used in the LPA (it must be
    even)
M = 26000;

% Number of Bragg periods initially used in the LPA, prior filter shortening (it must be
    even and not greater than M)
N = M;

% Wavenumber detuning axis defined from -pi/2PitchB to pi/2PitchB, as required to determine
    the local reflection coefficients through the LPA
delta_axis_LPA = (-M/2:M/2-1) * pi/(M*PitchB);
lambda_axis_LPA = lambda0 - lambda0^2/(2*pi*ng_u_lambda0)*delta_axis_LPA;

% Wavelength axis to carry out the final LAA simulation
lambda_axis_LAA = 1520e-9:0.01e-9:1570e-9;
delta_axis_LAA = -2*pi*ng_u_lambda0.*(lambda_axis_LAA-lambda0)./lambda0^2;

% Minimum Bragg period length allowed in the design (to avoid small MFS)
Pitch_n_min = 250e-9;


% 1] Definition of the initial target reflection spectrum
lambda_notch = [1532 1533 1535 1536 1537 1538 1540 1541 1542 1544 1545 1546 1547
    1548 1549 1550 1554 1556 1557 1558] * 1e-9; % (unit: m)
ER = 20; % (unit: dB)
```

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

```
delta_lambda_3dB = 400e-12; % (unit: m)
rmax = sqrt(1 - 10^(-ER/10));
sigma = delta_lambda_3dB/2/(log(2))^0.25;
r_ini = zeros(1, M);
for k = 1:length(lambda_notch)
    r_ini = r_ini + rmax*exp(-0.5*((lambda_axis_LPA-lambda_notch(k))/sigma).^4);
end

% 2] Calculation of a realizable target reflection spectrum
h_ini = ifft(r_ini);
h_realizable = Window_And_Shift(h_ini, N);
r_realizable = fft(h_realizable);

% 3] Layer-peeling algorithm
rho_n = Layer_Peeling(r_realizable, delta_axis_LPA, N, PitchB);

% 4] Filter length reduction and layer-adding simulation
r_synthesized = Layer_Adding(rho_n, delta_axis_LAA, PitchB);
ask_to_shorten = 0; % 0 or 1
if ask_to_shorten
    ok = 0;
    while ~ok
        figure(99); xlabel('Period number, n'); ylabel('Local reflection profile, |\rho_n|');
        hold on; plot(1:N, abs(rho_n));
        fprintf('Have a look at the figure and choose the desired boundary periods\n\n');
        keyboard;
        close(figure(99));
        answer = inputdlg({'Initial period (N1): ', 'Final period (N2): '});
        N1 = str2double(answer{1});
        N2 = str2double(answer{2});
        rho_n_aux = rho_n(N1:N2);
        r_synthesized_shortened = Layer_Adding(rho_n_aux, delta_axis_LAA, PitchB);
        figure(99); xlabel('Wavelength, \lambda (nm)'); ylabel('Transmittance (dB)');
        hold on; plot(lambda_axis_LAA*1e9, 10*log10(1-abs(r_synthesized).^2));
        hold on; plot(lambda_axis_LAA*1e9, 10*log10(1-abs(r_synthesized_shortened).^2));
        legend({['Non-shortened filter ($N$ = ' num2str(length(rho_n)) ' periods)'];['
            Shortened filter ($\tilde{N}$ = ' num2str(length(rho_n_aux)) ' periods)']}, '
            interpreter', 'latex');
        keyboard;
        ok = strcmp(questdlg('Continue with these boundaries?', '', 'Yes', 'No', 'No'), 'Yes'
            );
        close(figure(99));
    end
    rho_n = rho_n_aux;
    r_synthesized = r_synthesized_shortened;
else
    % Preselected boundary periods are used
    N1 = 11677;
    N2 = 19614;
    rho_n = rho_n(N1:N2);
    r_synthesized = Layer_Adding(rho_n, delta_axis_LAA, PitchB);
end
N = length(rho_n);

% 5] Calculation of the separation of the loading segments
kappa_n = atanh(abs(rho_n))./PitchB;
s_n = s_kappa_fun(kappa_n); % use of mapping function
```

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

```
% 6] Calculation of the Bragg period modulation
kappa_prime_n = kappa_prime_s_fun(s_n); % use of mapping function
theta_n = wrapToPi([angle(rho_n(1:end-1))-angle(rho_n(2:end)), 0]); % phase difference
    between local reflections
Pitch_n = PitchB.*(2*pi+theta_n)./(2*pi+2*PitchB.*kappa_prime_n);
% Modification of Bragg period modulation to avoid dimensions lower than the MFS
pos = find(Pitch_n < Pitch_n_min);
theta_n(pos) = theta_n(pos) + 2*pi;
Pitch_n(pos) = PitchB.*(2*pi+theta_n(pos))./(2*pi+2*PitchB.*kappa_prime_n(pos));


% Representation: comparison of initial spectrum, realizable spectrum and synthesized
    spectrum
figure(100); xlabel('Wavelength, \lambda (nm)'); ylabel('Transmittance (dB)');
hold on; plot(lambda_axis_LPA*1e9, 10.*log10(1-abs(r_ini).^2));
hold on, plot(lambda_axis_LPA*1e9, 10.*log10(1-abs(r_realizable).^2));
hold on, plot(lambda_axis_LAA*1e9, 10.*log10(1-abs(r_synthesized).^2));
xlim([min(lambda_axis_LAA*1e9), max(lambda_axis_LAA*1e9)]);
legend('Target response', 'Realizable response', 'Synthesized response');

% Representation: coupling coefficient profile
figure(101); xlabel('Period number, n'); ylabel('Coupling coefficient, \kappa_n (\mum^{-1})
    ');
hold on; plot(1:N, kappa_n*1e-6);

% Representation: separation of the loading segments
figure(102); xlabel('Period number, n'); ylabel('Separation, s_n (nm)');
hold on; plot(1:N, s_n*1e9);

% Representation: Bragg period modulation
figure(103); xlabel('Period number, n'); ylabel('Bragg period, \Lambda_n (nm)');
hold on; plot(1:N, Pitch_n*1e9);
```

B.3. Generación de realizaciones aleatorias de ruido de fase

Modelo de ruido de fase continuo

```
function DeltaW_z = GetContinuousNoise(sigmaW, Lc, delta_z, N)
%DeltaW_z = GetContinuousNoise(sigmaW, Lc, delta_z, N)
% DeltaW_z: random realization of the continuous process of waveguide width fluctuation
% sigmaW: standard deviation of waveguide width fluctuation
% Lc: correlation length
% N: length of the realization vector

% Desired autocorrelation and transfer function
if mod(N, 2) == 0 % N is an even number
    delta_z_axis = (-N/2:N/2-1)*delta_z;
elseif mod(N, 2) == 1 % N is an odd number
    delta_z_axis = (-(N-1)/2:(N-1)/2)*delta_z;
end
R_desired = sigmaW^2.*exp(-abs(delta_z_axis)/Lc);
H_omega = sqrt(abs(fft(R_desired)));

% Generation of random realization by LTI filtering
x_z = randn(1, N);
```

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

```
X_omega = fft(x_z);
Y_omega = X_omega .* H_omega;
y_z = ifft(Y_omega);

% Realization of the process of interest
DeltaW_z = y_z;

% Optional: check autocorrelation (if N->inf, numerical and theoretical autocorrelations
    should be identical)
figure; xlabel('\Deltaz'); ylabel('R_{\DeltaW} (\Deltaz)');
max_lag = 20*Lc/delta_z;
% Numerical autocorrelation of random realization
[R_y, lags] = xcorr(y_z, y_z, max_lag, 'biased');
delta_z_axis = lags * delta_z;
hold on, plot(delta_z_axis, R_y);
% Theoretical autocorrelation
hold on, plot(delta_z_axis, sigmaW^2.*exp(-abs(delta_z_axis)/Lc), 'black');
legend({'Realization', 'Theoretical'});
```

Modelo de ruido de fase discreto

```
function DeltaW_n = GetDiscreteNoise(sigmaW, Lc_PitchB, N)
%DeltaW_n = GetDiscreteNoise(sigmaW, Lc_PitchB, N)
% DeltaW_n: random realization of the discrete process of waveguide width fluctuation
% sigmaW: standard deviation of waveguide width fluctuation
% Lc_PitchB: ratio between correlation length and reference Bragg period length
% N: length of the realization vector (i.e., number of Bragg periods)

% Desired autocorrelation and transfer function
if mod(N, 2) == 0 % N is an even number
    delta_n_axis = (-N/2:N/2-1);
elseif mod(N, 2) == 1 % N is an odd number
    delta_n_axis = (-(N-1)/2:(N-1)/2);
end
R_desired = sigmaW^2.*exp(-abs(delta_n_axis)/Lc_PitchB);
H_omega = sqrt(abs(fft(R_desired)));

% Generation of random realization by LTI filtering
x_n = randn(1, N);
X_omega = fft(x_n);
Y_omega = X_omega .* H_omega;
y_n = ifft(Y_omega);

% Realization of the process of interest
DeltaW_n = y_n;

