

Generación de SFL para MWP

Autor: Juan Sancho Durá

Director1: Dr. Salvador Sales Maicas

Director2: Dra. Ivana Gasulla Mestre

Resumen — En este trabajo se exhibe un estudio sobre SFL enfocado a aplicaciones de MWP y centrándonos en dos principales técnicas: los SOAs y el SBS. Se presenta la evaluación teórica y experimental de cualquier orden de distorsión armónica en un desfásador de SFL basado en el efecto del CPO que se produce en un SOA. El modelo teórico propuesto provee las pautas para el correcto diseño de desfásadores sintonizables de SFL sin distorsión, además de explorar las posibilidades del diseño de dispositivos capaces de generar señales a más alta frecuencia donde su fase pueda ser sintonizada. Diferentes implementaciones de filtrado óptico se han propuesto para mejorar el rendimiento de los desfásadores de microondas. La segunda técnica está basada en la reconfiguración dinámica de los filtros ópticos de microondas sintonizando su retardo básico, haciendo uso de SBS en SFL. Las medidas confirman que el rango espectral libre de un filtro cambia cuando el bombeo es aplicado. Los resultados muestran el potencial de la técnica de portadora separada en aplicaciones de fotónica de microondas.

Abstract —In this work its exhibited a study about SFL focused on MWP applications and we approach two main techniques: SOAs and SBS. The theoretical and experimental evaluation of any general order harmonic distortion in a SFL phase shifter based on CPO in a SOA device is presented. The theoretical model proposed provides useful guidelines for the proper design of distortion-free SFL tunable phase shifters, moreover it allows us to explore for the possibility of designing upconverting devices where the phase of the upconverted signal can be tuned. Different optical filtering implementations are proposed for enhancing the performance of microwave photonic phase shifters. The second technique is based on the dynamic reconfiguration of a Microwave Photonics filter by tuning its basic delay based on using SBS induced on slow light. The measurements confirm that the Free Spectral Range of the filter changes when the pump is applied. The results show the potential of the Separate Carrier Technique in Microwave Photonics applications.

Autor: Sancho Durá, Juan, email: juasandu@iteam.upv.es

Director 1: Sales Maicas, Salvador, email: ssales@ocom.upv.es

Director 2: Gasulla Mestre, Ivana, email: ivgames@iteam.upv.es

Fecha de entrega: 24-03-10

INDICE

I. Introducción 5

II. Conceptos básicos sobre SFL 8

III. Estado del arte de las tecnologías y aplicaciones en SFL 11

 III.1. Estructuras de cristal fotónico 2D..... 11

 III.2. Guías de onda en semiconductor 12

 III.3. Efectos no lineales en fibras 13

 III.4. Aplicaciones SFL 14

IV. SFL en SOAs 17

 IV.1. Conceptos básicos de CPO..... 17

 IV.2. Modelo teórico 18

 IV.3. Simulaciones y resultados experimentales 20

V. SFL en fibras utilizando SBS 27

 V.1. Filtros fotónicos de microondas..... 27

 V.2. Conceptos básicos del SBS..... 30

 V.3. Simulaciones y resultados experimentales 31

VI. Conclusiones y líneas futuras 36

 VI.1. Conclusiones 36

 VI.2. Líneas futuras 37

Agradecimientos 38

Referencias 39

Anexos..... 41

I. Introducción.

En los últimos años se ha producido un gran crecimiento del interés y la actividad, por parte de distintos grupos de investigación en todo el mundo, sobre la posibilidad de controlar la velocidad de la luz mediante diferentes tecnologías y fenómenos físicos. Este campo, conocido como *Slow & Fast Light* (SFL), ha dejado un gran impacto científico en las últimas décadas. En SFL, la velocidad de grupo de la luz se controla a través de la dispersión que sufre el índice de refracción en la estructura de un material o medio determinado [1].

Los primeros estudios teóricos y experimentales de SFL fueron desarrollados en el contexto de la óptica no lineal en los años 60s y principios de los 70s [2]. Sin embargo, el estudio más famoso, haciendo uso de la transparencia electromagnética inducida (*Electromagnetic Induced Transparency*, EIT), fue realizado por Hau [3] en 1999, demostrando una reducción de la velocidad de grupo de la luz a un valor comparable a la velocidad de un ciclista. Dicho logro, ligado al empleo de temperaturas muy bajas, presentaba como principal limitación un ancho de banda reducido (alrededor de algunos Hz), unos factores ambos muy importantes que limitaban el futuro rango de aplicaciones, en lo que al campo de las telecomunicaciones concierne. A partir de ese momento, las investigaciones en el ámbito de SFL empezaron a crecer, con el propósito de incrementar ese ancho de banda y desarrollar tecnologías SFL capaces de funcionar a temperatura ambiente. Algunos de los medios y tecnologías con los que hoy día se trabaja son: cristales fotónicos [4], guías de onda de semiconductor [5], y fibras ópticas, dónde el efecto SFL se obtiene explotando no linealidades, como la dispersión de Brillouin estimulada (*Stimulated Brillouin Scattering*, SBS) [6]. Recientemente se han propuesto fibras de dispersión desplazada (*Dispersion Compensation Fiber*, DCFs) [7], redes de difracción (*Fiber Bragg Gratings*, FBGs) [8] y cavidades acopladas [9] como medios capaces de implementar retardos sintonizables.

Las técnicas de SFL que están orientadas a la investigación de memorias ópticas y líneas de retardo variables tienen una aplicación directa en el campo de las Telecomunicaciones, como pueden ser la sincronización óptica, diversas técnicas de multiplexado, el almacenamiento óptico y las puertas lógicas. Sin embargo, a pesar de los importantes logros conseguidos hasta la fecha, un análisis crítico, basado en conocer las limitaciones de los enfoques actuales de SFL, llevó a la conclusión de que el estado del arte de los esquemas en SFL todavía no era capaz de soportar muchas de estas aplicaciones prácticas, como el almacenamiento óptico [10]. No obstante, todavía no se han podido aprovechar todas las capacidades del SFL, pero en un futuro próximo surgirán novedosas aplicaciones que permitan dar rienda suelta a ese gran potencial del que dispone. En este contexto, podemos encontrar actualmente, una serie de aplicaciones relevantes en el ámbito de la fotónica de microondas (*Microwave Photonics*, MWP) [11]. En particular, existe un gran número de aplicaciones donde se requiere el potencial de una desfaseador, sintonizable y de gran ancho de banda, capaz de producir desfases de hasta 2π entre la portadora y la subportadora de RF que transporta los

datos. A pesar de que esa subportadora suele estar ubicada lejos de la portadora óptica en términos de frecuencia de RF (del orden de decenas o centenas de GHz), la actual limitación de ancho de banda de muchas de las tecnologías disponibles en SFL no supone un serio inconveniente para la implementación de esta funcionalidad, ya que la información contenida en la subportadora se asume de banda estrecha. Por otra parte, SFL puede ser también considerada para otras muchas implementaciones en términos de requisitos de ancho de banda, como por ejemplo *True Time Delays* (TTD).

El principal objetivo del presente trabajo de investigación es ilustrar como algunas de las técnicas SFL, en concreto aquellas basadas en amplificadores ópticos de semiconductor y fibras basadas en el efecto no lineal de la dispersión de Brillouin estimulada, pueden ser utilizadas para habilitar algunas de las funcionalidades que se requieren en el campo de MWP (especialmente en el ámbito de los desfases) con los valores añadidos de sintonizabilidad y gran ancho de banda. Los hitos que se pretenden alcanzar en este trabajo de investigación, para mostrar la funcionalidad de estas tecnologías en el ámbito de las MWP, son los siguientes:

- Realizar un modelo teórico capaz de computar cualquier orden de distorsión armónica generada en el interior de un amplificador óptico de semiconductor basado en el efecto de CPO (*Coherent Population Oscillations*).
- Realizar una validación experimental del modelo propuesto para diferentes esquemas de filtrado óptico, índices de modulación y frecuencias de RF de trabajo.
- Mostrar alguna aplicación en el ámbito de MWP basada en el estudio de la distorsión armónica inducida por el SOA.
- Realizar un filtro óptico de microondas que permita sintonizar la respuesta del filtro y su FSR, basado en el efecto no lineal de SBS, producido en el interior de la fibra óptica.

Este trabajo de investigación se encuentra organizado, a partir de esta introducción, en cinco secciones principales. En primer lugar, se presentan los conceptos básicos relacionados con SFL, donde se pretende dar una visión general del porqué los desfases sintonizables y los TTDs son funcionalidades generales que dan soporte a todo tipo de aplicaciones en el ámbito de MWP. La sección III muestra el estado del arte actual en cuanto a tecnologías de SFL vigentes capaces de producir este efecto a temperatura ambiente y dar soporte a aplicaciones en MWP. Las tres claras líneas de investigación capaces de cumplir estos requisitos son: las estructuras de cristal fotónico 2D, las guías de onda de semiconductor y los efectos no lineales en fibras ópticas. Se muestra, además, el estado del arte de las aplicaciones que recientemente se han conseguido para MWP.

A continuación, en la sección IV, se realiza la descripción del trabajo realizado mediante la primera de las técnicas de SFL estudiadas, las guías ópticas de semiconductor. Se muestran los conceptos básicos del efecto encargado de generar los desfases en el interior del dispositivo, el CPO. Seguidamente se muestra el modelo desarrollado que, generalizando los resultados de [12], permite

la computación de cualquier orden de distorsión armónica, en un desfasador de SFL, basado en el efecto del CPO en un SOA. Debido a que muchas de las aplicaciones en MWP requieren operar con grandes índices de modulación, hemos considerado en nuestro modelo la distorsión armónica no deseada de hasta orden M , así como el correspondiente efecto del chirp introducido por un modulador externo, en lugar de asumir un dispositivo ideal. Hemos estudiado, mediante el análisis teórico y la evaluación experimental, diferentes esquemas de filtrado óptico antes y después del SOA con el objetivo de reducir la distorsión armónica y, al mismo tiempo, mejorar los desfases sobre la señal de microondas.

En la sección V se da una visión global del procesado en tiempo discreto de señales de microondas, estudiándose los conceptos básicos relativos a filtros fotónicos de microondas. Seguidamente se muestra segunda de las técnicas evaluadas en el presente trabajo de investigación, la dispersión de Brillouin estimulada resulta muy apropiada para la implementación de filtros de microondas, debido a que su reducido ancho de banda permite controlar de forma muy selectiva tanto la amplitud como la fase de una zona muy estrecha del espectro. A continuación, se muestran los resultados teóricos y experimentales del filtro sintonizable, tanto en FSR como en la posición de los nulos, mediante la dispersión de Brillouin estimulada.

Finalmente, en la última sección se realiza una recopilación de los principales resultados presentados y se plantean diversas líneas futuras de investigación en las que se pretende seguir trabajando.

II. Conceptos básicos sobre SFL.

Consideremos una onda plana monocromática de frecuencia angular ω propagándose a través de un medio con índice de refracción n :

$$E(z, t) = E_0 e^{j(kz - \omega t)} + c.c., \quad (1)$$

donde $k = n\omega/c$. La velocidad a la cual la onda se propaga, manteniendo todos los puntos de fase constantes, queda definida como la velocidad de fase v_p :

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}. \quad (2)$$

Esta definición es válida para una onda continua monocromática de una única frecuencia, pero cuando lo que atraviesa el medio, se trata de un pulso, la situación es más complicada. Mediante el teorema de Fourier, un pulso de duración τ está compuesto por un cierto rango de frecuencias, tal y como ilustra la Fig. 1. En esencia, podemos interpretar el pulso como el resultado de la interferencia constructiva y destructiva de varios componentes espectrales de Fourier. En el pico del pulso, los componentes tienden a sumarse en fase mientras que interfieren destructivamente en las faldas del mismo.

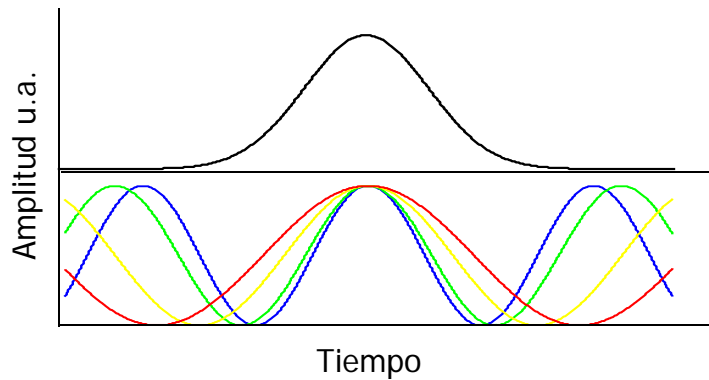


Fig.1. Interferencia de ondas senoidales para crear un pulso de luz.

En un material con un índice de refracción que depende de la frecuencia, cada una de esas frecuencias se propaga a una velocidad de fase diferente, de ese modo se crea la interferencia. Si $n(\omega)$ varía linealmente en función de ω , el efecto de la interferencia es el desplazamiento temporal del pulso con respecto al mismo pulso viajando a través del vacío, pero la forma del pulso permanece inalterada. El hecho de que el pulso se desplace temporalmente implica que está viajando a una velocidad diferente, conocida como velocidad de grupo v_g , la cual queda definida como:

$$v_g = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega}} \bigg|_{\omega=\omega_c} = \frac{c}{n_g}, \quad (3)$$

donde ω_c es la frecuencia central y n_g es el índice de grupo del material. Vemos como n_g difiere del índice de fase por el término que depende de la dispersión del índice de refracción.

Cabe destacar que cuando el medio muestra una dispersión normal ($\delta n/\delta\omega > 0$), es decir $v_g < c_0/n$, se suele emplear el término de propagación *slow light*, mientras que cuando la dispersión del medio es anómala ($\delta n/\delta\omega < 0$) $v_g > c_0/n$, se refiere a una propagación *fast light*. Es más, el índice de grupo puede incluso convertirse en negativo, esto sucede debido a una gran dispersión anómala, en ese caso se define como *negative light*. A primera vista, los casos donde $v_g > c_0$ y $v_g < 0$ parece que violen la causalidad de la teoría de la relatividad, sin embargo debe tenerse en cuenta que (1) es sólo válido para medios sin pérdidas. Cuando esto no ocurre, la velocidad de grupo puede diferir de la velocidad de la energía, de este modo no se produce ninguna violación de los principios fundamentales de la física.

La transformada de Hilbert, que relaciona parte real e imaginaria del índice efectivo de un determinado medio, es muy útil para entender los efectos de SFL que se producen en un dispositivo al ser atravesado por una señal óptica.

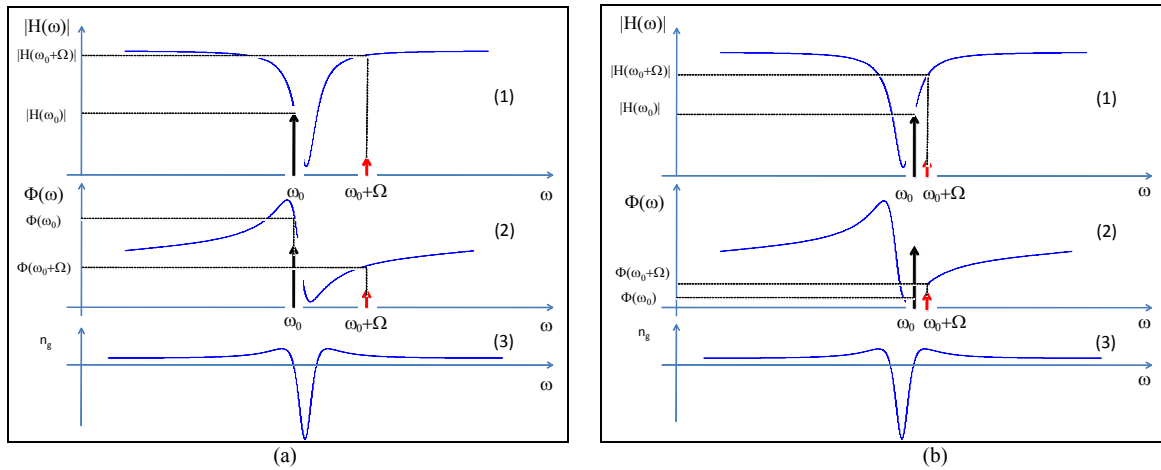


Fig. 2. Posiciones de la portadora y la banda lateral para obtener (a) un desfase de microondas y (b) *true time delay*. (1) Resonancia Lorenciana. (2) Respuesta en fase de la resonancia. (3) Variación del índice de grupo en las proximidades de la resonancia.

Dado un medio o dispositivo que muestre un nulo en amplitud o resonancia, generará un desfase y una respuesta en retardo de grupo con una forma similar a las de la Fig. 2. Observando la variación del índice de grupo, queda reflejado que el margen de frecuencias para las cuales es significativo el efecto de SFL está limitado a un rango próximo a la condición de resonancia. En la Fig. 2 (a) se ilustra, por ejemplo, como implementar un desfasador de microondas sintonizable en un medio fotónico resonante con una función de transferencia dada por $H(\omega)$. En este caso, se emplea una señal de banda lateral única (SSB), la cual podría consistir en una portadora óptica de frecuencia angular ω_0 y una banda lateral en RF a la frecuencia $\omega_0 + \Omega$, donde Ω representa la frecuencia angular de la señal moduladora de RF.

Si introducimos el siguiente campo eléctrico a la entrada del medio resonante:

$$E_{in}(t) = E_0 e^{j\omega_0 t} (1 + m e^{j\Omega t}), \quad (4)$$

donde E_0 es la amplitud de la portadora óptica y m el índice de modulación de RF, la señal batida en el fotodetector a la salida del medio será proporcional a

$$i_{RF}(t) \propto |E_0|^2 |H(\omega_0)| m \cos(\Omega t - \Delta\Phi(\omega_0)). \quad (4)$$

De este modo, cambiando o sintonizando la posición de la portadora óptica con respecto a la resonancia del filtro, cambiamos el desfase aplicado a la banda lateral.

Si lo que deseamos conseguir es *true time delay*, portadora y banda lateral moduladora deben ubicarse en el interior de la resonancia del filtro, como muestra la Fig. 2 (b). Si aproximamos la variación de fase a través de una serie de Taylor de orden uno:

$$\Phi(\omega_0 + \Omega) \approx \Phi(\omega_0) + \Omega \left. \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \Phi(\omega_0) + \tau_g \Omega, \quad (5)$$

donde τ_g representa el valor del retardo de grupo del filtro, a la salida del sistema obtendríamos una fotocorriente, debida nuevamente al batido de las señales que al atravesar el medio SFL llegan al fotodetector, proporcional a:

$$i_{RF}(t) \propto |E_0|^2 |H(\omega_0)H(\omega_0 + \Omega)| m \cos(\Omega(t - \tau_g)), \quad (6)$$

por lo que cambiando la posición de la portadora óptica podremos sintonizar el retardo sobre la subportadora de RF.

En SFL se proponen una serie de dispositivos MWP que serán aplicados a enlaces radio sobre fibra analógicos, por lo que es necesario evaluar su impacto mediante una serie de figuras de mérito [13]:

- *Retardo temporal máximo*: $\Delta\tau = L/c_0(n_g^{SFL} - n_g)$, donde L es la longitud del dispositivo, n_g es el índice de grupo en ausencia de efecto SFL y n_g^{SFL} es el índice de grupo cuando el efecto SFL es máximo.
- *Retardo x ancho de banda máximo*: $\Delta\tau B$, donde B es el ancho de banda del efecto SFL.
- *Retardo fraccional*: $\Delta\tau/T_0$, donde T_0 es el ancho de pulso inicial.
- *Retardo x ancho de banda máximo / Pérdidas*: $\Delta\tau B/L$. Las pérdidas son un parámetro importante a tener en cuenta en los efectos SFL. La relación entre los cambios de amplitud y el índice de grupo pueden ser descritas recurriendo a las relaciones de *Kramers-Kroenig*.
- *Distorsión*: La señal óptica puede ser distorsionada al atravesar un dispositivo SFL. En una transmisión digital, la distorsión puede ser evaluada mediante el diagrama de ojos, mientras que para señales analógicas se requiere la caracterización del efecto de la distorsión armónica y la intermodulación.

III. Estado del Arte de las tecnologías y aplicaciones en SFL.

III.1. Estructuras de cristal fotónico 2D.

La tecnología de membrana en cristal fotónico (*Photonic Crystal*, PhC) combina el patrón de una retícula de agujeros sobre un material de semiconductor con la eliminación de la capa propicia, resultando en una capa extremadamente delgada suspendida en el aire, tal y como muestra la Fig. 3. Este material nano-estructurado tiene propiedades ópticas únicas, las cuales pueden variar dentro de un amplio abanico dependiendo del diseño de fabricación. Roturas locales de la periodicidad de la estructura producen guías de onda, mientras que localizaciones producen cavidades resonantes.

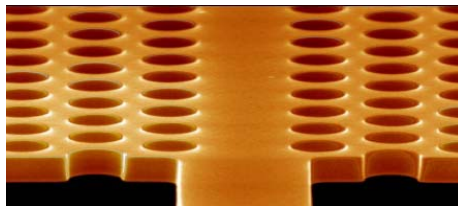


Fig.3. Guía de cristal fotónico 2D.

