

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA

DEPARTAMENTO DE COMUNICACIONES



**Sistemas ópticos incoherentes
para la generación de señales
arbitrarias basados en filtros
fotónicos de microondas**

TESIS DOCTORAL

Presentada por:

Mario Bolea Boluda

Dirigida por:

Dr. José Mora Almerich

Dra. Beatriz Ortega Tamarit

Valencia, Julio 2012

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA

DEPARTAMENTO DE COMUNICACIONES

**Sistemas ópticos incoherentes
para la generación de señales
arbitrarias basados en filtros
fotónicos de microondas**

TESIS DOCTORAL

Presentada por:

Mario Bolea Boluda

Dirigida por:

Dr. José Mora Almerich

Dra. Beatriz Ortega Tamarit

Valencia, Julio 2012

A mis padres y hermanos

*"Todo progreso no es sino un error constantemente
rectificado"*

Hans Vaihinger

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mis directores de tesis, Beatriz Ortega y José Mora, la oportunidad de colaborar con ellos en el programa de excelencia *Microwave Photonics* (2008/092) financiado por la Generalitat Valenciana así como en el proyecto europeo *Architectures for fLexible Photonic Home and Access networks* (ALPHA/212252) del Séptimo Programa Marco. Además, debo destacar el enorme privilegio que ha supuesto para mí el pertenecer al grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas dirigido por José Capmany de quien he recibido la ayuda y el apoyo durante estos años, lo que me ha servido sin duda para completar esta etapa de formación y así estar mejor preparado para afrontar nuevos retos profesionales.

Me gustaría destacar la oportunidad que me brindó Beatriz allá por el año 2008 de comenzar a investigar dentro del campo de la Fotónica de Microondas y creer en mí en todo momento. Para José Mora, Pepe, posiblemente no tendría el suficiente espacio en estas páginas para escribir la palabra gracias ya que es el gran responsable de que haya llegado hasta este punto. Si no hubiera sido por todas sus explicaciones, sus consejos, sus ánimos en los malos momentos y su paciencia en tantas y tantas ocasiones e incluso creer en mí y mis posibilidades cuando hasta yo mismo dudaba, todo este trabajo no hubiera sido posible.

Asimismo quiero dar las gracias a todos los miembros del Grupo de Comunicaciones Ópticas y Cuánticas porque con su apoyo han contribuido a enriquecer enormemente mi punto de vista sobre el trabajo realizado. En especial, me gustaría tener un recuerdo para Juan, Joan, Antonio, Manuel, Iñigo e Ivana. A lo largo de todos estos años no sólo me han dado buenos consejos a nivel profesional y me han ayudado en innumerables ocasiones, sino que han contribuido a que esta etapa haya sido muy especial en mi vida también en lo personal gracias a su amistad.

Finalmente, no podría acabar estas líneas sin mostrar mi mayor agradecimiento a mi familia. A mis padres, Fernando y Maruja, que me han dado su apoyo incondicional a lo largo de toda mi carrera académica y profesional. Ellos me han inculcado los valores del esfuerzo, la dedicación y la perseverancia a la hora de perseguir los objetivos en mi vida. A mis hermanos, Fernando y Pilar, por estar ahí y apoyarme en las distintas decisiones que he ido tomando a lo largo de estos años. Y, para acabar, a mi sobrino Nando, esa personita que llegó a nuestras vidas este año y ha contribuido a alegrar el proceso de escritura de esta tesis.

Resumen

Las señales arbitrarias de microondas son ampliamente utilizadas en distintos campos de aplicación como radar, comunicaciones, captura de imágenes e instrumentación moderna. La limitación de los sistemas eléctricos para la generación de formas de onda a frecuencias elevadas y con grandes anchos de banda ha hecho que a lo largo de la última década se realicen numerosas propuestas de generación en el dominio óptico. Tras una revisión de todas las propuestas, se ha podido llevar a cabo una clasificación en función de las técnicas de generación más relevantes.

El principal objetivo de esta tesis doctoral consiste en la propuesta, análisis y validación experimental de una técnica que permite la generación de señales de microondas haciendo uso de estructuras de filtrado fotónico. En concreto, los filtros utilizados en este trabajo se fundamentan en el procesado de señales ópticas incoherentes mediante un elemento dispersivo. A través del desarrollo teórico, se ha obtenido la función de transferencia del filtro fotónico equivalente que permite calcular la señal generada a partir de la densidad espectral de potencia de la señal óptica, la dispersión y la señal eléctrica de entrada. De este modo, ha sido posible extender algunas de las ventajas del filtrado fotónico a la generación de formas de onda. Así mismo, para la técnica propuesta se distinguen dos regímenes de operación, no lineal y lineal, según sea necesario o no considerar la dispersión de segundo orden del elemento dispersivo. En el régimen lineal, se presentan varias estructuras que utilizan distintos tipos de señal óptica como un conjunto de láseres y una fuente ancha ranurada empleando diferentes clases de filtrado óptico. Además, también se presenta una estructura adicional incorporando detección diferencial a través de un interferómetro. Con el fin de mostrar las distintas capacidades de estas propuestas se ha demostrado la generación de señales correspondientes a la tecnología UWB de impulsos radio y multibanda. La flexibilidad de estos esquemas ha permitido obtener formas de onda de acuerdo con los requerimientos espectrales de la FCC así como mostrar un excelente grado de sintonización y reconfiguración. Por otra parte, el interés del régimen no lineal se ha centrado en la estructura con detección diferencial. Con el fin de mostrar las capacidades del sistema se han generado distintos ejemplos de pulsos con *chirp*. En concreto, se ha demostrado de forma experimental el control independiente de parámetros de estas señales como son el producto tiempo por ancho de banda, la frecuencia central y la envolvente mediante cambios en la dispersión, el interferómetro y la señal óptica. En este trabajo, se ha alcanzado experimentalmente un rango de sintonización hasta 10 GHz y un producto tiempo por ancho de banda máximo de 26.

Abstract

Microwave arbitrary signals are widely used in different application fields such as radar, communications, imaging and modern instrumentation. During the last decade, a great number of proposals for waveform generation in the optical domain have been carried out because of electrical systems limitation to generate signals at high frequencies with large bandwidth. A review of all proposals has led us to carry out a classification according to the more relevant generation techniques.

The main objective of this doctoral thesis lies in the proposal, analysis and experimental validation of a technique which permits microwave signals generation by means of photonic filter structures. Specifically, the filters used in this work are based on the incoherent optical signals processing by a dispersive element. We performed a theoretical development which allowed us to obtain the transfer function of the equivalent photonic filter in order to calculate the generated signal from the optical signal power spectral density, dispersion and electrical input signal. In this way, it is possible to extend several photonic filtering advantages to signal waveform generation field. Likewise, two operation regimes are distinguished, non-linear and linear, depending whether it is necessary or not to consider the second order of the dispersive element. In linear regime, several structures are presented by using different type of optical signals such as a set of laser sources and a broadband source sliced by different kind of optical filters. Moreover, an additional structure including differential detection at the output of an interferometer is presented. In order to show the different capabilities of these proposals, the generation of signals according to impulse radio UWB and multiband UWB technologies has been demonstrated. The flexibility of these schemes has permitted to obtain waveforms according to the FCC spectral requirements as well as an excellent tuning and reconfiguration range. On the other hand, the interest on non-linear regime has been focused on the differential detection structure. In order to show the system capabilities, several examples of chirped pulses have been generated. More specifically, an independent control of signal parameters has been experimentally demonstrated such as the time-bandwidth product, the central frequency and the envelope according to the dispersion, the interferometer and the optical signal settings. In this work, it has been demonstrated a tuning range up to 10 GHz and a maximum time-bandwidth product of 26.

Resum

Les senyals arbitràries de microones son àmpliament utilitzades en distints camps d'aplicació com radar, comunicacions, captura d'imatges i instrumentació moderna. La limitació dels sistemes elèctrics per a la generació de formes d'ona a freqüències elevades i amb grans amplitudes de banda ha fet que al llarg de la darrera dècada es realitzin nombroses propostes de generació en el domini òptic. Després d'una revisió de totes les propostes, ha sigut possible dur a terme una classificació en funció de les tècniques de generació més rellevants.

El principal objectiu d'aquesta tesi doctoral consisteix en la proposta, anàlisi i validació experimental d'una tècnica que permet la generació de senyals de microones fent ús d'estructures de filtrat fotònic. En concret, els filtres utilitzats en aquest treball es fonamenten en el processat de senyals òptiques incoherents amb un element dispersiu. Mitjançant l'anàlisi teòric s'ha obtingut la funció de transferència del filtre fotònic equivalent que permet calcular la senyal generada a partir de la distribució espectral de potència de la senyal òptica, la dispersió i la senyal elèctrica d'entrada. Així, ha sigut possible estendre alguns dels avantatges del filtrat fotònic a la generació de formes d'ona. De la mateixa manera, per a la tècnica proposada es distingixen dos règims d'operació, no lineal i lineal, segons la necessitat o no de considerar la dispersió de segon ordre de l'element dispersiu. En el règim lineal, es presenten diverses estructures que utilitzen diferents tipus de senyal òptica com un conjunt de làsers i una font ampla ranurada mitjançant diferents tipus de filtrat. A més a més, també es presenta una estructura adicional incorporant detecció diferencial fent ús d'una estructura interferomètrica. Per a mostrar les distintes capacitats d'aquestes propostes s'ha demostrat la generació de senyals corresponents a la tecnologia UWB de impulsos radio i multibanda. La flexibilitat d'aquests esquemes ha permès obtenir formes d'ona d'acord amb els requeriments espectrals de la FCC així com mostrar un excel·lent grau de sintonització i reconfiguració. D'una altra banda, el interès del règim no lineal s'ha centrat en l'estructura amb detecció diferencial. Amb l'objectiu de mostrar les diferents capacitats del sistema s'han generat diferents exemples de polsos amb *chirp*. Concretament, s'ha demostrat de manera experimental el control independent de paràmetres d'aquestes senyals com son el producte temps per ample de banda, la freqüència central i l'envolvent mitjançant canvis en la dispersió, el interferòmetre i la senyal òptica. En aquest treball, s'ha demostrat un marge de sintonització fins a 10 GHz i un producte temps per ample de banda màxim de 26.

Índice

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1. Introducción..... | 1 |
| 1.1. Generación de señales de microondas en el dominio óptico | 3 |
| 1.2. Objetivos y estructura de la tesis | 7 |
| 2. Técnicas para la generación de señales eléctricas en el dominio óptico. Aplicaciones..... | 13 |
| 2.1. Clasificación de las técnicas fotónicas para la generación de señales | 15 |
| 2.1.1. Conformación espectral línea-a-línea | 15 |
| 2.1.2. Mapeo directo espacio-tiempo..... | 17 |
| 2.1.3. Mapeo coherente de frecuencia-a-tiempo..... | 19 |
| 2.1.4. Conformación temporal de pulsos | 23 |
| 2.1.5. Mapeo incoherente de frecuencia-a-tiempo..... | 24 |
| 2.1.6. Filtros fotónicos de microondas | 26 |
| 2.2. Aplicaciones | 29 |
| 2.2.1. Ultra-Wideband..... | 29 |
| 2.2.2. Pulsos con <i>chirp</i> | 31 |
| 2.2.3. Señales de alta frecuencia | 33 |
| 3. Generación de señales arbitrarias basada en sistemas de filtrado fotónico incoherente..... | 43 |
| 3.1. Análisis teórico..... | 45 |
| 3.1.1. Respuesta temporal del sistema..... | 45 |
| 3.1.2. Función de transferencia equivalente del sistema | 51 |
| 3.2. Generación de señales utilizando un elemento con dispersión de primer orden | 55 |

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 3.3. Generación de señales utilizando un elemento con dispersión de primer y segundo orden | 61 |
| 3.3.1. Descripción del generador de señales | 61 |
| 3.3.2. Límites de aplicación de la dispersión de primer y segundo orden | 65 |
| 3.3.3. Propiedades del sistema generador | 67 |
| 3.4. Generación de señales de microondas mediante detección diferencial | 70 |
| 4. Estructuras de filtrado fotónico incoherente para la generación de señales arbitrarias de microondas | 77 |
| 4.1. Generación de señales arbitrarias de microondas en régimen lineal .. | 79 |
| 4.1.1. Estructura con fuentes láser | 79 |
| 4.1.2. Estructura con fuente ancha ranurada mediante AWG's | 86 |
| 4.1.3. Estructura con fuente ancha ranurada mediante un interferómetro Mach-Zehnder | 91 |
| 4.1.4. Estructura con fuente ancha incorporando detección diferencial | 95 |
| 4.2. Generación de señales arbitrarias de microondas en régimen no-lineal | 100 |
| 4.2.1. Elementos dispersivos no lineales | 100 |
| 4.2.2. Generador no lineal con detección diferencial | 103 |
| 5. Conclusiones y líneas abiertas | 113 |
| 5.1. Conclusiones | 115 |
| 5.2. Líneas abiertas | 121 |
| Apéndice A. Publicaciones científicas del autor | 123 |
| A.1. Artículos en revistas científicas | 123 |
| A.2. Contribuciones en conferencias nacionales e internacionales | 124 |

CAPÍTULO 1

Introducción

1.1. Generación de señales de microondas en el dominio óptico.

La Fotónica de Microondas es la disciplina que estudia la interacción entre las microondas y los campos ópticos. Las diferentes áreas de trabajo que abarca la Fotónica de Microondas se centran en el procesado, generación, control y distribución de señales de microondas. El hecho de trabajar en el dominio óptico permite aprovechar las ventajas inherentes de los sistemas fotónicos tales como tamaño y costes reducidos, bajo peso (típicamente 1.7 kg/km para la fibra frente a valores superiores a 100 kg/km para el cable coaxial [1]), pérdidas bajas y constantes con la frecuencia (típicamente, un cable coaxial posee 360dB/km a 2 GHz y la fibra presenta 0.5 dB/km de atenuación constante con la frecuencia [1]), inmunidad frente a interferencias electromagnéticas y baja dispersión. Otra de las ventajas fundamentales de los sistemas ópticos es la capacidad de distribuir una señal generada de forma centralizada hasta unos usuarios remotos. Generalmente, los sistemas donde se integra la fibra óptica y las redes inalámbricas se conocen como sistemas de Radio-sobre-fibra (RoF) y se ilustran en la Fig. 1.1. En ella, la señal generada en una estación central se distribuye mediante enlaces de fibra óptica hasta diferentes puntos de acceso (PA) donde, finalmente, es radiada. Las elevadas tasas de transmisión disponibles a través de los enlaces de fibra óptica hacen que estos sistemas sean adecuados para incrementar el área de cobertura y la capacidad en redes inalámbricas de banda ancha [2].

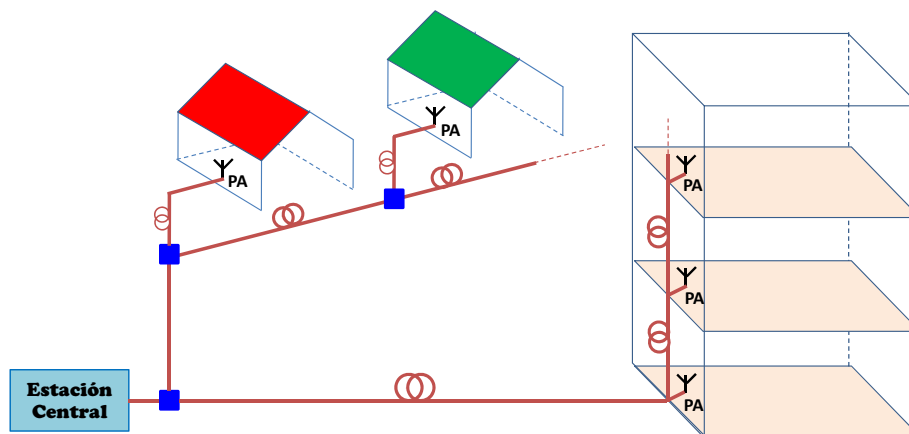


Figura 1.1. Sistema de distribución de señales Radio-sobre-fibra (RoF).

Dentro de la Fotónica de Microondas, la generación de señales ha evolucionado de forma considerable a lo largo de la última década propiciando un gran número de propuestas con el fin de superar las limitaciones propias del dominio eléctrico [3, 4]. En este sentido, la Fotónica de Microondas ha adquirido una especial relevancia en esta área de trabajo aportando funcionalidades a los sistemas de microondas que difícilmente pueden llevarse a cabo en el dominio eléctrico [2]. El diseño de generadores de señales de microondas que se ha ido

desarrollando en la última década directamente en el dominio eléctrico ha ido evolucionando paralelamente con aquellas propuestas fundamentadas en la tecnología fotónica.

La generación de formas de onda arbitrarias en el rango de las microondas (0.3-300 GHz) constituye uno de los aspectos fundamentales en diversos campos de aplicación como radar, comunicaciones inalámbricas, captura de imágenes o instrumentación moderna para el diseño y comprobación de dispositivos [5]. En el caso de la comprobación de dispositivos, su utilidad se extiende a aplicaciones comerciales y militares. Como ejemplo dentro del ámbito comercial, se encuentra la medida del comportamiento de receptores de comunicaciones. En concreto, los generadores de forma de onda arbitraria se utilizan para la síntesis de señales complejas emulando los efectos de degradación del canal sobre la señal transmitida. En el ámbito militar, los generadores de formas de onda arbitrarias adquieren un especial interés para los sistemas radar utilizados en defensa y comunicaciones aeroespaciales ya que permiten desarrollar escenarios reales, en términos de variaciones ambientales y señales interferentes, para la comprobación de la calidad de los sistemas y la reducción de costes.

Las necesidades de las aplicaciones han conducido a una mejora de los generadores de señales en términos de ancho de banda de modulación a lo largo de la última década. En la Fig. 1.2, se ha representado la evolución del contexto tecnológico en el dominio eléctrico y óptico relativo a la generación de señales de microondas desde el año 2000 hasta la actualidad. Una gran parte de los servicios tradicionales que se empezaron a ofrecer vía radio contaban de un ancho de banda disponible por debajo de 1 GHz, como las emisiones radio AM y FM, difusión de televisión, telefonía celular (GSM) o comunicaciones vía satélite [6, 7]. No obstante, en ese momento la banda de microondas disponible era relativamente grande pudiendo los sistemas operar a frecuencias más altas y, por tanto, con mayores anchos de banda de modulación. Puesto que la tasa de transmisión máxima de un canal de comunicaciones se encuentra determinada por su ancho de banda, considerando subportadoras eléctricas superiores a 1 GHz era posible alcanzar mayores velocidades de transmisión de datos asociadas a anchos de banda de modulación superiores a 1 GHz. De hecho, diversas aplicaciones relacionadas con la conectividad inalámbrica entre dispositivos multimedia y la conectividad de periféricos informáticos a velocidades compatibles con conexiones USB (*Wireless* USB, WUSB) comenzaban a adquirir una especial relevancia y requerían operar con señales de banda ancha que no podían ser soportadas por este tipo de sistemas. Esta es la razón principal por la que se despertó el interés de las estructuras fotónicas durante la primera parte de la década ya que permitía superar la limitación en frecuencia que presentaban los generadores de formas de onda eléctricos que se encontraba restringida a un rango de 1 GHz en el año 2000. Un claro ejemplo es la tecnología UWB cuya regulación para su uso comercial se realizó en el año 2002 por parte de la Comisión Federal de Comunicaciones (FCC) de EE.UU como se puede ver en la Fig. 1.2. En este caso, se definió el uso sin licencia del espectro radioeléctrico en la banda de 3.1 a 10.6 GHz para comunicaciones inalámbricas de modo que los anchos de banda requeridos no podían ser asumidos por los sistemas

eléctricos disponibles tras la regulación. En este caso, se distinguen dos esquemas de señalización, impulsos radio que se extienden en todo el rango de frecuencias disponible (*Impulse Radio UWB*, IR-UWB) o la canalización de dicho rango para transmitir subportadoras espectralmente más estrechas (*Multiband UWB*, MB-UWB) [8]. En todo caso, los anchos de banda requeridos excedían las posibilidades de los sistemas eléctricos y, como consecuencia, a partir del año 2005 se pueden encontrar un gran número de propuestas que implementan este tipo de señales en el dominio óptico [9].