% Optional: check autocorrelation (if N->inf, numerical and theoretical autocorrelations
    should be identical)
figure; xlabel('\Deltan'); ylabel('R_{\DeltaW} (\Deltan)');
max_delta_n = 50;
% Numerical autocorrelation of random realization
[R_y, delta_n_axis] = xcorr(y_n, y_n, max_delta_n, 'biased');
hold on, stem(delta_n_axis, R_y);
% Theoretical autocorrelation
hold on, stem(delta_n_axis, sigmaW^2.*exp(-abs(delta_n_axis)/Lc_PitchB), 'black');
legend({'Realization', 'Theoretical'});
```

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Apéndice C

Currículum Vitae

Daniel Pereira Martín obtuvo los títulos de Grado en Ingeniería de Tecnología de Telecomunicación y Máster en Ingeniería de Telecomunicación por la Universidad de Málaga en 2015 y 2017, respectivamente. En el periodo de 2015 a 2016, empezó trabajar con el Photonics & RF Research Lab de la Universidad de Málaga mediante dos becas de colaboración competitivas, implementando nuevas funcionales para su herramienta de simulación de dispositivos ópticos integrados (FEXEN). En 2017 realizó su Trabajo Fin de Máster, en el que abordó el diseño optimizado de *grating-couplers* para acoplamiento chip-fibra mediante algoritmos genéticos, siendo galardonado por el Colegio Oficial de Ingenieros de Telecomunicación (COIT) con uno de los premios a mejores trabajos fin de estudio. Posteriormente, continuó con el Photonics & RF Research Lab y empezó a trabajar en su tesis doctoral, primero mediante un contrato con un proyecto de investigación (TEC2016-80718-R) y luego a través de una ayuda de Formación de Profesorado Universitario (FPU17/00638). Su tesis se ha centrado en el desarrollo de nuevas técnicas de diseño de filtros Bragg en la plataforma SOI con respuestas espectrales arbitrarias, aunque también ha participado en otros trabajos relacionados con el diseño de *grating-couplers* que han dado lugar a publicaciones. Durante su tesis, ha realizado una estancia de investigación en Ottawa (Canadá) con Carleton University y el National Research Council Canada, y otra en Praga (República Checa) con el Institute of Photonics and Electronics. Como parte de su contrato predoctoral, también ha desarrollado actividad docente, con una asignación total de 91.8 horas.

A continuación se proporcionan algunos de los datos más relevantes en relación con su actividad investigadora.

Publicaciones en revista

- **D. Pereira-Martín**, J. M. Luque-González, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Hadij-ElHouati, Í. Molina-Fernández, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, W. N. Ye, J. Čtyroký, and A. Ortega-Moñux, "Complex spectral filters in silicon waveguides based on cladding-modulated Bragg gratings," *Optics Express*, vol. 29, no. 11, pp. 15867–15881, 2021.
- P. Ginel-Moreno, **D. Pereira-Martín**, A. Hadij-ElHouati, W. N. Ye, D. Melati, D.-X. Xu, S. Janz, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, R. Halir, Í. Molina-Fernández, J. H. Schmid, and P. Cheben, "Highly efficient optical antenna with

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

small beam divergence in silicon waveguides," *Optics Letters*, vol. 45, no. 20, pp. 5668–5671, 2020.

- A. Sánchez-Postigo, A. Ortega-Moñux, **D. Pereira-Martín**, Í. Molina-Fernández, R. Halir, P. Cheben, J. Soler Penadés, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich, and J. G. Wangüemert-Pérez, "Design of a suspended germanium micro-antenna for efficient fiber-chip coupling in the long-wavelength mid-infrared range," *Optics Express*, vol. 27, no. 16, pp. 22302–22315, 2019.

Contribuciones a congresos (como primer autor)

- **D. Pereira-Martín**, A. Ortega-Moñux, J. M. Luque-González, A. Hadij-ElHouati, A. Sánchez-Postigo, Í. Molina-Fernández, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, W. N. Ye, J. Čtyroký, and J. G. Wangüemert-Pérez, "Customized spectral filters using cladding-modulated Bragg gratings in silicon waveguides," European Optical Society Annual Meeting (EOSAM), Rome (Italy), 2021.
- **D. Pereira-Martín**, J. G. Wangüemert-Pérez, Í. Molina-Fernández, J. M. Luque-González, P. Cheben, J. H. Schmid, W. N. Ye, J. Čtyroký, and A. Ortega-Moñux, "Diseño de filtros ópticos integrados con respuesta espectral arbitraria en tecnología de silicio sobre aislante," Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI), Sevilla (Spain), 2019.
- **D. Pereira-Martín**, A. Ortega-Moñux, Í. Molina-Fernández, J. M. Luque-González, P. Cheben, J. H. Schmid, W. N. Ye, J. Čtyroký, and J. G. Wangüemert-Pérez, "Design of arbitrary optical filters in silicon-on-insulator using evanescently-coupled Bragg gratings," Reunión española de optoelectrónica (OPTOEL), Zaragoza (Spain), 2019.
- **D. Pereira-Martín**, A. Sánchez-Postigo, A. Hadij-ElHouati, D.-X. Xu, P. Cheben, R. Halir, Í. Molina-Fernández, A. Ortega-Moñux, and J. G. Wangüemert-Pérez, "Automatic design of high-performance fiber-chip surface grating coupler based on Floquet-Bloch mode analysis," International Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM), Bad Sassendorf (Germany), 2018.

Charlas invitadas (como coautor)

- A. Sánchez-Postigo, P. Ginel-Moreno, **D. Pereira-Martín**, A. Hadij-ElHouati, J. M. Luque-González, et al., "Subwavelength-engineered metamaterial devices for integrated photonics," SPIE Photonics West, San Francisco (United States), 2022.
- R. Halir, A. Sánchez-Postigo, J. M. Luque-González, A. Hadij-ElHouati, **D. Pereira-Martín**, et al., "Subwavelength Grating Metamaterial Structures for Integrated Photonics," Optical Fiber Conference (OFC), San Francisco (United States), 2021.
- A. Ortega-Moñux, **D. Pereira-Martín**, P. Ginel-Moreno, A. Sánchez-Postigo, J. M. Luque-González, et al., "Millimeter-long silicon-on-insulator periodic devices with fabricable minimum feature sizes," Photonics North, Virtual conference, 2021.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

- Í. Molina-Fernández, A. Hadij-ElHouati, J. M. Luque-González, **D. Pereira-Martín**, A. Sánchez-Postigo, et al., "Subwavelength grating silicon photonic devices," SPIE Photonics West, San Francisco (United States), 2021.
- A. Sánchez-Postigo, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Ortega-Moñux, **D. Pereira-Martín**, J. M. Luque-González, et al., "Subwavelength-grating integrated devices for the near- and mid-infrared bands," SPIE Photonics West, San Francisco (United States), 2021.
- J. G. Wangüemert-Pérez, A. Hadij-ElHouati, A. Sánchez-Postigo, J. Leuermann, **D. Pereira-Martín**, et al., "Enhanced Sensitivity Subwavelength Grating Waveguides for Silicon Photonics Sensing Applications," OSA Optical Sensors and Sensing Congress, San José (United States), 2019.
- A. Ortega-Moñux, J. M. Luque-González, **D. Pereira-Martín**, A. Sánchez-Postigo, A. Hadij-ElHouati, et al., "Design of Subwavelength Grating Metamaterial Waveguides for Communications and Sensing Applications," Photonics & Electromagnetics Research Symposium, Rome (Italy), 2019.

Solicitudes de patentes

- P. Cheben, J. H. Schmid, P. Ginel-Moreno, **D. Pereira-Martín**, A. Hadij-ElHouati, W. N. Ye, D. Melati, D.-X. Xu, S. Janz, A. Sánchez-Postigo, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, and Í. Molina-Fernández, "Optical antenna in a planar waveguide," US Patent Application, 2020.
- Í. Molina-Fernández, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Ortega-Moñux, R. Halir, and **D. Pereira-Martín**, "Filtro óptico integrado basado en resonadores acoplados mediante redes Bragg fuertes de gran confinamiento lateral," Spain Patent Application P201931104, 2019.

Estancias de investigación

- Institute of Photonics and Electronics, Praga (República Checa). Diseño de filtros Bragg integrados de respuesta espectral arbitraria. Supervisor: Dr. Jiří Čtyroký. Periodo de realización: 15/09/2019–14/12/2019.
- Carleton University y National Research Council Canada, Ottawa (Canadá). Diseño de antenas ópticas direccionables para sistemas LiDAR. Supervisores: Dres. Winnie N. Ye y Pavel Cheben. Periodo de realización: 01/05/2018–31/08/2018.

Premios

- Premio REINTEL al Mejor Trabajo Fin de Máster en "Redes de fibra óptica de alta capacidad", XXXVIII edición de los Premios COIT/AEIT, 2018.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Becas de carácter competitivo

- Beca de Formación de Profesorado Universitario (FPU), concedida por el Ministerio de Educación, Cultura y Deporte. Periodo de realización: 24/09/2018–23/09/2022. Centro de aplicación de la ayuda: Universidad de Málaga.
- Beca de Colaboración con Departamento, concedida por el Ministerio de Educación, Cultura y Deporte. Periodo de realización: 01/11/2015–01/07/2016. Centro de aplicación de la ayuda: Universidad de Málaga.
- Beca de Iniciación a la Investigación, concedida por la Universidad de Málaga. Periodo de realización: 01/01/2015–01/07/2015. Centro de aplicación de la ayuda: Universidad de Málaga.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Índice de figuras

1.1. Predicción del tráfico global de internet por año, en exabytes por mes, proporcionada por Cisco en 2019 [1]. Nótese que 1 exabyte = 10^{18} bytes. 2

1.2. Representación esquemática 3D de guías de onda típicas (a) en la plataforma SOI y (b) en la plataforma de nitruro de silicio. Opcionalmente, en algunas ocasiones se deposita un recubrimiento de dióxido de silicio en la parte superior de las guías, también denominado *cladding*. 3

1.3. Representación esquemática 2D (vista superior) de (a) filtro Bragg convencional y (b) filtro Bragg apodizado en la plataforma SOI. Los filtros Bragg convencionales (o no apodizados) son estructuras completamente periódicas y sintetizan un único pico de reflexión en su respuesta espectral. Los filtros Bragg apodizados presentan un perfil de índice de refracción aperiódico y permiten implementar respuestas con formas espectrales arbitrarias. 4

1.4. Representación esquemática 2D (vista superior) de la topología de filtro Bragg no apodizado propuesta en [47] y evaluada experimentalmente en [48], que sirve como punto de partida para esta tesis. 6

1.5. Representación esquemática 2D (vista frontal) de la interacción entre campo eléctrico y perturbaciones en filtros Bragg basados en perturbación del campo evanescente. Las curvas representan los perfiles de campo eléctrico de una guía Si-*wire* convencional (rojo) y de una guía SWG con bajo confinamiento modal (morado). Las regiones marcadas con líneas discontinuas comparan zonas con misma fuerza de interacción entre campo eléctrico y perturbaciones. El área de esta zona aumenta al reducir el confinamiento modal, permitiendo un control más preciso de las características del filtro. También se incrementa la fuerza de interacción para la mínima separación de las perturbaciones permitida en fabricación. 7

1.6. Representación esquemática 2D (vista superior) de las topologías de filtro Bragg apodizado propuestas y analizadas en esta tesis doctoral, con (a) guía Si-*wire* y (b) guía SWG. 8

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

2.1. Representación esquemática 2D (vista superior) de algunas estructuras periódicas típicas en la plataforma SOI: (a) guía con núcleo segmentado; (b) guía con corrugaciones laterales; (c) guía con perturbación del campo evanescente. 12

