

Diseño de filtros ópticos integrados con respuesta espectral arbitraria en tecnología de silicio sobre aislante

Daniel Pereira-Martín⁽¹⁾, J. Gonzalo Wangüemert-Pérez⁽¹⁾, Íñigo Molina-Fernández⁽¹⁾, José Manuel Luque-González⁽¹⁾, Pavel Cheben⁽²⁾, Jens H. Schmid⁽²⁾, Winnie N. Ye⁽³⁾, Jiří Čtyroky⁽⁴⁾, Alejandro Ortega-Moñux⁽¹⁾

dpm@ic.uma.es, gonzalo@ic.uma.es, imf@ic.uma.es, jmlg@ic.uma.es, pavel.cheben@nrc-cnrc.gc.ca, jens.schmid@nrc-cnrc.gc.ca, winnie.ye@carleton.ca, ctyroky@ufe.cz, aom@ic.uma.es

⁽¹⁾ Dpto. de Ingeniería de Comunicaciones, ETSI Telecomunicación. Universidad de Málaga. Campus de Teatinos s/n, 29071, Málaga, Spain

⁽²⁾ National Research Council Canada, 1200 Montreal Road, Bldg. M50, Ottawa, K1A 0R6, Canada

⁽³⁾ Department of Electronics, Carleton University, 1125 Colonel by Dr., Ottawa, Canada

⁽⁴⁾ Institute of Photonics and Electronics, CAS, Chaberská 57, 182 51 Prague, Czech Republic

Abstract- Silicon photonics is one of the most promising technologies nowadays, with myriads of potential applications in communications and sensing. Many of these applications require spectral filters synthesizing arbitrary frequency responses. However, the high refractive index contrast of the platform makes the design quite challenging. In this work, we propose to use a Bragg grating topology based on a silicon waveguide with evanescently coupled loading segments whose separation can be changed to accurately modify its strength. By using the layer-peeling algorithm to find the Bragg apodization profile, a filter with 20 transmission peaks located at arbitrary wavelengths has been designed.

I. INTRODUCCIÓN

La óptica integrada tiene como objetivo fundamental implementar sobre un único sustrato un sistema capaz de desempeñar una funcionalidad completa en el dominio óptico. La plataforma *Silicon On Insulator* (SOI), que utiliza los procesos de fabricación CMOS de la microelectrónica, permite desarrollar circuitos integrados fotónicos de muy bajo coste y con un alto grado de integración [1]. Un bloque funcional básico para muchas de sus aplicaciones son los filtros ópticos integrados, necesarios, por ejemplo, en el diseño de sistemas de multiplexación por división en longitud de onda (WDM) [2], el procesamiento de señales ópticas [3], o la eliminación de componentes espectrales indeseadas en aplicaciones de observación astronómica [4].

Las rejillas de Bragg o *Bragg gratings*, consistentes en

una guía de onda óptica, funcionan reflejando un cierto rango de longitudes de onda y transmitiendo el resto. El bajo contraste de índice de refracción de las fibras ópticas, unido a la facilidad con que se puede controlar su modulación, ha posibilitado la fabricación de filtros con una respuesta espectral arbitraria utilizando las propias fibras ópticas (FBG, *Fiber Bragg Gratings*) [5, 6]. En los chips integrados basados en la plataforma SOI, su implementación es mucho más compleja, debido al enorme salto de índice de refracción de los materiales utilizados, silicio ($n_{Si}=3.476$) y dióxido de silicio ($n_{SiO_2}=1.444$), así como la dificultad de modularlos en el propio proceso de fabricación. La forma habitual de