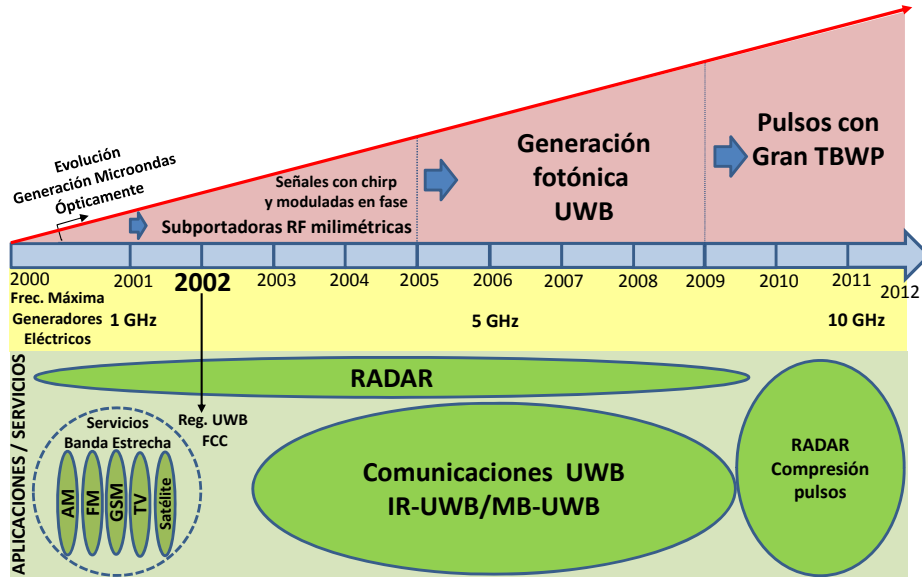


Figura 1.2. Evolución de las aplicaciones/servicios, la frecuencia máxima de los generadores eléctricos y las técnicas fotónicas de generación de señales de microondas.

Como se ha comentado, la evolución de las necesidades espectrales de las aplicaciones ha determinado el ancho de banda de los generadores. En el caso de los generadores de formas de onda eléctricos, dicho ancho de banda se encuentra limitado principalmente por la velocidad de muestreo del convertidor digital-analógico (*Digital Analogic Converter*, DAC) que permite la síntesis de la forma de onda. No obstante, los generadores eléctricos también han ido evolucionando respecto de la frecuencia máxima analógica que pueden alcanzar como se puede ver en la Fig. 1.2. Así, el incremento en la tasa de muestreo de los DAC facilitó la aparición de generadores eléctricos con anchos de banda de 5 GHz en el año 2006 y, de esta forma, se pudieron implementar señales relacionadas con la tecnología MB-UWB.

La evolución de los generadores eléctricos ha continuado de manera natural con el fin de poder sintetizar formas de onda con mayores anchos de banda como pueden ser las señales que se extienden en todo el rango de frecuencias de UWB (IR-UWB) o pulsos radar más estrechos que permiten una mayor resolución [10].

Así, en la actualidad se pueden encontrar equipos cuyo ancho de banda es de 10 GHz gracias a DAC's cuya velocidad de muestreo es de 24 Gb/s [11] como se muestra en la Fig. 1.2. No obstante, el interés en la generación de señales mediante técnicas fotónicas se mantiene vigente debido al hecho de poder operar con portadoras y anchos de banda a frecuencias considerablemente superiores a los 10 GHz. En la actualidad, las propuestas fotónicas para la generación de señales se centran en obtener pulsos con *chirp*, que se encuentran caracterizados por su producto tiempo por ancho de banda (*Time-BandWidth Product*, TBWP). En este sentido, se ha demostrado la posibilidad de generar pulsos con elevados TBWP que aparecen en aplicaciones tales como sistemas radar de compresión de pulsos para mejorar la resolución de la medida [12, 13].

A lo largo de la última década, se han realizado un gran número de propuestas fotónicas para la generación de señales de microondas desarrollando distintas técnicas apoyadas en la Fotónica de Microondas. En los primeros años (2000-2005), las señales generadas eran subportadoras RF mediante la técnica de línea-a-línea [14]. Durante este tiempo, también se propuso la generación de señales moduladas en fase a través de dicha técnica [14] y por la técnica de mapeo espacio-tiempo [15]. Además, la técnica de mapeo espacio-tiempo se adaptó a la generación de señales con *chirp* (moduladas en frecuencia) [16]. Aproximadamente a partir del año 2005, el interés despertado por la comercialización de la tecnología UWB tras su regularización hizo que proliferaran un gran número de propuestas fotónicas. En este sentido, la mayor parte de las estructuras se fundamentaban en el mapeo coherente e incoherente de frecuencia-a-tiempo haciendo uso de elementos con dispersión cromática de primer orden como en [17] y [18], respectivamente. Finalmente, durante la última parte de la década (aproximadamente a partir del 2009), se ha desarrollado la generación de señales con gran TBWP haciendo uso del mapeo coherente frecuencia-a-tiempo [19] y la técnica de conformación temporal de pulsos [20] utilizando ambos elementos ópticos con dispersión de segundo orden. La conformación temporal de pulsos con estructuras desbalanceadas también se ha utilizado como multiplicadores de frecuencia para obtener subportadoras a frecuencias elevadas [21].

En este contexto, una de las técnicas más importantes para la generación de señales viene dada por la Fotónica de Microondas a través del procesado de señales donde los filtros fotónicos adquieren un especial interés. En este sentido, durante los últimos años, se han producido numerosos avances en términos de sintonizabilidad y reconfigurabilidad dentro del procesado fotónico de señales de microondas [22, 23]. De este modo, la adaptación de sistemas de filtrado para la generación de señales de microondas otorga a las propuestas en el dominio óptico una gran flexibilidad respecto a la arbitrariedad de las formas de onda generadas permitiendo su uso en un mayor número de aplicaciones como la generación de subportadoras de RF [24], UWB [25] y pulsos con gran TBWP [26].

Las técnicas propuestas se pueden distinguir en función del tipo de señales ópticas con las que trabajan. Las técnicas línea-a-línea, mapeo espacio-tiempo, mapeo coherente frecuencia-a-tiempo y conformación temporal de pulsos utilizan,

de forma general, señales coherentes procedentes de láseres de modos bloqueados, cuyo espectro presenta mayor dificultad de reconfiguración mediante filtrado óptico. Por otra parte, las técnicas de filtrado fotónico y mapeo incoherente utilizan señales incoherentes. El hecho de utilizar señales ópticas incoherentes en el sistema permite reconfigurar fácilmente la forma de onda generada debido a los avances producidos recientemente en el campo del filtrado óptico y selección de canales. De hecho, existen en la actualidad equipos que hacen posible el control de un espectro óptico con una resolución del orden de 1 GHz [27]. Otro de los aspectos que cabe destacar es la relación coste/vida útil de la fuente óptica considerada. Como se verá a lo largo de esta tesis existen estructuras de procesado de señales donde se hace uso de fuentes ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) o Super LED (*Light Emission Diode*) cuyo coste efectivo es menor que los láseres de modos bloqueados considerando la vida útil del dispositivo. Por otra parte, mientras que trabajar en régimen coherente puede suponer inicialmente mayor flexibilidad y control de la respuesta de salida del sistema, estas estructuras coherentes son muy sensibles a los cambios en las condiciones ambientales. En cambio, la mayoría de los esquemas en los que se opera en régimen incoherente los sistemas son más compactos y robustos.

Así pues, en esta tesis se plantea un método para la generación de señales fundamentado en un esquema de filtrado fotónico donde se procesa una señal óptica incoherente. Con esto, se pretende hacer uso de la sintonizabilidad y capacidad de reconfiguración propias de los filtros fotónicos incoherentes y adaptarlos a un sistema de generación de señales. En estos esquemas, se emplearán señales incoherentes que desde el punto de vista experimental ofrecen, respecto de las señales coherentes, mayor estabilidad, coste reducido y mayor vida útil.

1.2. Objetivos y estructura de la tesis.

El objetivo que se pretende alcanzar con esta tesis doctoral es evaluar de forma teórica y experimental sistemas ópticos incoherentes para la generación de señales arbitrarias de microondas basados en filtros fotónicos. Por ello, esta tesis se centra en el estudio de una técnica propuesta para la generación mediante el procesado de señales ópticas incoherentes con elementos dispersivos y su demostración experimental a través de diferentes estructuras fotónicas. Con esa finalidad, esta tesis plantea una serie de objetivos específicos que se detallan a continuación:

- Conocer y comprender las diferentes técnicas fotónicas propuestas en la literatura para la generación de señales eléctricas: funcionamiento, capacidades y aplicaciones.
- Presentar y analizar el esquema general de la técnica de generación de señales arbitrarias de microondas basada en filtros fotónicos a partir del procesado de señales ópticas incoherentes con elementos dispersivos con dispersión de primer y segundo orden.

- Encontrar la relación existente entre la señal generada y la función de transferencia del filtro fotónico equivalente que describe el sistema.
- Estudiar las diferentes capacidades del sistema en términos de sintonización en frecuencia, reconfigurabilidad de la envolvente y control del *chirp* de la señal generada.
- Demostrar de forma experimental la capacidad para la generación de diferentes estructuras basadas en señales incoherentes y procesado mediante con un elemento dispersivo. En concreto se trabajará con señales ópticas incoherentes implementadas mediante fuentes láser discretas, una fuente ASE ranurada con estructura de AWG's (*Array Waveguide Grating*) y una fuente ancha ranurada con un interferómetro Mach-Zehnder (MZI).
- Mostrar de forma experimental las capacidades de las diferentes estructuras en términos de sintonización en frecuencia, reconfigurabilidad de la envolvente y control del *chirp*. Para ello se hará uso de formas de onda del tipo Ultra-Wideband (UWB) y pulsos con *chirp*.
- Incorporar un sistema de detección diferencial en las estructuras añadiendo un interferómetro tras el elemento dispersivo para realizar el procesado de la señal óptica incoherente con el objeto de eliminar la componente en banda base de la señal generada e incrementar la relación señal-ruido.

Con el fin de presentar el trabajo realizado a lo largo del periodo de investigación, el contenido de esta tesis doctoral se ha estructurado del siguiente modo:

- En el capítulo 2 se presenta una clasificación de las diferentes técnicas existentes para la generación de señales eléctricas atendiendo a su principio básico de funcionamiento. Además, junto con la descripción de estas técnicas se detalla un conjunto de aplicaciones para las que pueden ser adaptadas. A continuación, en este capítulo se presentan las formas de onda implementadas por la mayor parte de las técnicas descritas, como son las señales Ultra-Wideband (UWB) y los pulsos con *chirp*.
- En el capítulo 3 se presenta y analiza la técnica propuesta en esta tesis para la generación de señales arbitrarias de microondas. Dicha técnica está basada en el procesado de una señal óptica incoherente haciendo uso de un elemento dispersivo. A través de un análisis temporal del diagrama de bloques de la técnica propuesta se obtiene la expresión de la señal generada. A continuación, se relaciona la señal resultante a la salida con la señal de entrada a través de la función de transferencia del sistema de forma que se pueda caracterizar como un filtro fotónico de microondas. Los efectos de la dispersión de segundo orden del elemento dispersivo sobre el sistema permiten distinguir dos regímenes de operación diferentes, lineal y no lineal. Además se incorpora una modificación al sistema bajo estudio con la incorporación de una detección diferencial que permite eliminar la componente en banda base de la señal generada.

- El capítulo 4 recoge los principales resultados experimentales que se han obtenido durante la realización de esta tesis doctoral. En este sentido, se presentan diferentes esquemas basados en el procesado de señales ópticas incoherentes mediante elementos dispersivos. En concreto, se trabaja con estructuras que emplean distintos tipos de fuente y filtrado ópticos. Además, se muestra experimentalmente el funcionamiento de la estructura que incorpora la detección diferencial. Partiendo del capítulo anterior, en éste se distinguen también los regímenes de funcionamiento lineal y no lineal. En este sentido, para el caso de operar en régimen lineal se generan señales del tipo Ultra-Wideband, mientras que para el caso no lineal el capítulo se centra en la generación de pulsos con *chirp*.
- Finalmente, en el capítulo 5 se sintetizan las principales conclusiones alcanzadas a lo largo de esta tesis doctoral. Además también se incluyen las posibles líneas de investigación futuras.

Finalmente, destacar que el trabajo de esta tesis se ha realizado dentro del proyecto europeo *Architectures for fLexible Photonic Home and Access networks* (ALPHA/212352) del Séptimo Programa Marco de la Comisión Europea, cuyo objetivo principal era proponer y demostrar soluciones y arquitecturas innovadoras para la transmisión de señales en redes de acceso e interior de edificios integrando múltiples servicios (internet y redes 3G y B3G) con el Control y Gestión de la red adecuados. En este proyecto participaron 17 instituciones europeas. Además, se ha contado con la financiación del programa de excelencia *Microwave Photonics* (2008/092) financiado por la Generalitat Valenciana y del proyecto nacional *NEW generation optical OFDM transmission Techniques for future WDM-PONs* (NEWTON/TEC2011-26642) del Ministerio de Ciencia e Innovación. Todo esto ha permitido la contratación de personal, la adquisición de equipamiento y la difusión de resultados en revistas y congresos internacionales de alta calidad derivados de este trabajo.

Referencias

- [1] S. Iezekiel et al., *Microwave Photonics: Devices and applications*, Ed. Wiley, Chippenham, Wiltshire, United Kindow (2009).
- [2] J. Capmany, D Novak, "Microwave photonics combines two worlds," *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 319-330, (2007).
- [3] S. T. Cundiff, A. M Weiner, "Optical arbitrary waveform generation," *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 760-766, (2010).
- [4] J. Yao, "Photonic generation of microwave arbitrary waveforms," *Optics Communications*, vol. 284, pp. 3723-3736, (2011).

- [5] B. Jalali, P. Kelkar, V. Saxena, "Photonic arbitrary waveform generator," Lasers and Electro-Optics Society, 2001. LEOS 2001. The 14th Annual Meeting of the IEEE, vol. 1, pp. 253-254, (2001).
- [6] D. M. Pozar, Microwave and RF wireless systems, John Wiley & Sons, Inc., New York, NY, United States of América, (2001).
- [7] K. Chang, RF and microwave wireless systems, John Wiley & Sons, Inc., New York, NY, United States of América, (2000).
- [8] G. R. Aiello, G. D. Rogerson "Ultra-wideband wireless systems," IEEE Microwave Magazine, vol. 4, no. 2, pp. 36-47, (2003).
- [9] J. Yao, F. Zeng, Q. Wang, "Photonic generation of Ultra wideband signals," Journal of Lightwave Technology, vol. 25, no. 11, pp. 3219-3235, (2007).
- [10] M. Skolnik, Radar Handbook, 3rd ed. vol. 1, McGraw-Hill: United States of America, (2008).
- [11] <http://www.tek.com/signal-generator/awg7000-arbitrary-waveform-generator>.
- [12] J. Yao, "Microwave Photonics: Arbitrary waveform generation," Nature Photonics, vol. 4, pp. 79-80, (2010).
- [13] M. H. Khan, H. Shen, Y. Xuan, L. Zhao, S. Xiao, D. E. Leaird, A. M Weiner, M. Qiao, "Ultrabroad-bandwidth arbitrary radiofrequency waveform generation with silicon photonic chip-based spectral shaper," Nature Photonics, vol. 4, pp. 117-122, (2010).
- [14] Z. Jiang, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Line-by-line pulse shaping control for optical arbitrary waveform generation," Optics Express, vol. 13, no. 25, pp. 10431-10439, (2005).
- [15] J. D. McKinney, D. Seo, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Photonicly assisted generation of arbitrary millimeter-wave and microwave electromagnetic waveforms via direct space-to-time optical pulse shaping," Journal of Lightwave Technology, vol. 21, no. 12, pp. 3020-3028, (2003).
- [16] J. D. McKinney, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Millimeter-wave arbitrary waveform generation with a direct space-to-time pulse shaper," Optics Letters, vol. 27, no. 15, pp. 1345-1347, (2002).
- [17] I. S. Lin, J. D. McKinney, A. M Weiner, "Photonic synthesis of broadband microwave arbitrary waveforms applicable to Ultra-Wideband communication," IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 15, no. 4, pp. 226-228, (2005).
- [18] V. Torres-Company, I. Tafur Monroy, J. Lancis, P. Andrés, "All-fiber incoherent frequency-to-time mapping method for microwave signal generation with baseband transmission and multicast support," Optics Communications, vol. 281, pp. 3965-3968, (2008).

- [19] C. Wang, J. Yao, "Photonic generation of chirped millimeter-wave pulses based on nonlinear frequency-to-time mapping in a nonlinearly chirped fiber Bragg grating," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no 2, pp. 542-553, (2008).
- [20] M. Li, C. Wang W. Li, J. Yao, "An unbalanced temporal pulse-shaping system for chirped microwave waveform generation," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 58, no. 11, pp. 2968-2975, (2010).
- [21] J. Azaña, N. K. Berger, B. Levit, B. Fischer, "Broadband arbitrary waveform generation based on microwave frequency upshifting in optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 7, pp. 2663-2675, (2006).
- [22] R. Minasian, "Photonic signal processing of microwave signals," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, no 2, pp. 832-846, (2006).
- [23] J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, "A tutorial on Microwave Photonic Filters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 5, pp. 201-229, (2006).
- [24] A. Wiberg, P. Pérez-Millán, M. V. Andrés, P. O. Hedekvist, "Microwave-photonic frequency multiplication utilizing optical four-wave mixing and fiber Bragg gratings," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 1, pp. 329-339, (2006).
- [25] J. Dong, X. Zhang, J. Xu, D. Huang, S. Fu, P. Shum, "Ultrawideband monocycle generation using cross-phase modulation in a semiconductor optical amplifier," *Optics Letters*, vol. 32, no. 10, pp. 1223-1225, (2007).
- [26] Y. Dai, J. Yao, "Chirped microwave pulse generation using a photonic microwave delay line filter with a quadratic phase," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, no. 9, pp. 569-571, (2009).
- [27] C. Pulikkaseril, "Filter bandwidth definition of the waveshaper S-series programmable processor," *Finisar product whitepaper*.

CAPÍTULO 2

Técnicas para la generación de señales eléctricas en el dominio óptico. Aplicaciones

En la literatura se pueden encontrar un gran número de esquemas que permiten la generación de señales eléctricas en el dominio óptico. En este capítulo, se presentan distintas técnicas que permiten una clasificación de las diferentes estructuras según su principio básico de funcionamiento. Además, a lo largo de la descripción de estas técnicas se detallan un conjunto de aplicaciones que justifican el interés de la utilización de estos sistemas para la generación de señales eléctricas en el dominio óptico. En este sentido, a lo largo de la primera parte del capítulo presentaremos seis grandes grupos de técnicas: conformación espectral línea-a-línea, mapeo directo de espacio-a-tiempo, mapeo coherente de frecuencia-a-tiempo, conformación temporal de pulsos, mapeo incoherente de frecuencia-a-tiempo y filtrado fotónico de microondas. Finalmente, en la segunda parte de este capítulo se presentan las formas de onda implementadas por la mayor parte de las técnicas propuestas como son las señales Ultra-Wideband (UWB) y los pulsos con chirp. El interés de la utilización de este tipo de señales se debe al amplio número de aplicaciones a las que se puede adaptar.

2.1. Clasificación de las técnicas fotónicas para la generación de señales.

2.1.1. Conformación espectral línea-a-línea.

La conformación espectral línea-a-línea consiste en separar y manipular individualmente las líneas espectrales de una señal óptica periódica. Las formas de onda temporales se encuentran relacionadas con su espectro en el dominio de la frecuencia a través de la transformación de Fourier. Por tanto, el hecho de modificar de forma individual cada una de las líneas que componen el espectro de una señal periódica permite generar diferentes formas de onda [1].

En la Fig. 2.1 se muestra un esquema que ilustra la generación de señales mediante la conformación espectral línea-a-línea.

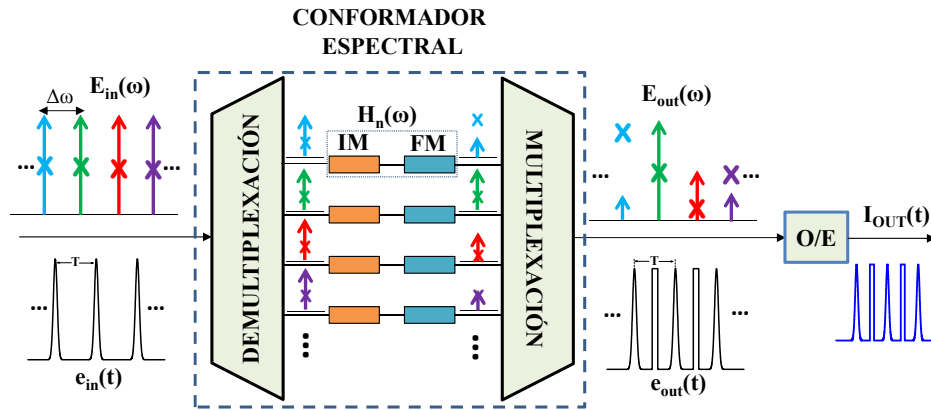


Figura 2.1. Conformación espectral línea-a-línea.