2.2. Representación gráfica de la condición de radiación en una estructura periódica, para dos situaciones distintas: (a) radiación de únicamente un armónico (m = 1); (b) radiación de dos armónicos simultáneamente (m = 1 y m = 2). En este ejemplo, se ilustra el fenómeno de radiación en el medio lateral, pero también puede darse en los medios superior e inferior. 14

2.3. Propagación de campo eléctrico (polarización TE) del modo Floquet-Bloch de una estructura periódica funcionando en (a) régimen de radiación, (b) régimen de Bragg, y (c) régimen sub longitud de onda. Resultados obtenidos mediante simulación electromagnética 2D, utilizando un software de simulación interno [65]. Datos de la estructura: la longitud del periodo es 400 nm; los segmentos que forman la guía periódica tienen anchura 400 nm y longitud 200 nm; el índice de refracción de los segmentos es 2.2 y el del sustrato 1.5. Longitud de onda de trabajo: (a) λ = 1.04 µm, (b) λ = 1.47 µm, y (c) λ = 1.65 µm. 15

2.4. Variación de (a) índice efectivo y (b) constante de atenuación del modo Floquet-Bloch en función del cociente entre la longitud de onda y el periodo de la estructura. Junto a las gráficas se identifican las diferentes zonas de trabajo de la guía periódica. Los datos corresponden a la misma estructura que se ha analizado en la figura 2.3. 16

2.5. (a) Variación del índice efectivo Floquet-Bloch con respecto al cociente entre la longitud de onda y el periodo en torno a la primera zona de Bragg. Propagación de campo eléctrico (polarización TE) del modo Floquet-Bloch para diferentes puntos del *bandgap*, con (b) alto índice efectivo y (c) bajo índice efectivo. Los datos corresponden a la misma estructura que se ha analizado en las figuras 2.3 y 2.4. Simulación realizada para: (b) λ/Λ = 3.66, y (c) λ/Λ = 3.14. 17

2.6. Representación esquemática 2D (vista superior) de una estructura periódica como la superposición de una guía uniforme y una perturbación periódica para diferentes geometrías de filtro Bragg no apodizado en la plataforma SOI: (a) guía con corrugaciones laterales y (b) guía con perturbación del campo evanescente. Para cada caso, se ilustran dos posibles definiciones de guía sin perturbar y perturbación periódica. 19

2.7. Representación esquemática de la evolución con respecto al *wavenumber detuning* de: (a) constante de fase del modo Floquet-Bloch de la guía periódica (azul) y constante de fase de la guía perturbada (rojo); (b) constante de atenuación del modo Floquet-Bloch de la guía periódica. 24

2.8. (a) Transmitancia y (b) reflectancia de un filtro Bragg no apodizado para diferentes coeficientes de acoplo: κ = 0.01 µm^{-1} (azul), κ = 0.02 µm^{-1} (rojo), y κ = 0.04 µm^{-1} (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, y L = 100 µm. 26

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

2.9. (a) Transmitancia y (b) reflectancia de un filtro Bragg no apodizado para diferentes longitudes de filtro: L = 100 µm (azul), L = 200 µm (rojo), y L = 400 µm (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, y κ = 0.01 µm^{-1}. 26

2.10. (a) Transmitancia y (b) reflectancia de un filtro Bragg no apodizado para diferentes coeficientes de autoacoplo: κ' = 0 µm^{-1} (azul), κ' = 0.02 µm^{-1} (rojo), y κ' = 0.04 µm (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, κ = 0.01 µm^{-1}, y L = 200 µm. 27

2.11. Variación del ancho de banda de un filtro Bragg no apodizado en función de (a) su longitud y (b) su coeficiente de acoplo. Parámetros fijos en ambas curvas: λ_0 = 1550 nm, y $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5. En la curva (a) se representa el ancho de banda entre primeros nulos de reflexión con κ = 0.01 µm^{-1}, mientras que en la curva (b) se representa el ancho de banda del *bandgap* ($L \to \infty$). 28

2.12. Variación de la reflectancia máxima de un filtro Bragg no apodizado en función del producto entre el coeficiente de acoplo y la longitud del filtro. . 29

2.13. Representación esquemática del procedimiento de cálculo de los coeficientes de acoplo de un *grating* usando la herramienta de simulación MPB. 31

2.14. (a) Transmitancia, (b) reflectancia y (c) suma de transmitancia y reflectancia para un filtro Bragg no apodizado con diferentes pérdidas de propagación: α_{u} = 0 dB cm^{-1} (azul), α_{u} = 10 dB cm^{-1} (rojo), y α_{u} = 20 dB cm^{-1} (amarillo). Parámetros fijos en todas las curvas: λ_0 = 1550 nm, $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5, κ = 0.002 µm^{-1}, y L = 2 mm. 33

2.15. Representación del modelo de filtro Bragg apodizado en que se basa el TMM. El filtro Bragg apodizado se divide en N secciones de filtro Bragg no apodizado, cada una con coeficiente de acoplo κ_n, coeficiente de autoacoplo κ'_n, periodo Λ_n y longitud L_n. Las amplitudes de los modos *forward* y *backward* a la entrada de cada sección n se denotan como A_n y B_n, respectivamente, con $r_n = B_n/A_n$ siendo el coeficiente de reflexión total visto desde dicho interfaz. 34

2.16. Simulación de un filtro con apodización sinusoidal mediante el TMM: (a) perfil de coeficiente de acoplo y (b) respuesta en transmitancia obtenida. La apodización del filtro se realiza periodo a periodo, es decir, cada sección del filtro comprende un único periodo Bragg ($L_n = \Lambda_n$). Además, todos los periodos tienen la misma longitud (Λ_n = 500 nm). Por simplicidad, se ha considerado que el coeficiente de autoacoplo es nulo en todos los periodos (κ'_n = 0), de forma que todos los periodos Bragg están sintonizados a la misma longitud de onda Bragg, en este caso, λ_0 = 1550 nm (el índice efectivo de la guía sin perturbar es $n_{\mathrm{eff}}(\lambda_0)$ = 1.55). El filtro contiene un total de 1000 periodos, lo que equivale a una longitud total de 500 µm. El índice de grupo de la guía sin perturbar es $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5. . 36

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

2.17. Representación del modelo de filtro Bragg apodizado en que se basan los algoritmos LP y LA. El filtro Bragg apodizado se divide en N secciones de filtro uniforme, donde cada sección se forma como la combinación de un reflector local discreto con coeficiente de reflexión ρ_n, con n siendo el número de sección, y una línea de transmisión de longitud Δ. La longitud de sección Δ se corresponde con una agrupación de m periodos Bragg, con longitud de periodo Λ_{B} (para los filtros de esta tesis, $m = 1$). Las amplitudes de los modos *forward* y *backward* a la entrada de cada sección n se denotan como A_n y B_n, respectivamente, con $r_n = B_n/A_n$ siendo el coeficiente de reflexión total visto desde dicho interfaz 37

2.18. Representación gráfica del procedimiento de diseño de filtros Bragg apodizados de respuesta espectral arbitraria que se propone en esta tesis, basado en los algoritmos LP y LA. Como ejemplo, se muestra el diseño de un filtro objetivo con cinco bandas de reflexión a longitudes de onda arbitrarias. 40

2.19. Representación gráfica del proceso aplicado sobre la respuesta espectral ideal para obtener una respuesta físicamente realizable. Este espectro realizable es el que se toma como objetivo para el resto del proceso de diseño. 41

2.20. Representación del impacto de aplicar diferentes ventanas de truncamiento sobre el perfil de reflexión local. Como ejemplo, se ha utilizado un filtro objetivo con un espectro de transmisión formado por cinco notches a longitudes de onda arbitrarias, con: λ_0 = 1550 nm, Λ_{B} = 500 nm, y $n_{\mathrm{g,u}}(\lambda_0)$ = 3.5. (a) Módulo del perfil de reflexión local ρ_n con respecto a la posición espacial $z = n\Lambda_{\mathrm{B}}$, calculado mediante el algoritmo LP para N = 15 000 periodos. También se muestran las ventanas de truncamiento usadas para obtener el perfil de reflexión acortado $\tilde{\rho}_n$, con longitudes de filtro de aproximadamente 1 mm (azul), 2 mm (rojo) y 3 mm (amarillo). (b) Transmitancia objetivo (negro) y transmitancia calculada mediante el algoritmo LA para los diferentes perfiles de reflexión acortados: 1 mm (azul), 2 mm (rojo) y 3 mm (amarillo). 43

2.21. Representación gráfica del proceso de diseño de filtros Bragg apodizados con perturbaciones del campo evanescente propuesto en esta tesis. (a) Flujograma de los pasos a seguir para obtener los parámetros geométricos del filtro apodizado: las separaciones s_n y la longitud de cada periodo Bragg Λ_n. (b) Representación esquemática 2D (vista superior) de la estructura a diseñar. 45

3.1. Representación esquemática 3D de (a) guía Si-*wire* y (b) guía *rib* en la plataforma SOI, junto con la denominación de las diferentes capas de materiales a la derecha. De forma adicional, algunas veces se incluye un recubrimiento de dióxido de silicio en la parte superior de la estructura (encima del núcleo), también llamado *cladding*. A la longitud de onda λ = 1.55 µm los índices de refracción de silicio y dióxido de silicio son, respectivamente, $n_{\mathrm{Si}} \approx 3.48$ y $n_{\mathrm{SiO_2}} \approx 1.44$. 48

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.2. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg en tecnología SOI basados en guías con corrugaciones laterales, mediante (a) guía Si-*wire* y (b) guía *rib*. Para clarificar las diferencias entre ambas, se incluye una pequeña representación esquemática 3D en la parte superior. 49

3.3. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg en tecnología SOI basados perturbación del campo evanescente: (a) insertando segmentos laterales de silicio junto a una guía Si-*wire*, y (b) usando guías con corrugaciones laterales paralelas a la guía Si-*wire* central. . . . 50

3.4. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg en tecnología SOI basados en estructuras SWG: (a) filtros con núcleo segmentado, usando dos periodos de tamaño SWG y diferentes dimensiones por cada periodo Bragg; (b) filtros basados en guías con corrugaciones de tamaño SWG, modulando la diferencia de anchura entre corrugaciones SWG consecutivas; (c) filtros basados en guías con corrugaciones de tamaño SWG, usando diferentes longitudes para cada corrugación SWG; (d) filtros con núcleo segmentado SWG y perturbación del campo evanescente, insertando segmentos de silicio de forma paralela a la guía SWG central. 52

3.5. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg apodizados en tecnología SOI mediante diferentes técnicas de apodización: (a) modulación de la anchura de corrugación Δw_n; (b) modulación del ciclo de trabajo $\mathrm{DC}_n = a_n/\Lambda$; (c) modulación del desalineamiento entre las corrugaciones de cada lado ξ_n; y (d) modulación de la fase del *grating*, es decir, de la longitud del periodo Bragg Λ_n. 54

3.6. Representación esquemática 3D de las geometrías propuestas en esta tesis para diseñar filtros Bragg apodizados con respuestas espectrales arbitrarias en tecnología SOI, con (a) núcleo Si-*wire* y (b) núcleo SWG. La estructura comprende un sustrato de silicio, una capa de dióxido de silicio o BOX de altura H_{BOX} (típicamente 2 o 3 µm), un núcleo de silicio de altura H = 220 nm, y un recubrimiento o *cladding* superior de dióxido de silicio (no mostrado en la figura por claridad). 55