Un rasgo característico de las estructuras de PhC es poder alcanzar factores de calidad Q elevados en micro-cavidades con volúmenes muy reducidos, del orden de $(\lambda/n)^3$. El factor de calidad de estas cavidades es una buena figura de mérito de la calidad del procesado óptico de la señal de microondas. Hoy en día el límite está relacionado con las pérdidas extrínsecas originadas por los materiales y por los errores en los procesos de fabricación. En este contexto, Thales S.A. ha desarrollado un proceso de alta calidad para el procesado de PhC en semiconductores de tipo III-V y ha conseguido una Q por encima de 7×10^5 en cavidades de GaAs, que es muy superior a los valores conseguidos hasta la fecha para este tipo de materiales. El ejemplo más avanzado de integración, en cuanto a demostrar la compleja funcionalidad no lineal de este tipo de estructuras, es la ultra-rápida puerta óptica no lineal lograda por el consorcio FESTA.

A pesar de que el potencial de las estructuras PhC para conseguir reducir la velocidad de grupo se logró muy pronto, la primera demostración experimental tuvo que esperar a los grandes adelantos de diseño y fabricación de la última década. La primera evidencia (v_g próximo a $c/90$) fue presentada en el 2001 [4], pero sobre una pequeña sección de guía de onda ($\sim 40 \mu\text{m}$). A través del análisis de la compresión de un pulso, para incrementar su potencia de pico, se demostró la primera observación de SL en estructuras de PhC con absorción de tres fotones (ThPA) [14]. Los moduladores ultra-compactos han sido demostrados basados en esta propiedad, sin embargo, para poder avanzar en el progreso de SFL es necesario reducir el desorden inherente de estas estructuras, ya que el cual, de acuerdo con recientes investigaciones, se escala a valores mayores que v_g^{-2} . Además, estas estructuras sólo son capaces de generar un retardo fijo (a una longitud de onda dada). Recientemente se han desarrollado estudios sobre la caracterización básica de los PhC y su desorden. En concreto

[15] muestra y analiza medidas y mapas de reflectometría (frecuencia-retardo) de membranas de GaAs PhC, caracterizando el desorden inducido de la estructura a partir de la velocidad de grupo.

III.2. Guías de onda en semiconductor.

Las guías de semiconductor constituyen una de las tecnologías SFL más prometedoras ya que ofrecen anchos de banda de decenas de GHz, lo cual es mucho mayor de lo que otras tecnologías SFL, basadas en otros mecanismos físicos, consiguen. Hay que tener en cuenta que además de la potencia óptica de bombeo, la inyección de corriente al dispositivo permite controlar la velocidad de la luz, lo cual provee otro grado de libertad para la manipulación de la señal óptica. Las estructuras basadas en semiconductor dan soporte a los requisitos en cuanto a frecuencia y funcionalidad de las aplicaciones MWP, además de permitir la integración en chip con otro tipo de dispositivos, abaratando por consiguiente los correspondientes costes de fabricación.

Una de las primeras demostraciones experimentales de SFL en semiconductores, haciendo uso de los efectos de las oscilaciones coherentes de la población, a frecuencias de MHz, fue mediante un *electro-absorber* (EA) [5]. El retardo que se consigue para un solo dispositivo, se mostró que estaba limitado por el tiempo de vida de los portadores, reportando grandes limitaciones en cuanto a almacenamiento de bit pero siendo capaz de generar un desfase significativo en señales de microondas. En los últimos años se ha producido un gran avance respecto al control de la velocidad de la luz en este tipo de guías ópticas y se han conseguido desfases controlables próximos a 200° a la frecuencia de 1GHz [16] y 110° a 4GHz [17]. Empleando guías de onda con alimentación positiva, como son los amplificadores ópticos de semiconductor, se consigue *fast light* y barriendo desde la zona inversa a la positiva es posible aumentar el desfase [16]. En este caso, la frecuencia de operación estará limitada al tiempo de vida de los portadores en la cavidad, que para guías con alimentación inversa (o EAs) está limitada a unos 10 ps o menos, y en el caso de alimentación positiva (SOAs) es posible obtener del orden de 100 ps o más. [17] propone la combinación de EAs y SOAs para generar desfases a altas frecuencias y poder compensar las pérdidas de la estructura. Recientemente se han conseguido desfases próximos a los 180° a frecuencias que exceden los 100 GHz, haciendo uso de la modulación cruzada de ganancia en los SOAs [18].

Diversos estudios demuestran que cuando las dos bandas laterales de una señal modulada son detectadas tras propagarse por el dispositivo, la dinámica del índice de refracción no juega un papel importante en el desfase de la señal de microondas [5]. Sin embargo, se han desarrollado experimentos [19] que reflejan que el efecto del índice de refracción, mediante las correlaciones de fase inducidas por el mezclado de ondas en el interior del dispositivo, puede ser explotado para incrementar el grado de control de la velocidad de la luz. Esos experimentos se basan en introducir un filtrado óptico antes de la foto-detección, eliminando una de las bandas laterales, mejorando así el desfase final de la señal de RF de unos 20° hasta 150° a 19GHz.

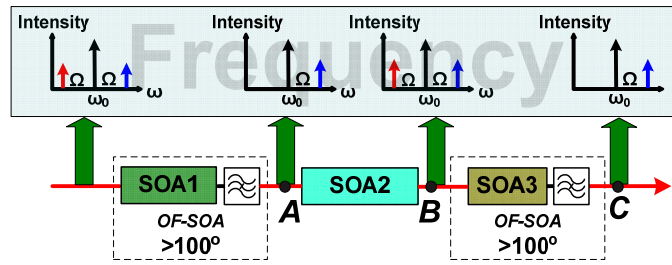


Fig.4. Configuración para incrementar el desfase de RF colocando en cascada dos secciones de desfasadores de semiconductor.

Para conseguir alcanzar los 360° de desfase sobre la señal de microondas, requeridos en muchas aplicaciones de MWP, se han realizado investigaciones sobre las posibilidades de ubicar diversos elementos desfasadores basados en SOAs en cascada. En concreto [20] lo consigue poniendo dos etapas de desfase y añadiendo una etapa intermedia de regeneración. El esquemático del experimento se muestra en la Fig. 4, donde se aprecia que a la salida de la primera etapa, para incrementar el desfase haciendo uso del filtrado óptico, la banda lateral roja ha sido suprimida, por lo que es necesario regenerarla para poder introducir la señal en una nueva etapa desfasadora; esto se consigue con un SOA intermedio que, explotando la propiedad del mezclado de cuatro ondas (FWM), permite crear nuevamente la banda suprimida. De este modo se consigue realizar un desfasador óptico de microondas de 360° en un ancho de banda de más de 10 GHz.

III.3. Efectos no lineales en fibras.

Para muchas aplicaciones en MWP, las fibras ópticas se convierten en uno de los medios SFL preferidos, debido a sus bajas pérdidas, su gran ancho de banda y al hecho de ser un elemento capaz de almacenar durante largo tiempo la señal que la atraviesa.

La dispersión de Brillouin estimulada y la amplificación paramétrica de banda estrecha (NBOPA) son los efectos más importantes de SFL basados en fibras ópticas. El primero es un proceso flexible y eficiente que, a pesar de ofrecer muchas posibilidades a la hora de manipular señales de microondas, presenta como principal inconveniente un reducido ancho de banda. Sin embargo, la segunda de las tecnologías es capaz de generar retardos sintonizables sobre señales de gran ancho de banda, como por ejemplo señales digitales, si bien lleva asociado como contrapartida la necesidad de reducir al máximo las posibles imperfecciones presentes en la fibra óptica para su correcto funcionamiento.

El esquema de SFL basado en SBS que más comúnmente se ha adoptado [6], ofrece un proceso eficiente y flexible, donde el retardo y el ancho de banda pueden ser sintonizados mediante la modulación de la potencia óptica. Debido a las características dispersivas y birrefringentes de la fibra óptica, un estricto control del estado de la polarización es crucial para realizar SFL mediante estos efectos no lineales. A través de un riguroso análisis vectorial es posible examinar la amplificación, atenuación y las propiedades de la polarización en SBS sobre fibra monomodo estándar [21]. El análisis, acompañado por simulaciones y resultados experimentales muestra que, los diferentes

retardos experimentados por los estados de polarización correspondientes al máximo y mínimo valor de ganancia, pueden degenerar, en algunos casos, en la distorsión de los pulsos que atraviesan el medio. Esta distorsión, debida a la dispersión, produce un ensanchamiento significativo sobre el pulso y limita el máximo retardo que es capaz de conseguir el sistema. Para superar esta limitación, se ha estado llevando a cabo un sustancial esfuerzo investigador y se han podido demostrar diversas estrategias para reducir la distorsión en sistemas lineales de SFL. Recientes trabajos teóricos y experimentales han intentado conseguir el no-ensanchamiento de los pulsos en este tipo de sistemas, pero [22], haciendo uso del análisis de Fourier, pone de manifiesto las limitaciones físicas que impiden la total y completa compensación de este ensanchamiento. La inversión temporal de datos que originalmente fue explotada a bajas frecuencias, ha sido demostrada a frecuencias de microondas, gracias al almacenamiento en SBS [31]. Este novedoso proceso, basado en la generación un *grating* dinámico de Brillouin, es capaz de generar grandes retardos sintonizables.

Por otro lado, diferentes estudios sobre NBOPA han dado lugar a la correcta comprensión teórica del proceso y sus limitaciones [23]. Estos estudios han cuantificado la influencia de determinados inconvenientes del efecto, como son el acoplo de la dispersión de Raman con la OPA, las variaciones longitudinales lineales y no lineales de los parámetros de propagación y la birrefringencia aleatoria. Recientes estudios teóricos han sido capaces de evaluar y determinar los parámetros físicos capaces de mitigar estos efectos haciendo uso de fibras *spun* y altamente birrefringentes [24]. Además de las ya utilizadas fibras mantenedoras de polarización y de dispersión desplazada, se han creado nuevos diseños que mejoran las prestaciones del efecto NBOPA, se trata de fibras mantenedoras con núcleos elípticos.

III.4. Aplicaciones SFL.

Las aplicaciones MWP están directamente enfocadas a esos conceptos donde las soluciones ópticas son superiores a las electrónicas y donde el control sobre la amplitud y la fase de la señal moduladora de RF pueden llevar a nuevas e inexploradas posibilidades. Algunas de las áreas MWP de gran avance incluyen TTD para alimentación de antenas y *Ultra Wide Band* (UWB); complejos filtros de microondas para diferentes rangos de frecuencia; fuentes de alta frecuencia como son los osciladores opto-electrónicos (OEO) sintonizables y muestreadores ópticos de gran ancho de banda.

El conformado de haz, sobre un amplio ancho de banda (GHz) de un *Phased Array Antenna* (PAA) precisa del control sobre el retardo o una combinación de fase y retardo de las señales que alimentan las antenas. Para compensar el tamaño de estas antenas es necesario poder aplicar retardos del orden del ns. Además, para obtener altos niveles de lóbulo principal a secundario se precisan, al menos, 6 bits de resolución de fase en un rango de 0 a 2π . En las últimas décadas se han propuesto muchos enfoques sobre redes ópticas de conformado de haz (OBFN) teniendo en cuenta estas consideraciones. [25] consigue OBFN coherente haciendo uso de una portadora óptica de frecuencia dual para generar desfases distribuidos a lo largo de las antenas. La generación de TTD, mediante

elementos dispersivos como las FBGs, por ejemplo, tiene la ventaja de poder generar los diferentes retardos en una misma fibra. Como desventaja encontramos en este caso la escalabilidad en cuanto a la fabricación, ya que se requieren elementos lo más parecidos posible. Otra forma de generar TTD es mediante líneas de retardo conmutadas basadas en conmutadores opto-electrónicos que hacen uso de fibras ópticas como líneas de retardo o líneas en espacio abierto [26]. Esta técnica es capaz de proveer un control digital sobre las longitudes de los caminos experimentados por la señal de microonda que las atraviesa.

Una de las aplicaciones más interesantes de MWP es la posibilidad de implementar filtros sintonizables y reconfigurables que barran diferentes regiones del espectro electromagnético, desde bajas frecuencias hasta la región de microondas [11]. En los filtros de MWP la subportadora de RF, transportada por una o varias portadoras ópticas, sufre cambios de amplitud y fase mediante diferentes dispositivos fotónicos y sus muestras finalmente se combinan en el fotodetector. Ya ha sido demostrado que los dispositivos SFL son capaces de introducir una desfase sintonizable sobre una subportadora de RF, ya sea en fibra [6] o en semiconductor [17]. El primero fue capaz de generar un desfase de 220°, mientras que el segundo únicamente de 110°. La Fig. 5 muestra el esquemático y unas capturas sobre el funcionamiento de un filtro óptico a 30 GHz totalmente sintonizable [27]. Esto se consigue haciendo uso de una cascada de SOAs capaz de generar un desfase de más de 360°. El filtro *notch*, con un 100% del ancho de banda fraccional sintonizable, es capaz de ajustarse sin modificar la forma de la respuesta espectral.

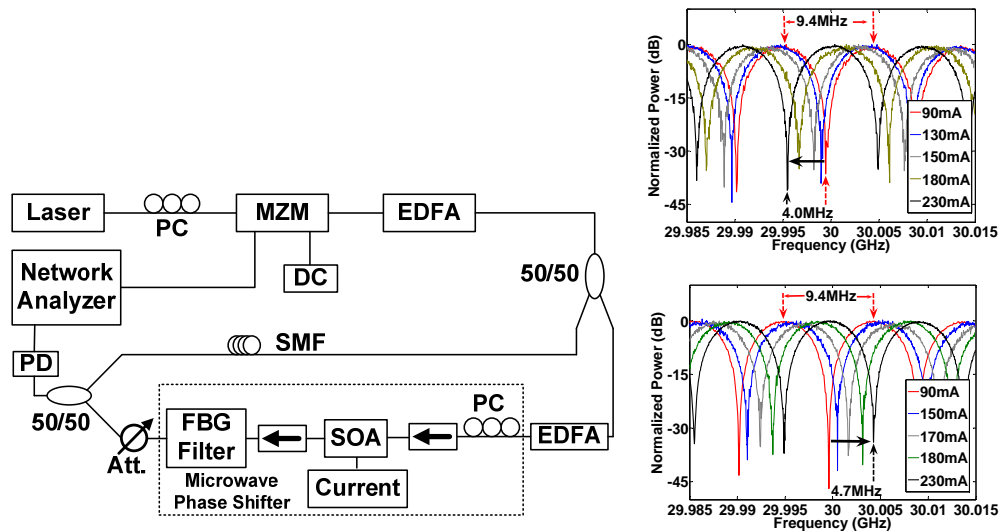


Fig.5. Montaje y respuesta de un filtro *notch* sintonizable de dos etapas.

Los OEOs hace décadas que se vienen implementando sobre largas cavidades de fibra, los más avanzados se han convertido en productos reales usados en aplicaciones espaciales como competidores de los relojes atómicos. Técnicas relacionadas haciendo uso de foto-transistores y osciladores acoplados han permitido conseguir señales de microondas muy puras y pulsos ópticos con reducido *jitter*. Recientemente se ha propuesto [28] un oscilador opto-electrónico sintonizable mediante una cavidad SL basada en las características del CPO en los SOAs. El modelo del oscilador

está caracterizado en términos de su rango de frecuencias sintonizables y su ruido de fase. Estas dos características están limitadas por las condiciones SFL del elemento y la longitud en fibra del oscilador. Se ha demostrado un rango de sintonización de 3 MHz con 10 GHz de frecuencia central del oscilador.

SFL también se emplea en sistemas de muestreo para dar soporte a las limitaciones en cuanto a ancho de banda de los sistemas electrónicos. Algunas de las soluciones de muestreo todo-óptico han sido investigadas durante años y la principal limitación de estos sistemas son el *jitter* de los cortos pulsos de muestreo y la precisión de la sincronización. Se han desarrollado métodos de muestreo síncronos capaces de realizar barridos a resoluciones de picosegundos pero únicamente son válidos para limitados periodos de tiempo. En [29] se han propuesto diferentes combinaciones de líneas de retardo sintonizables, que han sido usadas para el alineamiento de los pulsos que forman el sistema de muestreo.

IV. SFL SOAs.

IV.1. Conceptos básicos de CPO.

El efecto del CPO se basa en la interferencia directa entre dos haces, el bombeo (*pump*) y la sonda (*probe*), como se muestra en la Fig. 6. La interferencia produce oscilaciones coherentes de la población a la frecuencia de batido.

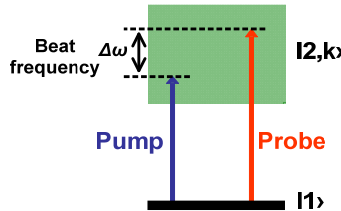


Fig.6. Diagrama de niveles del efecto CPO.

Especialmente en una guía de onda de semiconductor la densidad de portadores de las bandas de conducción y valencia oscilarán a la frecuencia de batido determinada por la frecuencia de desintonía $\Delta\omega$. Por lo tanto, estas oscilaciones alterarán la absorción en los EAs o la ganancia en los SOAs. El ancho de banda de ese agujero está caracterizado por la inversa del tiempo de vida de los portadores τ_s y conduce a un gran cambio sobre la dispersión del índice de refracción, el cual finalmente se traduce en un efecto SFL, como se ilustra en la Fig. 2.

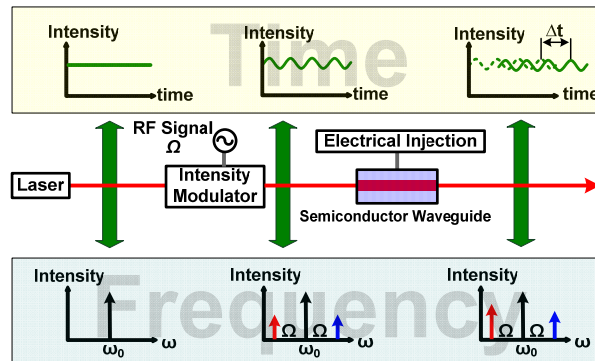


Fig.7. Esquema experimental para realizar efectos de SFL en guías de onda de semiconductor.

Con el propósito de dar soporte al efecto del CPO en el ámbito de las aplicaciones de MWP, la fuerte señal de bombeo y la débil sonda son generadas a través de la modulación de intensidad de alta velocidad, como muestra la Fig. 7. La señal óptica generada por un láser de onda continua es modulada por una señal de microondas a la frecuencia angular Ω , en el dominio del tiempo esto se traduce en que a la señal óptica se le añade la envolvente de la señal de microondas; mientras que en el dominio de la frecuencia, la señal óptica modulada se comprime en una fuerte portadora a la frecuencia ω_0 , y dos débiles bandas laterales, una roja en $\omega_0-\Omega$ y una azul ubicada en $\omega_0+\Omega$. La portadora actuará como bombeo, mientras que las dos bandas laterales como sondas. Debido a la modulación de intensidad, la ganancia/absorción (SOAs/EAs) y el índice de refracción sufren una

modulación temporal, generando dicho *grating* temporal dispersión sobre el fuerte bombeo a ω_0 . Los componentes dispersados a las frecuencias de las bandas laterales modificarán las susceptibilidades vistas por las sondas, la magnitud de esta modificación estará controlada por la inyección eléctrica o la potencia óptica de bombeo. Por lo tanto, tras la propagación por la guíaonda de semiconductor, la envolvente de la señal experimentará un retardo o adelanto Δt , que corresponde a un desfase de la señal de microondas $\Delta t\Omega$.

El efecto del CPO posee el inconveniente de generar indeseados términos de distorsión armónica a la salida del dispositivo. Por otro lado, como un reciente estudio numérico indica [12], los acoplos que se producen entre el término fundamental y los armónicos en el interior del semiconductor, llevan a la reducción del esperado desfase de microondas.

IV.2. Modelo teórico.