El sistema parte de un tren periódico de pulsos ópticos, con periodo T , que se encuentra caracterizado en el dominio de la frecuencia por una serie de líneas espectrales separadas uniformemente por una frecuencia óptica de repetición $\Delta\omega$ como se muestra en la Fig. 2.1. Esta frecuencia se encuentra relacionada con la periodicidad de la señal óptica según $\Delta\omega = 2\pi/T$. Al conjunto de líneas espectrales con las que se trabaja en esta técnica se le denomina en la literatura como *Optical Frequency Comb*, OFC. La envolvente temporal del tren de pulsos ópticos $e_{in}(t)$ se define como [2]:

$$e_{in}(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} R_n \cdot e^{jn\Delta\omega t} \quad (2.1)$$

donde R_n es un coeficiente que define la amplitud y la fase de la línea espectral n -ésima. Para el caso mostrado en la Fig. 2.1, la amplitud y la fase de R_n se han representado mediante una flecha y un aspa, respectivamente. El espectro

correspondiente al tren de pulsos de entrada $E_{in}(\omega)$ se puede describir del siguiente modo:

$$E_{in}(\omega) = \Delta\omega \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} R_n \cdot \delta(\omega - n\Delta\omega) \quad (2.2)$$

A continuación, esas líneas espectrales se separan individualmente mediante un proceso de demultiplexación. Cada una de ellas se puede modificar tanto en amplitud como en fase. En la Fig. 2.1, la modificación de cada línea se ha ejemplificado con moduladores de intensidad (IM) y fase (FM). Considerando conjuntamente ambos efectos sobre cada línea n a través de una función de transferencia compleja $H_n(\omega)$, el espectro resultante tras la multiplexación de todo el conjunto de líneas viene dado por:

$$E_{out}(\omega) = \Delta\omega \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} R_n H_n(n\Delta\omega) \cdot \delta(\omega - n\Delta\omega) \quad (2.3)$$

A todo el conjunto que se encarga de separar, modificar y volver a unir las líneas espectrales, se le suele denominar conformador espectral. Tras el proceso de conformación espectral línea-a-línea, se obtiene una señal óptica, $e_{out}(t)$, que de nuevo presenta un carácter periódico como aparece en la Fig. 2.1. Dicha forma de onda, se corresponde con la inversa de la transformada discreta de Fourier dada en la expresión (2.3). Finalmente, la señal eléctrica deseada se obtiene al realizar una conversión optoeléctrica (O/E) mediante un fotodetector. La corriente a la salida del mismo es proporcional a la potencia óptica que recibe, por lo que la señal generada vendrá dada por [1]:

$$I_{OUT}(t) \propto \left| \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} R_n H_n(n\Delta\omega) \cdot e^{jn\Delta\omega t} \right|^2 \quad (2.4)$$

El control completo de las líneas espectrales de forma individual requiere tener en cuenta dos aspectos fundamentales: la estabilidad en frecuencia de la fuente que genera las líneas espectrales y el grado de resolución del conformador espectral para separar y manipular cada una de ellas de forma individual.

En la literatura se pueden encontrar numerosas propuestas para implementar conformadores espectrales [3-5]. En la Fig. 2.2 se muestran algunos ejemplos de conformadores con elementos en espacio libre (Figs. 2.2(a)) y también integrados (Fig. 2.2(b)). En el primer caso, la separación y unión de las distintas líneas espectrales se realiza mediante redes de difracción. El control de la fase y la amplitud de cada una de las líneas se realiza mediante máscaras espaciales fijas [3]. Con fin de otorgar a los sistemas un mayor dinamismo en términos de reconfiguración de las formas de onda generadas existen propuestas que sustituyen las máscaras espaciales por moduladores de cristal líquido (*Liquid Crystal Modulators*, LCM) [4]. Por otra parte, los conformadores que se implementan mediante elementos guiados suelen utilizar AWG's (*Arrayed Waveguide Gratings*)

para la multiplexación/demultiplexación e incorporan moduladores de amplitud y fase para el control de las líneas [5]. La utilización de elementos guiados permite soluciones integradas reduciendo el volumen y las pérdidas de los sistemas. En este sentido, se encuentran propuestas con una resolución de 1 GHz. Sin embargo, el principal problema de estas estructuras radica en el limitado ancho de banda de la señal que permiten generar [5].

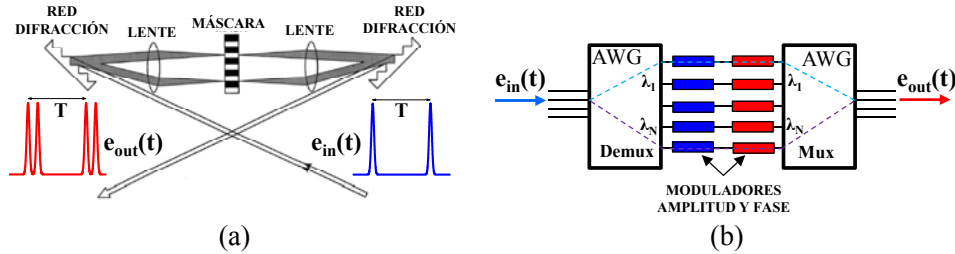


Figura 2.2. Ejemplos de conformadores de pulsos con (a) máscaras espaciales y (b) elementos integrados.

Con la mejora de la resolución de los conformadores espectrales, la estabilidad en frecuencia del OFC de entrada se convierte en un factor clave. Para conseguir este OFC, inicialmente se han utilizado láseres de modos bloqueados [1-5]. Recientemente, con el fin de mejorar la estabilidad en frecuencia, se han producido nuevas propuestas para generar el OFC basadas en la modulación de fase de un láser continuo mediante una señal eléctrica periódica de baja frecuencia [6].

En la literatura, se encuentran propuestas para la generación de secuencias de pulsos ópticos (> 300 GHz) [1, 4] y de RF [7]. En el campo de la generación de señales también se han propuesto estructuras para aplicaciones concretas como: multiplicación de la tasa de repetición de trenes de pulsos ópticos basado en el efecto Talbot temporal [8] o filtros ópticos de amplitud [9] y generación de secuencias de pulsos ópticos arbitrarios [10].

2.1.2. Mapeo directo espacio-tiempo.

El mapeo directo espacio-tiempo (*Direct Space-to-Time*, DST) proporciona una manera sencilla de generar secuencias de pulsos ópticos. En contraste con la técnica de línea-a-línea donde la señal se genera basándose en transformadores de Fourier, ahora la forma de onda generada es directamente la versión escalada del patrón espacial aplicado mediante una máscara a un pulso ultracorto. De este modo, para conseguir cambios en la secuencia de pulsos de salida basta con modificar el patrón espacial del pulso de entrada [11].

El funcionamiento de esta técnica se ilustra en la Fig. 2.3. En primer lugar, un pulso ultracorto se abre espacialmente y se radia sobre una máscara espacial. De esta forma, sobre el haz del pulso se establece un determinado patrón espacial dado por la máscara según su distribución espacial $m(x)$ sobre la variable x transversal al eje de propagación. A continuación, una red de difracción espacial se encarga de

introducir un retardo entre las diferentes contribuciones del patrón espacial. Finalmente, las contribuciones retardadas de forma diferente se vuelven a unir en la fibra óptica de salida del procesador DST.

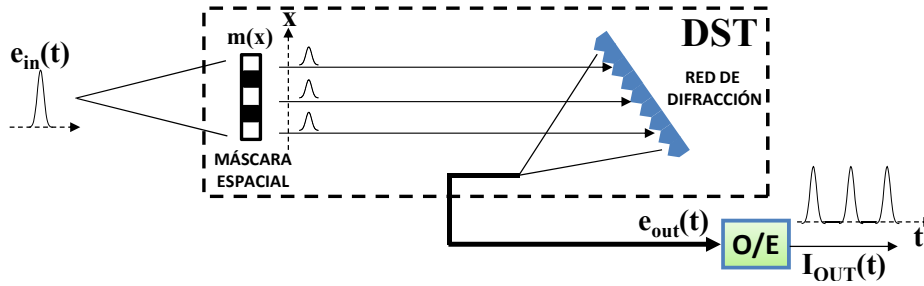


Figura 2.3. Diagrama de bloques de un sistema de generación de señales basado en mapeo directo de espacio-tiempo.

Matemáticamente, se puede obtener el campo óptico de salida, $e_{out}(t)$, del procesador DST a partir del campo óptico del pulso ultracorto de entrada $e_{in}(t)$ y asumiendo que la dispersión introducida por la red de difracción es lineal en espacio y en frecuencia, del siguiente modo [12]:

$$e_{out}(t) \propto e_{in}(t) \otimes m\left(\frac{t}{\delta\tau}\right) \quad (2.5)$$

donde \otimes representa la operación de convolución y $m(t/\delta\tau)$ es el patrón espacial de la máscara evaluado como función del tiempo. La constante de conversión de espacio-tiempo $\delta\tau$ viene dada por [12]:

$$\delta\tau = -\frac{\lambda}{cd \cdot \cos\theta_i} \quad (2.6)$$

donde λ es la longitud de onda central del sistema, c es la velocidad de la luz, d es el periodo de la red de difracción y θ_i es el ángulo de incidencia del patrón espacial sobre la red de difracción.

De esta forma, al realizar la conversión optoeléctrica por medio de la fotodetección, la señal generada por el sistema vendrá dada a partir de la potencia óptica detectada según [13]:

$$I_{OUT}(t) \propto \left| e_{in}(t) \otimes m(x) \right|_{x=\frac{t}{\delta\tau}}^2 \quad (2.7)$$

Por tanto, controlando el patrón espacial a la entrada de la red de difracción, mediante máscaras espaciales $m(x)$ se pueden sintetizar diferentes formas de onda. En la Fig. 2.3, se ha ejemplificado este hecho utilizando una máscara espacial que obtiene tres contribuciones de un pulso ultracorto de entrada. De este modo, al pasar a través de la red de difracción y retardarse de forma diferente cada uno de

ellos, el resultado en el dominio del tiempo es una secuencia de tres pulsos equiespaciados.

En un principio, los dispositivos utilizados para DST se implementaron en espacio libre mediante redes de difracción y lentes para introducir la dispersión necesaria en el sistema [14], como se muestra en la Fig. 2.4(a). Sin embargo, estos sistemas suelen ser voluminosos y con pérdidas considerables por el acoplo espacio-fibra, lo que ha llevado, recientemente a proponer soluciones basadas en óptica guiada. En este caso, se pueden encontrar estructuras basadas en AWG's donde el pulso óptico se divide a la entrada de un primer AWG y, a su vez, se coloca la máscara para establecer el patrón de la ráfaga de pulsos de salida al combinarse tras recorrer diferentes caminos ópticos [15], de forma similar a como se muestra en la Fig. 2.4(b).

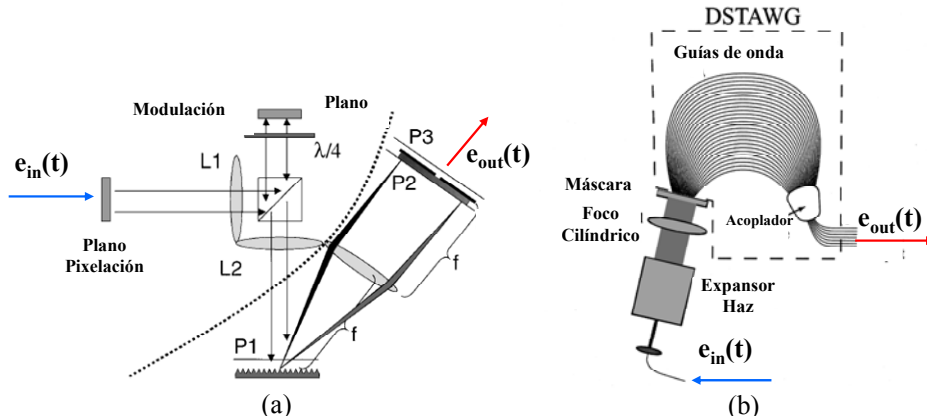


Figura 2.4. DST utilizando elementos en (a) espacio libre y (b) guiados.

En cuanto a la generación de señales, mediante la técnica de mapeo directo espacio-tiempo se generan secuencias de pulsos ópticos -paquetes ópticos- para comunicaciones [16, 17]. Además la adaptación de las máscaras espaciales para generar secuencias de pulsos con periodos temporales más cortos, unido a la fotodetección hace posible también la generación de señales de microondas [13, 18]. Otras aplicaciones donde el mapeo directo espacio-tiempo encuentra su uso hacen referencia a su adaptación a redes con multiplexación por división en longitud de onda (WDM) [19] o la codificación de fase de señales de RF [20].

2.1.3. Mapeo coherente de frecuencia-a-tiempo.

A lo largo de la última década, se han propuesto un gran número de estructuras para la generación de señales eléctricas basándose en el mapeo coherente de frecuencia-a-tiempo. Como es sabido, un pulso óptico se ensancha cuando se propaga por un elemento dispersivo debido al hecho de que sus componentes espectrales viajan con distinta velocidad de grupo. El fenómeno conocido como mapeo de frecuencia-a-tiempo establece que, cuando un pulso se

propaga por un medio suficientemente dispersivo, el perfil temporal del campo a su salida se corresponde con una réplica escalada del espectro óptico de entrada [21].

Un medio dispersivo lineal, con dispersión de primer orden φ_2 , se caracteriza por una respuesta impulso temporal dada por [21]:

$$h_d(t) \propto h_0 \exp\left(j \frac{t^2}{2\varphi_2}\right) \quad (2.8)$$

De este modo, la distorsión que sufre un pulso óptico al propagarse por ese medio dispersivo se describe mediante la siguiente integral [22]:

$$e_{out}(t) \propto \exp\left(-j \frac{t^2}{2\varphi_2}\right) \int e_{in}(t') \exp\left(-j \frac{t'^2}{2\varphi_2}\right) \exp\left(j \frac{tt'}{\varphi_2}\right) dt' \quad (2.9)$$

donde $e_{in}(t)$ representa la envolvente compleja del pulso a la entrada y $e_{out}(t)$ la salida del elemento dispersivo (ver Fig. 2.5). El mapeo frecuencia-a-tiempo deseado se produce cuando el factor de fase cuadrática dentro del integrando puede suprimirse. Esto ocurre si la variación de la fase dentro de duración temporal, σ_0 , del campo óptico de entrada, $e_{in}(t)$, es significativamente menor que un determinado valor dado por la siguiente condición [23]:

$$|\varphi_2| \gg \frac{\sigma_0^2}{2\pi} \quad (2.10)$$

De este modo, el integrando de la expresión (2.9) se corresponde con la transformada de Fourier del campo óptico de entrada cuando $\omega = t/\varphi_2$. Por tanto, el campo óptico a la salida del elemento dispersivo se encuentra relacionado con el espectro del campo óptico a la entrada a través de una relación de mapeo entre la frecuencia y el tiempo:

$$e_{out}(t) \propto E_{in}(\omega) \Big|_{\omega=\frac{t}{\varphi_2}} \quad (2.11)$$

Para obtener una señal eléctrica es necesario realizar la correspondiente conversión optoelectrónica (O/E) mediante un fotodetector. La intensidad de corriente obtenida es proporcional a la potencia óptica de entrada. En la Fig. 2.5(c), se muestra el espectro de un campo óptico $e_{in}(t)$ que se introduce a un elemento dispersivo. Tras el proceso de mapeo frecuencia-a-tiempo correspondiente, la potencia óptica que entrará en el fotodetector, $|e_{out}(t)|^2$, viene dada por la versión escalada del espectro de entrada, como aparece en la Fig. 2.5(d). De esta forma, la intensidad eléctrica resultante de la fotodetección vendrá dada por:

$$I_{OUT}(t) \propto |E_{in}(\omega)|^2 \Big|_{\omega=\frac{t}{\varphi_2}} \quad (2.12)$$

Por tanto, a través de la distribución espectral de potencia de la señal óptica de entrada al elemento dispersivo, es posible controlar la señal eléctrica generada

cuando se garantiza una cantidad de dispersión de acuerdo con la condición (2.10). En este punto, cabe destacar que recientemente se han realizado estudios que permiten relajar esta condición a $|\varphi_2| > \sigma_0^2 / \pi$. Así, es posible reducir la cantidad de dispersión introducida en el sistema para garantizar el proceso de mapeo de frecuencia-a-tiempo [22].

De forma general, las diferentes propuestas existentes en la literatura que generan señales eléctricas basándose en la técnica de mapeo coherente frecuencia-a-tiempo para la generación de señales responden al diagrama de bloques que se muestra en la Fig. 2.5 [24-36].

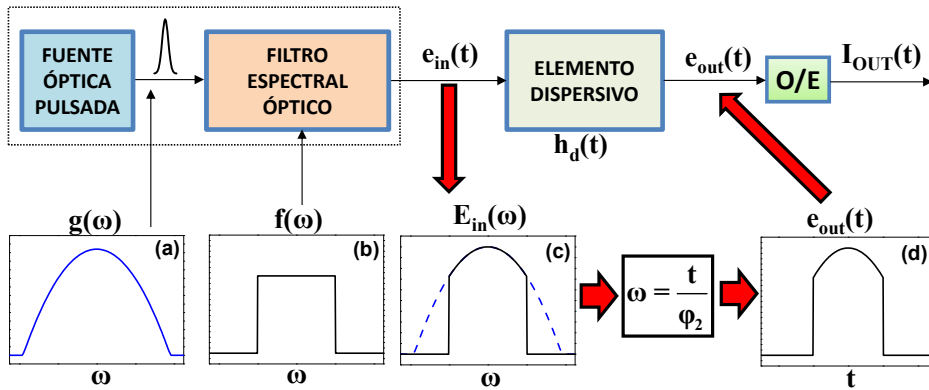


Figura 2.5. Diagrama de bloques del sistema de generación de señales mediante mapeo coherente de frecuencia-a-tiempo. (a) Espectro del pulso ultracorto proveniente de la fuente, (b) distribución espectral del filtro óptico, (c) espectro del campo óptico a la entrada del elemento dispersivo, (d) campo óptico a la entrada del detector.

Como se puede observar, el esquema está compuesto por una fuente óptica pulsada, un filtro espectral óptico y un elemento dispersivo. La fuente pulsada genera un pulso óptico ultracorto cuyo espectro se modifica mediante el filtro óptico. Tomando $g(\omega)$ como la distribución espectral de campo de la fuente óptica pulsada y siendo $f(\omega)$ como la función de transferencia óptica del filtro, el espectro conformado a la entrada del elemento dispersivo vendrá dado por el producto $E_{in}(\omega) = g(\omega) \cdot f(\omega)$. De esta forma, al atravesar el elemento dispersivo y realizar la fotodetección la señal eléctrica generada por el sistema se corresponderá con la versión escalada por la dispersión φ_2 del espectro óptico conformado según la expresión (2.12). En la Fig. 2.5, se ha incluido un ejemplo donde una fuente óptica genera pulsos Gaussianos ultracortos como el que se muestra en la Fig. 2.5(a). Su espectro se modifica con un filtro óptico de amplitud con un perfil uniforme (Fig. 2.5(b)) dando como resultado el espectro óptico que aparece en la Fig. 2.5(c). De este modo, tras el proceso de mapeo, el campo óptico que se obtiene es como el de la Fig. 2.5(d) cuyo perfil que viene dado por el producto del espectro óptico de la fuente y el filtro óptico. Por tanto, la forma de onda que se va generar con este tipo de esquemas, que se obtendrá tras el proceso de conversión optoelectrónica (O/E) con

el fotodetector, se puede controlar mediante el filtrado espectral $f(\omega)$ que se realice sobre el espectro del pulso óptico ultracorto de partida.