diseñar filtros de Bragg en óptica integrada consiste en variar de forma periódica alguna característica geométrica de la guía. Por ejemplo, en [7] se propone realizar una corrugación periódica en el ancho de la guía. No obstante, el diseño de filtros de perturbación débil (anchos de banda pequeños) exige corrugaciones del orden nanométrico, que implican que el menor tamaño a fabricar o *Minimum Feature Size* (MFS) sea difícilmente implementable en la práctica. En [8] se utilizan guías ‘rib’ que reducen el confinamiento modal y flexibilizan el MFS necesario para sintetizar anchos de banda reducidos, pero requiere que el proceso litográfico trabaje con dos niveles de grabado en lugar de uno. En [9] se presentan diversas técnicas de apodización basadas en modular la fase de la corrugación en lugar de su amplitud, que incrementan la tolerancia del filtro al proceso de fabricación. Dichas técnicas han sido empleadas para demostrar experimentalmente estructuras con respuestas espectrales específicas, tales como filtros multicanal [10] o transformadores de Hilbert [11].

Una alternativa interesante para implementar filtros de Bragg en SOI sin comprometer el MFS consiste en insertar segmentos de silicio en la zona donde el modo guiado por la estructura es de carácter evanescente [12] (véase la Fig. 1a). Mediante esta topología, la intensidad de la perturbación periódica puede ser fácilmente controlada modificando la separación entre guía y segmentos, pudiendo lograrse anchos de banda muy reducidos simplemente alejando los segmentos de la guía central. Si, además, la guía central se intercambia por una guía periódica trabajando en régimen sub-longitud de onda, es decir, con un periodo menor que la longitud de onda, es posible modificar las características del modo guiado para conformar un perfil de campo más expandido, que hace el filtro más tolerante a errores en la posición y el tamaño de los segmentos [13]. La viabilidad de este tipo de filtros quedó demostrada de forma reciente en [14], lográndose experimentalmente anchos de banda desde 8 nm hasta 150 pm.

El objetivo de este trabajo es hacer uso de esta topología (Fig. 1) para diseñar filtros con una respuesta espectral arbitraria. Para ello, se implementa el algoritmo *layer-peeling*

propuesto en [6], que, junto con un análisis electromagnético de la estructura a utilizar, permite determinar el perfil de apodización Bragg, basado en modificar la separación s_k y la distancia entre segmentos d_k , que sintetiza la respuesta en longitud de onda deseada. Como caso de prueba, se diseña un filtro con 20 picos de rechazo colocados a longitudes de onda arbitrarias, obteniéndose un alto nivel de coincidencia entre el objetivo inicial y la respuesta final, lo que confirma el buen funcionamiento de la técnica desarrollada.

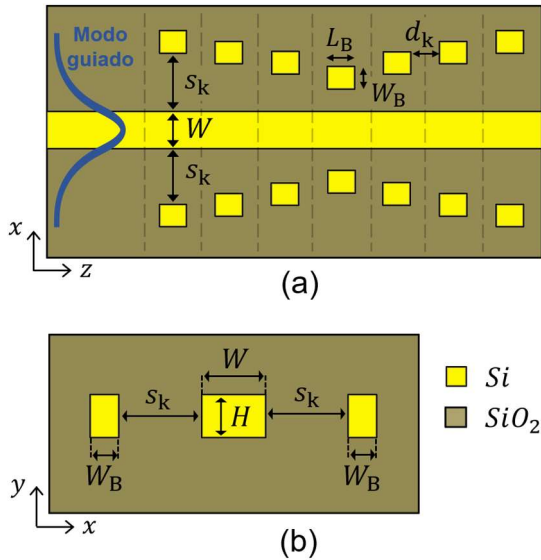


Fig. 1. Representación esquemática de la topología propuesta para sintetizar filtros de respuesta espectral arbitraria. (a) Vista superior. (b) Sección transversal.

II. ANÁLISIS DE REJILLAS DE BRAGG

Un filtro de Bragg es una estructura que presenta una periodicidad o perturbación periódica en la dirección de propagación de la luz. En estas estructuras, existe un rango de longitudes de onda, conocido como *bandgap*, en el cual las ondas reflejadas en diferentes periodos interfieren entre sí de forma constructiva. Esto hace que, dentro del *bandgap*, los filtros de Bragg se comporten como reflectores. El tamaño del *bandgap*, así como la reflectancia asociada a un filtro de Bragg, dependen del coeficiente de acoplo, K , que tiene unidades de m^{-1} y es el parámetro característico de cualquier rejilla de Bragg.