3.7. (a) Índice efectivo e (b) índice de grupo de la guía sin perturbar (Si-*wire* o SWG) en función de la longitud de onda para las diferentes configuraciones estudiadas. Los parámetros geométricos utilizados para cada configuración se proporcionan en la tabla 3.1. 57

3.8. Propagación de la componente principal de campo eléctrico (módulo) del modo Floquet-Bloch de la guía SWG a lo largo de diez periodos, para los diseños con polarización (a) TE y (b) TM. A la derecha se representan los cortes transversales de campo en el centro del segmento de silicio (verde) y en el centro de la sección con dióxido de silicio (azul), incluyendo una ampliación de la zona donde ambos cortes comienzan a parecerse . 58

3.9. Representación esquemática 2D (vista superior) de las estructuras Bragg no apodizadas a analizar para determinar las funciones características de acoplamiento, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, con (a) núcleo Si-*wire* y (b) núcleo SWG. . . . 59

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.10. Coeficientes de (a) acoplo y (b) autoacoplo del filtro en función de la separación de los segmentos laterales. Nótese que el eje vertical se representa en escala logarítmica. 60

3.11. Comparativa entre filtro con apodización sinusoidal (azul) y filtro no apodizado (rojo): (a) perfil de coeficiente de acoplo y (b) transmitancia espectral sintetizada, calculada mediante el TMM. Ambos filtros presentan la misma longitud y el mismo ancho de banda a 3 dB, y se basan en la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Parámetros de diseño del filtro sinusoidal: $\kappa_{\max}$ = 7.62 mm^{-1} y N = 1608 periodos. Parámetros de diseño del filtro no apodizado: κ = 7.24 mm^{-1} y N = 1608 periodos. . . 61

3.12. Perfil de separación lateral, perfil de periodo Bragg y transmitancia espectral sintetizada (obtenida mediante el TMM) para dos de los filtros sinusoidales diseñados, utilizando la modulación del periodo Bragg calculada (azul) y manteniendo el periodo Bragg constante (rojo). Ambos filtros se basan en la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Parámetros de diseño del filtro (a): $\kappa_{\max}$ = 1.90 mm^{-1} y N = 6448 periodos. Parámetros de diseño del filtro (b): $\kappa_{\max}$ = 15.23 mm^{-1} y N = 805 periodos. 62

3.13. Comparativa de perfiles de coeficiente de acoplo y separación lateral de filtros sinusoidales, (a) para diferentes anchos de banda a 3 dB y (b) para diferentes configuraciones de filtro. En ambos casos, se especifica un ER objetivo de 25 dB. La comparativa (a) se realiza para la configuración de filtro basada en núcleo Si-*wire* y polarización TM. La comparativa (b) se realiza manteniendo un ancho de banda a 3 dB objetivo de 0.90 nm. . . . 63

3.14. Reflectancia espectral objetivo de un filtro *flat-top* con tres canales en torno a la longitud de onda de 1550 nm. 65

3.15. (a) Perfil de coeficiente de reflexión local para uno de los filtros *flat-top* multicanal diseñados, incluyendo (b) módulo y (c) fase. El resultado corresponde a un filtro *flat-top* de tres canales para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM, con los siguientes parámetros objetivo: $r_{\max}$ = 0.995, $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm y $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ = 1.6 nm. El perfil ρ_n mostrado es el resultante de haber aplicado el algoritmo LP sobre la respuesta objetivo y utilizar una ventana de truncamiento para reducir la longitud del filtro. 66

3.16. Perfiles de separación lateral y periodo Bragg de filtros *flat-top* multicanal para las diferentes configuraciones de filtro. Los resultados corresponden a un filtro *flat-top* de tres canales con los siguientes parámetros objetivo: $r_{\max}$ = 0.995, $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm y $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ = 1.6 nm. 66

3.17. Transmitancia espectral objetivo del filtro astrofónico a diseñar, formado por 20 notches en posiciones arbitrarias. 68

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.18. Perfil de coeficiente de reflexión local para uno de los filtros astrofotónicos diseñados: (a) módulo y (b) fase. El resultado corresponde a la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM, con la especificación de filtro resumida en la tabla 3.6. El perfil ρ_n mostrado es el resultante de haber aplicado el algoritmo LP sobre la respuesta objetivo y utilizar una ventana de truncamiento para reducir la longitud del filtro. 69

3.19. Perfiles de separación lateral y periodo Bragg de filtros astrofotónicos para las diferentes configuraciones de filtro. Los resultados se corresponden con la especificación espectral de filtro mostrada en la tabla 3.6. 70

3.20. Distribuciones de frecuencia relativa de las separaciones de los segmentos laterales para los filtros astrofotónicos diseñados: (a) comparativa para filtros con núcleo Si-*wire* y (b) comparativa para filtros con núcleo SWG. Todos los histogramas se han calculado utilizando el mismo número de intervalos. 70

3.21. Capturas de diferentes zonas de la máscara definida para fabricar los filtros: (a) transición de acoplador fibra-chip a guía de interconexión de entrada; (b) *taper* de guía Si-*wire* a guía SWG; (c) sección del filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* para polarización TM; (d) sección del filtro astrofotónico con núcleo SWG para polarización TM. 73

3.22. Imágenes SEM de algunas de las estructuras fabricadas: (a) transición de acoplador fibra-chip a guía de interconexión de entrada; (b) *taper* de guía Si-*wire* a guía SWG; (c) sección del filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y para polarización TM; (d) sección del filtro astrofotónico con núcleo SWG y para polarización TM. Estas imágenes fueron tomadas antes la deposición del *cladding* superior. 73

3.23. Representación esquemática del montaje de medida usado para caracterizar las estructuras fabricadas. Las líneas azules representan fibras ópticas, las líneas naranjas son tramos en los que la luz se propaga de forma no guiada, y las líneas rojas muestran conexiones eléctricas con el PC del laboratorio. Todas las fibras ópticas del montaje son SMF-28, es decir, no mantenedoras de la polarización. 74

3.24. Foto del montaje de medida usado para caracterizar las estructuras fabricadas. A la izquierda y la derecha se muestran, respectivamente, las etapas de nanoposicionamiento de la fibra óptica a la entrada y del objetivo de microscopio a la salida. En el centro se coloca el chip fotónico a caracterizar. 75

3.25. Potencia recibida en el fotodiodo de salida al conectar directamente la fibra óptica de entrada y el objetivo de microscopio, configurando los controladores de polarización de la entrada para: (a) excitación con polarización TE y (b) excitación con polarización TM. En azul y rojo se muestra la potencia recibida en el fotodiodo al ajustar el prisma polarizador de salida para permitir pasar únicamente luz TE o luz TM, respectivamente. La potencia de entrada del láser es –1 dBm. 76

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.26. Transmitancia medida para las estructuras de prueba basadas en guías interconexión de anchura 500 nm a la longitud de onda λ = 1580 nm, con (a) polarización TE y (b) polarización TM. La interpolación lineal representada en línea discontinua ilustra la aplicación del método de *cutback*, que permite estimar tanto las pérdidas de propagación de las guías como las pérdidas de los *edge couplers*. 77

3.27. Estimación de (a) pérdidas de los *edge-couplers* y (b) pérdidas de propagación de las guías de interconexión con respecto a la longitud de onda λ. En azul y rojo se muestran los resultados obtenidos para polarización TE y TM, respectivamente, habiendo aplicado el mismo procedimiento de cálculo que en la figura 3.26. En negro se representa el resultado de interpolar con una función cuadrática los resultados de las curvas azules y rojas. Las curvas negras son las que se utilizarán para descontar el efecto de las pérdidas de los *edge-couplers* y las guías de interconexión en las medidas de los filtros. 78

3.28. Estimación de las pérdidas de propagación de las guías utilizadas como núcleo en las distintas configuraciones de filtro. Junto a la figura se recuerdan las dimensiones de cada una de las guías. 78

3.29. Respuesta en transmitancia medida para los filtros sinusoidales, con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TE, (b) Si-*wire*/TM, (c) SWG/TE y (d) SWG/TM. En cada gráfica, cada curva representa una implementación de filtro distinta, con los siguientes anchos de banda nominales: $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.45 nm (azul), $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.90 nm (rojo), $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 1.80 nm (amarillo), y $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 3.60 nm (morado). Todos los diseños presentan un ER nominal de 25 dB. Las pérdidas del sistema de medida, de los *edge-couplers* y de las guías de interconexión han sido descontadas de las curvas mostradas. 80

3.30. Comparación del ancho de banda a 3 dB diseñado y medido para los filtros sinusoidales, con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TE, (b) Si-*wire*/TM y (c) SWG/TM. En el eje de abcisas se representa la separación mínima de los segmentos laterales correspondiente a cada diseño. Nótese que el eje vertical se representa en escala logarítmica (esto da lugar a una variación de tipo lineal del ancho de banda con respecto a la separación mínima de los segmentos). 81

3.31. Respuesta en transmitancia medida para los filtros astrofotónicos, con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TM, (b) SWG/TE y (c) SWG/TM. Las pérdidas del sistema de medida, de los *edge-couplers* y de las guías de interconexión han sido descontadas de las curvas mostradas. 82

3.32. Respuesta en transmitancia medida para los filtros astrofotónicos, normalizadas por las pérdidas de inserción del núcleo (sin segmentos laterales), con las configuraciones de filtro: (a) Si-*wire*/TM, y (b) SWG/TM. El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto del notch número 11 de izquierda a derecha. 83

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.33. Representación esquemática de los errores de fabricación considerados para explicar el desplazamiento de la respuesta en los filtros fabricados: (a) vista frontal; (b) vista superior para filtros con núcleo Si-*wire*; (c) vista superior para filtros con núcleo SWG. En azul oscuro se delimitan las zonas de silicio del diseño nominal y en azul claro las dimensiones realmente fabricadas (con $\Delta H, \Delta W > 0$). 84

3.34. Comparación de transmitancia medida para el filtro astrofotónico con núcleo SWG y polarización TM (rojo), transmitancia medida para una guía SWG de igual longitud (negro), y transmitancia simulada para una guía SWG de igual longitud y espesores de BOX de 2 µm (verde) y 3 µm (naranja). En las simulaciones se han considerado los errores de fabricación previamente estimados en las dimensiones de la guía. En las curvas experimentales se han descontado previamente las pérdidas del sistema de medida, de los *edge-couplers* y de las guías de interconexión. 85