La totalidad de las estructuras propuestas en la literatura basadas en la técnica de mapeo frecuencia-a-tiempo hacen uso de un láser de modos bloqueados (*Mode Locked Fiber Laser*, MLFL) para obtener el pulso óptico ultracorto que se conforma espectralmente [24-33]. Para introducir la dispersión en el sistema se suelen utilizar enlaces de fibra óptica [24-29] o redes de difracción de Bragg con *chirp* [30-33]. En este punto, se debe destacar que existen estructuras donde se considera que el elemento dispersivo es no lineal y, por tanto, se tienen en cuenta los efectos de la dispersión de segundo orden (φ_3) [30-32]. En este caso, la relación de mapeo existente entre la frecuencia óptica del espectro conformado y la variable temporal de la señal generada viene dado por:

$$\omega(t) = \frac{-\varphi_2 \pm \sqrt{\varphi_2^2 + 2\varphi_3(t - \varphi_1)}}{\varphi_3} \quad (2.13)$$

donde φ_1 corresponde al retardo de grupo del elemento dispersivo.

Como se puede observar, la relación que existe entre ambas magnitudes es no lineal, por lo que en estas estructuras se asume la denominación de mapeo frecuencia-a-tiempo no lineal. Mediante este fenómeno es posible generar pulsos con *chirp* para aplicaciones potenciales como comunicaciones de alta velocidad y sistemas radar de compresión. En este sentido, en [30], la dispersión de segundo orden se introduce en el sistema mediante enlaces de fibra óptica de distintas longitudes aunque los valores alcanzados de φ_3 son bastante reducidos. Para poder introducir una mayor cantidad de dispersión de segundo orden en el sistema se ha propuesto el uso de redes de difracción de Bragg con *chirp* no lineal (NL-CFBG) [31-33]. Además, otra de las ventajas de las redes de difracción es que permiten implementar estructuras más compactas.

A partir del concepto de mapeo frecuencia-a-tiempo existen propuestas en la literatura que incorporan nuevos elementos con el fin de otorgar una mayor funcionalidad a los sistemas. En este sentido, en [34] se propone un interferómetro Mach-Zehnder desbalanceado para conformar el espectro de la fuente óptica coherente incorporando un modulador de fase en uno de sus brazos para generar directamente pulsos codificados. Además, también existen estructuras donde el filtrado óptico se realiza tras el mapeo y que permite introducir una detección balanceada [35] haciendo posible la eliminación de la componente en base de las señales generadas.

Finalmente, es conveniente destacar que la técnica de mapeo de frecuencia-a-tiempo, además de utilizarse para la generación de señales eléctricas, encuentra otras funcionalidades en diversos ámbitos, tales como: tomografía de imágenes a gran velocidad [36], espectroscopia en tiempo real para obtener la información de procesos dinámicos [37] o, en sistemas con antenas de banda ancha, para la medida del retardo de la señal en función de la frecuencia directamente en el dominio del tiempo [38].

2.1.4. Conformación temporal de pulsos.

El concepto de conformación temporal de pulsos (*Temporal Pulse Shaping*, TPS) fue propuesto por Heritage y Weiner en [39] mediante un esquema como el que se muestra en la Fig. 2.6. Típicamente, los sistemas basados en TPS están formados por dos elementos dispersivos con dispersiones lineales iguales pero de signos contrarios, φ_2 y $-\varphi_2$, y un modulador electro-óptico (EOM) [39-45].

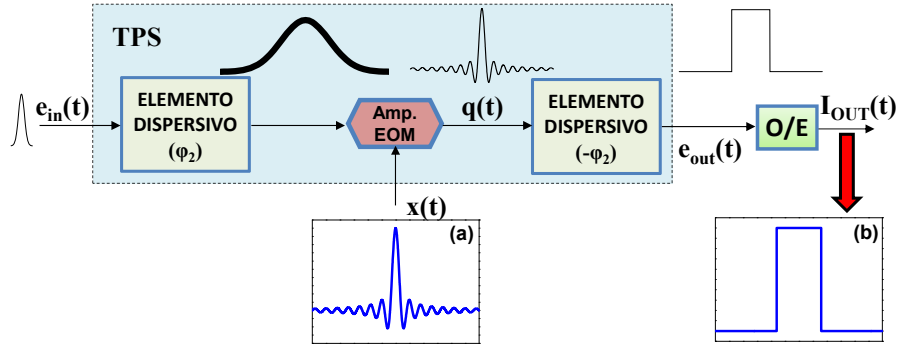


Figura 2.6. Generador de señales de microondas mediante conformación temporal de pulsos (TPS). (a) Señal eléctrica de entrada con forma de onda tipo seno cardinal (*sinc*) y (b) señal generada.

En primer lugar, un pulso ultracorto atraviesa el primer elemento dispersivo ensanchándose temporalmente. Para un modulador de amplitud, cuando la dispersión es lo suficientemente grande de acuerdo con la condición (2.10) y el espectro de $x(t)$ se confina en un rango espectral que cumpla $\tau_0\omega_m \ll 1$, donde ω_m es la frecuencia eléctrica máxima de $x(t)$, la señal a la salida del modulador viene dada por [40]:

$$q(t) \propto E_{in}(\omega) \Big|_{\omega=\frac{t}{\varphi_2}} \cdot x(t) \tag{2.14}$$

donde $E_{in}(\omega)$ se corresponde con el espectro del pulso óptico de entrada ($e_{in}(t)$). De este modo, mediante la modulación se conforma la versión escalada según la dispersión φ_2 del espectro del pulso de entrada. Así como en las dos técnicas anteriores la conformación del pulso se realizaba en el dominio espacial y frecuencial; respectivamente, en este caso, el primer elemento dispersivo produce un ensanchamiento del pulso en el dominio temporal y, seguidamente, se modifica mediante la señal moduladora produciéndose, por tanto, la conformación en dicho dominio.

A continuación, al atravesar el segundo elemento dispersivo con dispersión igual pero de signo contrario al primero se produce una compresión del pulso modulado. Teniendo en cuenta el fenómeno de mapeo frecuencia-a-tiempo en un elemento dispersivo según (2.11), se obtiene el campo óptico de salida del TPS [40]:

$$e_{\text{out}}(t) \propto e_{\text{in}}(t) \otimes X\left(\frac{t}{\varphi_2}\right) \quad (2.15)$$

La señal generada, $I_{\text{OUT}}(t)$, al realizar la conversión optoeléctrica (O/E), es proporcional a la potencia óptica de entrada al fotodetector, por lo que vendrá dada por:

$$I_{\text{OUT}}(t) \propto \left| e_{\text{in}}(t) \otimes X\left(\frac{t}{\varphi_2}\right) \right|^2 \quad (2.16)$$

Por tanto, la señal generada con esta técnica vendrá dada por la convolución entre el pulso óptico de entrada $e_{\text{in}}(t)$ y el espectro de la señal de RF moduladora $X(\omega)$.

En la Fig. 2.6 se ha incluido un ejemplo donde la señal eléctrica de entrada al modulador, $x(t)$, es una función seno cardinal, *sinc* (Fig. 2.6(a)). Por tanto, de acuerdo con la expresión (2.16), la señal generada se corresponde con un pulso cuadrado (Fig. 2.6(b)) cuando se considera que $e_{\text{in}}(t)$ es un pulso ultracorto.

La generación de secuencias de pulsos ópticos se ha demostrado experimentalmente mediante el esquema clásico de TPS (Fig. 2.6) utilizando enlaces de fibra monomodo y fibra compensadora de dispersión como elementos dispersivos complementarios [41]. Teniendo en cuenta el concepto de mapeo coherente frecuencia-a-tiempo mostrado en el apartado anterior, existen estructuras que incorporan un nuevo elemento dispersivo a la salida del TPS dando lugar a lo que se conoce como un TPS desbalanceado. Dichas estructuras se han propuesto para la multiplicación de la frecuencia de tonos de microondas [42-44] y la caracterización completa de pulsos ultracortos [45]. Del mismo modo que en el mapeo coherente frecuencia-a-tiempo, se pueden generar pulsos con *chirp* cuando los elementos dispersivos utilizados en el TPS presentan dispersión de segundo orden (φ_3) [46]. Finalmente, existen estructuras similares al esquema convencional de TPS, pero que hacen uso de un modulador de fase. Estas estructuras se proponen para la generación de secuencias de pulsos ópticos [47, 48] y también para implementar transformadores de Hilbert [49].

2.1.5. Mapeo incoherente de frecuencia-a-tiempo.

Hasta este momento, las diferentes técnicas que se han descrito hacen uso de las propiedades de una fuente óptica coherente. Sin embargo, en la literatura se pueden encontrar técnicas con otro tipo de excitaciones ópticas para la generación de señales eléctricas. En este sentido, el fenómeno de mapeo incoherente de frecuencia-a-tiempo establece que, cuando una señal óptica incoherente se modula externamente y se propaga por un medio dispersivo adecuado, la intensidad de la señal resultante, tras la conversión optoeléctrica, se corresponde con la versión escalada de la densidad espectral de potencia de entrada según la dispersión [50, 51]. En la figura 2.7 se ilustra la técnica de mapeo incoherente frecuencia-a-tiempo.

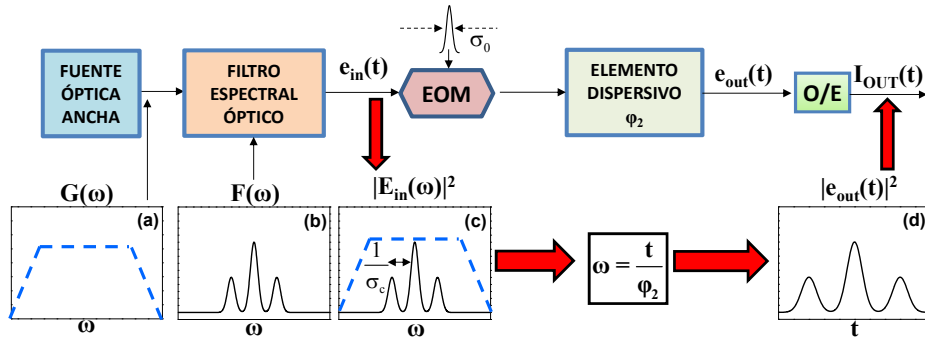


Figura 2.7. Generador de señales arbitrarias de microondas basado en mapeo incoherente de frecuencia-a-tiempo. (a) Distribución espectral de potencia de la fuente ancha, (b) distribución espectral del filtro óptico, (c) potencia óptica a la entrada del modulador, (d) potencia óptica a la entrada del fotodetector.

El sistema parte de una señal óptica incoherente con una densidad espectral de potencia de potencia $G(\omega)$ (ver Fig. 2.7(a)). A continuación, se modifica mediante un filtro óptico cuya función de transferencia es $F(\omega)$. De este modo, la potencia óptica asociada al campo de entrada al modulador electro-óptico (EOM), $|E_{in}(\omega)|^2$, se puede expresar, como el producto de $G(\omega)$ y $F(\omega)$, caracterizado por un tiempo de coherencia σ_c , de la siguiente forma [52]:

$$|E_{in}(\omega)|^2 \propto G(\omega)F(\omega) \tag{2.17}$$

A continuación, se introduce en el modulador electro-óptico (EOM) donde se modula con un pulso eléctrico de anchura temporal σ_0 , y se propaga a través de un elemento dispersivo lineal (con dispersión de primer orden ϕ_2) definido según la expresión (2.8). En este punto, se exige sobre el sistema [51]:

$$\sigma_0 \gg \sigma_c \tag{2.18}$$

$$\phi_2 \gg \frac{\sigma_0 \sigma_c}{4\pi} \tag{2.19}$$

De este modo, la señal generada, $I_{OUT}(t)$, tras la conversión óptico-eléctrica, mediante la fotodetección, se puede expresar como [50-52]:

$$I_{OUT}(t) \propto |E_{in}(\omega)|^2 \Big|_{\omega=\frac{t}{\phi_2}} \tag{2.20}$$

Por tanto, la forma de onda generada se corresponde con la versión escalada de la distribución espectral de potencia introducida en el EOM. En el caso de mapeo coherente frecuencia-a-tiempo mostrado en el apartado 2.1.3, el mapeo se produce en campo. Sin embargo, en este caso, al trabajar con fuente incoherente, el proceso de mapeo se produce en potencia por lo que sólo se observa al realizar la fotodetección [50]. Generalmente, las estructuras que implementan esta técnica

suelen hacer uso de una fuente ancha cuyo espectro se modifica a través de un filtro óptico para tener el control sobre la forma de onda generada a la salida del sistema [51].

La generación de señales eléctricas a través del mapeo incoherente se ha propuesto de manera teórica [53] y demostrado de forma experimental [54]. En concreto, se han generado señales con anchos de banda de hasta 10 GHz para comunicaciones Ultra-Wideband, así como señales sinusoidales con chirp lineal variando en el rango de 4.7 a 6.5 GHz. En estos casos, como fuente incoherente se suele considerar el ruido ASE de un amplificador de fibra dopada con Erbio (EDFA) y como elementos dispersivos enlaces de fibra óptica. En cuanto al filtro óptico, se utiliza un selector de canales como los utilizados en multiplexación por división de longitud de onda (WDM) cuyo funcionamiento es similar a los conformadores espectrales presentados en las Fig. 2.2(a) y 2.2(b).

Por otra parte, el mapeo incoherente de frecuencia a tiempo también encuentra su uso en otros campos de aplicación tales como: medida de dispersiones cromáticas [50], transmisión de señales moduladas en fase para comunicaciones ópticas en espacio libre [55], monitorización en tiempo real de dispositivos dispersivos sobre grandes anchos de banda [56] o transmisión conjunta de datos en banda base y paso banda para redes ópticas pasivas (PON) [57].

2.1.6. Filtros fotónicos de microondas.

Otra de las técnicas propuestas para la generación de formas de onda está basada en esquemas de filtrado fotónico de señales de radiofrecuencia (RF). Un filtro fotónico de microondas se entiende como una estructura fotónica cuyo objetivo es realizar la misma función que un filtro de microondas ordinario dentro de un sistema de RF, utilizando dispositivos ópticos [58]. La generación de señales mediante filtrado fotónico de microondas parte de una señal eléctrica sencilla cuyas componentes espectrales se modifican con el fin de obtener la señal deseada. De este modo, a través del filtro es posible generar formas de onda con características concretas como: ausencia de banda base, duración temporal determinada o control de la envolvente.

En este contexto, la literatura acerca de los filtros fotónicos de microondas ofrece un gran número de implementaciones. De manera general, las diferentes estructuras se pueden clasificar, según la forma de generar las muestras del filtro, en esquemas con una única fuente óptica y esquemas con múltiples fuentes ópticas. En el primer caso, existen distintas configuraciones que obtienen las muestras ópticas a partir de redes de difracción de Bragg (*Fiber Bragg Grating*, FBG) o estructuras interferométricas. Para el segundo caso, la aproximación más intuitiva consiste en utilizar un conjunto de láseres asociados a cada una de las muestras del filtro. No obstante, cuando el número de coeficientes del filtro es elevado la complejidad de estos sistemas se incrementa considerablemente. Por ello existen otras propuestas que realizan un ranurado de una fuente óptica ancha, asociando cada una de las ranuras obtenidas a una muestra del filtro. En este caso, el ranurado de la fuente se puede realizar, según los esquemas, de diversas formas mediante estructuras

interferométricas, FBG's, AWG's, etc... Un aspecto clave para ambos tipos de filtros es la introducción del retardo fundamental entre las muestras de la señal óptica. En este sentido, se pueden usar elementos dispersivos -enlaces de fibra óptica o redes de difracción con *chirp* sintonizables- o líneas de retardo [59].

La relación entre la señal de entrada al sistema y la señal filtrada viene definida a través de la respuesta al impulso y su correspondiente función de transferencia. Tomando $H(\Omega)$ como la función de transferencia, en un esquema de filtrado, el espectro de la señal de salida $I_{OUT}(\Omega)$ se puede escribir como:

$$I_{OUT}(\Omega) = H(\Omega) \cdot I_{IN}(\Omega) \quad (2.21)$$

donde $I_{IN}(\Omega)$ se corresponde con el espectro de la señal de entrada al filtro. De esta manera, a través de la $H(\Omega)$ es posible modificar el espectro de salida del sistema y, por tanto, la forma que tendrá la señal generada.

En la Fig. 2.8 se muestra el esquema típico de un filtro fotónico de microondas implementado mediante líneas de retardo.

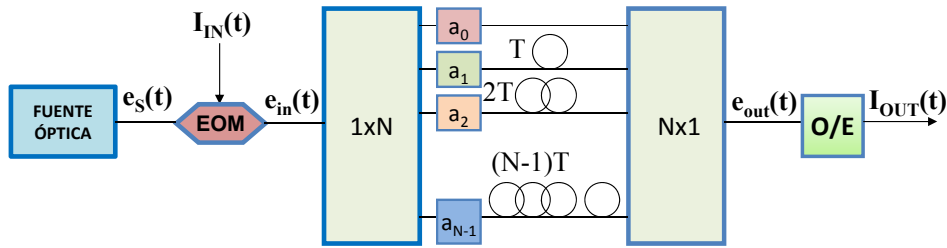


Figura 2.8. Esquema general de un filtro fotónico de microondas basado en líneas de retardo.

En primer lugar, la señal de entrada, $I_{IN}(t)$, modula una portadora procedente de la fuente óptica, $e_s(t)$, mediante un modulador electro-óptico (EOM). El campo óptico resultante, $e_{in}(t)$, se puede describir del siguiente modo [59]:

$$e_{in}(t) = [I_{IN}(t)]^{\frac{1}{2}} \cdot E_0 e^{j(\omega_0 t + \phi(t))} \quad (2.22)$$

donde ω_0 y $\phi(t)$ se corresponden con la frecuencia y la fase de la portadora óptica proveniente de la fuente, $e_s(t)$.

A continuación, se obtienen diferentes muestras de la señal modulada haciendo uso de un acoplador de $1 \times N$. Cada una de las muestras se pondera en amplitud y se retarda un tiempo múltiplo de un retardo fundamental T característico del filtro. Las muestras retardadas se combinan de nuevo mediante un acoplador $N \times 1$ de forma que el campo óptico resultante, $e_{out}(t)$, vendrá dado por [59]:

$$e_{out}(t) = \sum_{r=0}^{N-1} [a_r I_{IN}(t - rT)]^{\frac{1}{2}} e^{j(\omega_0(t-rT) + \phi(t-rT))} \quad (2.23)$$

donde a_r corresponde con los valores de ponderación aplicados a cada una de las muestras.

Finalmente, como se puede observar en la expresión (2.23), la señal óptica resultante dependerá del peso que se le dé a cada una de las muestras y del retardo entre ellas. Al igual que en los casos anteriores al realizar la conversión optoelectrónica a través de la fotodetección, la corriente detectada será proporcional a la potencia óptica de entrada. Cuando se considera que el tiempo de coherencia de la fuente óptica es mucho menor que el retardo básico T , ($\tau_{\text{coh}} \ll T$), entonces la señal eléctrica generada puede describirse a través de la fotocorriente de salida del siguiente modo:

$$I_{\text{OUT}}(t) \propto \sum_{r=0}^{N-1} |a_r| I_{\text{IN}}(t - rT) \quad (2.24)$$

A continuación, considerando que $s_i(t - rT) = s_i(t) \otimes \delta(t - rT)$, la señal generada puede reescribirse como sigue:

$$I_{\text{OUT}}(t) \propto I_{\text{IN}}(t) \otimes \sum_{r=0}^{N-1} |a_r| \delta(t - rT) \quad (2.25)$$

Por tanto, la respuesta al impulso del filtro vendrá dada por:

$$h(t) = \sum_{r=0}^{N-1} |a_r| \delta(t - rT) \quad (2.26)$$

y su correspondiente respuesta en frecuencia:

$$H(\Omega) = \sum_{r=0}^{N-1} |a_r| \cdot e^{-j\Omega rT} \quad (2.27)$$

Como se puede ver, la respuesta al impulso $h(t)$ y la respuesta en frecuencia $H(\Omega)$, se determinan a partir del retardo básico temporal T y los coeficientes a_r . Los avances producidos en el campo del filtrado fotónico de microondas en términos de flexibilidad convierten a esta técnica en una de las más prometedoras para la generación de señales eléctricas [59, 60].