Existen dos maneras distintas de hallar el coeficiente de acoplo. La primera se fundamenta en la denominada Teoría de Modos Acoplados [15], que modela la propagación del campo electromagnético por la estructura periódica a partir de la combinación de los modos que se propagan hacia adelante y hacia atrás en una guía sin perturbar de referencia. En este caso, el coeficiente de acoplo se puede determinar a partir de expresiones analíticas que relacionan los campos de la guía sin perturbar con la amplitud y extensión de la perturbación periódica. La segunda vía se basa en realizar la simulación electromagnética exacta de la estructura. Esto puede llevarse a cabo simulando un único periodo con condiciones de contorno periódicas, y calculando los modos Floquet soportados por la estructura periódica. El valor de K se puede hallar directamente como el máximo de la constante de atenuación del modo Floquet (α_F), que se obtiene para la longitud de onda central del *bandgap* (λ_C), es decir:

$$K = \max\{\alpha_F(\lambda)\} = \alpha_F(\lambda_C). \quad (1)$$

Para realizar la apodización Bragg requerida por el proceso de síntesis, es necesario caracterizar cómo varía K con el parámetro geométrico a apodizar, en nuestro caso, la separación s_k (Fig. 1a). La geometría a utilizar aquí será una guía convencional de la plataforma SOI, de altura $H = 220nm$ y anchura $W = 400nm$, con segmentos laterales de tamaño $W_B \times L_B = 200nm \times 215nm$. La polarización será de tipo TM. Simplificando el problema 3D a analizar por un problema 2D equivalente mediante el Método del Índice Efectivo [15], y empleando nuestro simulador 2D optimizado para analizar estructuras periódicas [16], podemos obtener directamente el valor de α_F asociado a un periodo Bragg, mostrado en la Fig. 2a, con separación lateral s y periodo Λ . Realizando diversas simulaciones, se puede comprobar que, para un valor de Λ constante y diferentes separaciones s , no sólo se modifica el coeficiente de acoplo K , sino que también se producen ligeras desviaciones en la longitud de onda central del *bandgap* λ_C . Sin embargo, una de las condiciones de partida para el proceso de síntesis que se describirá más adelante es que los *bandgaps* obtenidos para diferentes separaciones s estén centrados a la misma longitud de onda λ_C . Esto garantiza que las ondas reflejadas por las diferentes rejillas de Bragg interfieran entre sí constructivamente. La forma de conseguir esto es encontrar el valor de Λ que, para cada separación s , centra el *bandgap* en el λ_C deseado. En la Fig. 2b se muestran los valores de Λ a utilizar para conseguir que $\lambda_C = 1543 nm$, que será el valor escogido para el filtro diseñado posteriormente. En la Fig. 2c se representan las curvas correspondientes de constante de atenuación Floquet con respecto a la longitud de onda. Por último, en la Fig. 2d se calcula cómo cambia el coeficiente de acoplo K con la separación s , que era el objetivo principal de este apartado.

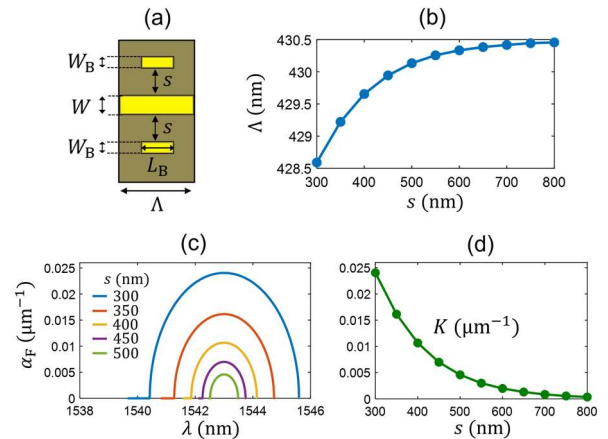


Fig. 2. (a) Representación esquemática de un periodo Bragg. (b) Periodo Λ a usar con diferentes separaciones s para conseguir que $\lambda_C = 1543 nm$. (c) Constante de atenuación Floquet con respecto a la longitud de onda para diferentes separaciones s y su correspondiente Λ . (d) Variación del coeficiente de acoplo K con la separación s .