3.35. Transmitancia simulada del filtro astrofotónico para núcleo SWG y polarización TM, calculada mediante el TMM, sin pérdidas de propagación (azul) y con las pérdidas de propagación estimadas en los resultados experimentales (rojo). El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto del notch número 11 de izquierda a derecha. . 86

3.36. Comparación de transmitancia objetivo del filtro astrofotónico (negro), transmitancia medida para el filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y polarización TM (rojo), y transmitancia simulada para el filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y polarización TM considerando el efecto de la dispersión modal (azul). El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto del notch número 11 de izquierda a derecha. . 87

3.37. Reflectancia medida para el filtro *flat-top* de tres bandas con núcleo Si-*wire* y polarización TM (rojo), junto con la reflectancia simulada mediante el TMM (negro). Para comparar ambas respuestas, el eje vertical del espectro medido ha sido normalizado a un máximo de 0 dB. El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto de la banda central del filtro. 87

3.38. Representación esquemática del modelo utilizado para estudiar los problemas observados en los resultados experimentales de los filtros *flat-top*. Los tramos de fibras ópticas se muestran en naranja, mientras que los tramos de guías de silicio dentro del chip se muestran en azul. Las flechas verdes y rojas representan las dos contribuciones principales de la señal reflejada recibida en el medidor de potencia. 88

3.39. Reflectancia medida para el filtro *flat-top* de tres bandas con núcleo Si-*wire* y polarización TM (rojo), excitando el filtro desde el *edge-coupler* (a) de un extremo y (b) del extremo opuesto. Junto a las curvas experimentales, se representan las simulaciones del filtro basadas en el esquema propuesto en la figura 3.38 (negro). Para comparar ambas respuestas, el eje vertical de los dos espectros ha sido normalizado a un máximo de 0 dB. El eje de abcisas se ha definido como la longitud de onda relativa con respecto de la banda central del filtro. A la derecha se muestra la vista ampliada de una de las bandas. 89

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

4.1. Representación esquemática 2D (vista superior) de un filtro Bragg no apodizado, (a) con dimensiones nominales y (b) con variaciones aleatorias causadas por las imperfecciones de la fabricación. Mientras en el caso ideal las reflexiones parciales en diferentes periodos del filtro interfieren entre sí de forma constructiva, los errores de fabricación en las estructuras reales hacen que estas diferencias de fase entre reflexiones parciales presenten un carácter aleatorio, pudiendo distorsionar la respuesta del filtro. 94

4.2. (a) Función de autocorrelación de $\Delta W(z)$ en función de la distancia espacial Δz, y (b) densidad espectral de potencia de $\Delta W(z)$ en función de la frecuencia espacial f_z, ambas normalizadas por la varianza del proceso $\sigma^2_{\Delta W}$. Se proporcionan curvas para diferentes longitudes de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$: 100 nm (azul), 500 nm (rojo), y 1 µm (amarillo). 97

4.3. Procesado de señal aplicado sobre el error de anchura continuo, $\Delta W(z)$, para calcular el error de anchura promedio en cada periodo Bragg, $\overline{\Delta W}[n]$. 98

4.4. Función de autocorrelación del error de anchura continuo, ΔW (azul), y del error de anchura promedio en cada periodo, $\overline{\Delta W}(z)$ (rojo), en función de la distancia espacial Δz, ambas normalizadas por la varianza del proceso original $\sigma^2_{\Delta W}$. Se ilustran tres casos: (a) $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ = 0.1, (b) $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ = 1, y (c) $L_{\mathrm{c},\Delta W}/\Lambda_{\mathrm{B}}$ = 10. En todas las gráficas se ha mantenido la misma longitud de correlación, $L_{\mathrm{c},\Delta W}$ = 1 µm, variándose la longitud del periodo Bragg Λ_{B}. 99

4.5. Representación esquemática del proceso de simulación de filtros con ruido de fase mediante el TMM, con (a) modelo de ruido de fase continuo, y (b) modelo de ruido de fase discreto. 101

4.6. Diseño nominal del filtro con apodización sinusoidal utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo: (a) transmitancia espectral sintetizada, obtenida mediante el TMM; (b) perfil de coeficiente de acoplo; (c) perfil de periodo Bragg. 102

4.7. Validación del modelo de ruido de fase discreto mediante simulación de un filtro con apodización sinusoidal: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación de ER del filtro para diferentes longitudes de correlación $L_{\mathrm{c},\Delta W}$, obtenidas con el modelo continuo (azul) y con el modelo discreto (rojo). Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso. La desviación típica del error de anchura se ha elegido como $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm. 103

4.8. Diseño nominal del filtro de tres notches utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo: (a) transmitancia espectral sintetizada, obtenida mediante el TMM; (b) perfil de coeficiente de acoplo; (c) perfil de periodo Bragg. 104

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

4.9. Validación del modelo de ruido de fase discreto mediante simulación de un filtro con tres notches: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación del ER promedio de los tres notches del filtro para diferentes longitudes de correlación $L_{c,\Delta W}$, obtenidas con el modelo continuo (azul) y con el modelo discreto (rojo). Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso. La desviación típica del error de anchura se ha elegido como $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm. 105

4.10. Comparación de espectro medido y espectro simulado con ruido de fase para el filtro astrofotónico con núcleo Si-*wire* y polarización TM: (a) respuesta medida (azul) y respuesta objetivo (negro); (b) respuesta simulada para una realización aleatoria de ruido de fase (naranja) y respuesta objetivo (negro). Se han utilizado los siguientes parámetros para definir el ruido de fase: $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm. 106

4.11. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes anchos de banda: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación de ER para desviaciones típicas (a) $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y (b) $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm. Cada color identifica un ancho de banda nominal distinto, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una longitud de correlación $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm. 107

4.12. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes polarizaciones de trabajo: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación de ER para desviaciones típicas (a) $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y (b) $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm. Cada color identifica el diseño correspondiente a una polarización, con ambos teniendo el mismo ER y ancho de banda nominales. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una longitud de correlación $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm. 108

4.13. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes ER: comparación de las respuestas espectrales nominales, obtenidas mediante el TMM. Cada color identifica un diseño de filtro distinto, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. 108

4.14. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros sinusoidales con diferentes ER: funciones de distribución acumuladas de (a) ER y (b) ancho de banda a 3 dB. Cada color identifica un diseño de filtro distinto, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Las líneas verticales discontinuas indican los correspondientes valores nominales, teniéndose el mismo valor nominal de ancho de banda a 3 dB en los tres filtros. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una desviación típica $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y una longitud de correlación $L_{c,\Delta W}$ = 15 µm. 109

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

4.15. (a) Índice efectivo, (b) índice de grupo, y (c) sensibilidad del índice efectivo con la anchura de la guía, para el modo TM fundamental de una guía Si-*wire* y diferentes valores de anchura de la guía. Longitud de onda de operación: λ_0 = 1.55 nm. Este resultado se ha obtenido mediante simulación electromagnética de la guía Si-*wire* (análisis modal). 110

4.16. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros no apodizados con diferentes anchuras de guía: ER promedio en función de la longitud de correlación $L_{c,\Delta W}$ para desviaciones típicas (a) $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm y (b) $\sigma_{\Delta W}$ = 4 nm nm. Los puntos muestran los valores de longitud de correlación simulados. Cada color identifica el diseño correspondiente a una anchura de guía, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso. 111

4.17. Filtro astrofotónico basado en guía Si-*wire* de anchura W = 600 nm y polarización TM: (a) perfil de separación de los segmentos laterales; (b) transmitancia espectral sintetizada, obtenida mediante el TMM. Las curvas de color azul representan el diseño nominal, mientras que las de color rojo se corresponden con el caso de truncar las separaciones de los segmentos laterales a un mínimo de 60 nm, por las restricciones del proceso de fabricación en la práctica. En la parte superior izquierda se muestra la vista ampliada del perfil de separación en la zona donde se realiza el truncamiento. 112

4.18. Análisis del impacto del ruido de fase en filtros astrofotónicos con diferentes anchuras de guía: funciones de distribución acumuladas correspondientes a la degradación del ER promedio de los 20 notches del filtro para diferentes longitudes de correlación $L_{c,\Delta W}$. Cada color identifica el diseño correspondiente a una anchura de guía, siendo todos los filtros diseñados para la configuración con núcleo Si-*wire* y polarización TM. Se han simulado un total de 1000 realizaciones aleatorias por caso, con una desviación típica $\sigma_{\Delta W}$ = 2 nm. 113

5.1. Representación esquemática 2D (vista superior) de filtros Bragg con perturbación del campo evanescente y núcleo Si-*wire* basados en esquemas de apodización alternativos: (a) modulación del desalineamiento entre los segmentos a cada lado de la guía, ξ_n; (b) modulación de la fase del *grating*, es decir, de la longitud del periodo Bragg Λ_n. En ambos casos, la separación s de los segmentos laterales se mantiene constante a lo largo del filtro. 118

5.2. Representación esquemática 2D (vista superior) de las estructuras Bragg apodizadas estudiadas en esta tesis adaptadas al caso de la plataforma de nitruro de silicio, con (a) núcleo Si-*wire* y (b) núcleo SWG. 120

A.1. Representación esquemática de la periodicidad de la respuesta espectral sintetizada mediante los algoritmos LP y LA, en términos de (a) *wavenumber detuning* y (b) longitud de onda. 123

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