Con el propósito de realizar un completo un análisis de la distorsión no lineal en los SOAs, es necesario disponer de un modelo capaz de describir el impacto de la distorsión armónica de cualquier orden generada en un desfasador de SFL mediante el efecto del CPO. Así pues, el modelo desarrollado parte, con el fin de obtener una buena validación experimental, de las expresiones generales de un modulador de electro-absorción (EAM) de doble brazo y sin chirp. Asumimos un campo eléctrico a la entrada del dispositivo semiconductor dado por la salida del modulador, donde cada una de las señales de voltaje aplicadas a cada uno de los electrodos están compuestas por un término de *bias* y una señal de RF, caracterizada por la misma amplitud V_{RF} y frecuencia Ω , pero con diferentes fases iniciales, ϕ_1 y ϕ_2 ,

$$\begin{aligned} V_1(t) &= V_{DC_1} + V_{RF} \cos(\Omega t + \phi_1), \\ V_2(t) &= V_{DC_2} + V_{RF} \cos(\Omega t + \phi_2). \end{aligned} \quad (7)$$

El campo eléctrico a la salida del modulador viene dado por:

$$E_{out}(t)|_{EOM} = \frac{E_s}{2} e^{-j\frac{\pi}{V_\pi} \left[\frac{V_1(t)+V_2(t)}{2} \right]} \cos \left[\frac{\pi}{V_\pi} \left(\frac{V_1(t)-V_2(t)}{2} \right) \right] \quad (8)$$

donde E_s representa la intensidad óptica de la señal generada por láser $I_s = |E_s|^2$ y V_π es el voltaje de cuadratura. Expandiendo el coseno de (8) en términos de funciones de Bessel de primer orden, obtenemos:

$$E_{out}(t)|_{EOM} = \begin{cases} \frac{E_s}{2} \cos(\phi_1) J_0(m), \text{ componente de DC} \\ E_s \cos(\phi_1) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(m) \cos[2n(\Omega t + \phi_1)], \text{ armónicos de orden par} \\ E_s \sin(\phi_1) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(m) \cos[(2n-1)(\Omega t + \phi_1)], \text{ armónicos de orden impar} \end{cases} \quad (9)$$

donde $\phi_a = (V_{DC_1} + V_{DC_2})\pi / 2V_\pi$, ϕ representa el voltaje de bias normalizado $\phi = (V_{DC_1} - V_{DC_2})\pi / 2V_\pi$, y el índice de modulación queda definido como $m = V_{RF}\pi / V_\pi$. Para la correcta validación del modelo, las expresiones generales de (9) serán aplicadas al caso de un modulador sin chirp. Esta ausencia de chirp en el modulador se consigue aplicando un voltaje en ambos electrodos de la forma $V_1(t) = -V_2(t)$.

Si consideramos una distorsión armónica de orden M , el campo en el interior de la cavidad del SOA puede ser expresado como:

$$E(t, z) = \sum_{k=-M}^M E_k e^{-j[(\omega_0 + k\Omega)t - \beta_k z]} \quad (10)$$

donde ω_0 es la frecuencia de la portadora óptica, Ω es la frecuencia de modulación y β_k es la constante de propagación del campo complejo con amplitud E_k , cuyo valor inicial ($z=0$) se obtiene de (9). Asumiendo un perfecto ajuste de fases entre los diferentes términos de RF, podemos expresar la intensidad del campo en la cavidad como una función periódica, la cual oscila con una frecuencia fundamental Ω y se extiende desde $-2M\Omega$ hasta $2M\Omega$,

$$|E(t, z)|^2 = \sum_{m=-2M}^{2M} S_m e^{-jm\Omega t} \quad (11)$$

siendo:

$$S_m = \sum_{k=-M+m}^M E_k E_{k-m}^* \quad (12)$$

Podemos asumir que la densidad de portadores en el interior del SOA viene dada pues por

$$N(t) = \sum_{m=-2M}^{2M} N_m e^{jm\Omega t} \quad (13)$$

y, por lo tanto, el coeficiente de ganancia, oscila siguiendo una variación similar a (11), el cual puede ser obtenido sustituyendo (11) y (13) en la bien conocida ecuación de tasa de portadores:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_s} - \Gamma a (N - N_{tr}) |E|^2 \quad (14)$$

siendo I la corriente de inyección, e la carga del electrón, V el volumen de la región activa, τ_s el tiempo de vida de los portadores, Γ el factor de confinamiento, a la ganancia diferencial y N_{tr} el valor de la densidad de portadores de transparencia. Hay que tener en cuenta que las transiciones entre las bandas en el interior del dispositivo, como consecuencia del *spectral hole-burning* [18], han sido despreciadas, lo que implica que la densidad de portadores se asume linealmente dependiente de la intensidad óptica. La identificación del término de población para cada componente en frecuencia de (14) conduce a los coeficientes para la evolución dinámica de la ganancia g_m

$$g(t) = \sum_{m=-2M}^{2M} g_m e^{-jm\Omega t}. \quad (15)$$

Así pues, para la componente en DC se tiene:

$$g_0 = \frac{\Gamma \bar{g}}{1 + S_0 / P_{sat}} \quad (16)$$

donde $\Gamma \bar{g}$ es la ganancia modal sin saturar y la potencia de saturación queda definida como $P_{sat} = 1/(\Gamma a \tau_s)$; mientras que para el resto de términos oscilantes tenemos:

$$g_m = -g_0 \frac{S_m / P_{sat}}{1 + S_0 / P_{sat} - jm\Omega \tau_s}. \quad (17)$$

Sustituyendo (7) y (15) en la ecuación de propagación lenta obtenemos una serie de ecuaciones diferenciales acopladas, la cuales pueden ser resueltas mediante métodos numéricos como Runge-Kutta:

$$\frac{dE_k}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_{int} E_k + \frac{(1-j\alpha)}{2} \sum_{m=-M+k}^{M+k} g_m E_{k-m}, \quad (18)$$

donde γ_{int} corresponde a las pérdidas de la guía y α al factor de ensanchamiento de línea del SOA.

IV.3. Simulaciones y resultados experimentales.

Con el propósito de validar el modelo anteriormente descrito, ensamblamos en el laboratorio el montaje que ilustra la Fig. 8. Un láser de onda continua a 1550 nm ha sido modulado mediante un tono de microondas a 7 GHz, usando un modulador Mach-Zender sin chirp. La justificación de la frecuencia de modulación radica en que el ancho de banda del dispositivo de medida era de 21GHz, por lo que para poder medir hasta el tercer armónico de la frecuencia fundamental estábamos limitados a 7 GHz. El modulador está caracterizado por $V_{\pi}=4V$ y $V_{DC}=0.4975 \cdot V_{\pi}$. La tensión de bias difiere ligeramente del punto de cuadratura ($V_{DC}=0.5 \cdot V_{\pi}$) con el propósito de validar el caso en el que exista un valor significativo de distorsión armónica de tercer orden a la entrada del SOA. Se ha utilizado un índice de modulación del 14% para garantizar niveles de distorsión bajos y a la vez suficiente potencia de RF para detectarse por encima del nivel de ruido.

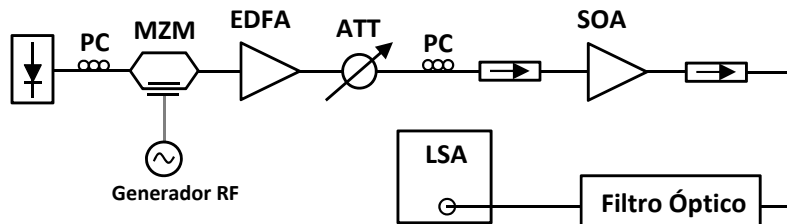


Fig.8. Esquema del montaje experimental para validar el modelo teórico.

El SOA de *CIP photonics* posee una potencia de saturación de 15 dBm y un ancho de banda de SFL próximo a los 10 GHz. Se le ha fijado una corriente de inyección máxima de 450 mA. Algunos de los parámetros usados en el modelo son $\alpha=6$, $L=500$ micras, $\gamma_{int}=3.65/L$ (1/m) y $\Gamma\bar{g}=5.2/L$ (1/m). El desfase generado en la señal de microondas puede ser controlado ópticamente mediante la potencia de onda continua a la entrada del SOA: altas potencias de entrada al dispositivo resultan en altos cambios de fase. Para controlar este parámetro en nuestras medidas hemos usado un amplificador de fibra dopada de erbio (EDFA) como alimentador y un atenuador variable. La potencia de entrada al SOA ha sido variada desde el régimen lineal al de saturación. Los niveles de armónicos han sido medidos usando un analizador de señal óptico (LSA).

La Fig. 9 muestra los resultados medidos experimentalmente y las simulaciones, mediante el modelo descrito anteriormente, para el armónico fundamental, de segundo y de tercer orden. Como se observa en la figura, el punto más relevante radica en el considerable incremento del segundo armónico a la salida del SOA. Mientras que el primer y tercer armónico aumentan su nivel de potencia de forma similar, tanto en régimen lineal como en saturación, la evolución del segundo armónico no sigue estas mismas pautas; no sólo aumenta más que el resto, sino que además posee un comportamiento dependiente del régimen de saturación del SOA.

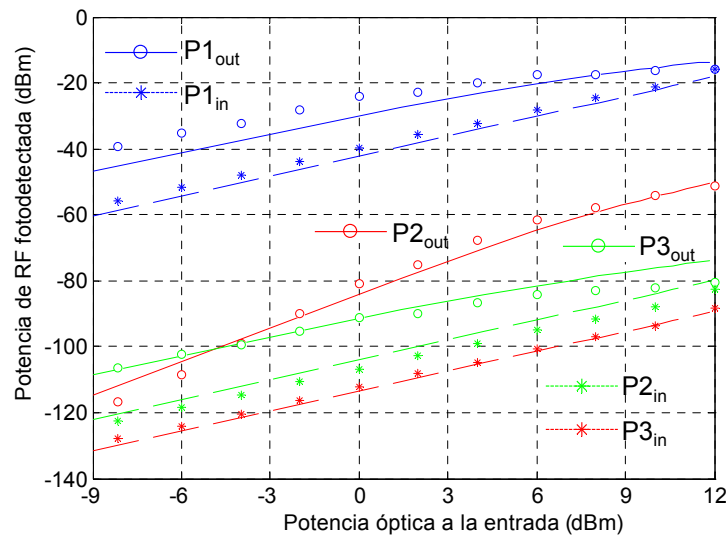


Fig.9. Resultados teóricos y experimentales de la distorsión armónica antes y después del SOA. Las líneas discontinuas representan los armónicos calculados antes del SOA, mientras que las líneas sólidas son los armónicos calculados después del SOA. Los círculos y asteriscos muestran los resultados experimentales. P_k denota la corriente fotodetectada antes y después del SOA a la frecuencia $k\Omega$.

La explicación del rápido incremento de $P2_{out}$ está relacionada con los desfases añadidos a $E(\omega_0 \pm 2\Omega)$ y $E(\omega_0 \pm \Omega)$ por el SOA a diferentes potencias ópticas de entrada. El efecto del CPO está detrás del hecho de que la fase añadida a los campos eléctricos dependa de la frecuencia. De la literatura [27] se sabe que los desfases pueden ser sintonizados variando la potencia óptica de entrada o bien la inyección de corriente eléctrica, por lo tanto, el SOA cambia las fases de las

diferentes contribuciones que generan el segundo armónico 2Ω , llevando a un considerable incremento de su valor comparado con el tono fundamental.

Se ha demostrado que la incursión de un filtro óptico a la salida del SOA incrementa el desfase de la señal de microondas [19]. El filtro óptico selecciona la banda azul, como se muestra en el añadido de la Fig. 10 (a), debido a que el desfase inducido en $E(\omega_0 + \Omega)$ es mayor que el inducido en $E(\omega_0 - \Omega)$, creando de este modo, un amplio rango de desfases sobre el tono de microondas a Ω . Esta propuesta ha sido provada satisfactoriamente para el régimen de pequeña señal, sin embargo, si esto no se puede asumir, el filtro óptico rompe el balance entre las fases de los distintos campos electricos, $E(\omega_0 \pm K\Omega)$, a la salida del EOM, creando una gran distorsión de segundo orden, como muestra la Fig. 10 (a). Comparando los resultados de la Fig. 9 y 10 (a), observamos un considerable incremento de $P2_{out}$ el cual puede comprometer el funcionamiento del desfasador.

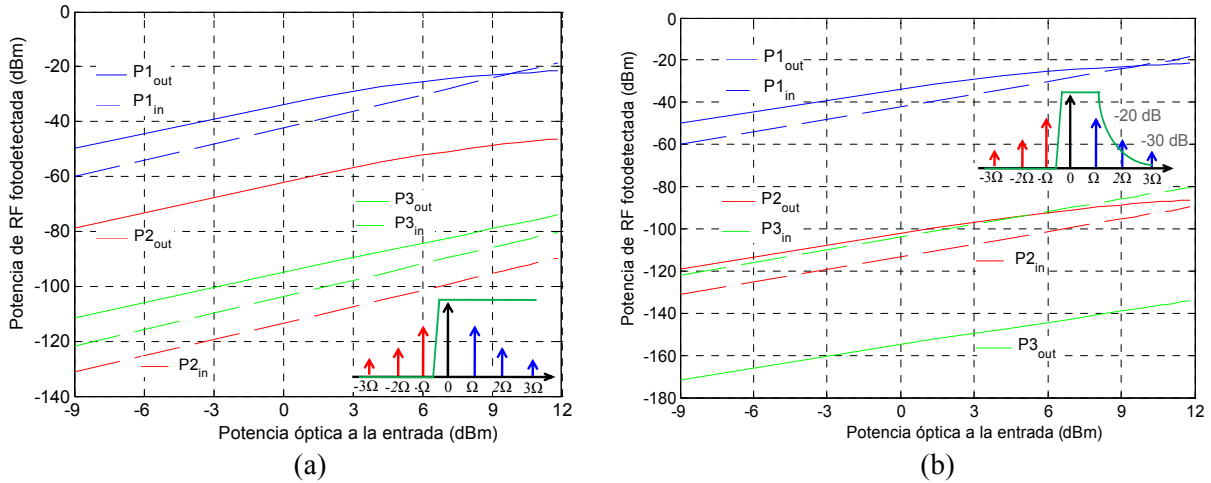


Fig.10. Potencia de RF fotodetectada para el tono fundamental a Ω , segundo y tercer armónicos en función de la potencia óptica antes y después del SOA, para dos esquemas de filtrado diferentes a la salida del SOA.

Para vencer este efecto tan perjudicial de distorsión armónica se propone una ligera modificación del filtro óptico ubicado a la salida del SOA, como muestra el añadido de la Fig. 10 (b). En esa misma figura se ilustran los mismos resultados que para la Fig. 10 (a), pero haciendo uso de la nueva configuración de filtrado. Comparando los resultados de las Fig. 10 (a) y (b), podemos apreciar, tal y como era de esperar, cómo el nivel del segundo armónico se ha reducido significativamente (más de 40 dB).

El modelo propuesto nos proporciona la posibilidad de explorar el diseño de dispositivos que permiten aumentar su frecuencia de trabajo, donde la fase de esta frecuencia aumentada pueda ser sintonizada. Esta característica única se consigue gracias al efecto del CPO, ya que el cambio de fase inducido sobre $E(\omega_0 \pm \Omega)$ es también inducido en $E(\omega_0 \pm 2\Omega)$. La idea es aprovechar la ventaja del SOA de incrementar la potencia del segundo armónico, haciendo uso de un filtrado como el de la Fig. 10 (a), y al mismo tiempo sintonizar la fase de la señal a 2Ω controlando la potencia de entrada. De este modo, el SOA se convierte en un medio eficiente para generar armónicos, gracias a

su ganancia óptica del material, comparada con otros dispositivos pasivos. Su reducido tamaño, su rápida sintonizabilidad y su habilidad para integrarse son propiedades que convierten a los SOAs en uno de los dispositivos más prometedores para la generación de tonos a alta frecuencia.

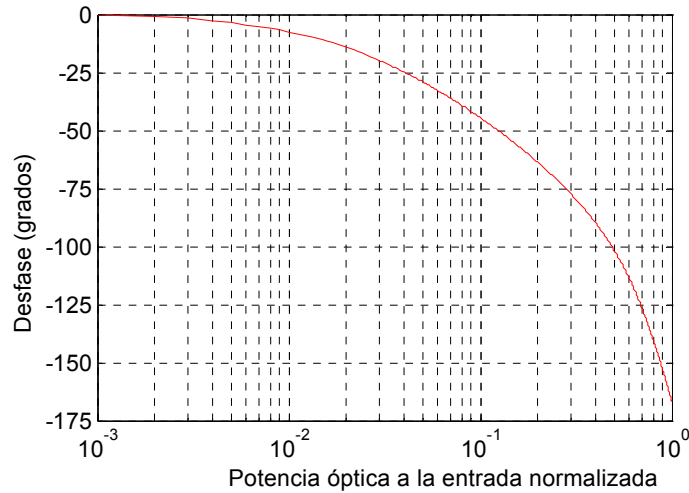


Fig.11. Valor calculado del desfase de la señal, correspondiente al segundo armónico, en función de la potencia óptica a la entrada del SOA.

En la Fig. 11 se muestra una simulación del desfase en función de la potencia óptica de entrada al SOA para una señal subida en frecuencia (segundo armónico), correspondiente a un tono a la entrada de 7 GHz. Como se aprecia, es posible obtener una considerable excursión de fase de aproximadamente 170°.

Para aplicaciones de MWP donde se requiere operar con altos niveles de señal, es necesario modificar los esquemas de filtrado para reducir la distorsión generada y mejorar los desfases. Aprovechando que el modelo es capaz de calcular los niveles de potencia de M ordenes de distorsión a la salida del SOA, tanto para pequeña como para gran señal, hemos realizado un estudio sobre el impacto de varios esquemas diferentes de filtrado.

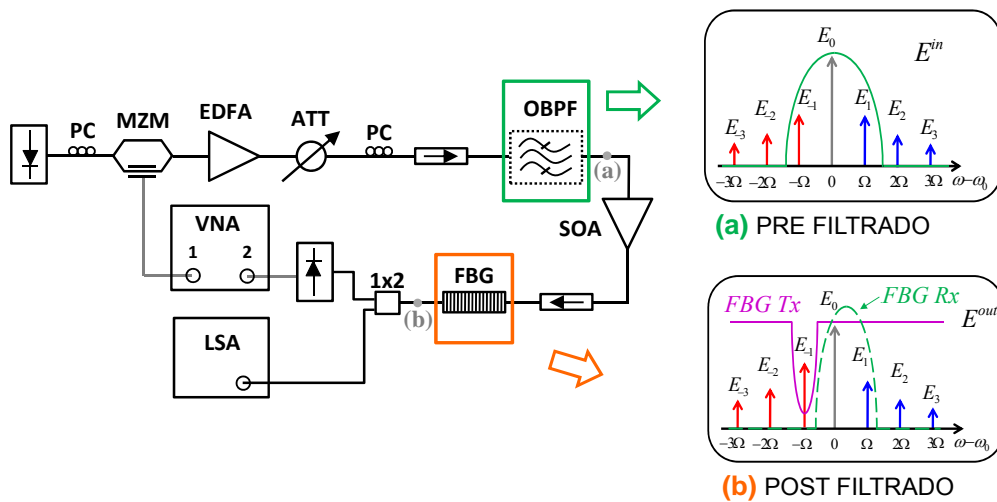


Fig.12. Esquema experimental. (a) Filtrado óptico antes del SOA para la reducción de la distorsión armónica. (b) Ilustración de los esquemas de la FBG en transmisión y reflexión para el post filtrado.

Nuevamente, con el propósito de validar el modelo anteriormente descrito, ensamblamos en el laboratorio el montaje que muestra la Fig. 12. Un láser de onda continua a 1550 nm es modulado por un tono de microondas a 20 GHz. En este caso el SOA posee una potencia de saturación de -2 dBm y un ancho de banda de SFL próximo a los 50 GHz. La corriente de inyección se ha fijado en 200 mA. Algunos de los parámetros usados ahora en el modelo son $\alpha=7$, $L=1$ mm, $\gamma_{\text{int}}=4/L$ (1/m) y $\Gamma\bar{g}=5.5/L$ (1/m). La potencia de entrada al SOA ha sido variada nuevamente desde el régimen lineal al de saturación. Los niveles de potencia de los armónicos han sido medidos usando un LSA, mientras que los desfases han sido medidos por un analizador de redes vectorial (VNA).

La configuración típica de filtrado es la de un filtro *notch* implementado por una FBG en transmisión (FBG Tx), como muestra la Fig. 12 (b). En nuestro esquema hemos empleado un dispositivo capaz de introducir una atenuación de más de 40 dB sobre la banda roja de microondas. La Fig. 13 muestra resultados teóricos y experimentales de los desfases obtenidos sobre la señal de microondas en función de la potencia de entrada al SOA (resultados similares se obtienen variando la corriente de inyección), relativos al tono fundamental, para el caso del filtro *notch* y para diferentes profundidades de modulación $q = |E_1(0)|^2 / |E_0(0)|^2$. Como se observa en la figura, existe una dependencia considerable de la fase respecto al parámetro q . Como se esperaba, para altos valores de q , existe una no despreciable interacción entre el tono fundamental y los armónicos en el interior de SOA, dando lugar a fluctuaciones de amplitud y fase.

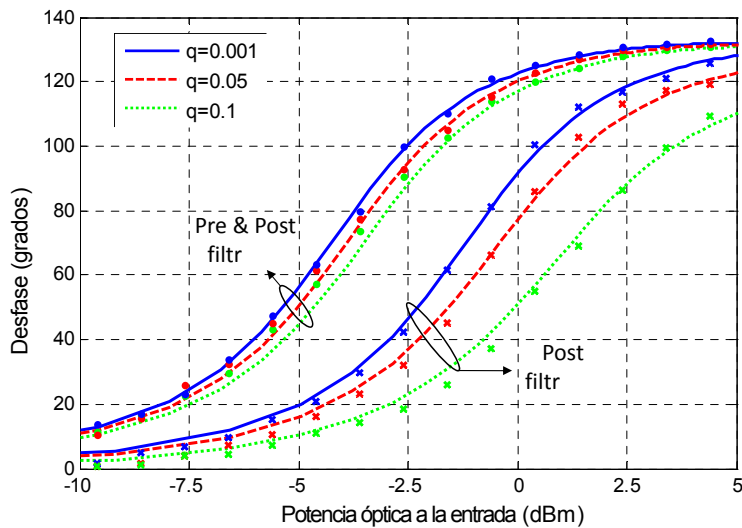


Fig.13. Desfases de RF teóricos (líneas) y experimentales (marcadores) para el tono fundamental en presencia y ausencia del esquema de pre filtrado.