III. TÉCNICA DE SÍNTESIS: LAYER-PEELING

Considérese una estructura formada por N rejillas de Bragg, donde cada rejilla se modela como un reflector con coeficiente de reflexión local ρ_k y una línea de transmisión de longitud eléctrica θ (véase la Fig. 3). De la Teoría de Modos Acoplados, se puede derivar que el módulo de la reflectividad asociada a una rejilla de Bragg con coeficiente de acoplo K y longitud L viene dado por [15]:

$$|\rho| = \tanh(K \cdot L). \quad (2)$$

Asimismo, las líneas de transmisión van a tener una longitud $\Lambda = \lambda_C / 2n_{\text{eff}}(\lambda_C)$ correspondiente con un periodo Bragg, siendo λ_C la longitud de onda central del *bandgap*. Es decir:

$$\theta(\lambda) = \beta \cdot \Lambda = \frac{2\pi \cdot n_{\text{eff}}(\lambda)}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_C}{2n_{\text{eff}}(\lambda_C)}. \quad (3)$$

Nótese que $\theta(\lambda_C) = \pi$ es precisamente la condición de interferencia constructiva en reflexión característica de una rejilla de Bragg. A través de las expresiones (2) y (3), los parámetros de la estructura electromagnética y el modelo discreto establecido pueden relacionarse fácilmente.

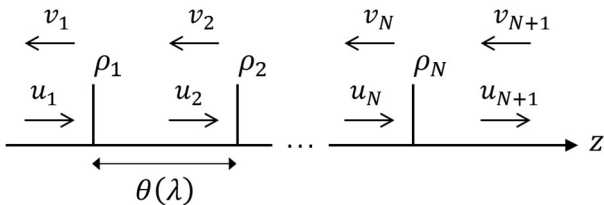


Fig. 3. Representación del modelo discreto utilizado por el algoritmo *layer-peeling* para sintetizar filtros con una respuesta espectral objetivo.

En este modelo discreto, u_k y v_k representan las amplitudes complejas de las ondas de potencia que se propagan, respectivamente, hacia delante y hacia atrás en la interfaz k . Las ondas de potencia entre una interfaz y la siguiente se pueden relacionar a través de la matriz de transmisión correspondiente, que puede calcularse como el producto de las matrices de transmisión de una línea de transmisión y de un reflector, esto es:

$$\begin{bmatrix} u_{k+1} \\ v_{k+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-j\theta(\lambda)} & -\rho_k^* \cdot e^{-j\theta(\lambda)} \\ -\rho_k \cdot e^{j\theta(\lambda)} & e^{j\theta(\lambda)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_k \\ v_k \end{bmatrix}. \quad (4)$$

El coeficiente de reflexión visto desde la primera interfaz ($r_1(\lambda) = v_1(\lambda)/u_1(\lambda)$) es directamente la respuesta en reflexión de la estructura completa. La condición de partida del *layer-peeling* consiste precisamente en fijar $r_1(\lambda)$ igual a la respuesta espectral objetivo en reflexión. Analizando el problema en el dominio del tiempo, se puede determinar que la primera muestra de la respuesta al impulso en reflexión $r_1(t=0)$ debe coincidir con la primera reflectividad. Es decir, ρ_1 tiene que ser el coeficiente de orden 0 (componente continua) de la transformada inversa de Fourier de $r_1(\lambda)$. Con ρ_1 calculado, es posible manipular la ecuación (4) para determinar el coeficiente de reflexión que se ve en la siguiente discontinuidad $r_2(\lambda)$ a partir del que se ve en la discontinuidad anterior $r_1(\lambda)$:

$$r_2(\lambda) = e^{j2\theta(\lambda)} \cdot \frac{r_1(\lambda) - \rho_1}{1 - \rho_1^* r_1(\lambda)} \quad (5)$$