En la literatura podemos encontrar un gran número de estructuras basadas en filtros fotónicos de microondas adaptadas para la generación de señales [61-75]. La generación de señales eléctricas sin componente continua ha centrado gran parte del interés de las propuestas [76]. Para ello es necesario la implementación de filtros con coeficientes negativos y, es por ello, que se han propuesto diversas estructuras para su implementación. En este sentido, se pueden encontrar propuestas con amplificadores ópticos de semiconductor (*Semiconductor Optical Amplifiers*, SOA's) haciendo uso de los fenómenos de modulación cruzada de ganancia [61, 62] o de fase [63]. También, existen estructuras que utilizan la polarización de la portadora para generar coeficientes negativos [64-66].

Del mismo modo, basándose en el retardo diferente que sufren las polarizaciones ortogonales de una portadora óptica en una fibra mantenedora de polarización (*Polarization Maintaining Fiber*, PMF), existen estructuras que hacen uso de moduladores de fase [67] y su combinación con SOA's [68, 69] para generar monociclos y dobletes de UWB, respectivamente. La implementación de coeficientes negativos mediante la conversión de modulación de fase a modulación intensidad (PM-IM) también se ha propuesto para la generación de señales eléctricas [70, 71]. La conversión PM-IM se puede realizar mediante un elemento dispersivo [70] o un discriminador de frecuencia [71]. Finalmente, existen estructuras en las cuales los coeficientes negativos se introducen a partir de estructuras interferométricas [72] o detectores balanceados [73].

Por otra parte, en la literatura también se pueden encontrar estructuras que sintetizan coeficientes complejos para poder modificar características de la fase de la señal generada [74, 75]. En ese caso, se hace uso de un elemento dispersivo para introducir el retardo entre muestras y se asocia cada una de ellas a un láser sintonizable de forma que no se encuentren equiespaciados. De este modo, es posible generar pulsos con *chirp* [74] o codificar señales en fase [75].

2.2. Aplicaciones.

Las técnicas que se han descrito en el apartado anterior permiten la generación de diferentes formas de onda que aparecen en diferentes campos de aplicación: radar, comunicaciones, redes de sensores, etc... Recientemente, estas técnicas se han centrado en generar señales en la banda de microondas (0.3-300 GHz). En este apartado se van a presentar un conjunto de aplicaciones que hacen uso de dos tecnologías concretas como es el Ultra-Wideband y los pulsos con *chirp*. Las características de las señales que se utilizan en ambas tecnologías (ancho de banda, frecuencia de operación, envolvente...) las convierten en ejemplos de especial interés para su generación en el dominio óptico. Finalmente, se presentará un apunte respecto a aplicaciones a frecuencias superiores a los 100 GHz.

2.2.1. Ultra-Wideband.

De forma general, la tecnología Ultra-Wideband (UWB) se entiende como cualquier esquema de transmisión cuyo ancho de banda es varias veces superior al mínimo requerido para transmitir una señal de información concreta [77]. En particular, se define una señal UWB como aquella que tiene un ancho de banda a 10-dB superior a 500 MHz o un ancho de banda fraccional mayor que el 20% de su frecuencia central. Los sistemas UWB presentan una serie de ventajas frente a los sistemas de banda estrecha como son: bajo consumo de potencia, buen rendimiento en entornos multicamino, posibilidad de mitigar las interferencias aplicando técnicas de espectro ensanchado, ausencia de portadora, elevadas tasas de transmisión y capacidad para atravesar obstáculos. Sin embargo, la razón principal por la que la tecnología UWB ha adquirido un interés especial recientemente es por

su capacidad de poder compartir el espectro con los servicios radio actuales con un nivel de interferencia mínimo [78-81]. El interés en comercializar los sistemas UWB provocó que algunos operadores y fabricantes presionaran a la Comisión Federal de Comunicaciones (*Federal Communications Commission*, FCC) de los Estados Unidos para aprobar una regulación acerca de estos sistemas. Así, en febrero de 2002, la FCC dio a conocer el primer informe para el uso comercial de la tecnología UWB bajo unos estrictos límites de potencia emitida [82].

Las comunicaciones inalámbricas son uno de los campos de aplicación en los que la tecnología UWB ha despertado un mayor interés durante la última década, como se ha comentado, por su escasa interferencia con los dispositivos de banda estrecha. En este sentido, una de las aplicaciones que ha adquirido un mayor interés recientemente son las redes de área personal inalámbricas (*Wireless Personal Area Networks*, WPAN) que conectan un número determinado de dispositivos (reproductores de CD, teclados, cámaras digitales...) en una pequeña zona de cobertura sin necesidad de cables. La tecnología UWB permite comunicaciones con tasas de transmisión elevadas (hasta los Gbps) en distancias de pocos metros, de forma que puede soportar aplicaciones multimedia de alta capacidad y tiempos de descarga reducidos en entornos WPAN [77-81]. La FCC define para comunicaciones inalámbricas *indoor* y *outdoor*, el uso sin licencia del espectro desde 3.1 a 10.6 GHz con una restricción en la densidad espectral de potencia máxima radiada de -41.3 dBm/MHz. A efectos prácticos, las transmisiones UWB deben cumplir una máscara espectral como la de la Fig. 2.9(a). La mayor restricción, en términos de potencia radiada, se encuentra en la banda de 0.96 a 1.61 GHz correspondiente a los dispositivos GPS (*Global Positioning System*) [82].

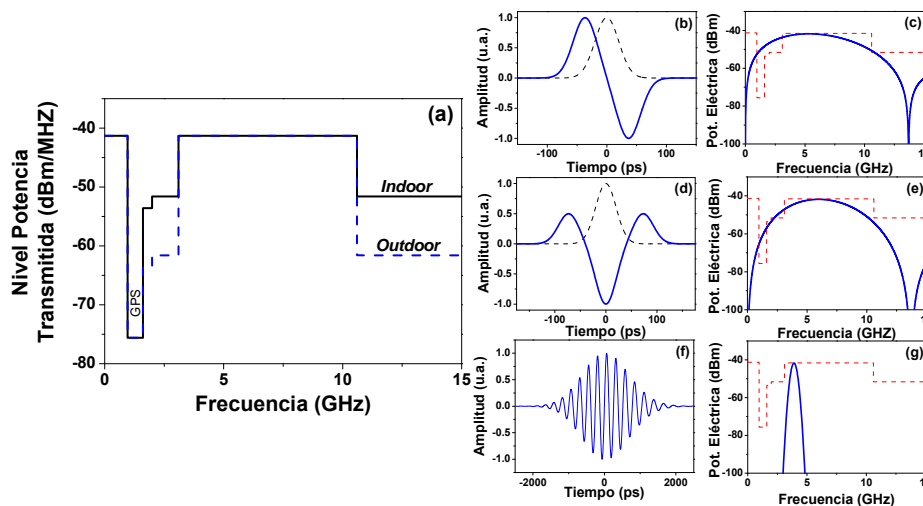


Figura 2.9. (a) Máscara espectral de la FCC para comunicaciones inalámbricas *indoor* (línea continua) y *outdoor* (línea discontinua). Formas de onda (b), (d), (f) y sus correspondientes espectros (línea azul) (c), (e), (g) para un monociclo, doblete y pulso MB-UWB Gaussiano. La máscara espectral de la FCC para comunicaciones inalámbricas *indoor* se ha añadido en trazo discontinuo.

En estas comunicaciones UWB existen dos formatos de señalización distintos: *Impulse Radio UWB* (IR-UWB) y *Multiband UWB* (MB-UWB). En IR-UWB, se hace uso de pulsos de muy corta duración para transmitir la información con un espectro que se extiende por todo el rango de frecuencias de UWB. En este caso, las formas de onda que se suelen utilizar son los pulsos Gaussianos por su simplicidad y el buen rendimiento que aportan a estos sistemas [83]. En concreto, las señales más extendidas en comunicaciones IR-UWB son el monociclo (Fig. 2.9(b)) y el doblete (Fig. 2.9(d)) correspondientes a la primera y la segunda de una función Gaussiana, respectivamente [76]. En ambos casos, se pretende reducir el contenido espectral de la señal a bajas frecuencias, debido a la fuerte restricción entorno a la banda de GPS (0.96-1.61 GHz), como se observa en los espectros mostrados en las Figs. 2.9(c) y 2.9(e). De este modo, se consigue un uso más eficaz de la potencia de transmisión disponible en estos sistemas. Por otra parte, el formato MB-UWB divide el espectro radioeléctrico disponible en canales con anchos de banda de 500 MHz [84]. En las Fig. 2.9(f) y 2.9(g), se muestra un ejemplo de forma de onda y su correspondiente espectro, respectivamente. La mayor duración temporal de las señales hace que los sistemas MB-UWB alcancen tasas de transmisión inferiores al caso de IR-UWB. Sin embargo, maximiza en potencia el uso de la máscara de la FCC y presenta unos requerimientos de sincronización más flexibles [85, 81].

Las ventajas de la tecnología UWB hacen que adquiera un interés especial en otros campos de aplicación tales como: sistemas radar (captura de imágenes para diagnósticos médicos, seguridad automovilística...), sistemas de localización (identificación de personas, control de espacios...) o redes inalámbricas de sensores (monitorización médica o del hogar, domótica, operaciones militares...). Para los diferentes casos, la FCC establece unos requerimientos espectrales en forma de máscaras, del mismo modo que en las comunicaciones inalámbricas. En la actualidad, otras regiones del mundo como son Europa, Japón o China han realizado su propia regulación acerca de los límites espectrales de emisión de las transmisiones UWB [77, 81].

2.2.2. Pulsos con *chirp*.

Un pulso con *chirp* consiste en una forma de onda cuya frecuencia varía a lo largo de la duración temporal de la misma. De forma general se suele llamar *chirp* al parámetro que caracteriza dicha evolución de la frecuencia con el tiempo [86, 35]. En la Fig. 2.10(a) se muestra un ejemplo concreto de un pulso con *chirp* que presenta una envolvente Gaussiana. La frecuencia instantánea de la señal (●) se ha calculado directamente a partir de la forma de onda obteniendo la inversa de cada uno de los periodos y se ha representado en la Fig. 2.10(b). Como se puede observar en este caso la frecuencia varía de forma lineal con el tiempo, por lo que se suele hablar de que la señal presenta un *chirp* lineal. Uno de los parámetros característicos que se suele utilizar para comparar los pulsos con *chirp* es el producto tiempo por ancho de banda (*Time BandWidth Product*, TBWP). El TBWP se obtiene a partir de la anchura temporal de la señal a mitad del máximo (T_{FWHM}) y el ancho de banda en que varía la frecuencia instantánea (BW_{-3dB}) dentro de dicho

intervalo temporal. Para el caso del ejemplo de la Fig. 2.10, donde $T_{FWHM} = 0.8$ ns y $BW_{-3dB} = 4.5$ GHz, el TBWP = 3.6.

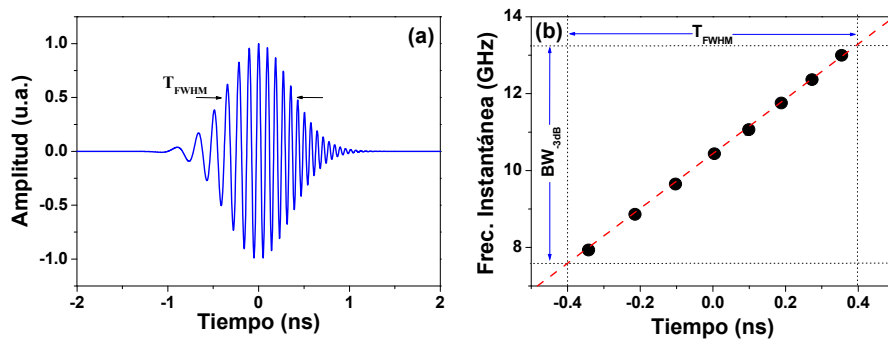


Figura 2.10. (a) Forma de onda de pulso con *chirp* con envolvente Gaussiana y (b) su correspondiente frecuencia instantánea (●).

Uno de los campos de aplicación donde los pulsos con *chirp* poseen un gran interés son los sistemas radar. En concreto, lo que se conoce como radar de compresión de pulsos donde este tipo de formas de onda permite mejorar la resolución del sistema. En este caso, el radar transmite un pulso con *chirp* con una duración temporal considerable. Cuando se recibe el eco correspondiente a la reflexión en un blanco se realiza una compresión de la señal mediante un filtro adaptado [86]. Para implementar este filtrado adaptado, se correla la señal recibida con una forma de onda igual al pulso con *chirp* transmitido. La resolución del radar vendrá dada por la duración temporal de la señal resultante de este proceso [35]. En la Fig. 2.11(a) se representa un pulso con *chirp* con una envolvente cuadrada y una frecuencia instantánea (●) lineal. La duración temporal de la señal y su producto tiempo por ancho de banda son de $T_{FWHM} = 2$ ns y $TBWP = 35$, respectivamente. De forma matemática, el filtrado adaptado de la señal es equivalente a obtener la autocorrelación de la señal. En este caso, dicha autocorrelación se muestra en la Fig. 2.11(b), con un $T_{FWHM} = 40$ ps. De esta forma, el factor de compresión alcanzado es de 50. En este tipo de sistemas el factor de compresión se encuentra relacionado con el TBWP de manera proporcional [35].

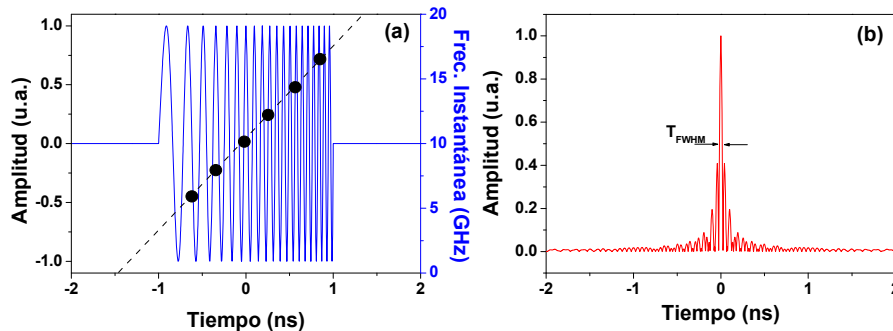


Figura 2.11. (a) Forma de onda de pulso con *chirp* con envolvente uniforme y su frecuencia instantánea (●). (b) Autocorrelación del pulso con *chirp*.

Los pulsos con *chirp* no se encuentran regulados como ocurre con la tecnología UWB. No obstante, además de los sistemas de radar pulsados, este tipo de formas de onda encuentran diversos campos de aplicación como las comunicaciones inalámbricas mediante técnicas de espectro ensanchado, tomografía de imágenes médicas e instrumentación moderna [87-89].

2.2.3. Señales de alta frecuencia.

Finalmente, en este apartado se van a presentar señales de frecuencias elevadas, por encima de los 100 GHz. La generación de secuencias de pulsos de anchuras del orden de femtosegundos se ha desarrollado sobre todo por parte de las dos primeras técnicas presentadas en el apartado anterior. En la Fig. 2.12(a) se presenta un ejemplo con una secuencia de pulsos de anchura 200 fs. La aplicación más directa de este tipo de señales son las comunicaciones de datos, por ejemplo mediante una codificación en fase de los diferentes bits de información con cada uno de los pulsos [90, 91]. No obstante, estas señales también encuentran aplicación en otros muchos campos como son el control de reacciones químicas y el movimiento molecular [92] o la microscopía y la captura de imágenes [93, 94]. Hay que destacar que el ciclo de trabajo de este tipo de formas de onda es muy bajo. Es por ello que existen propuestas que buscan ciclos de trabajo del 100% de forma que es posible conseguir tonos continuos como el que se muestra en la Fig. 2.12(b) [4]. En ese ejemplo, el tono posee una frecuencia de 500 GHz.

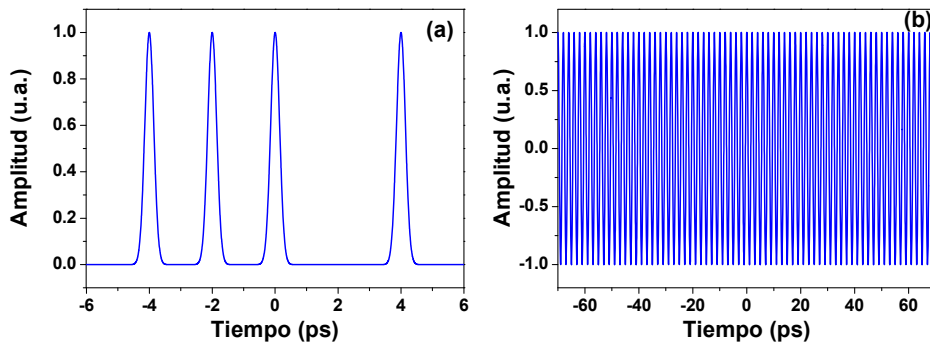


Figura 2.12. (a) Secuencia de pulsos ópticos con una anchura temporal de 200 fs. (b) Señal sinusoidal continua con una frecuencia de 500 GHz.

Referencias

- [1] Z. Jiang, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Spectral line-by-line pulse shaping," *Optics Letters*, vol. 30, no. 12, pp. 1557-1559, (2005).
- [2] R. P. Scott, N. K. Fontaine, J. P. Heritage, S. J. B. Yoo, "Dynamic optical arbitrary waveform generation measurement," *Optics Express*, vol. 18, no 18, pp. 18655-18670, (2010).

- [3] A. M. Weiner, "Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review," *Optics Communications*, vol. 284, no. 15, pp. 3669-3692, (2011).
- [4] Z. Jiang, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Line-by-line pulse shaping control for optical arbitrary waveform generation," *Optics Express*, vol. 13, no. 25, pp. 10431-10439, (2005).
- [5] N- K. Fontaine, R. P. Scott, C. Yang, D. J. Geisler, J. P. Heritage, K. Okamoto, S. J. B. Yoo, "Compact 10 GHz loopback arrayed-waveguide grating for high-fidelity optical arbitrary waveform generation," *Optics Letters*, vol. 33, no. 15, pp. 1714-1716, (2008).
- [6] Z. Jiang, C.-B. Huang, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Optical arbitrary waveform processing of more than 100 spectral comb lines," *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 463-467, (2007).
- [7] C. B. Huang, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Synthesis of millimeter-wave power spectra using time-multiplexed optical pulse shaping," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, no. 18, pp. 1287-1289, (2009).
- [8] J. Azaña, M. A. Muriel, "Temporal self-imaging effects: theory and application for multiplying pulse repetition rates," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 4, pp. 728-744, (2001).
- [9] P. Petropoulos, M. Ibsen, M. N. Zervas, D. J. Richardson, "Generation of a 40-GHz pulse stream by pulse multiplication with a sampler fiber Bragg grating," *Optics Letters*, vol. 25, no. 8, pp. 521-523, (2000).
- [10] B. Xia, L. R. Chen, P. Dumais, L. Callender, "Ultrafast pulse train generation with binary code patterns using planar lightwave circuits," *Electronic Letters*, vol. 42, no. 19, pp. 1119-1120, (2006).
- [11] J. D. McKinney, D. S. Seo, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Photonic-assisted generation of arbitrary millimeter-wave and microwave electromagnetic waveforms via direct space-to-time optical pulse shaping," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no. 12, pp. 3020-3028, (2003).
- [12] D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Femtosecond direct space-to-time pulse shaping," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 4, pp. 494-504, (2001).
- [13] J. D. McKinney, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Millimeter-wave arbitrary waveform generation with a direct space-to-time pulse shaper," *Optics Letters*, vol. 27, no. 15, pp. 1345-1347, (2002).
- [14] D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Femtosecond optical packet generation by a direct space-to-time pulse shaper," *Optics Letters*, vol. 24, no. 12, pp. 853-855, (1999).