Para evitar la dependencia que la fase tiene con el parámetro de modulación q , hemos propuesto un esquema de pre filtrado que se muestra en la Fig.12 (a). Para ello, y con el fin de atenuar más de 20 dB los armónicos de alto orden generados por el EOM, hacemos uso de una FBG operando en reflexión ubicada a la entrada del SOA. El desfase de microondas correspondiente a las técnicas de pre y post filtrado puede observarse en la Fig. 13. Por un lado, el desfase que sufre el tono

fundamental es considerablemente menos sensible a las variaciones de la modulación. El desfase depende de la amplitud compleja de E_1 , es decir, que menos potencia del tono fundamental se acoplará con los armónicos. Por otro lado, la incursión del esquema de pre filtrado permite obtener desfases similares pero con un menor consumo de potencia óptica a la entrada del SOA.

El esquema anterior tiene la desventaja de necesitar dos etapas de filtrado. Una alternativa para reducir la distorsión armónica consiste en usar una única etapa de post filtrado paso banda, como se ilustra en la Fig. 12 (b). En nuestro montaje, una FBG operando ahora en reflexión es capaz de generar una atenuación de más de 30 dB sobre la banda roja y el resto de componentes indeseados de alta frecuencia. La Fig. 3 muestra los resultados teóricos y experimentales para la potencia de RF del tono fundamental $P(\Omega)$, y el segundo armónico $P(2\Omega)$, en función de la potencia óptica a la entrada del SOA y para una $q=0.001$. En este caso, no se han podido incluir los niveles de potencia del tercer armónico debido a limitaciones del instrumental del laboratorio, el cual nos permitía medir desfase hasta 50 GHz y nuestra frecuencia de RF para tono fundamental estaba fijada en 20 GHz. Se puede observar una buena concordancia entre los resultados experimentales y las simulaciones.

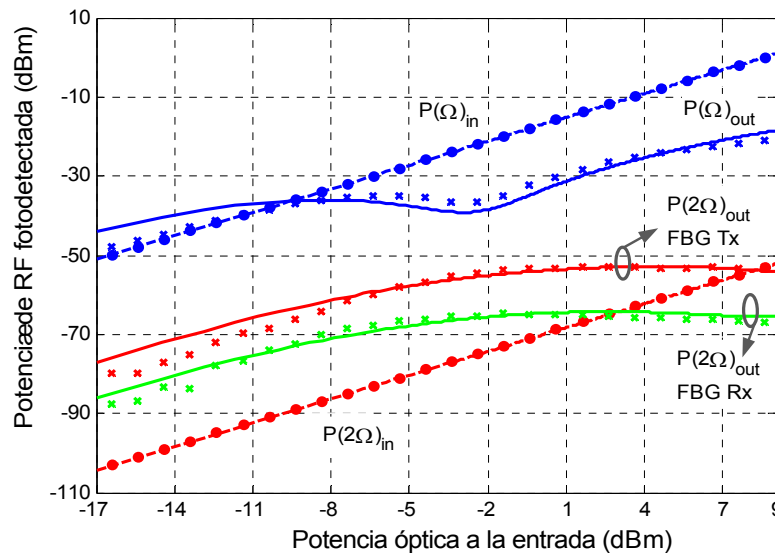


Fig.14. Valores de potencia de RF fotodetectada teóricos (líneas) y experimentales (marcadores) para el tono fundamental $P(\Omega)$, y el segundo armónico $P(2\Omega)$, en función de la potencia óptica. Las líneas discontinuas muestran los armónicos calculados a la entrada del SOA, mientras que las líneas sólidas representan los armónicos a la salida del SOA+FBG, operando en transmisión o en reflexión.

Comparando el segundo armónico en ambas configuraciones de post filtrado, se aprecia como la inclusión de la FBG en Tx resulta en un considerable incremento del nivel de distorsión no lineal introducida por el efecto del CPO, el cual puede ser reducido (más de 10 dB) cuando se emplea una FBG en reflexión. Una mayor reducción de la distorsión puede conseguirse utilizando filtros con un menor rizado en su respuesta. La pequeña discrepancia observada entre los resultados experimentales y simulaciones para los casos de $P(\Omega)_{out}$ y $P(2\Omega)_{out}$, es debida al hecho de que para bajas potencias de entrada, la ganancia del SOA no se encuentra en régimen de saturación y la contribución de ruido de emisión espontánea (ASE), el cual no ha sido tenido en cuenta en el modelo, ($P_{ASE} = 2n_{sp}h\nu(G-$

1) B_o , donde G es la ganancia, n_{sp} es el factor de emisión espontánea y B_o el ancho de banda del ASE), es ciertamente relevante.

Si comparamos los desfases que obtiene el tono fundamental para cada uno de los esquemas de post filtrado, los resultados de nuestras simulaciones muestran que se obtiene el mismo comportamiento para los dos casos. De hecho, tal y como era de esperar [19], $P(\Omega)_{out}$ muestra para ambos esquemas un pequeño nulo próximo a -2 dBm, el cual está totalmente correlado con el brusco cambio de fase.

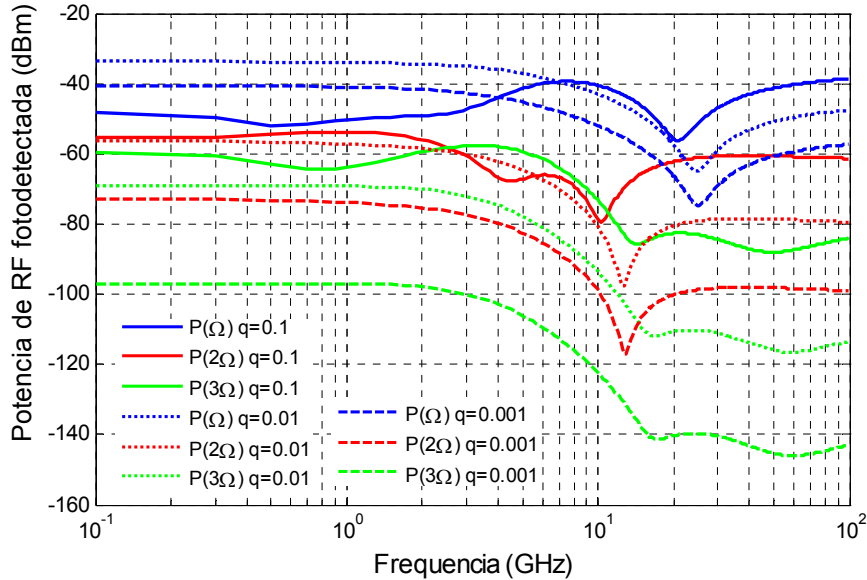


Fig.15. Resultados teóricos de la potencia de RF fotodetectada para el tono fundamental $P(\Omega)$, armónicos de segundo $P(2\Omega)$ y tercer $P(3\Omega)$ orden, en función de la frecuencia de modulación y para diferentes valores de modulación, q . Se emplea una FBG operando en reflexión.

Finalmente la dependencia de la distorsión armónica con la frecuencia, cuando empleamos el post filtrado alternativo paso banda, se muestra en la Fig. 15. Los resultados de las potencias de RF fotodetectadas son para una potencia de entrada al SOA de 0 dBm. Para los casos en los que se opera en régimen lineal ($q=0.001, 0.01$), se observan los nulos en la potencia de $P(\Omega)$ y $P(2\Omega)$ como se indica en [30], mientras que para el régimen no lineal ($q=0.1$), claramente se observan que las curvas se distorsionan debido a las transferencias de energía entre el fundamental y los distintos términos de distorsión armónica generados en el interior del SOA.

V. SFL en fibras utilizando SBS.

V.1. Filtros fotónicos de microondas.

Una de las aplicaciones más importantes del procesado fotónico de señales de microondas son los filtros fotónicos de microondas (MWF). Los MWFs presentan la ventaja de poder procesar señales eléctricas de gran ancho de banda, además de las ventajas asociadas al carácter dieléctrico de la fibra, tales como su reducido peso, volumen e inmunidad frente a perturbaciones electromagnéticas. Además, a diferencia de los filtros convencionales en el dominio eléctrico, los filtros MWFs presentan un comportamiento independiente de la frecuencia.

Los MWFs se pueden dividir en dos grandes categorías en función de si trabajan en régimen de operación coherente o incoherente. La coherencia es el grado en el cual una radiación electromagnética mantiene una relación de fase aproximadamente constante cuando un haz de luz se divide en dos partes y después de retardarse una respecto a la otra son combinadas. Por lo tanto, la coherencia se relaciona con la capacidad de dos haces de generar un patrón de interferencia cuando son combinados.

Para el caso de fuentes ópticas con espectros Lorentzianos, el tiempo de coherencia de la fuente se puede aproximar mediante la siguiente expresión:

$$\tau_c = \frac{1}{\pi\Delta\nu} \quad (19)$$

donde $\Delta\nu$ es el ancho de línea de la fuente óptica en ausencia de modulación, dado en Hz. Por lo tanto, la fase de una fuente óptica presenta fluctuaciones irregulares cuya rapidez depende esencialmente del ancho de línea de la fuente óptica.

Para realizar el filtrado de la señal de microondas en el dominio óptico, el primer paso es realizar una conversión del dominio eléctrico al óptico modulando una fuente láser mediante la señal de RF que se desea procesar $s_i(t)$. La señal resultante de la modulación es tratada en un circuito fotónico que se encarga de dividir la señal en varios caminos ópticos, (cada uno de los cuales tiene asociado un retardo a la salida del sistema), de ponderar cada una de las señales resultantes de esa división y finalmente combinarlas utilizando para ello acopladores, atenuadores, líneas de retardo ópticas u otros componentes fotónicos. Además, el procesado fotónico tiene que ser tal que las diferentes señales ópticas involucradas en el mismo sufran retardos ópticos múltiplo de un retardo fundamental T . Finalmente, la señal de RF a la salida del circuito $s_0(t)$, es recuperada mediante uno o varios fotodetectores. De este modo, el procesado puede ser considerado de tiempo discreto ya que todos los retardos que se produzcan en el sistema serán múltiplos del retardo fundamental T . Por lo tanto, en sistemas lineales e invariantes en el tiempo, la respuesta al impulso del sistema estará compuesta por una serie de impulsos equiespaciados en el tiempo, tal y como muestra la Fig. 16, lo que permite

simplificar el análisis matemático del sistema considerando los valores de la señal únicamente en instantes de tiempo discretos.

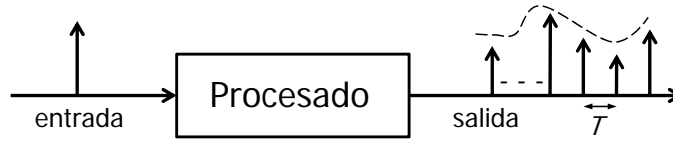


Fig.16. Respuesta al impulso de un sistema en tiempo discreto, lineal e invariante en el tiempo, con un retardo básico T .

Se puede demostrar que la condición de linealidad entre la corriente eléctrica a la entrada y salida del filtro se cumple para el caso de filtros que trabajen en el dominio incoherente [11]. En caso de que el sistema emplee varias fuentes láser, de tal forma que cada señal retardada sea generada por una de ellas, se cumple la condición de trabajo en régimen incoherente debido a que el ruido de fase de las diferentes fuentes estará totalmente incorrelado. En caso de trabajar con una única fuente láser, el tiempo de coherencia de dicha fuente debe de ser mucho menor que el retardo básico T entre muestras contiguas del filtro óptico. Si se cumplen las condiciones anteriores, la señal de RF a la salida del sistema y su respuesta al impulso pueden describirse mediante la siguiente expresión:

$$s_0(t) = \sum_{r=0}^{r=N} a_r \cdot s_i(t - rT) \quad (20)$$

$$h(t) = \sum_{r=0}^{r=N} a_r \cdot \delta(t - rT) = \sum_{n=0}^{n=N} h(n) \cdot \delta(t - rT).$$

Una vez demostrado que el sistema puede ser considerado un sistema en tiempo discreto, es posible emplear las herramientas matemáticas clásicas para el análisis de los mismos como son la transformada Z o la transformada de Fourier en tiempo discreto. Para el sistema descrito por la ecuación (20), su transformada de Fourier viene definida por:

$$H(\Omega) = \sum_{n=0}^{n=N} h(n) \cdot e^{-jn\Omega T} \quad (21)$$

donde N es el orden del filtro, $h(n)$ es la amplitud compleja del coeficiente n , Ω la frecuencia angular eléctrica y T el retardo básico del filtro. En este caso, el filtro tiene $N + 1$ coeficientes, coincidiendo con el número de señales ópticas que se combinan a la salida del sistema, de tal forma que cada una sufre un retardo T en relación a la anterior.

La construcción de filtros fotónicos de microondas trabajando en el dominio incoherente y capaces de implementar coeficientes complejos aporta una gran flexibilidad en el diseño y sintonización de la respuesta en frecuencia de los mismos. En particular, los coeficientes complejos contribuyen a la mejora de la sintonización en frecuencia de la respuesta del filtro.

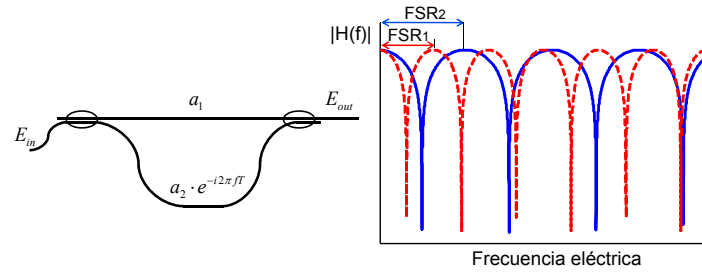


Fig.17. Esquema y función de transferencia de un filtro fotónico de microondas de dos etapas.

El caso más simple de filtro fotónico de microondas con coeficientes complejos es un filtro de dos etapas como el que se muestra en la Fig. 17, mediante el cual se obtiene una respuesta en frecuencia periódica. El filtro de la figura está implementado mediante una sencilla estructura tipo Mach-Zehnder en la que dos acopladores están conectados a través de dos caminos diferentes, de tal forma que el retardo de la señal entre ambos caminos es T . La función de transferencia del filtro de dos coeficientes viene dada por la siguiente expresión:

$$H(f) = a_1 + a_2 \cdot e^{-i(2\pi fT)}, \quad (22)$$

donde a_1 y a_2 representan las amplitudes de cada uno de los caminos del Mach-Zehnder. Con el propósito de sintonizar la respuesta del filtro sin modificar ni su FSR ni su forma, es necesario introducir un desfase ($\phi=2\pi fT$) independiente de la frecuencia a cada una de las versiones retardadas de la señal de RF a la entrada del mismo, en este caso bastaría con cambiar el desfase de uno de los brazos. Además, puesto que el objetivo es la implementación de un filtro fotónico, el procesamiento necesario para generar dicho desfase debe ser realizado en el dominio óptico. Un ejemplo de implementación de este desfase sería el propuesto en la sección II, concretamente en la ecuación (4). Como se indica, cambiando o sintonizando la posición de la portadora óptica con respecto a la resonancia del filtro, cambiamos el desfase aplicado a la banda lateral. Si por el contrario, lo que se desea es sintonizar el FSR del filtro, sin modificar su respuesta, es necesario introducir un retardo extra sobre cada una de las versiones retardadas de la señal de RF a la entrada del mismo. Para el caso de un filtro con dos coeficientes bastaría con variar el retardo de uno de los brazos. Un posible ejemplo, que permite la sintonización del retardo de una señal de microondas, es el propuesto por [32], mediante la técnica del SCT (*Separate Carrier Tuning*). En este caso para variar el retardo, se modifica la pendiente de fase lineal que se le induce al ancho de banda de la señal de RF a procesar. Hay que tener en cuenta que para que se considere TTD es necesario que la portadora óptica siga la variación de fase de la subportadora de RF:

$$\varphi(\omega_{RF}) = \phi(\omega_c) - \phi(\omega_s) + \omega_{RF} \left. \frac{\partial \phi(\omega_c)}{\partial \omega} \right|_{\omega_c = \omega_s} \quad (23)$$

donde $\phi(\omega_c)$ y $\phi(\omega_s)$ son los desfases de la portadora óptica y subportadora de RF respectivamente. En caso contrario se producirían errores de fase que distorsionarían la señal a la salida del sistema.

V.2. Conceptos básicos del SBS.

El proceso por el que se produce la dispersión de Brillouin estimulada se describe de forma clásica como la interacción paramétrica entre una onda de bombeo, una onda de Stokes y una onda acústica. La onda de bombeo y la onda de Stokes se propagan en la fibra en sentido opuesto, creando un patrón de interferencia móvil que, por efecto de electro-estricción (dependencia de la densidad con la magnitud del campo eléctrico) induce una onda acústica. A su vez, esta onda acústica genera una perturbación periódica en el índice de refracción, debido a la dependencia de éste con la densidad, que puede reflejar la onda de bombeo por difracción Bragg. La luz reflejada sufre una disminución de frecuencia debido al desplazamiento Doppler asociado a la velocidad de la onda acústica en el medio. Por tanto, se produce una transferencia de potencia entre las ondas de bombeo y de Stokes que, simultáneamente, potencia la onda acústica, generándose una estimulación del proceso descrito.

El punto de partida usual para realizar una descripción cuantitativa del efecto SBS son las tres ecuaciones diferenciales acopladas que describen la interacción entre las amplitudes complejas de los campos ópticos de bombeo y la onda de Stokes, y la onda de densidad [34]. Estas ecuaciones se pueden simplificar asumiendo que los fonones que intervienen en el proceso están fuertemente amortiguados, de forma que la longitud de atenuación acústica es muy pequeña en comparación con la longitud de la región de interacción y las distancias en las cuales las amplitudes y fases de las ondas de bombeo y Stokes cambian apreciablemente. Bajo esta aproximación, se demuestra que las tres ecuaciones diferenciales acopladas se reducen a dos, que describen la evolución de la señal de bombeo y la onda de Stokes. Según estas ecuaciones, en estado estacionario, las amplitudes complejas de los campos ópticos normalizados de las ondas de bombeo E_p y Stokes E_s están relacionadas por:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_s}{\partial z} &= \left[\frac{jg_B \Delta v_B}{(\Delta v - j\Delta v_B / 2)} |E_p|^2 + \frac{\alpha}{2} \right] E_s \\ \frac{\partial E_p}{\partial z} &= \left[-\frac{jg_B \Delta v_B}{(\Delta v + j\Delta v_B / 2)} |E_s|^2 - \frac{\alpha}{2} \right] E_p\end{aligned}\quad (24)$$

donde g_B es el coeficiente de ganancia Brillouin, α es el coeficiente de atenuación de la fibra, Δv_B la anchura de línea Brillouin y Δv es la desviación de la frecuencia de la onda de Stokes ν_s respecto a la frecuencia de la resonancia Brillouin, marcada por la diferencia entre la frecuencia del bombeo ν_p y el desplazamiento en frecuencia Brillouin ν_B ($\Delta v = \nu_s - (\nu_p - \nu_B)$); el cual se considera igual para ambas interacciones debido a la pequeña diferencia en longitud de onda entre las ondas involucradas en el procesado. En las ecuaciones se asume que el bombeo se inyecta en la fibra en $z = 0$ y se propaga en sentido $+z$, mientras que la onda de Stokes se inyecta en el extremo opuesto $z = L$, propagándose en sentido $-z$.

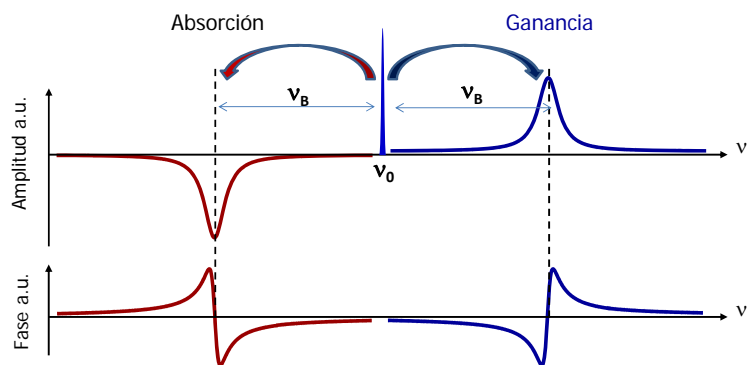


Fig.18. Esquema del comportamiento espectral de la dispersión de Brillouin estimulada.