Conociendo el coeficiente de reflexión visto desde la segunda interfaz, la primera discontinuidad puede eliminarse del problema y es posible volver a aplicar el mismo razonamiento, es decir, hallar el valor de ρ_2 mediante la transformada de Fourier inversa de $r_2(\lambda)$ y mover el coeficiente de reflexión al siguiente plano a través de (5). El proceso de síntesis del *layer-peeling* consiste en repetir de forma iterativa estos dos pasos hasta hallar todos los ρ_k .

IV. EJEMPLO DE DISEÑO

En este apartado se procede a diseñar, como ejemplo, un filtro similar al presentado en [4], con 20 picos colocados a

longitudes de onda arbitrarias, útil en aplicaciones de observación astronómica donde se desea eliminar componentes espectrales indeseadas debidas a la presencia de la atmósfera terrestre. En primer lugar, se define la respuesta espectral objetivo a sintetizar. Partiendo de una máscara inicial con la respuesta en módulo deseada, se calcula la respuesta al impulso correspondiente y se aplica un proceso de eventanado y desplazamiento temporal para garantizar la causalidad del filtro (respuesta nula para $t < 0$). El tamaño de ventana escogido aquí da lugar a la respuesta de la Fig. 4, que mantiene los diferentes picos con un nivel rechazo de 9 – 12 dB y permite, al mismo tiempo, que el dispositivo final diseñado sea compacto, es decir, que su longitud total no sea excesiva (< 2 mm).

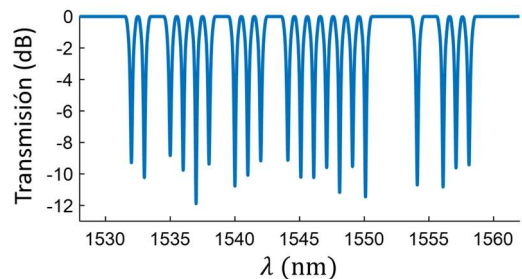


Fig. 4. Respuesta en transmisión objetivo a sintetizar.

La respuesta objetivo resultante es utilizada como entrada del algoritmo *layer-peeling*, que proporciona un conjunto de reflectividades complejas ρ_k a sintetizar. Cada una de estas reflectividades se va a corresponder con un reflector Bragg de 1 periodo y separación lateral s_k . Mediante la ecuación (2), si se fija $L = \Lambda$ (1 periodo Bragg), es posible hallar el valor de coeficiente de acoplo K requerido para sintetizar una reflectividad de módulo $|\rho_k|$. A su vez, este valor de K se puede relacionar con el valor de separación s_k necesario a través de la curva obtenida en la Fig. 2d. Este procedimiento se ilustra gráficamente en la Fig. 5.

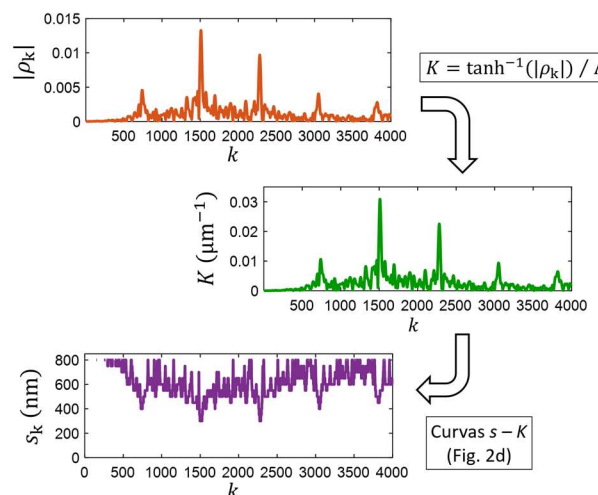


Fig. 5. Proceso seguido para calcular el perfil de apodización s_k a partir de las reflectividades ρ_k proporcionadas por el *layer-peeling*.