- [15] D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Femtosecond direct space-to-time pulse shaping in an integrated-optic configuration," *Optics Letters*, vol. 29, no. 13, pp. 1551-1553, (2004).
- [16] D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Chirp control in the direct space-to-time pulse shaper," *Optics Letters*, vol. 25, no. 11, pp. 850-852, (2000).
- [17] J. D. McKinney, D. S. Seo, A. M. Weiner, "Direct space-to-time pulse shaping at 1.5 μm ," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, no. 12, pp. 1635-1644, (2003).
- [18] S. Xiao, J. D. McKinney, A. M. Weiner, "Photonic microwave arbitrary waveform generation using a virtually imaged phased-array (VIPA) direct space-to-time pulse shaper," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 8, pp. 1936-1938, (2004).
- [19] D. E. Leaird, A. M. Weiner, S. Shen, A. Sugita, S. Kamei, M. Ishii, K. Okamoto, "High repetition rate femtosecond WDM pulse generation using direct space-to-time pulse shapers and arrayed waveguide gratings," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 33, no. 7-10, pp. 811-826, (2001).
- [20] Y. Dai, J. Yao, "Arbitrary phase-modulated RF signal generation based on optical pulse position modulation," *IEEE Journal of Lightwave technology*, vol. 26, no. 19, pp. 3329-3336, (2008).
- [21] M. A. Muriel, J. Azaña, A. Carballar, "Real-time Fourier transformer based on fiber gratings," *Optics Letters*, vol. 24, no 1, pp. 1-3, (1999).
- [22] V. Torres-Company, D. E. Leaird, A. M. Weiner, "Dispersion requirements in coherent frequency-to-time mapping," *Optics Express*, vol. 19, no 24, pp. 24718-24729, (2011).
- [23] J. Yao, "Arbitrary waveform generation," *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 79-80, (2010).
- [24] I. S. Lin, J. D. McKinney and A. M. Weiner, "Photonic synthesis of broadband microwave arbitrary waveforms applicable to Ultra-Wideband communication," *IEEE Microwave and wireless components letters*, vol. 15, no. 4, pp 226-228, (2005).
- [25] B. Bortnik, I. Y. Poberezhskiy, J. Chou, B. Jalali, H. R. Fetterman, "Predistortion technique for RF-photonics generation of high-power ultrawideband arbitrary waveforms," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no 7, pp. 2752-2759, (2006).
- [26] H. Chi, J. Yao, "Photonic generation of microwave signals based on pulse shaping," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no 9, pp. 668-670, (2007).

- [27] C. Wang, J. Yao, "Chirped microwave pulse generation based on optical spectral shaping and wavelength-to-time mapping using a Sagnac-loop mirror incorporating a chirped fiber Bragg grating," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no 16, pp. 3336-3341, (2008).
- [28] C. Wang, J. Yao, "Photonic generation of chirped microwave pulses using superimposed chirped fiber Bragg gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no 11, pp. 882-884, (2008).
- [29] M. H. Khan, H. Shen, Y. Xuan, L. Zhao, S. Xiao, D. E. Leaird, A. M. Weiner and M. Qi, "Ultrabroad-bandwidth arbitrary radiofrequency waveform generation with a silicon photonic chip-based spectral shaper," *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 117-122, (2010).
- [30] H. Chi, J. Yao, "All-fiber chirped microwave pulses generation based on spectral shaping and wavelength-to-time conversion," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 55, no 9, pp. 1958-1963, (2007).
- [31] C. Wang, J. Yao, "Photonic generation of chirped millimeter-wave pulses based on nonlinear frequency-to-time mapping in a nonlinearly chirped fiber Bragg grating," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no 2, pp. 542-553, (2008).
- [32] H. Chi, J. Yao, "Chirped RF pulse generation based on optical spectral shaping and wavelength-to-time mapping using a nonlinearly chirped fiber Bragg grating," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no 10, pp. 1282-1287, (2008).
- [33] C. Wang and J. Yao, "Simultaneous optical spectral shaping and wavelength-to-time mapping for photonic microwave arbitrary waveform generation," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 21, no. 12, pp. 793-795, (2009).
- [34] H. Chi, J. Yao, "An approach to photonic generation of high-frequency phase-coded RF pulses," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no 10, pp. 768-770, (2007).
- [35] J. D. McKinney, "Background-free arbitrary waveform generation via polarization pulse shaping," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 22, no 16, pp. 1193-1195, (2010).
- [36] S. Moon, D. Y. Kim, "Ultra-high-speed optical coherence tomography with a stretched pulse supercontinuum source," *Optics Express*, vol. 14, no. 24, pp. 11575-11584, (2006).
- [37] D. R. Solli, J. Chou, B. Jalali, "Amplified wavelength-time transformation for real-time spectroscopy," *Nature Photonics*, vol. 2, pp. 48-51, (2008).

- [38] J. D. McKinney, D. Peroulis, A. M. Weiner, "Time-domain measurement of the frequency-dependent delay of broadband antennas," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, no 1, pp. 39-47, (2008).
- [39] J. P. Heritage, A. M. Weiner, "Optical systems and methods based upon temporal stretching, modulation and recompression of ultrashort pulses," *United States Patent*, no. 4928316, (1990).
- [40] H. Chi, J Yao, "Symmetrical waveform generation based on temporal pulse shaping using amplitude-only modulator," *Electronics Letters*, vol. 43, no 7, pp. 415-417, (2007).
- [41] R. E. Saperstein, N. Alic, D. Panasenko, R. Rokitski, Y. Fainman, "Time-domain waveform processing by chromatic dispersion for temporal shaping of optical pulses," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 22, no 11, pp. 2427-2436, (2005).
- [42] J. Azaña, N. K. Berger, B. Levit, V. Smulakovsky, B. Fischer, "Frequency shifting of microwave signals by use of a general temporal self-imaging (Talbot) effect in optical fibers," *Optics Letters*, vol. 29, no. 24, pp. 2848-2851, (2004).
- [43] J. Azaña, N. K. Berger, B. Levit, V. Smulakovsky, B. Fischer, "Broadband arbitrary waveform generation based on microwave frequency upshifting in optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 7, pp. 2663-2675, (2006).
- [44] C. Wang, M. Li, J. Yao, "Continuously tunable photonic microwave frequency multiplication by use of an unbalanced temporal pulse shaping system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no 17, pp. 1285-1287, (2010).
- [45] C. Wang, J. Yao, "Complete pulse characterization based on temporal interferometry using an unbalanced temporal pulse shaping system," *IEEE Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP) 2010, (Montreal 2010)*, pp. 373-376.
- [46] M. Li, C. Wang, W. Li, J. Yao, "An unbalanced temporal pulse-shaping system for chirped microwave waveform generation," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 58, no 11, pp. 2968-2975, (2010).
- [47] J. Azaña, N. K. Berger, B. Levit, B. Fischer, "Reconfigurable generation of high-repetition-rate optical pulse sequences based on time-domain phase-only filtering," *Optics Letters*, vol. 30, no 23, pp. 3228-3230, (2005).
- [48] S. Thomas, A. Malacarne, F. Fresi, L. Poti, A. Bogoni, J. Azaña, "Programmable fiber-based picosecond optical pulse shaper using time-domain binary phase-only linear filtering," *Optics Letters*, vol. 34, no 4, pp. 545-547, (2009).

- [49] Y. Han, Z. Li, S. Pan, M. Li, J. Yao, "Photonic-assisted tunable microwave pulse fractional Hilbert transformer based on a temporal pulse shaping system," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no 9, pp. 570-572, (2011).
- [50] C. Dorrer, "Temporal van Cittert-Zernike theorem and its application to the measurement of chromatic dispersion," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 21, no 8, pp. 1417-1423, (2004).
- [51] V. Torres-Company, J. Lancis, P. Andrés, "Incoherent frequency-to-time mapping: application to incoherent pulse shaping," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 24, no 3, pp. 888-894, (2007).
- [52] C. Dorrer, "Statistical analysis of incoherent pulse shaping," *Optics Express*, vol. 17, no. 5, pp. 3341-3352, (2009).
- [53] V. Torres-Company, J. Lancis, P. Andrés, "Arbitrary waveform generator based on all-incoherent pulse shaping," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 24, pp. 2626-2628, (2006).
- [54] V. Torres-Company, J. Lancis, P. Andrés, L. R. Chen, "Reconfigurable RF waveform generation using optical incoherent sources," *Proceeding on Lasers and Electro-optics, Quantum Electronics and Laser Science 2008, CLEO/QELS 2008, (San José 2008)*, pp. 1-2.
- [55] H. Mu, H. Xia, J. Yao, "A frequency shift keying transmitter based on incoherent frequency-to-time mapping for free-space optical communications," *Proceeding on Microwave Photonic 2010, MWP 2010, (Montreal, 2010)*, pp. 208-211.
- [56] Y. Park, A. Malacarne, J. Azaña, "Real-time ultrawide-band group delay profile monitoring through low-noise incoherent temporal interferometry," *Optics Express*, vol. 19, no. 5, pp. 3937-3944, (2011).
- [57] V. Torres-Company, I. T. Monroy, J. Lancis, P. Andrés, "All-fiber incoherent frequency-to-time mapping for microwave signal generation with baseband transmission and multicasting support," *Optics Communications*, vol. 281, no. 15-16, pp. 3965-3968, (2008).
- [58] J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega, J. Mora, M. Andrés, "Photonic processing of microwave signals," *IEE Proceeding Optoelectronics*, vol. 152, no. 6, pp. 299-320, (2005).
- [59] J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, "A tutorial on microwave photonic filters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 1, pp. 201-229, (2006).
- [60] J. Yao, "Photonics for microwave signal filtering," *IEEE Sarnoff Symposium 2009, SARNOFF '09, (Princeton 2009)*, pp. 1-5.

- [61] Q. Wang, F. Zeng, S. Blais, J. Yao, "Optical ultrawideband monocycle pulse generation based on cross-gain modulation in a semiconductor optical amplifier," *Optics Letters*, vol. 31, no. 21, pp. 3083-3085, (2006).
- [62] J. Dong, X. Zhang, D. Huang, "Optical UWB doublet pulse generation using multiple nonlinearities of single SOA," *Electronics Letters*, vol. 44, no. 18, pp. 1083-1084, (2008).
- [63] J. Dong, X. Zhang, J. Xu, D. Huang, S. Fu, P. Shum, "Ultrawideband monocycle generation using cross-phase modulation in a semiconductor optical amplifier," *Optics Letters*, vol. 32, no. 10, pp. 1223-1225, (2007).
- [64] Q. Wang, J. Yao, "Switchable optical UWB monocycle and doublet generation using a reconfigurable photonic microwave delay-line filter," *Optics Express*, vol. 15, no. 22, pp. 14667-14672, (2007).
- [65] Q. Wang, J. Yao, "Ultra-Wideband gaussian monocycle and doublet pulse generation using a reconfigurable photonic microwave delay-line filter," *IEEE Radio and Wireless Symposium*, 2008, (Orlando 2008), pp. 129-132.
- [66] S. Pan, C. Wang, J. Yao, "Generation of a stable and frequency-tunable microwave signal using a polarization modulator and a wavelength-fixed notch filter," *Conference on Optical Fiber Communications - includes post deadline paper*, 2009, OFC 2009, (San Diego 2009), pp 1-3.
- [67] H. Chen, M. Chen, C. Qiu, J. Zhang, S. Xie, "UWB monocycle pulse generation by optical polarization time delay method," *Electronic Letters*, vol. 43, no. 9, pp. 542-543, (2007).
- [68] H. Chen, M. Chen, C. Qiu, J. Zhang, S. Xie, "A novel composite method for ultra-wideband doublet pulses generation," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 24, pp. 2021-2023, (2007).
- [69] H. Chen, M. Chen, T. Wang, M. Li, S. Xie, "Methods for ultra-wideband pulse generation based on optical cross-polarization modulation," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 15, pp. 2492-2499, (2008).
- [70] F. Zeng, J. Yao, "An approach to ultrawideband pulse generation and distribution over optical fiber," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 7, pp. 823-825, (2006).
- [71] D. Marpaung, L. Chevalier, M. Burla, C. Roeloffzen, "Impulse radio ultrawideband pulse shaper based on a programmable photonic chip frequency discriminator," *Optics Express*, vol. 19, no. 25, pp. 24838-24848, (2011).
- [72] F. Zhang, S. Fu, J. Wu, N. Q. Ngo, K. Xu, Y. Li, X. Hong, P. Shum, J. Lin, "UWB impulse radio transmitter using an electrooptic phase modulator together

with a delay interferometer," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 20, pp. 1479-1481, (2010).

[73] S. T. Abraha, C. M. Okonkwo, E. Tangdiongga, A. M. J. Koonen, "Power-efficient IR-UWB pulse generator based on linear sum of modified doublet pulses," *Optics Letters*, vol. 36, no. 12, pp. 2363-2365, (2011).

[74] Y. Dai, J. Yao, "Chirped microwave pulse generation using a photonic microwave delay line filter with a quadratic phase," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, no. 9, pp. 569-571, (2009).

[75] Y. Dai, J. Yao, "Nonuniformly spaced photonic microwave delay-line filters and applications," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 58, no. 11, pp. 3279-3289, (2010).

[76] J. Yao, F. Zeng, Q. Wang, "Photonic generation of Ultrawideband signals," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 11, pp. 3219-3235, (2007).

[77] C. R. Anderson et al., *An introduction to UltraWideband communication systems*, Prentice Hall: United States of America, (2005).

[78] D. Porcine, P. Research, W. Hirt, "Ultra-wideband radio technology: Potencial and challenges ahead," *IEEE Communications Magazine*, vol. 41, no 13, pp. 66-74, (2003).

[79] G. R. Aiello, G. D. Rogerson "Ultra-wideband wireless systems," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 4, no. 2, pp. 36-47, (2003).

[80] L. Yang, G. B. Giannakis, "Ultra-wideband communications: An idea whose time has come," *IEEE Signal Processing Magazine*, vol. 21, no 6, pp. 26-54, (2004).

[81] F. Nekoogar, *Ultra-Wideband communications: fundamentals and applications*, Prentice Hall: United States of America, (2006).

[82] Fed. Commun. Commission, "Revision of Part 15 of the commission's rules regarding Ultra-Wideband transmission systems," *Technology Report, ET-Docker 98-153, FCC02-48*, (2002).

[83] C. Chiaomin, K. Sayfe, "Monocycle shapes for Ultra Wideband system," *IEEE International Symposium on Circuits and Systems, 2002, ISCAS 2002*, vol. 1, pp. I-597 - I-600.

[84] D. Leenaerts, R. Beek, J. Bergervoet, H. Kundur, G. Weide, "Wimedia UWB technology. 480 Mb/s wireless UWB," *IEEE International Workshop on Radio-Frequency Integration Technology, 2007, RFIT 007*, (Rasa Sentosa Resort 2007), pp. 8-12.

- [85] S. Roy, J. R. Foerster, V. S. Somayazulu, D. G. Leeper, "Ultrawideband radio design: The promise of high-speed, short-range wireless connectivity," *Proceedings of the IEEE*, vol. 92, no. 2, pp. 295-311, (2004).
- [86] M. Skolnik, *Radar Handbook*, 3rd ed. vol. 1, McGraw-Hill: United States of America, (2008).
- [87] J. G. Proakis, *Digital Communications*, 3rd ed. vol. 1, McGraw-Hill: Singapore, (1995).
- [88] M. Bertero, M. Miyakawa, P. Boccacci, F. Conte, K. Orikasa, M. Furutani, "Image restoration in chirp-pulse microwave CT (CP-MCT)," *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 47, no 10, pp. 690-698, (2000).
- [89] J. Chou, Y. Han, B. Jalali, "Time-wavelength spectroscopy for chemical sensing," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 4, pp. 1140-1142, (2004)
- [90] Z. Jiang, D. S. Seo, S-D. Yang, D. E. Leaird, R. V. Roussev, C. Langrock, M. M. Fejer, A. M. Weiner, "Four used, 2.5 Gb/s, spectrally coded O-CDMA system demonstration using low power nonlinear processing," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 1, pp. 143-158, (2005).
- [91] R. P. Scott, W. Cong, K. Li, V. J. Hernandez, B. H. Kolner, J. P. Heritage, S. J. B. Yoo, "Demonstration of an error-free 4x10 Gb/s multiuser SPECTS O-CDMA network testbed," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 9, pp. 2186-2188, (2004).
- [92] P.F. Tian, D. Keusters, Y. Suzuki, W. S. Warren, "Femtosecond phase-coherent two-dimensional spectroscopy," *Science*, vol. 300, pp. 1553-1555, (2003).
- [93] T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hansch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, pp. 233-237, (2002).
- [94] N. Dudovich, D. Oron, Y. Silberberg, "Single-pulse coherently controlled nonlinear Raman spectroscopy and microscopy," *Nature*, vol. 418, pp. 512-514, (2002).

CAPÍTULO 3

Generación de señales arbitrarias basada en sistemas de filtrado fotónico incoherente

En este capítulo se presenta la técnica que permite la generación de señales arbitrarias de microondas basada en el procesado de una señal óptica incoherente mediante un elemento dispersivo. El sistema propuesto se analiza mediante su filtro fotónico de microondas equivalente de forma que, a través de la función de transferencia, es posible estudiar las diferentes características del mismo. En este sentido, se distinguen dos regímenes de operación, lineal y no lineal, atendiendo a la consideración de los efectos de la dispersión de segundo orden del elemento dispersivo sobre la señal óptica. En concreto, para el régimen lineal se va estudiar una estructura basada en un conjunto de fuentes estrechas, mientras que para el régimen no lineal se presenta un esquema basado en el ranurado de una fuente ancha. Además, también se va a presentar una alternativa al procesado únicamente con elemento dispersivo que permite introducir en el sistema una detección diferencial y, de esa forma, aprovechar sus ventajas en el contexto del filtrado fotónico de microondas. El procesado de señales ópticas incoherentes permite trabajar con estructuras flexibles que, dentro del ámbito de la generación de señales de microondas, proporcionan una gran versatilidad en el control de diferentes características como la frecuencia de la subportadora eléctrica, la envolvente del pulso y también su fase (chirp).

3.1. Análisis teórico.

3.1.1. Respuesta temporal del sistema.

En la Fig. 3.1, se muestra el diagrama de bloques correspondiente al sistema propuesto en esta tesis para la generación de señales de microondas. La señal procedente de una fuente óptica se modula con una señal eléctrica y, a continuación, se procesa mediante un elemento dispersivo. Finalmente, tras realizar la fotodetección de dicha señal óptica se obtendrá la forma de onda que se pretende generar.

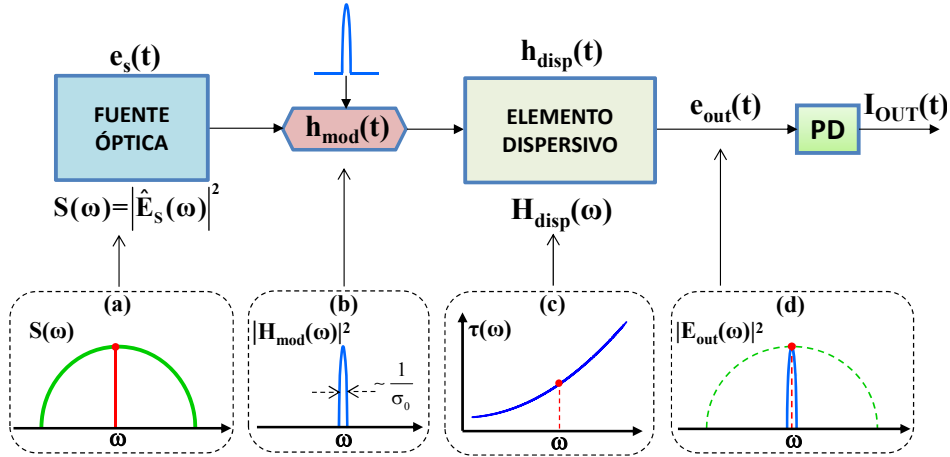


Figura 3.1. Diagrama de bloques de un sistema de procesado incoherente de señal óptica mediante un elemento dispersivo (PD: fotodetector). (a) Distribución espectral de potencia de la señal procedente de la fuente óptica, (b) espectro en potencia de la respuesta del modulador para una señal eléctrica dada, (c) retardo óptico del elemento dispersivo y (d) densidad espectral de potencia de la señal modulada y dispersada.

A continuación, se va a realizar un estudio teórico de este sistema con el fin de obtener una expresión analítica de la forma de onda de salida, $I_{OUT}(t)$. En primer lugar, se parte de una fuente óptica cuyo campo eléctrico, centrado a la frecuencia angular ω_0 , viene representado por la siguiente expresión:

$$e_s(t) = \hat{e}_s(t) \cdot e^{j\omega_0 t} \quad (3.1)$$

donde $\hat{e}_s(t)$ representa la envolvente compleja de la señal óptica. En este caso, se considerará que este campo óptico viene dado por el espectro óptico a partir de su transformada de Fourier:

$$\hat{e}_s(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_s(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (3.2)$$

Como se observa en la Fig. 3.1(a), el espectro de la envolvente compleja del campo óptico $\hat{E}_s(\omega)$ se encuentra relacionado con la densidad espectral de potencia de la fuente $S(\omega)$ de la forma:

$$S(\omega) = \left| \hat{E}_s(\omega) \right|^2 \quad (3.3)$$

Este espectro se caracteriza por el tiempo de coherencia σ_c de la fuente óptica puede calcularse:

$$\sigma_c = \int_{-\infty}^{+\infty} |g(\tau)|^2 d\tau \quad g(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) d\omega} \quad (3.4)$$

donde $g(\tau)$ representa el grado complejo de coherencia temporal [1].