El comportamiento espectral del efecto SBS se resume cualitativamente en la Fig. 18 en la que se aprecian dos efectos relacionados: ganancia y atenuación. Cuando una onda de bombeo se inyecta en una fibra óptica se genera un espectro de ganancia Brillouin para ondas de Stokes que se propaguen en sentido opuesto. Este espectro está centrado a una frecuencia menor que la del bombeo, dada por el desplazamiento en frecuencia Brillouin en la fibra utilizada. Simultáneamente la onda de Stokes induce un espectro de atenuación Brillouin centrado a una frecuencia superior, dada, también, por el desplazamiento Brillouin. Estos cambios de absorción o ganancia van inevitablemente ligados a cambios de fase en el medio, como se muestra en la Fig. 18.

V.3. Simulaciones y resultados experimentales.

La implementación experimental del filtro óptico de microondas reconfigurable de dos etapas, basado en el efecto de SFL generado por SBS, se muestra en la Fig. 19. Con el propósito de reconfigurar la respuesta en frecuencia del filtro, el experimento está basado en la técnica del SCT.

Nuevamente un láser DFB de onda continua fijado a 1550 nm es el encargado, mediante un acoplador óptico de 3 dB, de alimentar dos EOMs de doble brazo y sin chirp. El montaje está claramente dividido en dos secciones, la zona superior está dedicada a la generación de la señal de bombeo que permitirá la interacción SBS y dará lugar a los cambios de fase sintonizables. La señal proveniente del láser llega el EOM 1, el cual está doblemente alimentado, por una señal eléctrica en continua, que nos fija el punto de trabajo del modulador, y además, por un tono puro de 20 GHz a través de un generador de señal vectorial. El punto de trabajo del modulador ha sido fijado para conseguir la mínima transmisión de potencia óptica, con el objetivo de generar una señal de doble banda lateral con portadora suprimida (DSB-SC). A la salida del modulador, la señal óptica es filtrada mediante la FBG 1 en reflexión para conseguir suprimir en más de 20 dB la banda lateral superior y, además, mejorar la relación señal a ruido de la señal de bombeo. El EDFA y el atenuador óptico variable son los encargados de sintonizar el retardo que sufrirá la señal proveniente del brazo superior del filtro de microondas, mediante el ajuste de la potencia óptica de la señal de bombeo. La parte inferior del montaje es la encargada de implementar el MWF. En este caso el EOM 2 está alimentado por las señales de RF que serán procesadas ópticamente. Con el objetivo de minimizar la

distorsión del sistema, se ha seleccionado el punto de cuadratura como punto de trabajo del modulador. Para un sencillo y eficaz procesamiento de las señales de RF que modulan a la portadora óptica, es necesario eliminar una de las dos bandas laterales a la salida del modulador, en nuestro montaje eliminaremos la banda lateral superior, esto se consigue mediante la FBG 2 situada en transmisión. La salida de la FBG es introducida, mediante un circulador, en la estructura interferométrica que implementa el filtro. Este circulador tiene la función de contra-propagar la señal de bombeo del SBS con la señal de banda lateral única (OSSB) que contiene las señales de RF a procesar. La interacción del proceso SBS se produce en un carrete de fibra monomodo de dispersión desplazada (DS-SMF) de aproximadamente 13 km. Se ha utilizado este tipo de fibra con el objetivo de incrementar los efectos de la interacción de Brillouin, ya que posee una menor área efectiva que la fibra estándar.

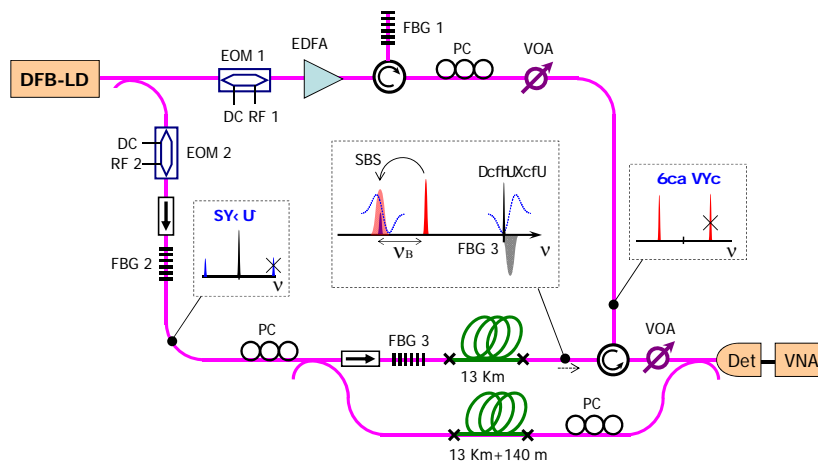


Fig.19. Esquema del montaje experimental del filtro SBS.

Con el propósito de validar la técnica SCT, la interacción SBS se produce entre la señal de bombeo y la banda lateral inferior de la señal a procesar. Para que esta interacción pueda ser llevada a cabo, es necesario que la frecuencia central de las señales de RF a procesar esté desplazada ν_B (frecuencia de Brillouin) respecto de la frecuencia de la señal de bombeo, utilizada para alimentar el EOM 1. Por otro lado, la fase de la portadora óptica es ajustada mediante la FBG 3 [32]. Finalmente la salida de cada uno de los brazos del filtro óptico de microondas, es combinada mediante el acoplador de salida, y la respuesta en frecuencia del filtro es medida en un VNA.

Con el objetivo de proveer la respuesta en frecuencia deseada, los dos brazos que implementan el MWF poseen longitudes diferentes, lo que implica un determinado retardo fijo T en el filtro. Esa longitud desbalanceada fijada en 140 m, permite, además de trabajar en régimen incoherente, con las ventajas que ello conlleva, mostrar las suficientes resonancias en el espectro del filtro y poder comprobar la viabilidad de la técnica SCT. Los controladores de polarización han sido usados con el propósito de maximizar los efectos del proceso de SBS.

La Fig. 20 muestra las medidas relativas a los cambios de amplitud y fase que se producen tanto en la portadora como en la banda lateral debido al efecto del SBS y la FBG 3 respectivamente. Para

las medidas se ha utilizado una frecuencia central de RF de 30.7 GHz en el EOM 2 y un bombeo generado por un tono de 20 GHz en el EOM 1.

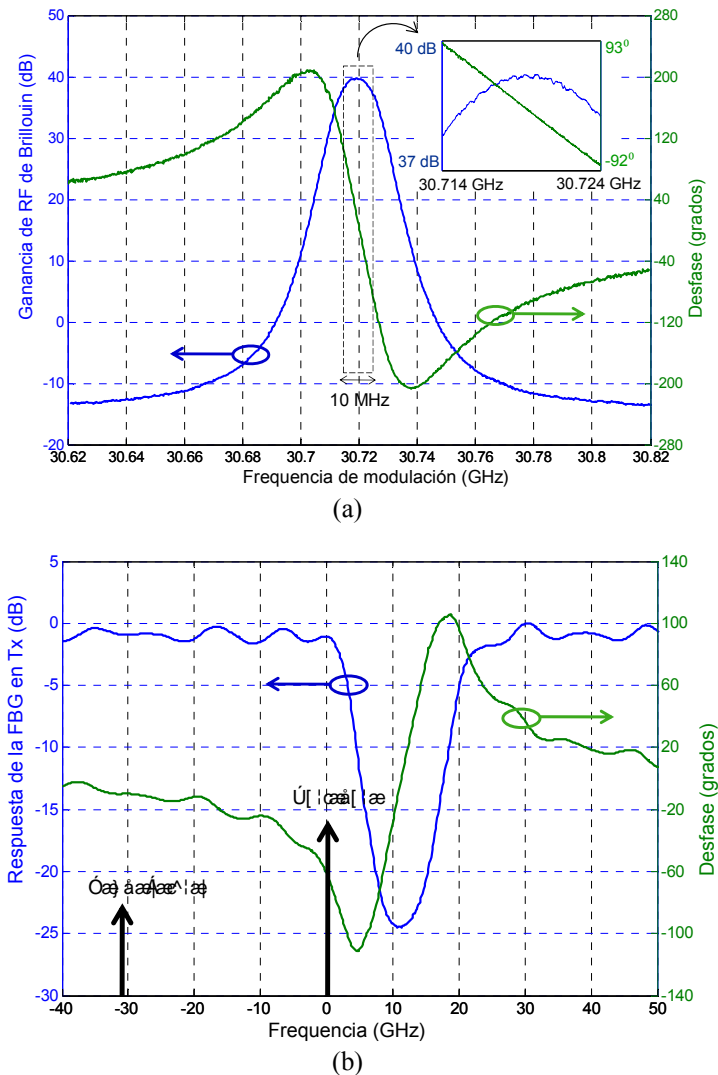


Fig.20. Medidas experimentales de las respuestas en módulo y fase tanto del efecto del SBS (a) como el de la (b) FBG (b).

El cuadro insertado en el interior de la Fig. 20 muestra un zoom de 10 MHz de la respuesta del espectro medido de SBS. En ese recuadro se puede observar la zona de espectro de fase con comportamiento lineal y, por consiguiente, el ancho de banda del filtro implementado. Estos resultados son para una potencia de bombeo máxima, relajándose la pendiente de la fase para potencias inferiores. La pendiente de esta fase lineal está directamente relacionada con el retardo verdadero (5) en el ancho de banda de operación, lo cual es necesario para implementar un sistema TTD. Con la pendiente de fase que se ha generado aplicando la máxima potencia de bombeo, es posible conseguir un retardo máximo de 51.4 ns en un ancho de banda de 10 MHz. Como se ha comentado anteriormente este retardo podrá ser sintonizado variando la potencia de la señal de bombeo del sistema SBS.

Para comprobar la sintonizabilidad del filtro, primero realizamos una implementación en la que variamos los desfases que le son aplicados a la portadora óptica. Para ello dejamos fijo el valor la potencia de bombeo, de este modo, queda fijado el valor del retardo aplicado al ancho de banda de la señal de RF a procesar, y una vez fijado este retardo, el cambio la fase de la portadora óptica se produce al sintonizar la posición de la FBG 3, ver Fig. 20 (b). La Fig. 21 (a) muestra la respuesta en frecuencia del filtro cuando se le aplican a la portadora dos desfases distintos, con una diferencia entre ellos próxima a los 180° . Los dos brazos del MWF poseen una diferencia de longitud de 140 m, lo que supone una diferencia de retardo de 700 ns. Esta diferencia de tiempo se traduce en un FSR fijo del filtro de 1.43 MHz, como se puede observar en la figura.

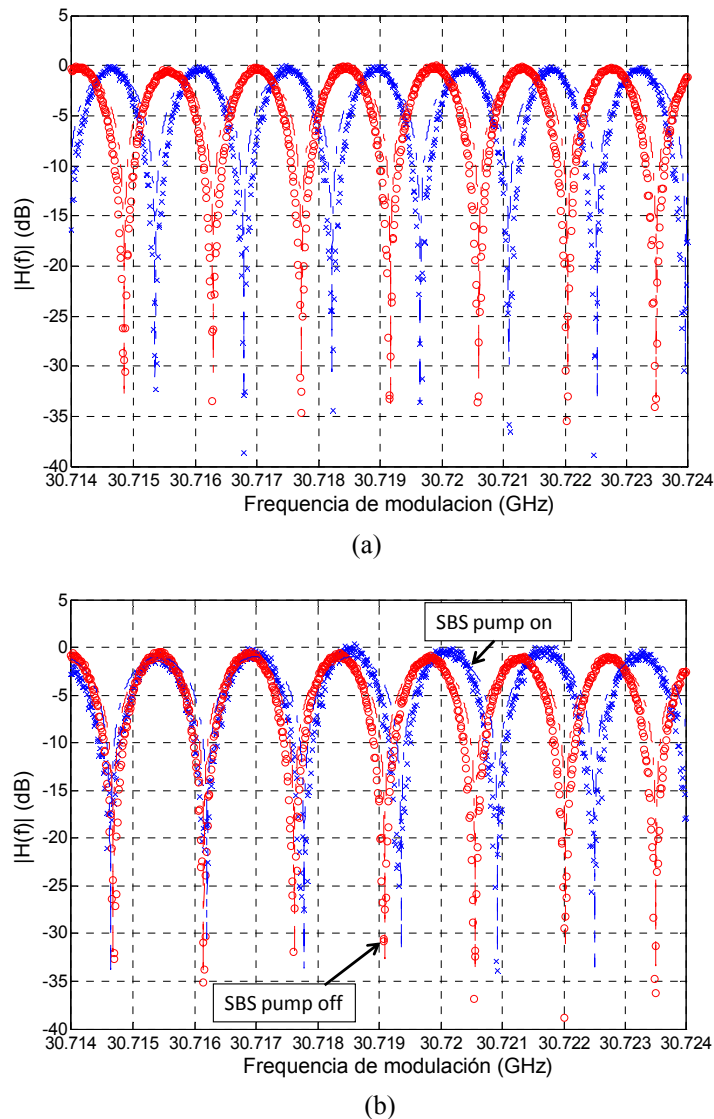


Fig.21. Medidas (círculos y cruces) y simulaciones (líneas discontinuas) de la respuesta en frecuencia del filtro sintonizando la posición de la FBG 3 dejando fija la potencia de bombeo SBS (a) o dejando fija la posición de la FBG 3 y activando o desactivando el bombeo de SBS (b).

El SCT predice que el TTD puede ser creado mediante la técnica propuesta, dando lugar a diferentes comportamientos del filtro sintonizando el retardo de Brillouin. La Fig. 21 (b) confirma que el FSR del filtro cambia cuando se aplica el bombeo contra direccionalmente. Cuando el bombeo

del brazo de arriba alcanza el valor máximo de 16 dBm y es introducido en los 13 Km de fibra DS-SMF, el efecto de SBS genera un TTD próximo de 51.4 ns, ver Fig. 20 (a). La FBG 3 se usa en este caso, para el ajuste fino que requiere la técnica del SCT [32]. Para poder conseguir TTD es necesaria la correcta compensación de fase de la portadora, cuyo valor se sitúa en aproximadamente en -60° como se muestra en la Fig. 20 (b). Tanto en la Fig. 21 (a) como en la (b) se demuestra la posibilidad de implementar filtros ópticos sintonizables con nullos de más de 30 dB.

La principal desventaja del presente esquema radica en el reducido ancho de banda de sintonización que permite el filtro. Esto es debido al limitado ancho de línea del SBS, el cual es del orden de decenas de MHz (normalmente 20 - 30 MHz a 1550 nm). Para subsanar esta limitación, se han propuesto en la literatura algunas técnicas que permiten incrementar el ancho de banda del espectro de ganancia del SBS hasta alcanzar algunos GHz [33].

VI. Conclusiones y líneas futuras.

VI.1. Conclusiones.

Para finalizar este trabajo de investigación se va a proceder a recopilar las principales ideas que se han ido exponiendo a lo largo del mismo. En el presente trabajo se ha mostrado como algunas de las técnicas SFL, en concreto aquellas basadas en amplificadores ópticos de semiconductores en el efecto no lineal de la dispersión de Brillouin estimulada en fibras ópticas, pueden ser utilizadas para habilitar algunas de las funciones que se requieren en el campo de MWP.

En cuanto a la primera de las tecnologías concierne, se ha presentado un modelo teórico, basado en el efecto del CPO, capaz de computar cualquier orden de distorsión armónica generada en el interior de un dispositivo óptico de semiconductor. Además, el modelo considera el correspondiente efecto del chirp introducido por un modulador externo, en lugar de asumir un comportamiento ideal. Para la correcta validación del modelo, hemos realizado medidas experimentales para diferentes esquemas de filtrado óptico anterior y posterior al SOA, con el objetivo de reducir la distorsión armónica y al mismo tiempo mejorar los desfases sobre la señal de microondas. Se han mostrado resultados experimentales tanto de desfase como de distorsión armónica y se ha podido comprobar cómo la inclusión de determinados filtros mejora la respuesta del sistema. También se ha podido ver como esa distorsión no deseada podía ser utilizada para duplicar la frecuencia del tono de microondas introducido en el sistema y de esta manera poder implementar generadores más económicos. Se ha mostrado como esa señal era capaz de seguir produciendo desfases sintonizables (mediante la potencia óptica de entrada al SOA o mediante inyección de corriente) gracias al efecto del CPO.

El trabajo orientado en la segunda de las tecnologías SFL, ha permitido corroborar cómo la dispersión de Brillouin estimulada resulta muy apropiada para la implementación de una de las principales aplicaciones en el ámbito de MWP, los filtros de microondas, ya que su reducido ancho de banda permite controlar de forma muy selectiva la amplitud y fase de una zona muy estrecha del espectro. Se han mostrado dos formas de sintonizar el filtro óptico de microondas. La primera es variando la posición relativa de una FBG y de esta manera, ser capaces de introducir un desfase adicional a la portadora óptica, con esto se consigue sintonizar la respuesta en frecuencia del filtro sin variar ni su FSR ni su forma. La segunda consiste en generar un TTD sintonizable haciendo uso del espectro de fase de Brillouin, para ello se aprovecha el cambio de pendiente lineal, que se produce en la fase, al variar la potencia óptica de bombeo. Para poder sintonizar correctamente el FSR del filtro es necesario introducir un desfase adicional a la portadora óptica, como indica la técnica SCT. Dicha condición ha sido alcanzada variando la posición de la FBG, lo que permite, que la portadora, junto con el ancho de banda de la señal de RF a procesar, presenten la misma pendiente de fase.

VI.2. *Líneas Futuras.*

Para finalizar este trabajo de investigación se van a citar algunas de las líneas futuras de investigación con respecto a la generación y aplicaciones de SFL para MWP. Respecto al estudio sobre la distorsión armónica generada en el interior de los SOAs, se podrían implementar nuevas configuraciones de filtrado, incluyendo filtros de fase, para lograr mayores desfases a la salida del sistema. Se propone analizar cómo afecta la distorsión a la respuesta en frecuencia de un filtro sintonizable implementado mediante SOAs en cascada. El modelo desarrollado es capaz de analizar señales con mayores índices de modulación, con el instrumental adecuado se podría seguir comprobando su validez. Podría ser interesante, añadir al modelo las contribuciones de ruido del sistema y de esta manera obtener resultados más fidedignos. Se podría desarrollar un nuevo estudio, tanto teórico como experimental, de los productos de intermodulación (de orden genérico para diversos tonos de entrada de RF) producidos en el interior del SOA. Una posible alternativa al uso del filtrado en los SOAs sería hacer uso de novedosas estructuras, capaces de implementar estos semiconductores en anillos.

En cuanto a la dispersión de Brillouin estimulada aplicada al SFL, algo inmediato sería incrementar el ancho de banda del filtro sintonizable implementado. Esto se podría conseguir modulando la corriente de inyección del láser y de esta manera aumentar el ancho de línea del espectro de ganancia de Brillouin. También se podría intentar conseguir incrementar el rango de sintonizabilidad del FSR aumentando la potencia de bombeo o utilizando fibras con más no linealidades.

Otra línea de interés sería la relacionada con el estudio de las figuras de mérito que evalúan la bondad de los sistemas SFL. Se podrían analizar algunos parámetros típicos de este tipo de sistemas, como ganancia, desfase, distorsión, ruido... extremo a extremo, es decir, teniendo en cuenta la señal eléctrica a la entrada y salida del sistema, de este modo se podrían comparar las tecnologías y aplicaciones en el ámbito de MWP respecto a los casos en que la implementen se realiza a nivel eléctrico (sin medios ópticos).

Finalmente, se buscarán nuevas aplicaciones en el ámbito de MWP que aprovechen el potencial de SFL.

AGRADECIMIENTOS

La investigación que ha propiciado los resultados presentados en este trabajo ha recibido fondos del “European Union FP7 project GOSPEL”. Además también se quiere agradecer al programa “Ajudes per a la realització de projectes precompetitius de I+D per a equips d’investigació” GVPRE/2008/250 soportado por la Generalitat Valenciana y al PROMETEO 2008/092 MICROWAVE PHOTONICS un programa de excelencia llevado a cabo también por la Generalitat Valenciana. Agradecer también, al Centro de Tecnología Nanofotónica de Valencia (NTC) la prestación de algún del equipamiento usado en el laboratorio. A título personal me gustaría agradecer la ayuda prestada por mis compañeros del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas del ITEAM, así como a mi familia y amigos por el apoyo prestado. Tampoco puedo olvidar a las personas que me han dirigido, Salvador Sales Maicas e Ivana Gasulla Mestre, que sin su esfuerzo y dedicación no hubiese sido posible la realización del presente trabajo.

A mis padres.