Por otro lado, hay que tener en cuenta que las reflectividades proporcionadas por el *layer-peeling* también tienen un término de fase a considerar en el proceso de diseño. Como físicamente no es posible controlar la fase de las ondas reflejadas por cada rejilla de Bragg, lo que se hace

es modificar la distancia relativa entre segmentos y, por tanto, también el periodo, tal y como se ilustra en la Fig. 6a. Si el desfase entre reflectividades consecutivas es $\Delta\phi_k = \angle\rho_{k+1} - \angle\rho_k$, entonces los segmentos k y $k+1$ deben separarse una distancia final que vendrá dada por:

$$d_k = (\Lambda_k - L_B) + \Delta d_k = (\Lambda_k - L_B) - \Lambda_k \cdot \frac{\Delta\phi_k}{2\pi}, \quad (6)$$

donde Λ_k es el periodo nominal que tendría la rejilla de Bragg k si no se apodizara la fase, es decir, aquel que centra el *bandgap* a la longitud de onda de diseño utilizada por el *layer-peeling* ($\lambda_c = 1543$ nm), el cual se obtiene de usar la separación s_k correspondiente a dicha rejilla (Fig. 5) en la curva de la Fig. 2b. La Fig. 6b muestra el perfil de fase entre reflectividades requerido, mientras que en la Fig. 6c se representa la distancia entre segmentos a sintetizar en la estructura final, obtenida de aplicar la ecuación (6).

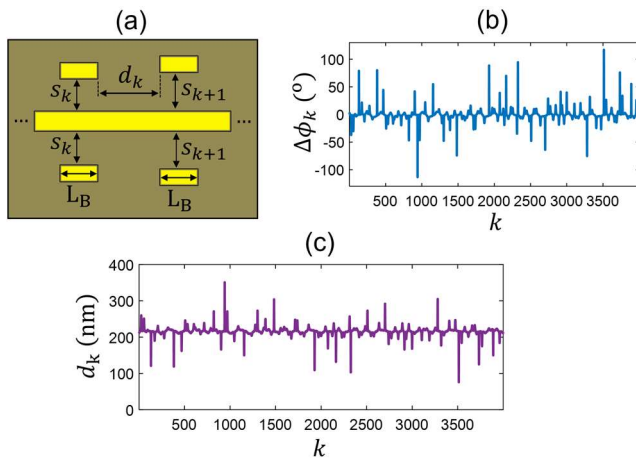


Fig. 6. (a) Representación esquemática de la separación entre segmentos utilizada. (b) Desfase entre reflectividades locales consecutivas. (c) Perfil de separación entre segmentos.

Por último, con los perfiles s_k y d_k calculados, se procede a simular el filtro completo. Para ello, se emplea de nuevo nuestra herramienta de simulación 2D [16], ya que la estructura es considerablemente larga (~ 1.7 mm) y una simulación 3D requeriría excesivo tiempo de cómputo. El resultado obtenido se muestra en la Fig. 7. El filtro diseñado presenta los picos prácticamente a las mismas longitudes de onda que el objetivo inicial establecido, con un menor nivel de profundidad, pero manteniendo sus anchuras de línea. Por otra parte, nótese que en toda la banda de interés existe un pequeño nivel de pérdidas por radiación de $0.08 - 0.35$ dB originado por la propia apodización de la separación lateral, que no se puede tener en cuenta en el modelo discreto de reflectores utilizado por el *layer-peeling*.