El campo óptico de la fuente se introduce en un modulador alimentado con una señal eléctrica dada, estando caracterizado por su respuesta temporal $h_{\text{mod}}(t)$ cuya duración viene dada por σ_0 (Fig. 3.1(b)). La señal óptica modulada tras el modulador viene dada por el producto $\hat{e}_s(t) \cdot \hat{h}_{\text{mod}}(t)$.

La envolvente compleja de la respuesta temporal de la modulación $\hat{h}_{\text{mod}}(t)$, puede describirse mediante su respuesta espectral del siguiente modo:

$$\hat{h}_{\text{mod}}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{H}_{\text{mod}}(\Omega) e^{j\Omega t} d\Omega \quad (3.5)$$

donde se ha utilizado el símbolo Ω para referirse a la frecuencia angular cuyo rango se encuentra en la región de radiofrecuencia.

A continuación, la señal óptica modulada se propaga a través de un elemento dispersivo cuya respuesta en frecuencia se representa como:

$$H_{\text{disp}}(\omega) = H_0 e^{-j\varphi(\omega)} \quad (3.6)$$

donde el término H_0 representa el módulo de la función de transferencia óptica del elemento dispersivo en el que se tiene en cuenta las pérdidas ópticas del mismo. El término $\varphi(\omega)$ se corresponde con la fase acumulada en el elemento dispersivo para cada frecuencia óptica que se representa como la expansión por polinomios de Taylor en torno a la frecuencia óptica ω_0 :

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \varphi_2 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \varphi_3 (\omega - \omega_0)^3 \quad (3.7)$$

donde φ_1 es el retardo de grupo a la frecuencia angular central ω_0 y los términos φ_2 y φ_3 corresponden a la dispersión de primer y segundo orden, respectivamente, evaluados a la misma frecuencia.

Análogamente, la respuesta en frecuencia del elemento dispersivo para la envolvente compleja viene dada por la siguiente expresión:

$$\hat{H}_{\text{disp}}(\omega) = H_0 e^{-j\left(\varphi_0 + \varphi_1 \omega + \frac{1}{2!} \varphi_2 \omega^2 + \frac{1}{3!} \varphi_3 \omega^3\right)} \quad (3.8)$$

donde se ha considerado que la función de transferencia óptica satisface la condición $\hat{H}_{\text{disp}}(\omega) = H_{\text{disp}}(\omega + \omega_0)$ [2].

De esta forma, la señal óptica $\hat{e}_{\text{out}}(t)$ a la salida del elemento dispersivo se puede obtener a partir de la siguiente relación con el campo óptico de entrada al mismo:

$$\hat{e}_{\text{out}}(t) = \left[\hat{e}_s(t) \cdot \hat{h}_{\text{mod}}(t) \right] \otimes \hat{h}_{\text{disp}}(t) \quad (3.9)$$

donde $\hat{h}_{\text{disp}}(t)$ es la respuesta impulso temporal del elemento dispersivo para envolvente compleja considerado en la ecuación (3.8).

La intensidad de corriente fotodetectada, $I_{\text{OUT}}(t)$, es proporcional a la potencia óptica de entrada al detector a través del parámetro de responsividad \mathfrak{R} característico del mismo. La potencia óptica a la entrada del fotodetector se obtiene a partir del promediado del campo óptico correspondiente descrito por la expresión (3.9). De este modo, la intensidad de corriente fotodetectada $I_{\text{OUT}}(t)$ se obtiene como sigue:

$$I_{\text{OUT}}(t) = \mathfrak{R} \cdot \left\langle |\hat{e}_{\text{out}}(t)|^2 \right\rangle \quad (3.10)$$

A partir de la ecuaciones (3.9) y (3.10), y teniendo en cuenta las expresiones (3.2) y (3.5), se tiene que:

$$I_{\text{OUT}}(t) = \mathfrak{R} \cdot \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\langle \hat{E}_s(\omega) \cdot \hat{E}_s^*(\omega') \right\rangle \cdot \left[e^{j\omega t} \cdot \hat{h}_{\text{mod}}(t) \otimes \hat{h}_{\text{disp}}(t) \right] \left[e^{-j\omega' t} \cdot \hat{h}_{\text{mod}}^*(t) \otimes \hat{h}_{\text{disp}}^*(t) \right] d\omega d\omega' \quad (3.11)$$

En este punto, se considera que la fuente óptica puede describirse mediante un proceso estocástico estacionario de forma que la contribución entre distintas frecuencias ópticas se anula en promedio en la expresión anterior [3]. Esta consideración sobre la fuente óptica, se representa matemáticamente del siguiente modo:

$$\left\langle E_s(\omega) \cdot E_s^*(\omega') \right\rangle = S(\omega) \cdot \delta(\omega - \omega') \quad (3.12)$$

donde se ha tenido en cuenta la relación (3.3).

De este modo, la expresión de la señal generada, $I_{OUT}(t)$, dada por la ecuación (3.11) se puede expresar considerando fuentes estacionarias de la forma:

$$I_{OUT}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) I_{out}(\omega, t) \cdot d\omega \quad (3.13)$$

donde el término $I_{out}(\omega, t)$ viene dado por:

$$I_{out}(\omega, t) = \frac{\Re}{4\pi^2} \cdot \left| e^{j\omega t} \hat{h}_{mod}(t) \otimes \hat{h}_{disp}(t) \right|^2 \quad (3.14)$$

La expresión $I_{out}(\omega, t)$ definido en la expresión (3.14) representa la corriente eléctrica correspondiente a una frecuencia óptica dada ω con potencia óptica unidad. Por tanto, a partir de la Fig. 3.1(d) y la expresión (3.13), se puede observar que la intensidad promedio $I_{OUT}(t)$ resulta ser la superposición de la intensidad promedio de las distintas frecuencias ópticas ω , interpretadas como distintas portadoras ópticas monocromáticas cuya contribución está ponderada espectralmente por la densidad de potencia óptica $S(\omega)$.

En este punto, se va a asumir que el elemento dispersivo utilizado satisface la siguiente condición sobre los parámetros de dispersión de primer (φ_2) y segundo (φ_3) orden con respecto a la duración temporal (σ_0) de la respuesta $h_{mod}(t)$ de la modulación:

$$\sigma_0 \gg |\varphi_3 / \varphi_2| \quad (3.15)$$

Como se describe en la Fig. 3.1(c), esta condición implica que los efectos de la dispersión de segundo orden (φ_3) sean despreciables sobre el pulso o señal de entrada pero no necesariamente sobre la distribución de potencia de la fuente óptica. A lo largo del trabajo, se comprobará que esta premisa es totalmente compatible con los elementos dispersivos que se disponen actualmente en el mercado y que son utilizados en la mayor parte de las estructuras experimentales.

De esta forma, introduciendo la ecuación (3.8) en la ecuación (3.14) y considerando la condición (3.15), es posible encontrar que la intensidad promedio correspondiente a cada frecuencia óptica ω viene dada por la intensidad óptica de la frecuencia óptica central ω_0 de la fuente considerada con cierto retardo dado por el elemento dispersivo de la siguiente forma:

$$I_{out}(\omega, t) \cong I_{out}(\omega_0, t) \otimes \delta(t - \tau) \quad (3.16)$$

$$\tau(\omega) = \varphi_1 + \varphi_2 \omega + \frac{1}{2} \varphi_3 \omega^2$$

El parámetro $\tau(\omega)$ representa el retardo de grupo (Fig. 3.1(c)) para cada frecuencia óptica obtenido a partir de la primer derivada en frecuencia de la

expresión (3.7). Por tanto, introduciendo la ecuación (3.16) en (3.13), se puede obtener la expresión de la señal eléctrica generada, de la forma:

$$I_{\text{OUT}}(t) = \frac{I_o}{2\pi} \frac{S(\omega)}{|\varphi_2 + \varphi_3\omega|} \Big|_{\omega=\omega_m} \otimes I_{\text{out}}(\omega_0, t) \quad (3.17)$$

donde el factor $\omega_m(t)$ viene dado por la siguiente relación frecuencia-tiempo:

$$\omega_m(t) = -\frac{\varphi_2}{\varphi_3} \left(1 - \sqrt{1 + 2 \frac{\varphi_3 t}{\varphi_2}} \right) \quad (3.18)$$

Por simplicidad, a lo largo de todo este trabajo de investigación se va a considerar que el parámetro temporal, t , representa el tiempo respecto a φ_1 .

Analizando el primer término de la ecuación (3.17), se puede observar que la corriente eléctrica detectada se corresponde con un proceso de mapeo frecuencia-a-tiempo puesto que la señal de salida se puede considerar como una versión escalada de la densidad espectral de potencia $S(\omega)$ determinada por la relación frecuencia-tiempo $\omega_m(t)$. En principio, se puede ver que las ecuaciones (3.17) y (3.18) se corresponden con una extensión de los esquemas basados en procesado incoherente lineal en los que previamente la dispersión de segundo orden no se tiene en cuenta [4, 5]. De hecho, en este caso cuando se considera que φ_3 tiende a cero, el factor de escala entre la frecuencia y el tiempo es lineal: $\omega_m = t/\varphi_2$. Para un caso general, a partir de la ecuación (3.18) se obtiene una relación frecuencia-tiempo no lineal entre el parámetro ω_m y el tiempo relativo mostrando un comportamiento similar a los esquemas que trabajan en régimen coherente [6].

En el capítulo 2, se mostró como en la literatura existen ciertas estructuras cuyo funcionamiento se basa en el mapeo coherente de frecuencia-a-tiempo. Comparando el primer término de la ecuación (3.17) correspondiente al régimen incoherente con la ecuación (2.13) correspondiente al régimen coherente, se puede encontrar una diferencia importante. En el caso bajo estudio, el mapeo equivalente no se realiza sólo sobre la densidad espectral de potencia $S(\omega)$ sino que también se realiza sobre la dispersión local a una frecuencia óptica dada ω respecto a ω_0 . De hecho, el denominador del primer término (3.17) se corresponde con la primera derivada del retardo de grupo de la ecuación (3.16).

Como se ha mencionado antes, el segundo término $I_{\text{out}}(\omega_0, t)$ de la ecuación (3.17) representa el pulso de salida cuando se considera una fuente monocromática centrada en la frecuencia óptica ω_0 . Para conseguir un procesado incoherente análogo al que se realiza en el caso de no considerar la dispersión de segundo orden [4], se debe comparar la duración de las señales eléctricas de ambos términos de la ecuación (3.17) con el fin de minimizar los efectos de la convolución del segundo término respecto al primero. Teniendo en cuenta el tiempo de coherencia σ_c de la fuente óptica así como la anchura temporal σ_0 de la respuesta temporal del modulador que satisface la ecuación (3.15), es posible encontrar la siguiente

condición para optimizar el proceso de mapeo frecuencia-a-tiempo no lineal según [4] de la forma:

$$\left| \varphi_2 + \frac{1}{2} \frac{\varphi_3}{\sigma_c} \right| \gg \sigma_0 \sigma_c \quad \sigma_0 \gg \sigma_c \quad (3.19)$$

A partir de la desigualdad anterior, se pueden establecer las condiciones sobre las cuales se reduce el efecto de la convolución asociado a la propagación de la respuesta temporal de la modulación a través del elemento dispersivo. De este modo, los sistemas de procesamiento de fuente incoherente presentan ventajas frente a las técnicas coherentes que deben satisfacer $\varphi_2 \gg \sigma_0^2$ de acuerdo con los requerimientos de dispersión donde únicamente se tiene en cuenta la anchura del pulso σ_0 [7]. Comparando las condiciones coherente e incoherente, cuando se considera una anchura de pulsos similar en ambos casos, los procesos incoherentes necesitan unos valores de dispersión menores ya que se cumple $\sigma_0 \gg \sigma_c$. Para cantidades típicas de dispersión de cientos de ps^2 , los esquemas coherentes tienen que reducir la anchura del pulso significativamente haciendo difícil el funcionamiento cuando se considera una modulación externa. De hecho, generalmente, las técnicas coherentes hacen uso de láseres pulsados con anchuras entorno a los femtosegundos operando directamente en el dominio óptico [6, 7].

Con el fin de ilustrar el proceso descrito en esta sección, en la Fig. 3.2 se ha representado una simulación numérica del sistema tomando como ejemplo la distribución espectral de potencia óptica $S(\omega)$ dada por la Fig. 3.2(a). Además, se ha considerado una respuesta temporal $h_{\text{mod}}(t)$ dada por un pulso que modula la señal óptica con una duración $\sigma_0 = 25$ ps como se muestra en la Fig. 3.2(b). En cuanto al elemento dispersivo, se ha considerado un enlace de fibra monomodo estándar de 6 km de longitud. La intensidad de la señal eléctrica generada $I_{\text{OUT}}(t)$ aparece en la Fig. 3.2(c) y corresponde con una versión escalada de la distribución espectral de potencia $S(\omega)$ según la relación frecuencia-a-tiempo de la expresión (3.18).

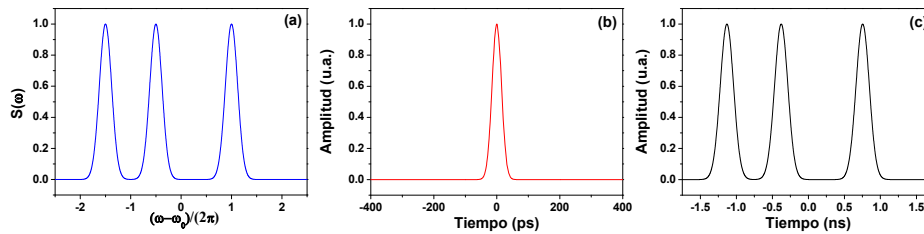


Figura 3.2. (a) Distribución espectral de potencia óptica, (b) respuesta temporal del modulador y (c) forma de onda generada.

Con este ejemplo, se puede observar la esencia de la técnica donde a partir de la distribución de una fuente óptica se puede controlar la forma de la onda generada. En las secciones posteriores se mostrará el impacto del uso elementos dispersivos donde la dispersión de segundo orden es relevante.

En la Fig. 3.2, los parámetros seleccionados hacen que la condición (3.19) se satisfaga ampliamente obteniéndose que la salida resultante venga dada por el primer término de la ecuación (3.17). Por tanto, bajo estas condiciones el esquema propuesto podría parecer simplemente una extensión del mapeo incoherente lineal donde se incorpora la dispersión de segundo orden. Sin embargo, el análisis que se ha realizado en esta tesis resulta ser más amplio puesto que la aplicación directa de la analogía espacio-temporal es más restrictiva [4]. De hecho, el estudio realizado en este trabajo permite analizar con más profundidad el término relacionado con el pulso de entrada, cuyo impacto no se evalúa en los sistemas de generación de señal basados en mapeo incoherente lineal.

Con todo esto, este trabajo muestra que el término $I_{out}(\omega_0, t)$ puede desempeñar un papel relevante en ciertos sistemas de generación de señal como se mostrara en el estudio realizado en el dominio de la frecuencia en este capítulo.

3.1.2. Función de transferencia equivalente del sistema.

Como se ha visto en el capítulo 2, una de las técnicas más prolíficas para la generación de señales eléctricas ha surgido del área de procesado de señales mediante la utilización de estructuras de filtrado fotónico de microondas. Así pues, este subapartado se va a centrar en la función de transferencia eléctrica del sistema propuesto que permite establecer una relación entre la señal entrada y la señal generada. La intención de dar al sistema propuesto una interpretación desde el punto de vista del filtrado fotónico de microondas permitirá abrir el abanico de posibilidades en este tipo de configuraciones.

En la Fig. 3.3, se ilustra el esquema general del filtro de microondas equivalente al sistema propuesto en la Fig. 3.1, caracterizado por su función de transferencia eléctrica $H_{RF}(\Omega)$.

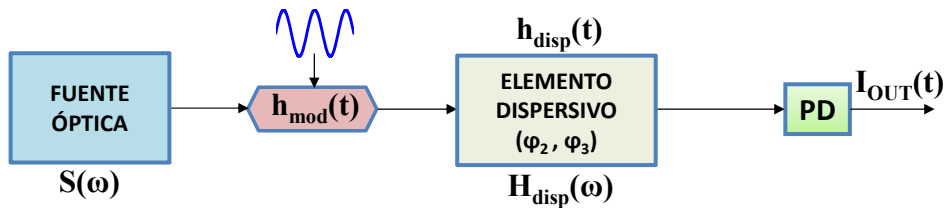


Figura 3.3. Esquema convencional para el procesado de señales RF con elementos dispersivos.

Como es sabido, tanto la conversión electroóptica, que permite introducir una señal eléctrica en el dominio óptico a través de un modulador, así como el proceso optoelectrónico, que permite recuperar la señal en el dominio eléctrico a través de la fotodetección, son procesos no lineales [8]. Por tanto, no es posible establecer una relación directa entre la corriente eléctrica de entrada aplicada al modulador y la corriente fotodetectada. En este caso, por tanto, se buscará una función de transferencia del filtro fotónico equivalente $H_{RF}(\Omega)$, que relacione la corriente

eléctrica de entrada y salida del sistema equivalente en el dominio de la frecuencia eléctrica como indica la siguiente expresión:

$$I_{\text{OUT}}(\Omega) = H_{\text{RF}}(\Omega) \cdot I_{\text{IN}}(\Omega) \quad (3.20)$$

donde $I_{\text{IN}}(\Omega)$ y $I_{\text{OUT}}(\Omega)$ representan el espectro en el dominio de la frecuencia de la corriente eléctrica de entrada y de salida, respectivamente.

Si aplicamos la transformada de Fourier al primer término de la expresión (3.17), obtenemos la siguiente función de transferencia normalizada:

$$H_{\text{RF}}(\Omega) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot e^{-j\left(\varphi_2\omega + \frac{1}{2}\varphi_3\omega^2\right)\Omega} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot d\omega} \quad (3.21)$$

Comparando la señal $I_{\text{OUT}}(\Omega)$ y la expresión (3.21) con la relación (3.20), la corriente de entrada al filtro fotónico equivalente queda definida como:

$$I_{\text{IN}}(t) = \frac{\Re}{4\pi^2} \cdot \left(\int S(\omega) d\omega \right) \cdot \left| \hat{h}_{\text{mod}}(t) \otimes \hat{h}_{\text{disp}}(t) \right|^2 \quad (3.22)$$

A partir de la expresión anterior (3.21), se puede observar de nuevo cómo el sistema propuesto permite la generación de señales a partir de la densidad espectral de potencia de la fuente óptica considerada. Además, cuando se considera que la dispersión de segundo orden es despreciable ($\varphi_3 = 0$), la expresión (3.21) se simplificará dando lugar a la función de transferencia eléctrica $H_{\text{RF}}^L(\Omega)$ que se corresponde con el caso de considerar dispersión de primer orden (lineal):

$$H_{\text{RF}}^L(\Omega) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{-j\varphi_2\Omega\omega} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) d\omega} \quad (\varphi_3 = 0) \quad (3.23)$$

Como se puede observar a partir de esta expresión, existe una relación similar a la transformada de Fourier entre el densidad espectral de potencia $S(\omega)$ y la función de transferencia $H_{\text{RF}}^L(\Omega)$ de forma que se relaciona el dominio de la frecuencia óptica angular (ω) con la frecuencia eléctrica angular (Ω) a través de la dispersión de primer orden (φ_2) [9].

Como se ha comentado previamente a partir de la expresión (3.22), la dificultad de trasladar la técnica del filtrado fotónico de microondas a un sistema de generación de señal reside en encontrar una relación entre la señal eléctrica de

entrada al sistema con la intensidad de corriente de entrada equivalente definida como $I_{IN}(t)$. No obstante, en muchos casos, se podrá considerar que la dispersión del sistema no afecta a $h_{mod}(t)$, es decir, si $|\varphi_2| \ll \sigma_0^2$ la corriente de entrada equivalente $I_{IN}(t)$ es directamente proporcional a la potencia de la respuesta temporal del modulador $|h_{mod}(t)|^2$. Evidentemente, la condición previa (3.19) debe cumplirse para que los efectos de la dispersión sobre la fuente óptica utilizada permitan el procesado incoherente.