REFERENCIAS

- [1] R.W. Boyd, D.J. Gauthier, *Slow and fast light*. Progress in Optics (43), pp. 497-530, 2002.
- [2] J. B. Khurgin and R. S. Tucker, eds., *Slow Light Science and Applications*, CRC Press, 2008.
- [3] L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, and C.H. Behroozi, *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*. Nature 6027 (397), 594-598, 1999.
- [4] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama, *Extremely Large Group-Velocity Dispersion of Line-Defect Waveguides in Photonic Crystal Slabs*. Phys. Rev. Lett. Vol 87, 253902, 2001.
- [5] J. Mørk, R. Kjør, M. van der Poel, and K. Yvind, *Slow light in a semiconductor waveguide at gigahertz frequencies*. Opt. Express 13, 8136-8145, 2005.
- [6] M. Gonzalez Herráez, K. Y. Song and L. Thévenaz, *Optically controlled slow and fast light in optical fibers using stimulated Brillouin scattering*. Appl. Phys. Lett. 87, 081113, 2005.
- [7] J. E. Sharping, Y. Okawachi, J. van Howe, C. Xu, Y. Wang, A. E. Willner, and A. L. Gaeta, *All-optical, wavelength and bandwidth preserving, pulse delay based on parametric wavelength conversion and dispersion*. Opt. Exp. vol. 13, pp. 7872–7877, 2005.
- [8] S. Longhi, *Group delay tuning in active fiber bragg gratings: From superluminal to subluminal pulse reflection*. Phys. Rev. E vol. 72, 2005.
- [9] Yariv, Y. Xu, R.K. Lee, and A. Scherer, *Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis*, Optics Letters, Vol. 24, Issue 11, pp. 711-713, 1999.
- [10] R. S. Tucker, K. Pei-Cheng, and C.J Chang-Hasnain, *Slow-light optical buffers: capabilities and fundamental limitations*. J. Lightwave Technol., vol. 23, no 12, pp. 4046-4066, 2005.
- [11] J. Capmany and D. Novak, “Microwave photonics combines two worlds”, Nature Photonics, vol. 1, pp. 319-330, 2007.
- [12] S.Ó Dúill, R.F. O’Dowd, and G. Eisenstein, *On the role of high order coherent population oscillations in slow and fast light propagation using semiconductor optical amplifiers*. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., vol. 15, pp. 578-584, 2009 .
- [13] A. E. Willner, B. Zhang, L. Zhang, L. Yan, and I. Fazal, *Optical Signal Processing Using Tunable Delay Elements Based on Slow Light*, IEEE J. Selected Quantum in Electron., vol. 14, no 3, pp. 691-705, 2008.
- [14] C. Husko, S. Combrié, Q.V. Tran, F. Raineri, C.W. Wong, A. De Rossi, *Pulse compression and slow-light enhanced three-photon absorption in GaInP photonic crystal waveguide*. CLEO 2009 (post- deadline paper)
- [15] M. Patterson, S. Hughes, S. Combrié, N.-V.-Quynh Tran, A. De Rossi, R. Gabet, Y. Jaouën, *Disorder-Induced Coherent Scattering in Slow-Light Photonic Crystal Waveguides*. Phys. Rev. Lett., Vol.102, pp. 253903, 2009.
- [16] P. Kondratko and S.-L. Chuang, *Slow-to-fast light using absorption to gain switching in quantum-well semiconductor optical amplifier*. Opt. Express, vol. 15, pp. 9964, 2007.
- [17] F. Öhman, K. Yvind, and J. Mørk, *Slow Light in a Semiconductor Waveguide for True-Time Delay Applications in Microwave Photonics*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 19, pp. 1145, 2007.

- [18] Y. Chen, J. & Mørk, *Broadband Microwave Phase Shifter Based on High Speed Cross Gain Modulation in Quantum Dot Semiconductor Optical Amplifiers Slow and Fast Light*. Slow and Fast Light, Optical Society of America, 2009, StuB5.
- [19] W. Xue, Y. Chen, F. Öhman, S. Sales, and J. Mørk, *Enhancing light slow-down in semiconductor optical amplifiers by optical filtering*. Opt. Lett. 33, pp. 1084-1086, 2008.
- [20] W. Xue, S. Sales, J. Capmany, and J. Mørk, *Experimental Demonstration of 360° Tunable RF Phase Shift Using Slow and Fast Light Effects*. Slow and Fast Light Conference, paper SMB6, 2009.
- [21] A. Zadok, S. Chin, L. Thévenaz, E. Zilka, A. Eyal, and M. Tur, *Polarization-induced distortion in stimulated Brillouin scattering slow-light systems*. Opt. Lett., Vol. 34, pp. 2530-2532, 2009.
- [22] M. Gonzalez-Herraez, and L. Thévenaz, *Physical limits to broadening compensation in a linear slow light system*. Opt. Express, Vol. 17, pp. 4732-4739, 2009.
- [23] M. Santagiustina, L. Schenato and C. G. Someda, *Fundamental limit of the achievable time delay in Slow-Light NB-OPA*, IEEE-LEOS Winter Topicals Conference 2008, paper TuB1.5, Sorrento, Italy, 2008.
- [24] M. Santagiustina, L. Schenato, C.G. Someda, *Polarization Control for Slow and Fast Light in Fiber Optical, Raman-assisted, Parametric Amplification*. Accepted, Comptes Rendus de Physique de l'Académie des Sciences - special issue on slow light, 2009.
- [25] A. Kiruluta, G. S. Pati, G. Kriehn, P. X. Silveira, A. M. Sarto, and K. Wagner, *Spatiotemporal operator formalism for holographic recording and diffraction in a photorefractive based true time delay phased array processor*. Appl. Opt., vol. 42, p. 5334, 2003.
- [26] D. Dolfi, P. Joffre, J. Antoine, J.-P. Huignard, D. Philippet, and P. Granger, *Experimental demonstration of a phased-array antenna optically controlled with phase and time delays*. Appl. Opt., vol. 35, no. 26, pp. 5293-5300, 1996.
- [27] W. Xue, S. Sales, J. Mork and J. Capmany, *Widely Tunable Microwave Photonic Notch Filter Based on Slow and Fast Light Effects*. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 21, Issue 3, pp:167 – 169, 2009.
- [28] W. Xue, S. Sales, J. Capmany and J. & Mørk, *J. Experimental Demonstration of 360degrees tunable RF Phase Shift Using Slow and Fast Light Effects*, Slow and Fast Light, Optical Society of America, 2009, SMB6.
- [29] E. Benkler, A. G. Steffan and H. R. Telle, *Frequency-Offset PLL for Synchronous Optical Sampling of OTDM Signals*. IEEE Photonics Technology Letters, Vo. 19, No. 5, 2007.
- [30] Y. Chen, W. Xue, F. Ohman, and J. Mork, *Theory of Optical-Filtering Enhanced Slow and Fast Light Effects in Semiconductor Optical Waveguides*. J. Lightw.Technol., vol 26, no. 23, pp. 3734-3743, 2008.
- [31] S. Chin, N. Primerov, K. Yong, M. Santagiustina and L. Thévenaz, *Time reversal of optical signals using dynamic Brillouin grating in polarization maintaining fiber*, Opt. Express, to be published.
- [32] P. A. Morton and J. B. Khurgin, *Microwave Photonic Delay Line With Separate Tuning of the Optical Carrier*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 21, no. 22, pp.1686-1688, 2009.
- [33] M. Gonzalez-Herraez, K. Y. Song and L. Thevenaz, *Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers*. Opt. Exp., vol. 14, no. 4, pp. 1395-1400, 2006.

ANEXOS

- [1] J. Sancho, M. Sagues, A. Loayssa, S. Chin, J.Lloret, I. Gasulla, S. Sales and J. Capmany, *Dynamic Microwave Photonic Filter using Separate Carrier Tuning and Stimulated Brillouin Scattering*. IEEE Photonic Technology Letters, submitted for publication.
- [2] I. Gasulla, J. Sancho, J. Lloret, S. Sales and J. Capmany, *Harmonic Distortion in Microwave Photonic Phase Shifters Based on Coherent Population Oscillations in SOAs*. IEEE Photonic Technology Letters, to be published.
- [3] I. Gasulla, J. Sancho, J. Lloret, L. Yaron, S. Sales and J. Capmany, *Harmonic Distortion in SOA based Slow/Fast Light Microwave Photonic Phase Shifters*. 2009 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics 2009 no. Th3.6, 2009.

Dynamic Microwave Photonic Filter using Separate Carrier Tuning and Stimulated Brillouin Scattering

Juan Sancho, Mikel Sagues, *Member, IEEE*, Alayn Loayssa, *Member, IEEE*, Sanghoon Chin, Juan Lloret, Ivana Gasulla, Salvador Sales, *Senior Member, IEEE*, and José Capmany, *Fellow, IEEE*

Abstract—The dynamic reconfiguration of a Microwave Photonics filter by tuning its basic delay based on using Stimulated Brillouin Scattering induced slow light and phase-shifting of the optical carrier is experimentally demonstrated. The measurements confirm that the Free Spectral Range of the filter changes when the pump is applied. The results show the potential of the Separate Carrier Technique in Microwave Photonics applications.

Index Terms— Microwave photonics, optical delay line, slow light, Microwave optical filters, optical signal processing.

I. INTRODUCTION

THE development of tunable photonic delay lines is of paramount importance due to their potential applications both in broadband digital and analog communications systems. Although different technologies have been proposed, Slow Light (SL) techniques, based on various physical phenomena, offer a particularly interesting approach to provide this functionality [1], [2]. For instance, the SL effects created by the stimulated Brillouin scattering (SBS) effect in optical fibers, which have been one of the firsts to be explored, have shown their potential in the generation of tunable delays [3], [4], although, at the same time, it has been identified that the maximum time delay that digital signal pulses can experience is restricted, in practice, to a few pulse-width delays [1], [2].

In microwave photonics, tunable delays are particularly important for the implementation of microwave photonic filters (MPF) and delays elements in phased array antennas (PAA). Recently, MPF have been widely developed due to their extended range of potential applications and their advantages compared to traditional RF circuits [5]. However, they have traditionally suffered from the positive nature of the coefficients that could be implemented under incoherent operation, which limited the range of attainable transfer functions. In order to overcome this problem, much work on

negative-coefficient and, on complex-valued coefficient filters [6], [7] has been reported. Complex-valued coefficient filters are desirable because they provide, among other features, enhanced frequency tuning [5]-[7]. Nevertheless, many MPFs are ultimately based on discrete-time signal processing using real valued coefficients, which requires the use of tunable optical true-time delays.

The main limitation of SL techniques for the implementation of tunable delay lines resides in the fact that the product between the achievable group delay and the bandwidth across which that group delay is attainable is constant. Thus only modest values for the group delays can be achieved for broadband baseband signals such as those carried by digital systems. In most practical microwave photonic systems however, the RF subcarrier frequency is much higher than the bandwidth of the signal it conveys. Therefore, no information is carried in the broad frequency range between the optical carrier and single-sideband microwave envelope. Thus, the requirement of constant group (time) delay across the entire bandwidth can potentially be relaxed across this region as long as an appropriate phase-shift is also imparted to the carrier. This idea has been called separate carrier tuning (SCT) and has been theoretically proposed by Morton and Khurgin in [8].

In this letter, we demonstrate the reconfigurability of a microwave photonics filter by tuning its basic delay. The method is based on using SBS-induced slow light and phase-shifting of the optical carrier with a fiber Bragg grating. To the best of our knowledge, this is the first experimental report of the SCT concept in the microwave photonics field.

II. MICROWAVE PHOTONIC FILTER IMPLEMENTATION USING SEPARATE CARRIER TUNING

The basic configuration of a notch-type incoherent microwave photonic filter is a two tap structure, which yields a periodic spectral characteristic. Fig. 1 shows this Mach-Zehnder layout and its frequency response. The transfer function of this structure is given by [5]:

$$H(f) = a_1 + a_2 \cdot e^{-i(2\pi fT)}, \quad (1)$$

where a_1 and a_2 are the filter taps coefficients that can be real or complex, and T is the filter's basic delay. The notch depth depends on the amplitude difference between these coefficients while the response period is directly related with the path delay imbalance on one arm respect to the other (FSR=1/T). Therefore, the tuning of the FSR of a transversal filter requires the variation of the basic delay (T).

Manuscript received November 25, 2009. This work was supported by the European Union FP7 project GOSPEL, the Generalitat Valenciana PROMETEO 2008-092 Microwave Photonics excellency research project, Plan Nacional I+D T EC2007-68065-C03-01 and TEC2007-67987-C02-02.

J. Sancho, J. Lloret, I. Gasulla, S. Sales and J. Capmany are with the iTEAM Institute, Universidad Politécnic de Valencia, 46022 Valencia, Spain (e-mail: juasandu@iteam.upv.es).

M. Sagues and A. Loayssa are with the Department of Electrical and Electronic Engineering, Universidad Pública de Navarra, 31006 Pamplona, Spain (e-mail: alayn.loayssa@unavarra.es).

S. Chin is with the Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Institute of Electrical Engineering, STI-GR-SCI Station 11, 1015 Lausanne, Switzerland (e-mail: sanghoon.chin@epfl.ch).

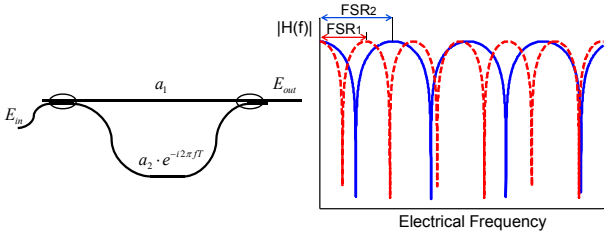


Fig. 1. Layout and transfer function of a two-tap microwave photonic filter.

Fig. 2 schematically depicts the two-tap SBS tunable optical filter that we have implemented to demonstrate the feasibility of the SCT technique to reconfigure the frequency response of the MPF. The output of a distributed-feedback (DFB) laser at 1550 nm is split into two branches by a 3dB fiber-optic coupler and feeds two dual-drive zero-chirp EOM. The upper part of the setup is dedicated to supply the pump for the SBS interaction required for the implementation of the tunable

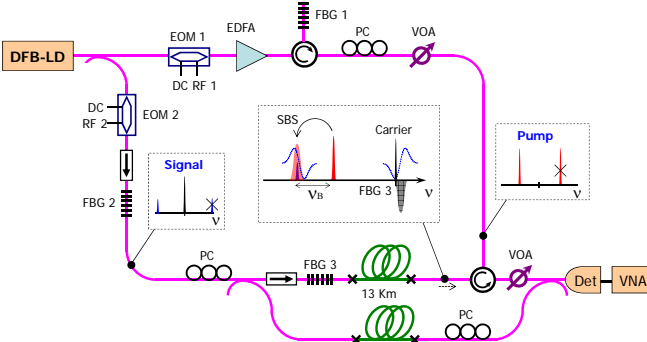


Fig. 2. Experimental setup.

delay. The signal from the DFB laser goes to the EOM1 that is driven by a microwave generator, whose output frequency can be tuned from 0 to 20 GHz. The EOM1 is biased for minimum transmission in order to generate a double-sideband suppressed carrier (DSB-SC) signal. The optical signal is then filtered by the reflection transfer function of a fiber Bragg grating (FBG1) to suppress more than 20 dB the upper sideband and to enhance the signal-noise ratio. The output signal is employed as a tunable pump to control the induced Brillouin gain that generates the tunable delay. The erbium doped fiber amplifier (EDFA) and the variable optical attenuator (VOA) are used for the optical control of the generated tunable delay. The lower branch of the schematic of Fig. 2 implements the MPF. The signal from the DFB laser feeds the EOM2 which is driven by the RF signals that are going to be optically processed. In order to remove one sideband, a transmission grating configuration is used (FBG2). The output from FBG2 is introduced in a MPF structure [7] that operates under incoherent regime. A circulator is used to counter-propagate the SBS pump signal with the OSSB-modulated carrier in the two branches of the MPF structure, that is implemented with dispersion-shifted single-mode fiber (DS-SMF). DS-SMF is been used since it has lower effective area than standard single-mode fiber and thus greater Brillouin gain coefficient. The central figure inset of Fig. 2 shows how the pump wave generates a Brillouin gain spectrum at the Brillouin frequency shift (ν_B). In order to

implement the SCT technique, SBS interaction is induced between the pump wave and the lower sideband of the OSSB signal. Therefore, the frequency of the RF signal modulating the EOM2 should be displaced by ν_B (the Brillouin frequency) as compared to the frequency of the RF signal modulating the EOM1. Meanwhile, the optical carrier is to be phase tuned [8] using the phase spectrum FBG3. Finally, the outputs from the two branches of the MPF are combined in the output coupler and the MPF response, (1), is measured in a vector network analyzer (VNA).

The two branches of the MPF implementation have different lengths in order to provide the required frequency response. This unbalanced length has been set to 140 m. It has been chosen to provide the condition of incoherent regime, but also, to study the feasibility of the SCT technique looking at several resonances of the MWP filter. Polarization controllers (PC) have been used to maximize the SBS effect.

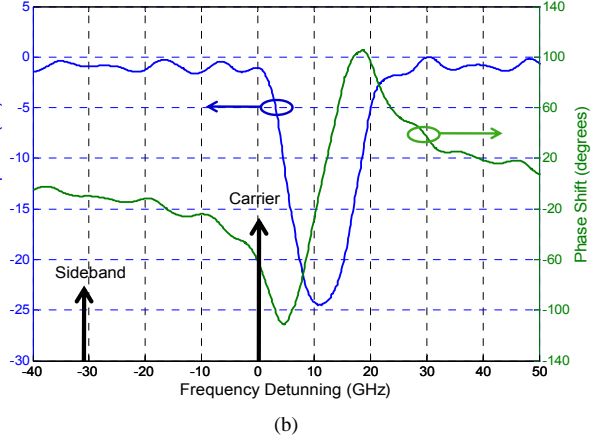
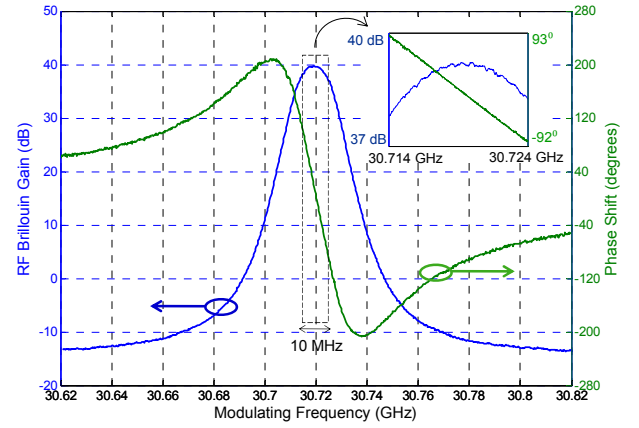


Fig. 3. (a) SBS and (b) FBG3 gain and phase shift measurements.

III. EXPERIMENTAL VALIDATION

In order to validate the implementation of the SCT technique in a MPF, the schematic presented in Fig. 2 has been implemented. Fig. 3 shows the SBS and FBG3 gain and phase changes generated in the carrier and the lower sideband when it is driven around 30.7 GHz in the EOM2 and the pump is generated using an RF tone of 20 GHz in the EOM1.

The inset of Fig. 3(a) shows a zoom of the generated SBS gain and phase-shift in a 10 MHz span. There is a linear phase change and also a moderate change in the Brillouin gain. It is very important for the MPF, to control not only the TTD but also the amplitude coefficients of the filter, i.e. a_1 or a_2 . To implement the TTD, a linear phase slope is required, since $T=1/(2\pi) d\phi/df$. Then, the maximum achievable TTD value in the 10 MHz span is 51.4 ns. This delay can be tuned by changing the optical power of the Brillouin pump signal.

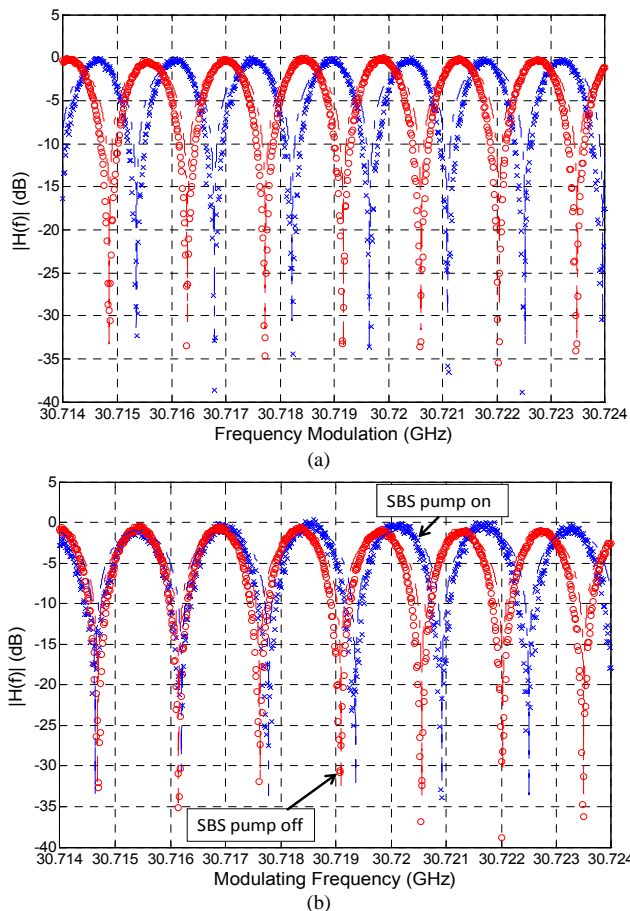


Fig. 4. Measured (circles and crosses) and simulated (dashed lines) filter frequency response (a) tuning the FBG3 position and (b) for 16 dBm SBS pump power and for no pump.