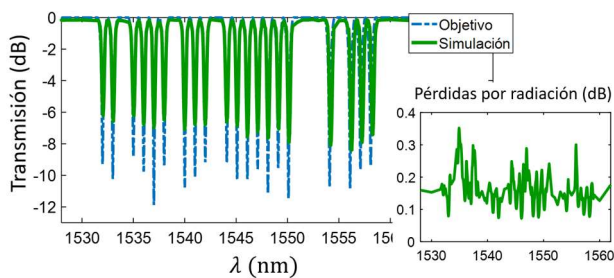


Fig. 7. Resultados de la simulación electromagnética del filtro completo: respuesta espectral en transmisión y pérdidas por radiación.

V. CONCLUSIONES

El algoritmo *layer-peeling* ofrece una vía sencilla y eficaz para calcular el perfil de apodización de un filtro de Bragg con respuesta espectral arbitraria. Modificando la separación entre una guía de silicio convencional y unos segmentos laterales, se logra el control preciso requerido en el coeficiente de acoplo para sintetizar dichos filtros. El cambio de la longitud de onda central del *bandgap* con la separación lateral, así como el propio perfil de apodización de fase requerido, pueden tenerse fácilmente en cuenta variando apropiadamente la distancia entre segmentos. Los resultados obtenidos en simulación electromagnética son prometedores y hacen pensar que estos filtros puedan implementarse en la práctica con tolerancias de fabricación mayores que aquellos basados en corrugaciones laterales.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO) en el marco del proyecto TEC2016-80718-R, por el Ministerio de Educación, Cultura y Deporte (MECD) a través de una ayuda con referencia FPU17/00638 y por la Universidad de Málaga.

REFERENCIAS

- [1] D. Thomson, et al, "Roadmap on silicon photonics," *Journal of Optics*, vol. 18, no. 7, pp 073003, June 2016.
- [2] S. Paul, et al., "Multi-wavelength filtering with a waveguide integrated phase-modulated Bragg grating," *Optics letters*, vol. 42, no. 22, pp. 4635-4638, November 2017.
- [3] S. Kaushal, et al., "Optical signal processing based on silicon photonics waveguide Bragg gratings: review," *Frontiers of Optoelectronics*, vol. 11, no. 2, pp. 163-188, May 2018.
- [4] T. Zhu, et al., "Arbitrary on-chip optical filter using complex waveguide Bragg gratings," *Applied Physics Letters*, vol. 108, no. 10, pp. 101104, March 2016.
- [5] K. O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview," *Journal of lightwave technology*, vol. 15, no. 8, pp. 1263-1276, August 1997.
- [6] 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, February 2001.
- [7] X. Wang, et al., "Uniform and sampled Bragg gratings in SOI strip waveguides with sidewall corrugations," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 5, pp. 290-292, March 2011.
- [8] X. Wang et al., "Narrow-band waveguide Bragg gratings on SOI wafers with CMOS-compatible fabrication process," *Optics express*, vol. 20, no. 14, pp. 15547-15558, July 2012.
- [9] A. D. Simard, et al., "Apodized Silicon-on-Insulator Bragg Gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 12, pp. 1033-1035, June 2012.
- [10] R. Cheng, et al., "Apodization profile amplification of silicon integrated Bragg gratings through lateral phase delays," *Optics letters*, vol. 44, no. 2, pp. 435-438, January 2019.
- [11] 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, March 2018.
- [12] Y-J. Hung, et al., "Narrowband Reflection from Weakly Coupled Cladding-Modulated Bragg Gratings," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 22, no. 6, pp. 218-224, November 2016.
- [13] J. Čtyroký, et al., "Design of narrowband Bragg spectral filters in subwavelength grating metamaterials waveguides," *Optics express*, vol. 26, no. 1, pp. 179-194, January 2018.
- [14] P. Cheben, et al., "Bragg filter bandwidth engineering in subwavelength grating metamaterial waveguides," *Optics letters*, vol. 44, no. 4, pp. 1043-1046, February 2019.
- [15] C-L. Chen, *Foundations for guided-wave optics*, John Wiley & Sons, 2006.
- [16] L. Zavargo-Peche, et al., "Fourier based combined techniques to design novel sub-wavelength optical integrated devices," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 123, pp. 447-465, January 2012.