A.2. Procedimiento seguido para producir realizaciones de un proceso estocástico arbitrario $y[n]$, filtrando realizaciones de un proceso de ruido blanco gaussiano $x[n]$ mediante un sistema LTI con respuesta al impulso $h[n]$. 124

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

UNIVERSIDAD
DE MÁLAGA

Índice de tablas

3.1. Parámetros geométricos básicos para las diferentes configuraciones de filtro a estudiar. 58

3.2. Longitud de onda Bragg (λ_0) e índices efectivo ($n_{\mathrm{eff,u}}$) y de grupo ($n_{\mathrm{g,u}}$) de la guía sin perturbar para las diferentes configuraciones de filtro a estudiar. Estos se especifican a la longitud de onda Bragg λ_0 correspondiente. 58

3.3. Expresiones analíticas de las funciones de acoplamiento características, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, para las diferentes configuraciones de filtro a estudiar. Los coeficientes de acoplo están dados en μm^{-1} y la separación s en µm. . . 60

3.4. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal. Nótese que cuatro especificaciones de filtro han sido utilizadas, cada una de ellas definida por la relación de extinción y el ancho de banda a 3 dB objetivo. 64

3.5. Resumen de valores de diseño de filtros *flat-top* con tres canales, con los siguientes parámetros objetivo: $r_{\max}$ = 0.995, $\Delta\lambda_{3\mathrm{dB}}$ = 0.8 nm y $\Delta\lambda_{\mathrm{canal}}$ = 1.6 nm. 67

3.6. Especificación espectral del filtro astrofónico a diseñar, formado por 20 notches a longitudes de onda arbitrarias en la respuesta en transmisión. Las longitudes de onda λ_{k} constituyen las longitudes de onda a eliminar por el filtro, en las cuales se centran cada uno de los notches. 68

3.7. Resumen de valores de diseño de filtros astrofotónicos, correspondientes con la especificación de filtro mostrada en la tabla 3.6. 71

3.8. Resumen de valores nominales y valores medidos de relación de extinción y ancho de banda a 3 dB para los filtros sinusoidales basados en las configuraciones de filtro con polarización TM. Junto con los resultados experimentales se incluye la longitud de cada filtro. 81

3.9. Resumen de valores nominales y valores medidos de relación de extinción y ancho de banda a 3 dB para los filtros astrofotónicos basados en las configuraciones de filtro con polarización TM. Junto con los resultados experimentales se incluye la longitud de cada filtro. 83

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

3.10. Sensibilidad de la longitud de onda Bragg (λ_0) con respecto de los diferentes parámetros de error considerados (ΔH y ΔW). 84

4.1. Resumen de valores de diseño del filtro con apodización sinusoidal utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM. 102

4.2. Resumen de valores de diseño del filtro de tres notches utilizado para comparar los modelos de ruido de fase discreto y continuo. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM. 103

4.3. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal utilizados para comparar el impacto del ruido de fase sobre filtros con diferente ancho de banda. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM. . 106

4.4. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal utilizados para comparar el impacto del ruido de fase sobre filtros con diferente polarización. 107

4.5. Resumen de valores de diseño de filtros con apodización sinusoidal utilizados para comparar el impacto del ruido de fase sobre filtros con diferente ER. Estos valores se corresponden con la configuración de filtro con núcleo Si-*wire* de anchura W = 400 nm y polarización TM 109

4.6. Parámetros básicos de filtros basados en guías Si-*wire* de diferente anchura y polarización TM. 112

4.7. Expresiones analíticas de las funciones de acoplamiento características, $\kappa(s)$ y $\kappa'(s)$, para filtros basados en guías Si-*wire* de diferente anchura y polarización TM. Los coeficientes de acoplo están dados en μm^{-1} y la separación s en μm. 112

4.8. Resumen de valores de diseño de filtros astrofotónicos basados en guías Si-*wire* de diferente anchura y polarización TM. 113

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

Bibliografía

[1] “Cisco Visual Networking Index: Forecast and Trends, 2017–2022.” *Cisco white paper* (2019).

[2] “SMF-28® | Ultra Optical Fibers | Single Mode Optical Fiber | Corning.” https://www.corning.com/optical-communications/worldwide/en/home/products/fiber/optical-fiber-products/smf-28-ultra.html (consultado el 12 de julio de 2022).

[3] P. J. Winzer, D. T. Neilson, and A. R. Chraplyvy, “Fiber-optic transmission and networking: the previous 20 and the next 20 years,” *Optics Express*, vol. 26, no. 18, pp. 24190–24239, 2018.

[4] Q. Cheng, M. Bahadori, M. Glick, S. Rumley, and K. Bergman, “Recent advances in optical technologies for data centers: a review,” *Optica*, vol. 5, no. 11, pp. 1354–1370, 2018.

[5] T. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby masers,” *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.

[6] S. E. Miller, “Integrated optics: An introduction,” *The Bell System Technical Journal*, vol. 48, no. 7, pp. 2059–2069, 1969.

[7] W. Shi, Y. Tian, and A. Gervais, “Scaling capacity of fiber-optic transmission systems via silicon photonics,” *Nanophotonics*, vol. 9, no. 16, pp. 4629–4663, 2020.

[8] “Cisco Transceiver Modules - High-Speed Pluggable Optics with Silicon Photonics At-a-Glance.” https://www.cisco.com/c/en/us/products/collateral/interfaces-modules/transceiver-modules/at-a-glance-c45-2411856.html (consultado el 12 de julio de 2022).

[9] “Productos de transceptores ópticos Intel® Silicon Photonics.” https://www.intel.es/content/www/es/es/products/network-io/high-performance-fabrics/silicon-photonics.html (consultado el 12 de julio de 2022).

[10] E. Luan, H. Shoman, D. M. Ratner, K. C. Cheung, and L. Chrostowski, “Silicon Photonic Biosensors Using Label-Free Detection,” *Sensors*, vol. 18, no. 10, p. 3519, 2018.

[11] C.-P. Hsu, B. Li, B. Solano-Rivas, A. R. Gohil, P. H. Chan, A. D. Moore, and V. Donzella, “A Review and Perspective on Optical Phased Array for Automotive LiDAR,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 27, no. 1, pp. 1–16, 2020.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[12] S. Minardi, R. J. Harris, and L. Labadie, "Astrophotonics: astronomy and modern optics," *The Astronomy and Astrophysics Review*, vol. 29, no. 1, pp. 1–81, 2021.

[13] "Photonics: Industrial innovation and cooperation | Shaping Europe's digital future." https://digital-strategy.ec.europa.eu/en/policies/photonics-industrial-innovation-and-cooperation (consultado el 12 de julio de 2022).

[14] D. Thomson, A. Zilkie, J. E. Bowers, T. Komljenovic, G. T. Reed, L. Vivien, D. Marris-Morini, E. Cassan, L. Virot, J.-M. Fédéli, J.-M. Hartmann, J. H. Schmid, D.-X. Xu, F. Boeuf, P. O'Brien, G. Z. Mashanovich, and M. Nedeljkovic, "Roadmap on silicon photonics," *Journal of Optics*, vol. 18, no. 7, p. 073003, 2016.

[15] X. Chen, M. M. Milosevic, S. Stanković, S. Reynolds, T. D. Bucio, K. Li, D. J. Thomson, F. Gardes, and G. T. Reed, "The Emergence of Silicon Photonics as a Flexible Technology Platform," *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, no. 12, pp. 2101–2116, 2018.

[16] "Silicon Photonics Market Size, Forecast Report 2026." *Global Market Insights*, mayo de 2020, https://www.gminsights.com/industry-analysis/silicon-photonics-market#:~:text=Industry%20Trends,initiatives%20in%20the%20photonics%20industry (consultado el 12 de julio de 2022).

[17] D. J. Blumenthal, R. Heideman, D. Geuzebroek, A. Leinse, and C. Roeloffzen, "Silicon Nitride in Silicon Photonics," *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, no. 12, pp. 2209–2231, 2018.

[18] P. Muñoz, G. Micó, L. A. Bru, D. Pastor, D. Pérez, J. D. Doménech, J. Fernández, R. Baños, B. Gargallo, R. Alemany, A. M. Sánchez, J. M. Cirera, R. Mas, and C. Domínguez, "Silicon Nitride Photonic Integration Platforms for Visible, Near-Infrared and Mid-Infrared Applications," *Sensors*, vol. 17, no. 9, p. 2088, 2017.

[19] R. Baets, A. Z. Subramanian, S. Clemmen, B. Kuyken, P. Bienstman, N. Le Thomas, G. Roelkens, D. Van Thourhout, P. Helin, and S. Severi, "Silicon Photonics: silicon nitride versus silicon-on-insulator," in *Optical Fiber Communication Conference*, 2016.

[20] O. Jafari, H. Sepehrian, W. Shi, and S. LaRochelle, "High-efficiency silicon photonic modulator using coupled Bragg grating resonators," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 9, pp. 2065–2075, 2019.

[21] E. Luan, H. Yun, M. Ma, D. M. Ratner, K. C. Cheung, and L. Chrostowski, "Label-free biosensing with a multi-box sub-wavelength phase-shifted Bragg grating waveguide," *Biomedical optics express*, vol. 10, no. 9, pp. 4825–4838, 2019.

[22] N. C. Harris, D. Grassani, A. Simbula, M. Pant, M. Galli, T. Baehr-Jones, M. Hochberg, D. Englund, D. Bajoni, and C. Galland, "Integrated source of spectrally filtered correlated photons for large-scale quantum photonic systems," *Physical Review X*, vol. 4, no. 4, p. 041047, 2014.

[23] S. Kaushal, R. Cheng, M. Ma, A. Mistry, M. Burla, L. Chrostowski, and J. Azaña, "Optical signal processing based on silicon photonics waveguide Bragg gratings," *Frontiers of Optoelectronics*, vol. 11, no. 2, pp. 163–188, 2018.

[24] J. Bland-Hawthorn, S. C. Ellis, S. G. Leon-Saval, R. Haynes, M. M. Roth, H.-G. Löhmannsröben, A. J. Horton, J.-G. Cuby, T. A. Birks, J. Lawrence, P. Gillingham,

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

S. D. Ryder, and C. Trinh, "A complex multi-notch astronomical filter to suppress the bright infrared sky," *Nature Communications*, vol. 2, no. 1, pp. 1–7, 2011.

[25] W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. De Vos, S. Kumar Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Silicon microring resonators," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, no. 1, pp. 47–73, 2012.

[26] I. Demirtzioglou, C. Lacava, K. R. H. Bottrill, D. J. Thomson, G. T. Reed, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, "Frequency comb generation in a silicon ring resonator modulator," *Optics Express*, vol. 26, no. 2, pp. 790–796, 2018.

[27] S. Romero-García, A. Moscoso-Mártir, J. Müller, B. Shen, F. Merget, and J. Witzens, "Wideband multi-stage CROW filters with relaxed fabrication tolerances," *Optics Express*, vol. 26, no. 4, pp. 4723–4737, 2018.

[28] C.-L. Chen, *Foundations for guided-wave optics*. John Wiley & Sons, 2006.

[29] R. Feced, M. N. Zervas, and M. A. Muriel, "An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform fiber Bragg gratings," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 8, pp. 1105–1115, 1999.

[30] J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, "On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer peeling," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 2, pp. 165–173, 2001.

[31] A. D. Simard, M. J. Strain, L. Meriggi, M. Sorel, and S. LaRochelle, "Bandpass integrated Bragg gratings in silicon-on-insulator with well-controlled amplitude and phase responses," *Optics Letters*, vol. 40, no. 5, pp. 736–739, 2015.

[32] R. Cheng, H. Yun, S. Lin, Y. Han, and L. Chrostowski, "Apodization profile amplification of silicon integrated Bragg gratings through lateral phase delays," *Optics Letters*, vol. 44, no. 2, pp. 435–438, 2019.