To check the validity of the SCT technique, we first of all measured the implementation of the phase shifts in the optical carrier by recording the filter spectral transfer function which in this case corresponds to a complex-valued two coefficient MWF [6], [7]. In a second step, Brillouin pump was activated in combination with the optical carrier phase adjustment to implement a true time delay by means of SCT. Fig. 4(a) shows how the spectral response of the MPF is shifted without changing its FSR or its spectral shape. This effect confirms that the phase shift impressed in the optical carrier propagating through the upper branch of the MPF is changed by tuning the FBG3. Two different phase shifts have been displayed with a difference of almost 180 degrees. The two branches of the MPF have a length imbalance of 140 m (700ns). This implies a FSR of 1.43 MHz. Measured and theoretical results show a complete agreement.

The SCT predicts that a TTD can be created, which should imply a different behavior of the MPF since its FSR has to change upon tuning the delay. Fig. 4(b) confirms that the FSR of the filter changes when the pump is applied. If a 16 dBm pump power is counter-propagated into the upper branch of the MPF of 13 Km of DS-SMF, the SBS generates a TTD around 51.4 ns, see Fig. 3(a). This implies that the FSR should be increased up to 1.54 MHz, see Fig. 4(b). FBG3 is used for the carrier phase adjustment as required by the SCT technique [8]. The phase of the microwave signal can be described as:

$$\phi(\omega_{RF}) = \phi(\omega_c) - \phi(\omega_s) + \omega_{RF} \left. \frac{\partial \phi(\omega_c)}{\partial \omega} \right|_{\omega_c = \omega_s} \quad (2)$$

where $\phi(\omega_c)$ and $\phi(\omega_s)$ are the phase shifts at the carrier and sideband frequency respectively. For TTD, a -60° of carrier compensation is needed in our particular case. Fig. 4 shows an excellent agreement of the theoretical and experimental results. A notch filter of more than 30 dB of rejection has been accomplished.

The main drawback of the presented scheme is that the FSR is limited by the Brillouin linewidth generated in the fiber, which is of the order of a few tens of megahertz (typically 20-30 MHz at 1550 nm). In order to overcome this limitation, several techniques can be employed to increase the SBS bandwidth till several GHz [9].

IV. CONCLUSIONS

We have demonstrated the reconfiguration of a MPF by tuning its basic delay based on using SBS-induced slow light and phase-shifting of the optical carrier by means of a FBG. The measurements confirm that the FSR of the filter changes when the pump is applied. To the best of our knowledge, this is the first experimental report of the SCT concept in the microwave photonics field. The results show the potential of the SCT in the microwave photonics applications.

V. REFERENCES

- [1] R. W. Boyd and D. J. Gauthier, "Slow and fast light," *Prog. Optics*, vol. 43, no. 6, pp. 497-530, Gen. 2002.
- [2] J. B. Khurgin and R. S. Tucker, *Slow light: Science and applications*. CRC Press, Boca Raton, 2009.
- [3] K. Y. Song, M. Gonzalez-Herráez, L. Thévenaz, "Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering," *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 82-88, Jan. 2005.
- [4] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd and A. L. Gaeta, "Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, no.15, p. 153902, Apr. 2005.
- [5] J. Capmany and D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds," *Nature Photon.*, vol. 1, no. 6, pp. 319-330, Jun. 2007.
- [6] M. Sagues, R. Garcia, A. Loayssa, S. Sales and J. Capmany, "Multi-tap complex-coefficient incoherent microwave photonic filters based on optical single-sideband modulation and narrow band optical filtering," *Opt. Exp.*, vol. 16, no. 1, pp. 295-303, Jan. 2008.
- [7] W. Xue, S. Sales, J. Mork and J. Capmany, "Widely Tunable Microwave Photonic Notch Filter Based on Slow and Fast Light Effects," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 3, pp. 167-169, Feb. 2009.
- [8] P. A. Morton and J. B. Khurgin, "Microwave Photonic Delay Line With Separate Tuning of the Optical Carrier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 22, pp.1686-1688, Nov. 2009.
- [9] M. Gonzalez-Herráez, K. Y. Song and L. Thevenaz, "Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers," *Opt. Exp.*, vol. 14, no. 4, pp. 1395-1400, Feb. 2006.

Harmonic Distortion in Microwave Photonic Phase Shifters Based on Coherent Population Oscillations in SOAs

Ivana Gasulla, Juan Sancho, Juan Lloret, Salvador Sales, *Senior Member, IEEE*, and José Capmany, *Fellow, IEEE*

Abstract—We present a theoretical and experimental evaluation of any general order harmonic distortion in a SFL phase shifter based on CPO in a SOA device. Different optical filtering implementations are proposed for enhancing the performance of microwave photonic phase shifters.

Index Terms—Coherent population oscillations (CPO), four-wave mixing (FWM), phase shifting, optical filtering, semiconductor optical amplifier (SOA), slow light.

I. INTRODUCTION

SLOW and Fast Light propagation (SFL) [1], is currently attracting a considerable interest in the field of microwave photonics as it offers the potential application to the implementation of tunable broadband RF phase shifters, [2]. One of the most promising optical phenomena that allows the control of the optical signal group velocity is that based on the coherent population oscillations (CPO) in semiconductor optical amplifiers (SOAs) [3], where a tunable microwave phase shift can be achieved by controlling the operation conditions of the SOA followed by a selective sideband filtering enhancing scheme. However, as an inherent nonlinear process, CPO can also bring the generation of harmonic distortion. Besides, a reduction in the expected microwave phase shift is created due to the coupling between the fundamental and harmonic terms inside the SOA [4].

We present a model based on the optical field that accounts for any general order harmonic distortion in a SFL phase shifter based on CPO in a SOA, extending thus the model reported in [4]. It has been applied accounting up to third-order harmonic distortion while it has been tested against the experimental results for second-order harmonic distortion, showing an excellent agreement. The novelty of our model relies also on the consideration of the distortion introduced by a dual-drive electrooptic modulator (EOM), instead of presuming, as customary, an ideal device, [4]. For microwave photonic applications where large signal operation is required, we have considered, for the first time to our knowledge, two optical filtering schemes for proper distortion reduction: an optical harmonic filtering stage prior to the SOA and a post optical filter implemented by a Fiber Bragg Grating (FBG) operating in reflection, instead of considering a selective sideband notch filter as in previous literature, [4]-[6].

Manuscript received November 5, 2009. This work was supported by the European Union FP7 project GOSPEL, the Generalitat Valenciana PROMETEO 2008-092 Microwave Photonics excellency research project and Plan Nacional I+D TEC2007-68065-C03-01.

The authors are with the ITEAM Institute, Universidad Politécnic de Valencia, 46022 Valencia, Spain (e-mail: ivgames@iteam.upv.es).

II. THEORETICAL MODEL

We assume an input field to the SOA device given by the output of a dual-drive EOM, being the voltage signals applied on both electrodes composed of a bias term and a Radio Frequency (RF) signal characterised by the same amplitude V_{RF} and frequency Ω , but different initial phases, ϕ_1 and ϕ_2 ,

$$V_1(t) = V_{DC_1} + V_{RF} \cos(\Omega t + \phi_1), \quad (1)$$

$$V_2(t) = V_{DC_2} + V_{RF} \cos(\Omega t + \phi_2).$$

The optical field at the modulator output is then given by

$$E_{out}(t)|_{EOM} = \frac{E_s}{2} e^{-j\frac{\pi}{V_\pi} \left[\frac{V_1(t)+V_2(t)}{2} \right]} \cos \left[\frac{\pi}{V_\pi} \left(\frac{V_1(t)-V_2(t)}{2} \right) \right] \quad (2)$$

where E_s comes from the input intensity provided by the laser and V_π is the quadrature voltage. Expanding the cosine in (2) in terms of Bessel functions of the first kind, we get:

$$E_{out}(t)|_{EOM} = \frac{E_s}{2} e^{-j\phi_0} \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-j)^k J_k(m) e^{jk\Omega t} \cos[\varphi + k(\phi_2 - \phi_1)/2] e^{jk\frac{(\phi_1 + \phi_2)}{2}} \quad (3)$$

where $\phi_0 = (V_{DC_1} + V_{DC_2})\pi / 2V_\pi$, φ represents the normalized bias voltage $\varphi = (V_{DC_1} - V_{DC_2})\pi / 2V_\pi$ and the modulation index is defined as $m = V_{RF}\pi / V_\pi$. We will apply the general expression (3) to the case for zero-chirp in the EOM since the experimental validation will be carried under such condition. The absence of the modulator chirp comes as a consequence of applying an input electrical voltage such that $V_1(t) = -V_2(t)$.

If we consider harmonic distortion up to order M , the field inside the cavity of the SOA can be expressed as:

$$E(t, z) = \sum_{k=-M}^M E_k e^{-j[(\omega_0 + k\Omega) - \beta_k z]} \quad (4)$$

where ω_0 is the frequency of the optical carrier, Ω is the modulation frequency and β_k is the propagation constant of the field complex amplitude E_k , the initial value ($z=0$) of which is obtained from (3). Assuming perfect phase matching between the different RF terms, we can express the intensity of the intra-cavity field as a periodic function, which oscillates with a fundamental frequency Ω and extends from $-2M\Omega$ to $2M\Omega$,

$$|E(t, z)|^2 = \sum_{m=-2M}^{2M} S_m e^{-jm\Omega t} \quad (5)$$

being:

$$S_m = \sum_{k=-M+m}^M E_k E_{k-m}^* \quad (6)$$

We can therefore assume that the carrier density inside the SOA, and thus the gain coefficient, oscillates following a similar variation of (5), which can be obtained from the well known carrier rate equation:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_s} - \Gamma a(N - N_{tr})|E|^2 \quad (7)$$

being I the injection current, e the unit electron charge, V the volume of the active region, τ_s the carrier lifetime, Γ the confinement factor, a the differential gain and N_{tr} the transparency carrier density. It must be noted that saturation due to intraband transitions, consequence of the spectral hole-burning, has been neglected, as justified in [4], which means that the carrier density has been assumed linearly dependent on the optical intensity. The identification of the population term for every frequency component in (7) yields the coefficients for the dynamic evolution of the gain

$$g(t) = \sum_{m=-2M}^{2M} g_m e^{-jm\Omega t}. \quad (8)$$

For the DC component we get:

$$g_0 = \frac{\Gamma \bar{g}}{1 + S_0 / P_{sat}} \quad (9)$$

where $\Gamma \bar{g}$ is the unsaturated modal gain and the saturation power is defined as $P_{sat} = 1/(\Gamma a \tau_s)$; while for the rest of oscillating terms we have

$$g_m = -g_0 \frac{S_m / P_{sat}}{1 + S_0 / P_{sat} - jm\Omega \tau_s}. \quad (10)$$

Substituting (1) and (8) in the slowly varying propagation equation, we get the following coupled differential equations

$$\frac{dE_k}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_{int} E_k + \frac{(1-j\alpha)}{2} \sum_{m=-M+k}^{M+k} g_m E_{k-m}, \quad (12)$$

where γ_{int} corresponds to the internal waveguide losses and α to the SOA linewidth enhancement factor.

III. HARMONIC DISTORTION EVALUATION

As it has been reported in the literature, [4]-[6], when optical filtering is included to selectively suppress the red-shifted frequency sideband of the optical signal before photodetection, the refractive index dynamics leads to a considerable increase in the microwave phase shift. However, the impact of harmonic distortion over the phase shifter performance is less well understood. To validate our model and subsequently apply it to understand the effect of harmonic distortion we have assembled the experimental setup shown in Fig. 1. A Continuous Wave (CW) laser at 1550 nm is modulated by a 20 GHz microwave tone by means of a dual-drive zero-chirp EOM. The SOA has a saturation power of -2 dBm and a bandwidth over 10 GHz, while its bias has been set to 200 mA. Other parameters used in the SOA model are: linewidth enhancement factor $\alpha=7$; length $L=1$ mm; unsaturable loss (1/m) $\gamma_{int}=4/L$; unsaturated modal gain (1/m) $\Gamma \bar{g}=5.5/L$. It must be noted that the phase shift can be optically controlled [4], [6], by means of the optical CW power at the SOA input, which requires an Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA) and a variable attenuator. Harmonic levels were measured using a Lightwave Spectrum Analyzer (LSA) while the phase shift was measured by a Vector Network Analyzer (VNA).

The typical filtering configuration after the SOA is a notch filter implemented by a FBG in transmission (FBG Tx), as

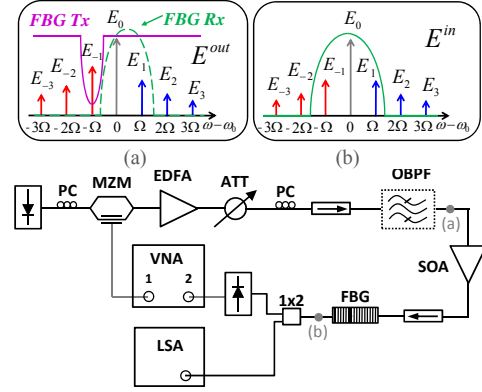


Fig. 1. Schematic of the general experimental setup. (a) Optical filtering for harmonic distortion reduction before SOA propagation. (b) Both FBG transmission (FBG Tx) and reflection (FBG Rx) optical post filtering schemes.

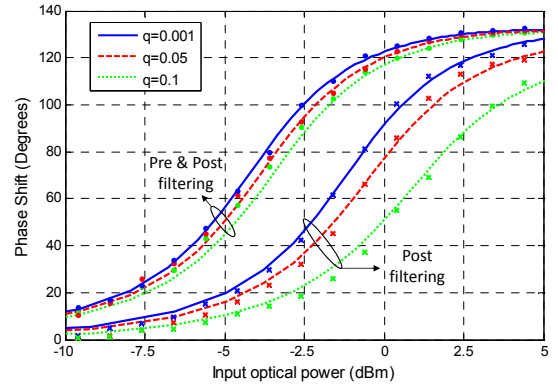


Fig. 2. Theoretical (lines) and experimental (markers) RF phase shift in the presence and absence of the optical prefiltering scheme.

shown in the inset (b) of Fig. 1. In our setup we employed a device providing around a 40 dB attenuation level over the red-shifted fundamental frequency component. Fig. 2 shows the experimentally and theoretically obtained microwave phase shift in function of the optical power at the SOA input, relative to the fundamental tone, for this notch filtering case and different modulation depths $q = |E_1(0)|^2 / |E_0(0)|^2$. In comparison to the theoretical results presented in Fig. 5 of [4], note that our instrumentation did not allow us to generate input signals with q values up to 0.3. The same phase shift behavior can be achieved by tuning the electrical injection current, [7]. A considerable dependence of the phase shift with q is observed, as expected, since for higher q values there is a nonnegligible interaction between the fundamental tone and the harmonics within the SOA, leading to power and phase fluctuations. Note that the experimental and theoretical results show an excellent agreement, validating the model developed in section II.

To overcome the dependence of the phase shifter performance on q , we propose a prefiltering scheme whereby a FBG passband filter is used previous to the SOA, to attenuate (more than 20 dB) the high-order harmonics produced by the EOM, as shown in inset (a) of Fig. 1. The microwave phase shift corresponding to simultaneous pre and postfiltering techniques has been plotted in Fig. 2. Two points deserve a comment. On one hand, the phase shift performance for the fundamental tone is considerably less sensitive on q .

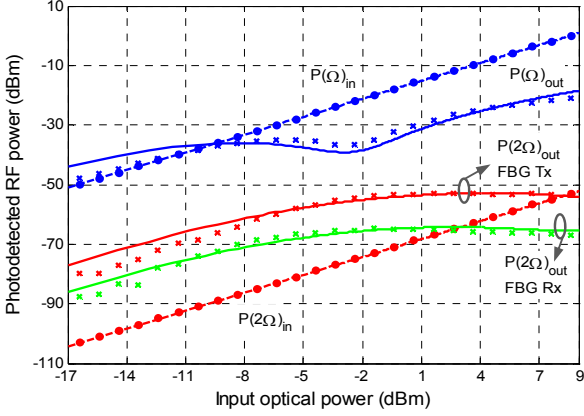


Fig. 3. Theoretical (lines) and experimental (markers) results for the photodetected RF power from the fundamental tone, $P(\Omega)$, and the second harmonic, $P(2\Omega)$, versus the input optical power. The dashed lines are the calculated harmonics before the SOA and the solid lines are the calculated harmonics after the SOA+FBG, operating in transmission or in reflection.

Since this phase shift is dependent on the complex amplitude of E_1 , this means that less power from the fundamental is coupled to the harmonics. The second relevant aspect is that less optical power is required to achieve a given phase shift.

The former scheme has the drawback of requiring pre and post filtering stages. A second alternative to reduce harmonic distortion consists in using a single bandpass post filtering stage, as shown in inset (b) of Fig. 1. In our experimental setup another FBG, operating in reflection, yields over 30 dB attenuation both for the red-shifted sideband and the remaining higher order frequency components. Fig. 3 illustrates the measured and computed results of the photodetected fundamental RF power, $P(\Omega)$, and the second harmonic power, $P(2\Omega)$, versus the SOA input optical power for $q=0.001$. It must be noted that the third order harmonic power has not been included due to limitations in our experimental setup as we are working with a 20 GHz RF signal. A very good level of agreement can be observed between the theoretical results and those rendered by the measurements. Comparing the second harmonic for both post filtering configurations, it is appreciated how the inclusion of the optical notch filter (FBG Tx) results in a considerable increase of the nonlinear distortion level introduced by the CPO effect; which can be decreased (by more than 10 dB) when employing the FBG in reflection. Major distortion reduction can be achieved when resorting to filter responses with a sharper roll-off. A small discrepancy is observed between the experimental and simulation results for $P(\Omega)_{out}$ and $P(2\Omega)_{out}$. This is due to the fact that for low input powers the SOA gain is not saturated and the Amplified Spontaneous Emission (ASE) noise contribution (which is not taken into account in our model) $P_{ASE} = 2n_{sp}h\nu(G-1)B_o$, where G is the amplifier gain, n_{sp} the spontaneous emission factor and B_o the ASE bandwidth, becomes relevant.

A further issue we have considered when comparing these post filtering setups is related to the microwave phase shift obtained for the fundamental tone. Our simulation results show the same behavior for both cases. In fact, as expected [6],

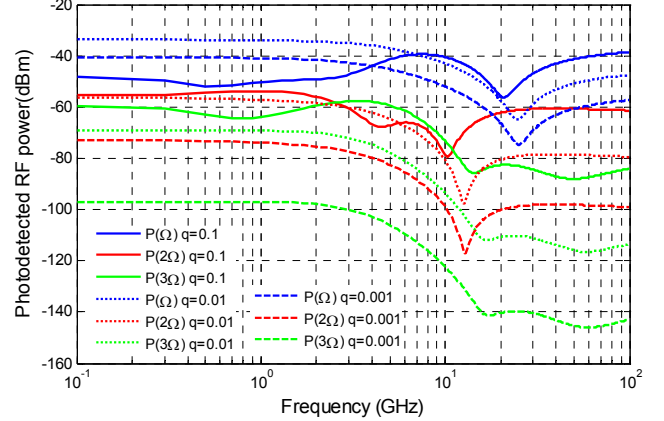


Fig. 4. Theoretical results for the photodetected RF power from the fundamental tone, $P(\Omega)$, the second, $P(2\Omega)$, and third, $P(3\Omega)$, order harmonics versus the modulation frequency, employing the FBG operating in reflection, for different values of modulation depth q .

$P(\Omega)_{out}$ shows for both setups a dip near -2 dBm which is correlated with the sharp increase of the phase shift.

Finally, the dependence of the harmonic distortion on the modulation frequency when employing the bandpass post filtering alternative is shown in Fig. 4. The simulated results for the fundamental tone, the second and the third order harmonics, are plotted for a SOA input optical power of 0 dBm. For linear operation ($q=0.001, 0.01$) the expected dips in the power, for $P(\Omega)$ and $P(2\Omega)$ confirm the results of [5], while for $q=0.1$ (nonlinear operation), curve distortions due to energy transfer between the fundamental and the second and third harmonics are clearly appreciated.

IV. CONCLUSIONS

We have presented a model based on the optical field that accounts for any general order of harmonic distortion in a SFL phase shifter based on CPO in a SOA. The model has been tested against the experimental results showing an excellent agreement. For microwave photonic applications where large signal operation is required, we have proposed two different optical filtering implementations for the proper reduction of harmonic distortion in microwave photonic phase shifters.

REFERENCES

- [1] R.W. Boyd and D.J. Gauthier, "Slow and fast light," Prog. Optics, vol. 43, pp. 497-530, 2002.
- [2] J. Capmany and D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds," Nature Photon., vol. 1, no. 6, pp. 319-330, 2007.
- [3] J. Mørk, R. Kjør, M. van der Poel, and K. Yvind, "Slow light in a semiconductor waveguide at gigahertz frequencies," Opt. Express, vol. 13, no. 20, pp. 8136-8145, 2005.
- [4] S.Ó. Dúill, R.F. O'Dowd, and G. Eisenstein, "On the role of high order coherent population oscillations in slow and fast light propagation using semiconductor optical amplifiers," IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., vol. 15, no. 3, pp. 578-584, 2009.
- [5] Y. Chen, W. Xue, F. Ohman, and J. Mørk, "Theory of Optical-Filtering Enhanced Slow and Fast Light Effects in Semiconductor Optical Waveguides," J. Lightw. Technol., vol. 26, no. 23, pp. 3734-3743, 2008.
- [6] W. Xue, Y. Chen, F. Ohman, S. Sales, and J. Mørk, "Enhancing light slow-down in semiconductor optical amplifiers by optical filtering," Opt. Lett., vol. 33, no. 10, p. 1084-1086, 2008.
- [7] W. Xue, S. Sales, J. Capmany and J. Mørk, "Microwave phase shifter with controllable power response based on slow- and fast-light effects in semiconductor optical amplifiers," Opt. Lett., vol. 34, no. 7, pp. 929-931, 2009.

Harmonic Distortion in SOA based Slow/Fast Light Microwave Photonic Phase Shifters

I. Gasulla¹, J. Sancho¹, J. Lloret¹, L. Yaron², S. Sales¹ and J. Capmany¹

¹ITEAM, Universidad Polit cnica de Valencia, Camino de Vera s/n, 46022 Valencia, SPAIN

²Tel Aviv University, ISRAEL

ivgames@iteam.upv.es

Abstract—We address theoretically and experimentally the generation of harmonic distortion in a SFL phase shifter based on CPO in a SOA device. The topic is of importance in the context of microwave photonics for two reasons. First of all, it provides useful guidelines for the proper design of distortion-free SFL tunable phase shifters. In second place, it allows us to explore for the possibility of designing upconverting devices where the phase of the upconverted signal can be tuned, a unique feature to the best of our knowledge.

I. INTRODUCTION

Slow and Fast Light propagation (SFL) [1], that is, the possibility of controlling the group velocity of an optical signal propagating in a given device or medium, has attracted a considerable attention in recent years due to its potential application to the realization of compact devices for signal processing. SFL can be achieved either by inducing modifications in the material properties or by modifying the structural properties of the SFL medium, thereby changing the propagation characteristics. Several optical phenomena have been proposed including electromagnetic induced transparency (EIT) in cold atoms [2], solid state devices [3], Brillouin [4] and Raman [5] effects in optical fibers and coherent population oscillations (CPO) in semiconductor optical amplifiers [6].

One of the most interesting applications of this emergent technology is in the field of microwave photonics where it can be employed to implement tunable RF phase shifters [7]. In this context slow and fast light effects based on CPO in semiconductor optical amplifiers (SOAs) at room temperature appear as one of the most promising technologies because it can provide very fast (on the order of several hundreds of picoseconds) electrically and optically controlled tunability over a microwave bandwidth of several tens of GHz in a compact device with a control voltage of a few volts, as we have recently demonstrated [8].

CPO is an inherent nonlinear process which besides favouring phase shifts in the RF domain can also bring two undesired effects. The first one is the undesired generation harmonic distortion terms within and at the output of the SOA device. The second effect, which has been the subject of a

recently published numerical study [9], is the reduction of the expected RF phase shift due to the coupling between the fundamental and harmonic terms inside the SOA.

In this paper we address theoretically and experimentally the generation of harmonic distortion in a SFL phase shifter based on CPO in a SOA device. The topic is of importance in the context of microwave photonics for two reasons. First of all, it provides useful guidelines for the proper design of distortion-free SFL phase shifters. In second place it allows us to explore for the possibility of designing upconverting devices where the phase of the upconverted signal can be tuned.

The paper is structured as follows. In section II we present a general theoretical model that allows the computation of any arbitrary order harmonic distortion term generated by CPO in the SOA. This model generalizes the results of [9]. In section III the model is experimentally validated. The guidelines for improving the performance of CPO-SOA based SFL phase shifters using post filtering are discussed in section IV together with their potential application in frequency and phase-tunable upconversion tasks. Finally, section V provides the conclusions.

II. THEORETICAL MODEL

The developed model assumes an input field to the SOA device given by the output of a single drive electrooptic modulator, which modulates the laser output according to an input voltage signal that includes the DC bias voltage to the modulator V_{DC} and an RF signal whose amplitude and frequency is V_{RF} and Ω respectively:

$$V(t) = -V_{DC} - V_{RF} \cos(\Omega t + \phi) \quad (1)$$

being ϕ the initial phase of the RF signal.

The output signal of the modulator is given then by:

$$E_{out} = \frac{E_s}{2} \left[1 + e^{j\Psi} e^{jm \cos(\Omega t + \phi)} \right] \quad (2)$$

where E_s comes from the input intensity provided by the laser $I_s = |E_s|^2$, Ψ represents the normalized (to the quadrature

voltage V_π) bias voltage:

$$\Psi = \frac{V_{DC}\pi}{V_\pi} \quad (3)$$

and the modulation index is defined as:

$$m = \frac{2V_{RF}\pi}{V_\pi}. \quad (4)$$

Considering harmonic distortion of order M , we get the next expression for the field at the input of the SOA

$$E_{in}|_{SOA} = \frac{E_S}{2} \left[1 + e^{j\Psi} \sum_{n=-M}^M J_n^n(m) e^{jn(\Omega t + \phi)} \right]. \quad (5)$$

The field inside the cavity of the SOA is given by:

$$E(z) = \sum_{k=-M}^M E_k e^{-j[(\omega_0 + k\Omega)t - \beta_k z]} \quad (6)$$

where ω_0 is the frequency of the optical carrier, Ω is the modulation frequency and β_k is the propagation constant of the field complex amplitude E_k .

Assuming perfect phase matching between the different RF terms, we obtain the squared modulus (intensity) of the above field as:

$$|E(z)|^2 = \sum_{m=-2M}^{2M} S_m e^{jm\Omega t}. \quad (7)$$

In the above:

$$S = \sum_{k=-M+m}^M E_{k-m}^* E_k. \quad (8)$$

We now assume that the carrier density inside the SOA oscillates following a similar variation:

$$N(t) = \sum_{m=-2M}^{2M} N_m e^{jm\Omega t}. \quad (9)$$

We can now substitute (7) and (9) in the rate equation:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_s} - \Gamma a(N - N_{tr})|E|^2 \quad (10)$$

where I is the injection current, e is the unit electron charge, V is the volume of the active region, τ_s is the carrier lifetime, Γ is the confinement factor, a is the differential gain and N_{tr} is the transparency carrier density. Identifying the terms with the same frequency, we can obtain the gain coefficients. Defining the DC gain coefficient as $g_0 = \Gamma a(N_0 - N_{tr})$, we get for the DC component:

$$g_0 = \frac{\Gamma \bar{g}}{1 + \frac{S_0}{P_{sat}}} \quad (11)$$

where $\Gamma \bar{g}$ is the unsaturated modal gain and the saturation power is defined as $P_{sat} = 1/(\Gamma a \tau_s)$.

For the rest of the oscillating terms we have:

$$g_m = -g_0 \frac{S_m / P_s}{1 + jm\Omega \tau_s + \frac{S_0}{P_{sat}}}. \quad (12)$$

Therefore, the dynamic evolution of the gain coefficient can be expressed as:

$$g(t) = \sum_{m=-2M}^{2M} g_m e^{jm\Omega t}. \quad (13)$$

From the slowly varying propagation equation through the SOA device, we get the following set of coupled differential equations

$$\frac{dE_k}{dz} = -\frac{1}{2}\gamma_{int} E_k + \frac{(1-j\alpha)}{2} \sum_{m=r-M}^{r+M} g_m E_{r-m} \quad (14)$$

here γ_{int} corresponds to the internal waveguide losses and α to the linewidth enhancement factor.

III. EXPERIMENTAL VERIFICATION

In order to validate the described model, we assembled the setup shown in Fig. 1. A continuous wave laser at 1550 nanometers has been modulated using a microwave tone at 7 GHz by means of an external Mach-Zehnder modulator. The modulator is characterized by $V_\pi=4V$ and it has been biased at $V_{DC}=0.4975 \cdot V_\pi$. The bias is slightly different from the quadrature point $V_{DC}=0.5 \cdot V_\pi$ in order to check the model validity also for the case where a significant value of $E(\omega_0 \pm 2\Omega)$ is present at the SOA input. An electrical modulation index of $m=14\%$ has been used to guarantee both small distortion and enough RF detected power to be above the floor of the RF spectral analyzer. The SOA is from CIP photonics and has been designed with a high output saturation power of 15 dBm. The bandwidth of the SOA is over 10 GHz [8]. The injection current to the SOA has been set to 450 mA. The other parameters that have been used in the model of the SOA are: linewidth enhancement factor $\alpha=6$; length $L=500$ microns; unsaturable loss (1/m) $\gamma_{int}=3.65/L$; unsaturated modal gain (1/m) $\Gamma \bar{g}=5.2/L$. The phase shift created in the microwave signal can be optically controlled [8, 9] by means of the optical CW power at the SOA input. Higher input powers result in higher phase shifts. To control the above parameter in our measurements, we have used an EDFA booster and a variable attenuator.

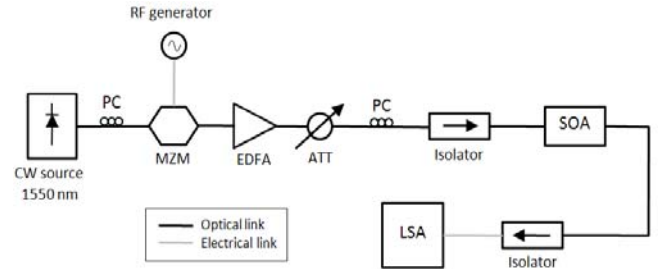


Figure 1. Schematic of the measurement setup used for validating the theoretical model.

The optical input power in the SOA was varied from -8 dBm (in the linear regime of the SOA, $G_{\bar{\theta}}=10\text{dB}$) to 12 dBm (quite inside in the saturation regime, $G_{\bar{\theta}}=2.5\text{ dB}$). The harmonics levels were measured using a Lightwave Spectrum Analyzer (LSA).

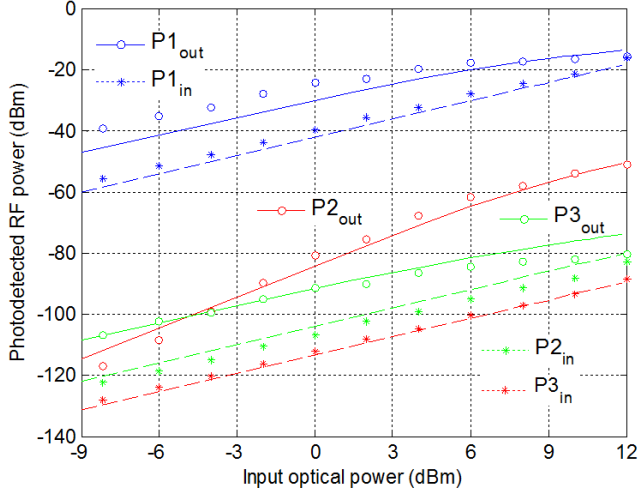


Figure 2. Theoretical and experimental results of the harmonic distortion before and after the SOA. The dashed lines are the calculated harmonics before the SOA and the solid lines are the calculated harmonics after the SOA. The circles show the experimental data. PK stands for the photodetected current before and after the SOA at frequency $K\Omega$.

Fig. 2 shows both the measured and computed results (using the model described in the prior section) for the fundamental, second and third harmonics. An excellent agreement is obtained between the theoretical results and the experimental data. As it can be observed from Fig. 2, the most relevant feature is the considerable increase of the second harmonic at the SOA output. This feature can be explained as follows. Using the model developed in section II, we can monitor the amplitude values of the optical fields after the SOA to observe that all of them increase with almost the same rate. This effect has been checked experimentally too. This behavior is also observed in the saturation regime of the SOA. Therefore, the increase in the amplitude of the second harmonic compared to the increase in the amplitude of the fundamental component cannot explain the evolution of $P2_{\text{out}}$ observed in Fig. 2.

A complete explanation of the rapid increase of $P2_{\text{out}}$, has to take into account as well the phase shifts added to $E(\omega_0 \pm 2\Omega)$ and $E(\omega_0 \pm \Omega)$ by the SOA at different input powers. The CPO effect is behind the fact that the phase added to the electrical optical fields is frequency dependent. Note as well that, as it is well known from the literature [8], the phase shifts can be tuned by varying the optical input power or the electrical injection current [8]. Thus, the SOA changes the phases of the different contributors to the second harmonic 2Ω yielding a considerable increase in its value as compared to the fundamental tone.

IV. RESULTS AND DISCUSSION

In [10] the inclusion of an optical filter after the SOA to increase the phase shift of the microwave signal has been proposed. The optical filter selects the blue sideband of the propagated optical signal (see the inset of Fig. 3), because the phase shift induced on $E(\omega_0 + \Omega)$ is higher than the phase shift induced on $E(\omega_0 - \Omega)$, creating a higher range of phase shifts over the microwave tone, Ω . This approach has been proved successful for the small signal operation regime. However, if small signal operation cannot be assumed, the optical filter breaks the balance between the phases of the electrical optical fields, $E(\omega_0 \pm K\Omega)$, after the Mach-Zehnder modulator, creating a higher second order distortion, see Fig. 3. Comparing the results from Fig. 2 and 3, we observe a considerable increase of $P2_{\text{out}}$ which can compromise the operation of the phase shifter.

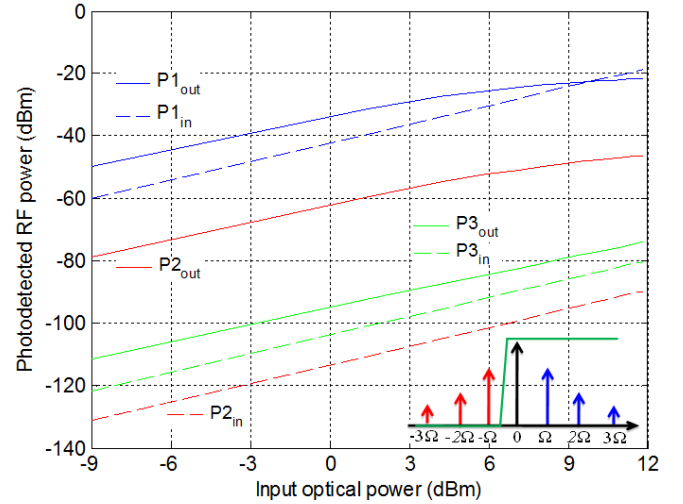


Figure 3. Photodetected RF power from the fundamental tone, Ω , and the second and the third harmonic versus the input optical power before and after the SOA. The inset shows the transfer function of the filter that it is used to increase the phase shifts over the microwave signal in the SOA.

To overcome the potential deleterious effect of harmonic distortion on the phase shifter performance we propose a slight modification of the optical filter placed behind the SOA, as shown in the inset of Fig. 4. In this same figure we plot the same results as those of Fig. 3 but with the novel filtering configuration. Comparing the results from Fig. 3 and 4, we can appreciate how the level of the second harmonic distortion has decreased significantly (more than 40 dB) as expected.

Finally, the proposed model provides us the possibility of exploring the design of upconverting devices where the phase of the upconverted signal can be tuned. This, to the best of our knowledge is a unique feature. The CPO effect that is induced onto $E(\omega_0 \pm \Omega)$ [6, 8], is also induced onto $E(\omega_0 \pm 2\Omega)$, see (14). The idea is to take advantage of the SOA to increase the power of the second harmonic by suitable post-filtering and, at the same time, by controlling the input CW power to the SOA to control the phase shift of the upconverted tone. In this

respect, the SOA brings the possibility of an efficient medium to generate harmonics due to its optical material gain as compared to other passive devices. Also, its size, fast tuning speed and its ability of integration are properties to make SOAs one of the promising devices for the generation of upconverted microwave tones.

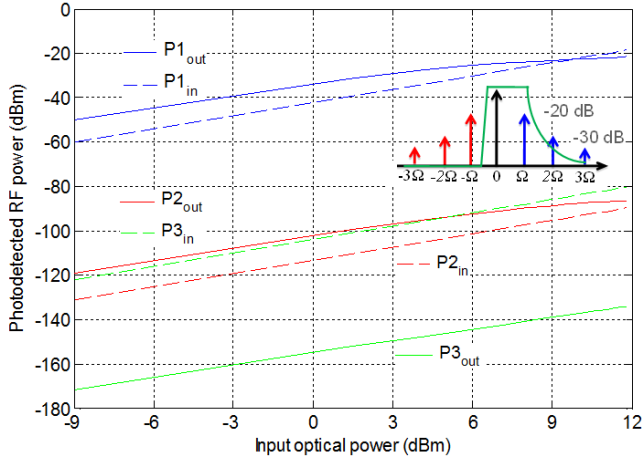


Figure 4. Photodetected RF power from the fundamental tone, Ω , and the second and the third harmonic versus the input optical power before and after the SOA. The inset shows the transfer function of the filter that it is used to decrease the generation of the second harmonic after the SOA.

In Fig. 5 we plot the obtained phase-shift versus the optical CW input signal power to the SOA device for the upconverted signal (second harmonic) corresponding to a 7 GHz input tone to the SOA phase shifter given by the same parameters of the experiment reported in Fig. 2. As it can be clearly appreciated, a considerable phase excursion, which reaches an approximated value of 170 degrees, can be obtained for the upconverted tone which results in an extra degree of freedom.

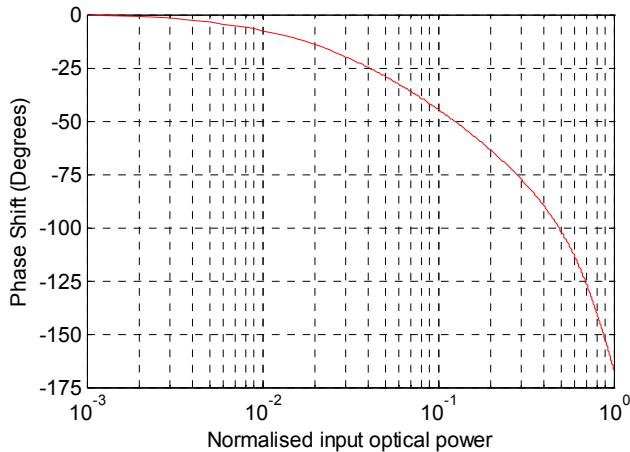


Figure 5. Computed value of the upconverted (second harmonic) phase shift as a function of the input CW optical signal power at the SOA input. The fundamental tone frequency is 7 GHz and the SOA parameters are those corresponding to the experiment reported in section III.

V. SUMMARY AND CONCLUSIONS

In summary, we have addressed theoretically and experimentally the generation of harmonic distortion in a SFL phase shifter based on CPO in a SOA device. The topic is of importance in the context of microwave photonics for two reasons. First of all, it provides useful guidelines for the proper design of distortion-free SFL phase shifters. In second place, it allows us to explore for the possibility of designing upconverting devices where the phase of the upconverted signal can be tuned. This, to the best of our knowledge, is a unique feature.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to acknowledge the financial support from the Spanish MICINN through Plan Nacional I+D TEC2007-68065-C03-01, the European Union FP7 project GOSPEL and the Generalitat Valenciana PROMETEO 2008-092 Microwave Photonics excellency research project.

REFERENCES

- [1] R.W. Boyd and D.J. Gauthier, "Slow and fast light," *Prog. Optics*, vol. 43, pp. 497-530, 2002.
- [2] L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, and C.H. Behroozi, "Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas," *Nature*, vol. 397, pp. 594-598, 1999.
- [3] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, "Observation of ultraslow light propagation in a ruby crystal at room temperature," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, pp.113903-1-4, 2003.
- [4] K. Y. Song, M. Gonzalez Herráez, and L. Thévenaz, "Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 82-88, 2005.
- [5] D. Dahan and G. Eisenstein, "Tunable all optical delay via slow and fast light propagation in Raman assisted fiber optical parametric amplifier: a route to all optical buffering," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 6234-6249, 2005.
- [6] J. Mørk, R. Kjøær, M. van der Poel, and K. Yvind, "Slow light in a semiconductor waveguide at gigahertz frequencies," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 8136-8145, 2005.
- [7] J. Capmany and D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds," *Nature Photon.*, vol. 1, pp. 319-330, 2007.
- [8] X. Xue, S. Sales, J. Mørk, and J. Capmany, "Widely tunable microwave photonic notch filter based on slow and fast light effects," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21, pp. 167-169, 2009.
- [9] S.Ó Dúill, R.F. O'Dowd, and G. Eisenstein, "On the role of high order coherent population oscillations in slow and fast light propagation using semiconductor optical amplifiers", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 15, pp. 578-584, 2009.
- [10] Y. Chen, W. Xue, F. Ohman, and J. Mork, 'Theory of Optical-Filtering Enhanced Slow and Fast Light Effects in Semiconductor Optical Waveguides', *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol 26, pp. 3734-3743, 2008.