[33] L. M. Rivas, M. J. Strain, D. Duchesne, A. Carballar, M. Sorel, R. Morandotti, and J. Azaña, "Picosecond linear optical pulse shapers based on integrated waveguide Bragg gratings," *Optics Letters*, vol. 33, no. 21, pp. 2425–2427, 2008.

[34] I. W. Frank, Y. Zhang, and M. Loncar, "Nearly arbitrary on-chip optical filters for ultrafast pulse shaping," *Optics Express*, vol. 22, no. 19, pp. 22403–22410, 2014.

[35] J. Yao, "Photonic generation of microwave arbitrary waveforms," *Optics Communications*, vol. 284, no. 15, pp. 3723–3736, 2011.

[36] K. Dolgaleva, A. Malacarne, P. Tannouri, L. A. Fernandes, J. R. Grenier, J. S. Aitchison, J. Azaña, R. Morandotti, P. R. Herman, and P. V. S. Marques, "Integrated optical temporal Fourier transformer based on a chirped Bragg grating waveguide," *Optics Letters*, vol. 36, no. 22, pp. 4416–4418, 2011.

[37] H. P. Bazargani, M. Burla, L. Chrostowski, and J. Azaña, "Photonic Hilbert transformers based on laterally apodized integrated waveguide Bragg gratings on a SOI wafer," *Optics Letters*, vol. 41, no. 21, pp. 5039–5042, 2016.

[38] R. Cheng and L. Chrostowski, "Multichannel photonic Hilbert transformers based on complex modulated integrated Bragg gratings," *Optics Letters*, vol. 43, no. 5, pp. 1031–1034, 2018.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[39] I. Giuntoni, D. Stolarek, J. Bruns, L. Zimmermann, B. Tillack, and K. Petermann, "Integrated dispersion compensator based on apodized SOI Bragg gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, no. 14, pp. 1313–1316, 2013.

[40] H. Sun, Y. Wang, and L. R. Chen, "Integrated discretely tunable optical delay line based on step-chirped subwavelength grating waveguide Bragg gratings," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 19, pp. 5551–5560, 2020.

[41] T. Zhu, Y. Hu, P. Gatkine, S. Veilleux, J. Bland-Hawthorn, and M. Dagenais, "Arbitrary on-chip optical filter using complex waveguide Bragg gratings," *Applied Physics Letters*, vol. 108, no. 10, p. 101104, 2016.

[42] Y.-W. Hu, S. Xie, J. Zhan, Y. Zhang, S. Veilleux, and M. Dagenais, "Integrated Arbitrary Filter With Spiral Gratings: Design and Characterization," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 16, pp. 4454–4461, 2020.

[43] X. Wang, W. Shi, R. Vafaei, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, "Uniform and Sampled Bragg Gratings in SOI Strip Waveguides With Sidewall Corrugations," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 5, pp. 290–292, 2011.

[44] L. Chrostowski, H. Shoman, M. Hammood, H. Yun, J. Jhoja, E. Luan, S. Lin, A. Mistry, D. Witt, N. A. F. Jaeger, S. Shekhar, H. Jayatilleka, P. Jean, S. B.-d. Villers, J. Cauchon, W. Shi, C. Horvath, J. N. Westwood-Bachman, K. Setzer, M. Aktary, N. Shane Patrick, R. J. Bojko, A. Khavasi, X. Wang, T. Ferreira de Lima, A. N. Tait, P. R. Prucnal, D. E. Hagan, D. Stevanovic, and A. P. Knights, "Silicon Photonic Circuit Design Using Rapid Prototyping Foundry Process Design Kits," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 25, no. 5, pp. 1–26, 2019.

[45] A. D. Simard, N. Ayotte, Y. Painchaud, S. Bedard, and S. LaRochelle, "Impact of Sidewall Roughness on Integrated Bragg Gratings," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, no. 24, pp. 3693–3704, 2011.

[46] A. D. Simard, G. Beaudin, V. Aimez, Y. Painchaud, and S. LaRochelle, "Characterization and reduction of spectral distortions in Silicon-on-Insulator integrated Bragg gratings," *Optics Express*, vol. 21, no. 20, pp. 23145–23159, 2013.

[47] J. Čtyrokỳ, J. G. Wangüemert-Pérez, P. Kwiecien, I. Richter, J. Litvik, J. H. Schmid, Í. Molina-Fernández, A. Ortega-Moñux, M. Dado, and P. Cheben, "Design of narrowband Bragg spectral filters in subwavelength grating metamaterial waveguides," *Optics Express*, vol. 26, no. 1, pp. 179–194, 2018.

[48] P. Cheben, J. Čtyrokỳ, J. H. Schmid, S. Wang, J. Lapointe, J. G. Wangüemert-Pérez, Í. Molina-Fernández, A. Ortega-Moñux, R. Halir, D. Melati, D.-X. Xu, S. Janz, and M. Dado, "Bragg filter bandwidth engineering in subwavelength grating metamaterial waveguides," *Optics Letters*, vol. 44, no. 4, pp. 1043–1046, 2019.

[49] H. Qiu, L. Lin, P. Yu, T. Dai, X. Jiang, and H. Yu, "Narrow-Band Add-Drop Filter Based on Cladding-Modulated Apodized Multimode Bragg Grating," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 21, pp. 5542–5547, 2019.

[50] T.-H. Yen and Y.-J. Hung, "Narrowband Dual-Wavelength Silicon Waveguide Bragg Reflectors," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 20, pp. 5326–5332, 2019.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[51] D. Pereira-Martín, J. M. Luque-González, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Hadij-ElHouati, Í. Molina-Fernández, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, W. N. Ye, J. Čtyrokỳ, and A. Ortega-Moñux, "Complex spectral filters in silicon waveguides based on cladding-modulated Bragg gratings," *Optics Express*, vol. 29, no. 11, pp. 15867–15881, 2021.

[52] A. Sánchez-Postigo, A. Ortega-Moñux, D. Pereira-Martín, Í. Molina-Fernández, R. Halir, P. Cheben, J. Soler Penadés, M. Nedeljkovic, G. Z. Mashanovich, and J. G. Wangüemert-Pérez, "Design of a suspended germanium micro-antenna for efficient fiber-chip coupling in the long-wavelength mid-infrared range," *Optics Express*, vol. 27, no. 16, pp. 22302–22315, 2019.

[53] P. Ginel-Moreno, D. Pereira-Martín, A. Hadij-ElHouati, W. N. Ye, D. Melati, D.-X. Xu, S. Janz, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, R. Halir, Í. Molina-Fernández, J. H. Schmid, and P. Cheben, "Highly efficient optical antenna with small beam divergence in silicon waveguides," *Optics Letters*, vol. 45, no. 20, pp. 5668–5671, 2020.

[54] P. Cheben, J. H. Schmid, P. Ginel-Moreno, D. Pereira-Martín, A. Hadij-ElHouati, W. N. Ye, D. Melati, D.-X. Xu, S. Janz, A. Sánchez-Postigo, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, and Í. Molina-Fernández, "Optical antenna in a planar waveguide." US Patent Application, 2020.

[55] Í. Molina-Fernández, J. G. Wangüemert-Pérez, A. Ortega-Moñux, R. Halir, and D. Pereira-Martín, "Filtro óptico integrado basado en resonadores acoplados mediante redes Bragg fuertes de gran confinamiento lateral." Spain Patent Application P201931104, 2019.

[56] G. Floquet, "Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques," in *Annales scientifiques de l'École normale supérieure*, vol. 12, pp. 47–88, 1883.

[57] F. Bloch, "Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern," *Zeitschrift für physik*, vol. 52, no. 7, pp. 555–600, 1929.

[58] Y. Chen, T. D. Bucio, A. Z. Khokhar, M. Banakar, K. Grabska, F. Y. Gardes, R. Halir, Í. Molina-Fernández, P. Cheben, and J.-J. He, "Experimental demonstration of an apodized-imaging chip-fiber grating coupler for Si_3N_4 waveguides," *Optics Letters*, vol. 42, no. 18, pp. 3566–3569, 2017.

[59] M. K. Dezfouli, Y. Grinberg, D. Melati, P. Cheben, J. H. Schmid, A. Sánchez-Postigo, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, R. Cheriton, S. Janz, and D.-X. Xu, "Perfectly vertical surface grating couplers using subwavelength engineering for increased feature sizes," *Optics Letters*, vol. 45, no. 13, pp. 3701–3704, 2020.

[60] P. Ginel-Moreno, A. Sánchez-Postigo, J. de Oliva-Rubio, A. Hadij-ElHouati, W. N. Ye, J. G. Wangüemert-Pérez, Í. Molina-Fernández, J. H. Schmid, P. Cheben, and A. Ortega-Moñux, "Millimeter-long metamaterial surface-emitting antenna in the silicon photonics platform," *Optics Letters*, vol. 46, no. 15, pp. 3733–3736, 2021.

[61] R. Halir, P. J. Bock, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, C. Alonso-Ramos, J. H. Schmid, J. Lapointe, D.-X. Xu, J. G. Wangüemert-Pérez, Í. Molina-Fernández, and S. Janz, "Waveguide sub-wavelength structures: a review of principles and applications," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 9, no. 1, pp. 25–49, 2015.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[62] R. Halir, A. Ortega-Moñux, D. Benedikovic, G. Z. Mashanovich, J. G. Wangüemert-Pérez, J. H. Schmid, Í. Molina-Fernandez, and P. Cheben, "Subwavelength-Grating Metamaterial Structures for Silicon Photonic Devices," *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, no. 12, pp. 2144–2157, 2018.

[63] P. Cheben, R. Halir, J. H. Schmid, H. A. Atwater, and D. R. Smith, "Subwavelength integrated photonics," *Nature*, vol. 560, no. 7720, pp. 565–572, 2018.

[64] J. M. Luque-González, A. Sánchez-Postigo, A. Hadij-ElHouati, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, J. H. Schmid, P. Cheben, Í. Molina-Fernández, and R. Halir, "A review of silicon subwavelength gratings: building break-through devices with anisotropic metamaterials," *Nanophotonics*, vol. 10, no. 11, pp. 2765–2797, 2021.

[65] L. Zavargo-Peche, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, and Í. Molina-Fernández, "Fourier Based Combined Techniques to Design Novel Sub-Wavelength Optical Integrated Devices," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 123, pp. 447–465, 2012.

[66] D. Oser, F. Mazeas, X. Le Roux, D. Pérez-Galacho, O. Alibart, S. Tanzilli, L. Labonté, D. Marris-Morini, L. Vivien, É. Cassan, and C. Alonso-Ramos, "Coherency-Broken Bragg Filters: Overcoming On-Chip Rejection Limitations," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 13, no. 8, p. 1800226, 2019.

[67] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 43, no. 5, pp. 2327–2335, 1972.

[68] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, 1973.

[69] "Manual - MPB documentation." https://mpb.readthedocs.io/en/latest/ (consultado el 12 de julio de 2022).

[70] C. Pérez Armenta, "Dispositivos ópticos integrados basados en nuevas topologías sub-longitud de onda para comunicaciones y sensado en banda O," Trabajo Fin de Máster, Universidad de Málaga, 2020.

[71] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis," *Optics Express*, vol. 8, no. 3, pp. 173–190, 2001.

[72] J. Ctyroky, "3-D Bidirectional Propagation Algorithm Based on Fourier Series," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 23, pp. 3699–3708, 2012.

[73] K.-S. Lim, H.-Z. Yang, A. Becir, M.-H. Lai, M. M. Ali, X. Qiao, and H. Ahmad, "Spectral analysis of bent fiber Bragg gratings: theory and experiment," *Optics Letters*, vol. 38, no. 21, pp. 4409–4412, 2013.

[74] C. Pérez-Armenta, A. Ortega-Moñux, J. Čtyrokỳ, P. Cheben, J. H. Schmid, R. Halir, Í. Molina-Fernández, and J. G. Wangüemert-Pérez, "Narrowband Bragg filters based on subwavelength grating waveguides for silicon photonic sensing," *Optics Express*, vol. 28, no. 25, pp. 37971–37985, 2020.

[75] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, 1997.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[76] R. A. Oliveira, P. T. Neves Jr, J. T. Pereira, and A. A. P. Pohl, “Numerical approach for designing a Bragg grating acousto-optic modulator using the finite element and the transfer matrix methods,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 19, pp. 4899–4905, 2008.

[77] C. Feng, R. Soref, R. T. Chen, X. Xu, and W. Jiang, “Efficient and accurate synthesis of complex Bragg grating waveguide in dispersive silicon structures,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 35, no. 8, pp. 1921–1927, 2018.

[78] A. V. Oppenheim, R. W. Schafer, and J. R. Buck, *Discrete-Time Signal Processing*. Prentice Hall, 1999.

[79] A. V. Oppenheim, A. S. Willsky, and S. H. Nawab, *Signals & Systems*. Prentice Hall, 1997.

[80] K. O. Hill and G. Meltz, “Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, 1997.

[81] A. Othonos, “Fiber Bragg gratings,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 12, pp. 4309–4341, 1997.

[82] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 2009.

[83] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Applied Physics Letters*, vol. 32, no. 10, pp. 647–649, 1978.

[84] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii, “Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers,” *Optics Letters*, vol. 3, no. 2, pp. 66–68, 1978.

[85] X. Wang, W. Shi, H. Yun, S. Grist, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, “Narrow-band waveguide Bragg gratings on SOI wafers with CMOS-compatible fabrication process,” *Optics Express*, vol. 20, no. 14, pp. 15547–15558, 2012.

[86] A. D. Simard, N. Belhadj, Y. Painchaud, and S. LaRochelle, “Apodized Silicon-on-Insulator Bragg Gratings,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 12, pp. 1033–1035, 2012.

[87] D. T. H. Tan, K. Ikeda, and Y. Fainman, “Cladding-modulated Bragg gratings in silicon waveguides,” *Optics Letters*, vol. 34, no. 9, pp. 1357–1359, 2009.

[88] S. Zamek, D. T. H. Tan, M. Khajavikhan, M. Ayache, M. P. Nezhad, and Y. Fainman, “Compact chip-scale filter based on curved waveguide Bragg gratings,” *Optics Letters*, vol. 35, no. 20, pp. 3477–3479, 2010.

[89] Y.-J. Hung, K.-H. Lin, C.-J. Wu, C.-Y. Wang, and Y.-J. Chen, “Narrowband Reflection From Weakly Coupled Cladding-Modulated Bragg Gratings,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 22, no. 6, pp. 218–224, 2016.

[90] J. Wang, I. Glesk, and L. R. Chen, “Subwavelength grating filtering devices,” *Optics Express*, vol. 22, no. 13, pp. 15335–15345, 2014.

[91] J. Wang, I. Glesk, and L. R. Chen, “Subwavelength grating Bragg grating filters in silicon-on-insulator,” *Electronics Letters*, vol. 51, no. 9, pp. 712–714, 2015.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[92] J. Čtyrokỳ, P. Kwiecien, J. Wang, I. Richter, I. Glesk, and L. Chen, "Simulations of waveguide Bragg grating filters based on subwavelength grating waveguide," in *Proc. SPIE 9516, Integrated Optics: Physics and Simulations II*, 95160M, 2015.

[93] A. Ortega-Moñux, J. Čtyrokỳ, P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, Í. Molina-Fernández, and R. Halir, "Disorder effects in subwavelength grating metamaterial waveguides," *Optics Express*, vol. 25, no. 11, pp. 12222–12236, 2017.

[94] D. Pérez-Galacho, C. Alonso-Ramos, F. Mazeas, X. Le Roux, D. Oser, W. Zhang, D. Marris-Morini, L. Labonté, S. Tanzilli, É. Cassan, and L. Vivient, "Optical pump-rejection filter based on silicon sub-wavelength engineered photonic structures," *Optics Letters*, vol. 42, no. 8, pp. 1468–1471, 2017.

[95] D. Oser, D. Pérez-Galacho, C. Alonso-Ramos, X. Le Roux, S. Tanzilli, L. Vivien, L. Labonté, and É. Cassan, "Subwavelength engineering and asymmetry: two efficient tools for sub-nanometer-bandwidth silicon Bragg filters," *Optics Letters*, vol. 43, no. 14, pp. 3208–3211, 2018.

[96] H. Yun, M. Hammood, L. Chrostowski, and N. A. F. Jaeger, "Optical Add-drop Filters using Cladding-modulated Sub-wavelength Grating Contra-directional Couplers for Silicon-on-Insulator Platforms," in *2019 IEEE 10th Annual Information Technology, Electronics and Mobile Communication Conference (IEMCON)*, pp. 0926–0931, IEEE, 2019.

[97] H. Yun, L. Chrostowski, and N. A. F. Jaeger, "Narrow-band, polarization-independent, transmission filter in a silicon-on-insulator strip waveguide," *Optics Letters*, vol. 44, no. 4, pp. 847–850, 2019.

[98] E. Durán-Valdeiglesias, S. Guerber, D. Oser, X. Le Roux, D. Benedikovic, D. Pérez-Galacho, N. Vulliet, S. Cremer, S. Monfray, E. Cassan, D. Marris-Morini, C. Baudot, F. Boeuf, L. Vivien, and C. Alonso-Ramos, "Dual-polarization silicon nitride Bragg filters with low thermal sensitivity," *Optics Letters*, vol. 44, no. 18, pp. 4578–4581, 2019.

[99] C. Klitis, G. Cantarella, M. J. Strain, and M. Sorel, "High-extinction-ratio TE/TM selective Bragg grating filters on silicon-on-insulator," *Optics Letters*, vol. 42, no. 15, pp. 3040–3043, 2017.

[100] R. Cheng and L. Chrostowski, "Spectral Design of Silicon Integrated Bragg Gratings: A Tutorial," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 39, no. 3, pp. 712–729, 2021.

[101] M. J. Strain, S. Thoms, D. S. MacIntyre, and M. Sorel, "Multi-wavelength filters in silicon using superposition sidewall Bragg grating devices," *Optics Letters*, vol. 39, no. 2, pp. 413–416, 2014.

[102] M. Ma, Z. Chen, H. Yun, Y. Wang, X. Wang, N. A. Jaeger, and L. Chrostowski, "Apodized Spiral Bragg Grating Waveguides in Silicon-on-Insulator," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 1, pp. 111–114, 2018.

[103] M. Verbist, D. Van Thourhout, and W. Bogaerts, "Weak gratings in silicon-on-insulator for spectral filters based on volume holography," *Optics Letters*, vol. 38, no. 3, pp. 386–388, 2013.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[104] M. Verbist, W. Bogaerts, and D. Van Thourhout, "Design of Weak 1-D Bragg Grating Filters in SOI Waveguides Using Volume Holography Techniques," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, no. 10, pp. 1915–1920, 2014.

[105] S. Xie, J. Zhan, Y. Hu, Y. Zhang, S. Veilleux, J. Bland-Hawthorn, and M. Dagenais, "Add–drop filter with complex waveguide Bragg grating and multimode interferometer operating on arbitrarily spaced channels," *Optics Letters*, vol. 43, no. 24, pp. 6045–6048, 2018.

[106] D. Wiesmann, C. David, R. Germann, D. Emi, and G.-L. Bona, "Apodized surface-corrugated gratings with varying duty cycles," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 6, pp. 639–641, 2000.

[107] R. Cheng, Y. Han, and L. Chrostowski, "Characterization and compensation of apodization phase noise in silicon integrated Bragg gratings," *Optics Express*, vol. 27, no. 7, pp. 9516–9535, 2019.

[108] X. Wang, Y. Wang, J. Flueckiger, R. Bojko, A. Liu, A. Reid, J. Pond, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, "Precise control of the coupling coefficient through destructive interference in silicon waveguide Bragg gratings," *Optics Letters*, vol. 39, no. 19, pp. 5519–5522, 2014.

[109] S. Paul, T. Saastamoinen, S. Honkanen, M. Roussey, and M. Kuittinen, "Multi-wavelength filtering with a waveguide integrated phase-modulated Bragg grating," *Optics Letters*, vol. 42, no. 22, pp. 4635–4638, 2017.

[110] F. Grillot, L. Vivien, S. Laval, and E. Cassan, "Propagation Loss in Single-Mode Ultrasmall Square Silicon-on-Insulator Optical Waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 2, p. 891, 2006.

[111] J. D. Sarmiento-Merenguel, A. Ortega-Moñux, J.-M. Fédéli, J. G. Wangüemert-Pérez, C. Alonso-Ramos, E. Durán-Valdeiglesias, P. Cheben, Í. Molina-Fernández, and R. Halir, "Controlling leakage losses in subwavelength grating silicon metamaterial waveguides," *Optics Letters*, vol. 41, no. 15, pp. 3443–3446, 2016.

[112] "Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid," Recommendation ITU-T G.694.1, International Telecommunication Union, 10/2020.

[113] S. C. Ellis, S. G. Leon-Saval, and J. Bland-Hawthorn, "Astrophotonics: a promising arena for silicon photonics," in *Proc. SPIE 10923, Silicon Photonics XIV, 109230M*, 2019.

[114] "Applied Nanotools Inc.." https://www.appliednt.com (consultado el 12 de julio de 2022).

[115] P. Cheben, P. J. Bock, J. H. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, A. Densmore, A. Delâge, B. Lamontagne, and T. J. Hall, "Refractive index engineering with subwavelength gratings for efficient microphotonic couplers and planar waveguide multiplexers," *Optics Letters*, vol. 35, no. 15, pp. 2526–2528, 2010.

[116] P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, D.-X. Xu, M. Vachon, S. Janz, J. Lapointe, Y. Painchaud, and M.-J. Picard, "Broadband polarization independent nanophotonic coupler for silicon waveguides with ultra-high efficiency," *Optics Express*, vol. 23, no. 17, pp. 22553–22563, 2015.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA

[117] C. Qiu, Z. Sheng, H. Li, W. Liu, L. Li, A. Pang, A. Wu, X. Wang, S. Zou, and F. Gan, "Fabrication, characterization and loss analysis of silicon nanowaveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, no. 13, pp. 2303–2307, 2014.

[118] J. St-Yves, H. Bahrami, P. Jean, S. LaRochelle, and W. Shi, "Widely bandwidth-tunable silicon filter with an unlimited free-spectral range," *Optics Letters*, vol. 40, no. 23, pp. 5471–5474, 2015.

[119] J.-y. Ding, X.-h. Zou, F. Zou, W. Pan, L.-s. Yan, and B. Luo, "Thermal tuning of chirped SOI sidewall grating for tunable wavelength, delay, and bandwidth," *Optoelectronics Letters*, vol. 17, no. 4, pp. 205–208, 2021.

[120] Y. Tan and D. Dai, "Silicon microring resonators," *Journal of Optics*, vol. 20, no. 5, p. 054004, 2018.

[121] A. H. Atabaki, A. A. Eftekhar, M. Askari, and A. Adibi, "Accurate post-fabrication trimming of ultra-compact resonators on silicon," *Optics Express*, vol. 21, no. 12, pp. 14139–14145, 2013.

[122] Z. Lu, J. Jhoja, J. Klein, X. Wang, A. Liu, J. Flueckiger, J. Pond, and L. Chrostowski, "Performance prediction for silicon photonics integrated circuits with layout-dependent correlated manufacturing variability," *Optics Express*, vol. 25, no. 9, pp. 9712–9733, 2017.

[123] T.-W. Weng, D. Melati, A. Melloni, and L. Daniel, "Stochastic simulation and robust design optimization of integrated photonic filters," *Nanophotonics*, vol. 6, no. 1, pp. 299–308, 2017.

[124] W. Bogaerts, Y. Xing, and U. Khan, "Layout-aware variability analysis, yield prediction, and optimization in photonic integrated circuits," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 25, no. 5, pp. 1–13, 2019.

[125] J. Jhoja, Z. Lu, J. Pond, and L. Chrostowski, "Efficient layout-aware statistical analysis for photonic integrated circuits," *Optics Express*, vol. 28, no. 6, pp. 7799–7816, 2020.

[126] D. Melati, A. Melloni, and F. Morichetti, "Real photonic waveguides: guiding light through imperfections," *Advances in Optics and Photonics*, vol. 6, no. 2, pp. 156–224, 2014.

[127] S. Roberts, X. Ji, J. Cardenas, M. Corato-Zanarella, and M. Lipson, "Measurements and modeling of atomic-scale sidewall roughness and losses in integrated photonic devices," *arXiv preprint arXiv:2105.11477*, 2021.

[128] K. P. Yap, A. Delâge, J. Lapointe, B. Lamontagne, J. H. Schmid, P. Waldron, B. A. Syrett, and S. Janz, "Correlation of Scattering Loss, Sidewall Roughness and Waveguide Width in Silicon-on-Insulator (SOI) Ridge Waveguides," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 18, pp. 3999–4008, 2009.

[129] W. C. Van Etten, *Introduction to Random Signals and Noise*. John Wiley & Sons, 2006.

[130] A. D. Simard, Y. Painchaud, and S. LaRochelle, "Integrated Bragg gratings in spiral waveguides," *Optics Express*, vol. 21, no. 7, pp. 8953–8963, 2013.

[131] R. Cheng, *Spectral Tailoring of Silicon Integrated Bragg Gratings*. Ph.D. thesis, University of British Columbia, 2020.

UNIVERSIDAD DE MÁLAGA