La respuesta temporal del modulador que suele utilizarse para la caracterización de la función de transferencia de los filtros fotónicos es una modulación óptica en amplitud o modulación en doble banda lateral (DSB), que se puede representar por:

$$h_{mod}(t) = 1 + m \cdot \cos(\Omega t) \quad (3.24)$$

donde m se corresponde con el índice de modulación [2] proporcional a la amplitud de la subportadora eléctrica Ω introducida cuando el modulador opera en régimen de pequeña señal ($m \ll 1$).

Con todo esto, utilizando la ecuación (3.24) para calcular la corriente $I_{IN}(t)$ a partir de la expresión (3.22), es posible obtener según (3.20) que la amplitud de la corriente eléctrica detectada a la frecuencia de modulación Ω viene dada por la siguiente expresión:

$$I_{OUT}^{DSB}(\Omega) = I_o \cdot m \cdot H_{RF}(\Omega) \cdot \underbrace{\left| \cos\left(\frac{1}{2} \varphi_2 \Omega^2\right) \right|}_{I_{IN}^{DSB}(\Omega)} \quad (3.25)$$

donde el primer factor se corresponde con la eficiencia del proceso E/O/E, el segundo factor se corresponde con la propia función de transferencia equivalente definida en la ecuación (3.21) y el tercero se corresponde con el efecto de supresión de portadora (*Carrier Suppression Effects*, CSE) debido a la modulación de amplitud [9, 10].

Tomando la misma consideración previa sobre respuesta temporal $h_{mod}(t)$ sin efectos de la dispersión, es decir, que $|\varphi_2| \ll \sigma_0^2$, en términos de filtros fotónicos esta condición implica que el sistema opera en una zona de frecuencias en que $|\varphi_2| \Omega^2 \ll 1$. Así pues, la opción de utilizar modulación DSB permite obtener una caracterización experimental de la función de transferencia equivalente cuando el sistema opere en este régimen donde el CSE no sea un factor limitante. De hecho, se puede observar en la expresión (3.25) que la corriente detectada es proporcional a la función de transferencia equivalente para el rango de frecuencias en que el efecto de supresión de portadora es despreciable.

En la Fig. 3.4, se muestra un ejemplo donde se obtiene una señal eléctrica (Fig. 3.4(c)) a la salida similar al caso mostrado en la Fig. 3.2(c), considerando el

mismo elemento dispersivo. La distribución de potencia óptica $S(\omega)$ es un conjunto de fuentes monocromáticas incoherentes entre sí (Fig. 3.4(a)). La condición (3.19), en este caso, es demasiado restrictiva en comparación con la densidad espectral de potencia de la Fig. 3.2(a), por lo que cabe esperar que los efectos de la convolución de la respuesta del modulador con el mapeo no lineal frecuencia-a-tiempo de $S(\omega)$ sean relevantes. En este caso, este hecho supone un grado de libertad adicional que permite generar la señal eléctrica deseada a partir de una respuesta temporal $h_{\text{mod}}(t)$ sin necesidad de cumplir de forma estricta la condición (3.19). En la literatura, se pueden encontrar otras estructuras para la generación de formas de onda basadas en el procesamiento de señales ópticas incoherentes a través de elementos dispersivos cuyo funcionamiento no responde de manera estricta a la técnica de mapeo incoherente frecuencia-a-tiempo [11]. No obstante, en esos casos la arbitrariedad de la señal generada se encuentra limitada ya que la envolvente de la forma de onda se controla eléctricamente a través del pulso de entrada al sistema.

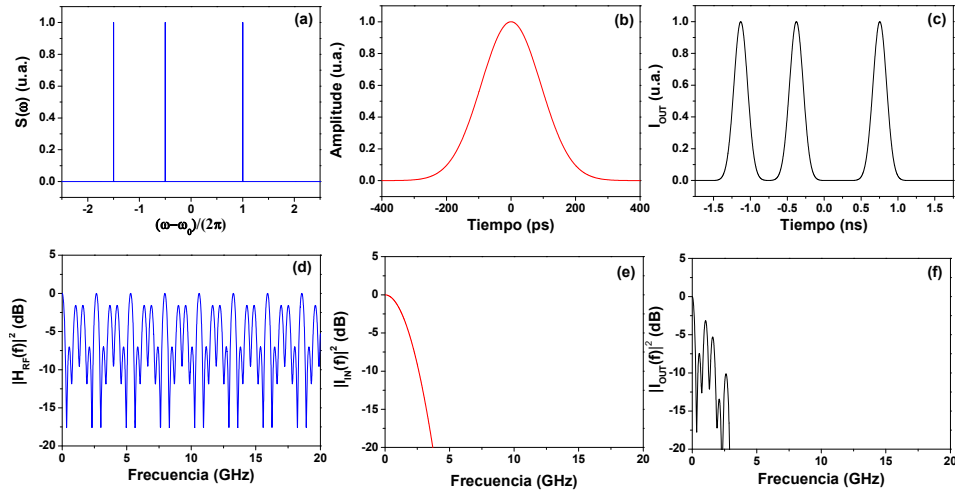


Figura 3.4. (a) Distribución espectral de potencia $S(\omega)$ de la fuente óptica, (b) respuesta temporal del modulador y (c) intensidad de corriente de la señal generada. (d) Función de transferencia del filtro equivalente, (e) y (f) densidad de potencia eléctrica a la entrada y salida del mismo, respectivamente.

En este caso, se ha considerado una respuesta temporal $h_{\text{mod}}(t)$ con perfil gaussiano con una anchura temporal a mitad del máximo de 220 ps como se muestra en la Fig. 3.4(b). De este modo, la forma de onda generada en la Fig. 3.4(c) es similar al caso de la Fig. 3.2(c). A partir de la expresión (3.22) se puede extraer el espectro de la corriente equivalente de entrada $I_{\text{IN}}(t)$. Considerando los parámetros utilizados en el sistema, la dispersión de primer orden ϕ_2 no afecta a la respuesta temporal $h_{\text{mod}}(t)$ cuyo ancho banda es 1.45 GHz que se corresponde con una anchura temporal $\sigma_0 = 220$ ps como se puede observar en la Fig. 3.4(e). Por tanto, se comprueba como el espectro de la señal generada viene dado por el producto entre la función de transferencia del filtro fotónico equivalente (Fig. 3.4(d)) y el espectro de la corriente de entrada equivalente (Fig. 3.4(e)).

El hecho de darle a este sistema un enfoque dirigido al filtrado fotónico de microondas permite obtener una visión más general. Por una parte, cuando estos sistemas se interpretan desde el punto de vista de mapeo frecuencia-a-tiempo para obtener a la salida una versión escalada del espectro de la fuente óptica no se tienen en cuenta los efectos que produce el pulso eléctrico de entrada al sistema sobre la señal generada [4, 5]. Como se ha comprobado con estos ejemplos, la combinación apropiada de una distribución de potencia óptica $S(\omega)$ y la señal eléctrica de modulación $h_{\text{mod}}(t)$ otorga más flexibilidad en este tipo de estructuras. Por otra parte, establecer cierta analogía entre el sistema propuesto y los filtros fotónicos de microondas permite introducir nuevos elementos en el sistema y, de este modo, beneficiarse de los avances en términos de flexibilidad y versatilidad producidos en los últimos años en las estructuras fotónicas propuesta para el procesado de señales de microondas [12-14].

3.2. Generación de señales utilizando un elemento con dispersión de primer orden.

En este apartado se va a considerar el régimen de operación en el que el elemento dispersivo se encuentra caracterizado únicamente por la dispersión de primer orden (ϕ_2). Para ello, en la Fig. 3.5 se muestra uno de los esquemas que se han implementado experimentalmente en la tesis doctoral para la generación de señales de microondas como se verá en el próximo capítulo. Este sistema se corresponde con un filtro fotónico de microondas de N coeficientes positivos y negativos el cual resulta interesante porque permite reducir la contribución de las componentes en frecuencia de la señal en banda base [15]. En esta sección se va a formalizar el uso de este filtro fotónico para la generación de señales de microondas obteniendo las condiciones, en términos de dispersión y anchura de la respuesta temporal de los moduladores, que se deben satisfacer para un óptimo funcionamiento.

El principio de operación del sistema propuesto en la Fig. 3.5 se basa en el uso de dos moduladores (Mod. 1 y Mod. 2) alimentados con un mismo pulso eléctrico $p_{\text{RF}}(t)$ a través de un divisor de potencia eléctrico, de forma que la respuesta temporal de ambos moduladores sea complementaria. Denominando $h_{\text{mod},1}(t)$ y $h_{\text{mod},2}(t)$ a las respuestas temporales correspondientes a cada uno de los moduladores, esta condición de complementariedad se puede describir del siguiente modo:

$$|h_{\text{mod},1}(t)|^2 + |h_{\text{mod},2}(t)|^2 = 1 \quad (3.26)$$

Como se verá en el capítulo siguiente, esta condición es inherente en la mayoría de moduladores existentes. En concreto, se define la respuesta temporal $h_{\text{mod},2}(t)$ para el segundo modulador a través del pulso eléctrico de entrada $p_{\text{RF}}(t)$ del siguiente modo:

$$h_{\text{mod},2}(t) = p_{\text{RF}}(t) \quad \text{con} \quad p_{\text{RF}}(t) = h_0 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\sigma_0}\right)^2} \quad (3.27)$$

donde $p_{\text{RF}}(t)$ es un pulso Gaussiano con amplitud máxima h_0 y anchura temporal σ_0 . Por simplicidad, se ha considerado una relación lineal entre la respuesta temporal del modulador y el pulso eléctrico de entrada.

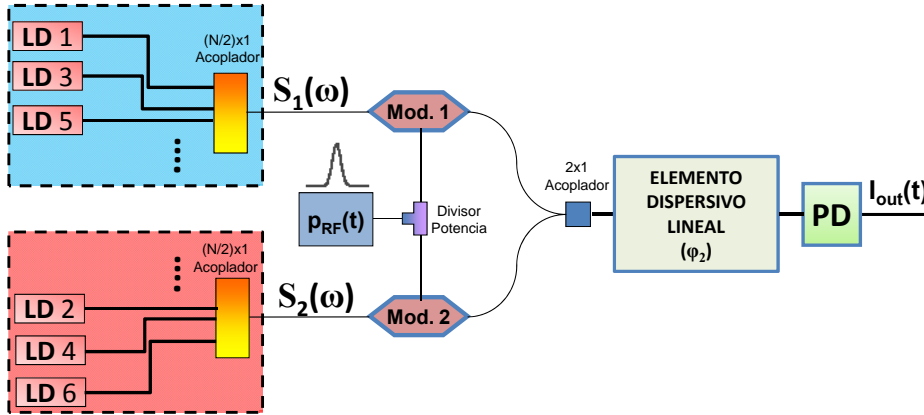


Figura 3.5. Esquema de un generador de señales de microondas basado en un filtro fotónico de microondas con coeficientes positivos y negativos mediante el uso de moduladores complementarios (PD: fotodetector).

En cada uno de los moduladores, se introduce un conjunto de láseres mediante un acoplador. La frecuencia óptica de emisión correspondiente a cada láser es $\omega_{n,k}$ donde n se refiere al láser ($n=1,2,\dots,N$) y k al modulador en el que se introduce ($k=1,2$). De este modo, la densidad espectral de potencia para cada fuente individual viene dada por:

$$S_{n,k}(\omega) = \frac{P_n}{2\pi} \frac{\delta\omega_0}{(\omega - \omega_{n,k})^2 + \left(\frac{\delta\omega_0}{2}\right)^2} \quad (3.28)$$

donde P_n es la potencia óptica emitida y $\delta\omega_0$ es la anchura de línea. Las señales ópticas moduladas provenientes de cada modulador se combinan y atraviesan el elemento dispersivo que retarda temporalmente las diferentes muestras ópticas.

A partir de la expresión (3.20), se puede obtener que la corriente total fotodetectada viene dada por la suma incoherente de dos contribuciones correspondientes a cada uno de los moduladores:

$$I_{\text{OUT}}(\Omega) = H_{\text{RF},1}(\Omega) \cdot I_{\text{IN},1}(\Omega) + H_{\text{RF},2}(\Omega) \cdot I_{\text{IN},2}(\Omega) \quad (3.29)$$

donde los términos $H_{\text{RF},1}(\Omega)$ y $H_{\text{RF},2}(\Omega)$ se corresponden con la función de transferencia equivalente de acuerdo a la expresión (3.21) con las densidades de

potencia óptica $S_1(\omega)$ y $S_2(\omega)$, respectivamente. A partir de la distribución de espectral de potencia óptica de cada láser dada por (3.28), las distribuciones $S_1(\omega)$ y $S_2(\omega)$ a la entrada de los moduladores se obtienen como sigue:

$$S_1(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\omega_0}{\omega^2 + \left(\frac{\delta\omega_0}{2}\right)^2} \otimes \sum_{n=1}^N P_{2n-1} \delta(\omega - \omega_{2n-1,1}) \quad (3.30)$$

$$S_2(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\omega_0}{\omega^2 + \left(\frac{\delta\omega_0}{2}\right)^2} \otimes \sum_{n=1}^N P_{2n} \delta(\omega - \omega_{2n,2})$$

Como se ha mostrado en el apartado anterior, además de la función de transferencia del sistema es necesario definir correctamente la corriente de entrada equivalente al mismo. En este caso, las corrientes $I_{IN,1}(t)$ e $I_{IN,2}(t)$ cuyos espectros eléctricos aparecen en la expresión (3.29), se corresponden con la corriente equivalente detectada procedente de cada modulador individualmente. Para el caso del segundo modulador, considerando la respuesta temporal de (3.27) y dispersión lineal, se puede obtener la corriente $I_{IN,2}(t)$ a partir de expresión (3.22), dando como resultado:

$$I_{IN,2}(t) = \frac{\Re}{4\pi^2} \cdot P_{TOTAL} \cdot e^{-\frac{t^2}{\sigma_0^2 \left(1 + \left(\frac{\Phi_2}{\sigma_0^2}\right)^2\right)}} \quad (3.31)$$

donde P_{TOTAL} engloba tanto la potencia óptica de la fuente como las pérdidas que se producen en la propagación por el elemento dispersivo.

El espectro eléctrico correspondiente de la corriente $I_{IN,2}(t)$, vendrá dado por:

$$I_{IN,2}(\Omega) = \frac{\Re}{4\pi^2} \cdot P_{TOTAL} \cdot \sqrt{\pi} \cdot \sigma_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\Phi_2}{\sigma_0^2}\right)^2} e^{-\Omega^2 \left(1 + \left(\frac{\Phi_2}{\sigma_0^2}\right)^2\right)} \quad (3.32)$$

A la vista de la expresión anterior, se puede comprobar cómo el espectro eléctrico $I_{IN,2}(\Omega)$ depende del pulso eléctrico de entrada, del tipo de modulación y de la propia fotodetección. Uno de los aspectos importantes a tener en cuenta es como se ve afectada la respuesta temporal de la modulación con la dispersión. Como era de esperar [16], los efectos de la dispersión de primer orden en la propagación de un pulso gaussiano inducen un efecto paso-bajo en la respuesta espectral de forma que el pulso a la salida es temporalmente más ancho. Así pues, este efecto visible en el último término de la expresión (3.32) puede considerarse un efecto restrictivo en el sistema de generación ya que limita el rango de operación a frecuencias altas. Por tanto, el interés de esta estructura implica trabajar en unas

condiciones en que la dispersión no afecte a la respuesta temporal $h_{\text{mod},2}(t)$. Para ello se debe cumplir la siguiente condición referente a la anchura temporal σ_0 de la respuesta temporal de $h_{\text{mod},2}(t)$ y la dispersión de primer orden del elemento dispersivo (φ_2):

$$\sigma_0^2 \gg \varphi_2 \quad (3.33)$$

Con esta condición adicional (3.33), que hace referencia a que los pulsos propagados mediante una portadora óptica monocromática no se vean afectados por la dispersión, las corrientes equivalentes $I_{\text{IN},1}(t)$ y $I_{\text{IN},2}(t)$ vienen dadas directamente por el pulso eléctrico de la forma:

$$I_{\text{IN},1}(t) = 1 - |p_{\text{RF}}(t)|^2 \quad I_{\text{IN},2}(t) = |p_{\text{RF}}(t)|^2 \quad (3.34)$$

Identificando la corriente de entrada del segundo modulador $I_{\text{IN},2}(t)$ con la entrada equivalente al filtro fotónico $I_{\text{IN}}(t)$, se puede obtener, a partir de la expresión anterior, que las respuestas en frecuencia de las corrientes equivalentes asociadas a cada modulador son:

$$I_{\text{IN},1}(\Omega) = \delta(\Omega) - I_{\text{IN}}(\Omega) \quad I_{\text{IN},2}(\Omega) = I_{\text{IN}}(\Omega) \quad (3.35)$$

Con todo esto, introduciendo las expresiones de (3.35) en (3.29), se obtiene que la salida eléctrica viene dada por:

$$I_{\text{OUT}}(\Omega) = H_{\text{RF}}(\Omega) \cdot I_{\text{IN}}(\Omega) + H_{\text{RF},2}(0) \cdot \delta(\Omega) \quad (3.36)$$

donde la función de transferencia del filtro fotónico equivalente viene dada por la siguiente expresión:

$$H_{\text{RF}}(\Omega) = H_{\text{RF},2}(\Omega) - H_{\text{RF},1}(\Omega) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{S_{\text{eff}}(\omega)}{S_2(\omega) - S_1(\omega)} \right) e^{-j\varphi_2\Omega\omega} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} (S_2(\omega) + S_1(\omega)) d\omega} \quad (3.37)$$

La expresión (3.37) es similar a la obtenida en la sección anterior (3.23). En este caso, se ha definido una distribución de potencia óptica efectiva $S_{\text{eff}}(\omega)$ en la que se puede observar como cada muestra óptica asociada a cada láser puede ser positiva o negativa en función de si se introducen en el primer o segundo modulador, es decir $k=1$ ó 2 , respectivamente. De este modo, dicha distribución óptica efectiva se puede escribir como:

$$S_{\text{eff}}(\omega) = S_2(\omega) - S_1(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\omega_0}{\omega^2 + \left(\frac{\delta\omega_0}{2}\right)^2} \otimes \sum_{n=1}^N (-1)^k P_n \delta(\omega - \omega_{n,k}) \quad (3.38)$$

De este modo, la función de transferencia del filtro fotónico equivalente viene dada por la siguiente expresión:

$$H_{\text{RF}}(\Omega) = \frac{\sum_{n=1}^N P_n (-1)^k e^{-j\Omega\tau_n}}{\sum_{n=1}^N P_n} \cdot e^{-\frac{|\varphi_2 \cdot \delta\omega_0 \cdot \Omega|}{2}} \quad (3.39)$$

El primer término se refiere propiamente al filtrado fotónico. Como se puede observar, se trata de una combinación de N muestras de la señal óptica ponderadas según la potencia emitida por los láseres (P_n) y retardadas entre sí un tiempo dado por τ_n . Dicho retardo temporal depende de la dispersión φ_2 y la frecuencia óptica de cada láser según $\tau_n = \varphi_2(\omega_{n,k} - \omega_0)$. El segundo término de la expresión (3.39) es un efecto de filtrado paso-bajo debido a la anchura finita de cada uno de los láseres. En este sentido, relacionando la frecuencia de RF del filtro (Ω) con la duración temporal del pulso eléctrico de entrada (σ_0), el filtrado paso-bajo no afectará a la función de transferencia del sistema cuando se cumpla la siguiente condición:

$$\frac{1}{2} \frac{\varphi_2 \delta\omega_0}{\sigma_0} \ll 1 \quad (3.40)$$

Así pues, bajo estas condiciones se puede obtener una óptima flexibilidad del sistema propuesto que permite una alta reconfigurabilidad del filtro fotónico de microondas equivalente con un número grande de coeficientes positivos y negativos. Con el fin de mostrar la versatilidad del sistema se van a realizar simulaciones numéricas correspondientes a un ejemplo concreto.

En primer lugar, es necesario conocer las corrientes de entrada equivalentes del sistema, $I_{\text{IN},1}(t)$ e $I_{\text{IN},2}(t)$, que para este ejemplo se muestran en la Fig. 3.6 conjuntamente con la respuesta del modulador y el pulso eléctrico de entrada.

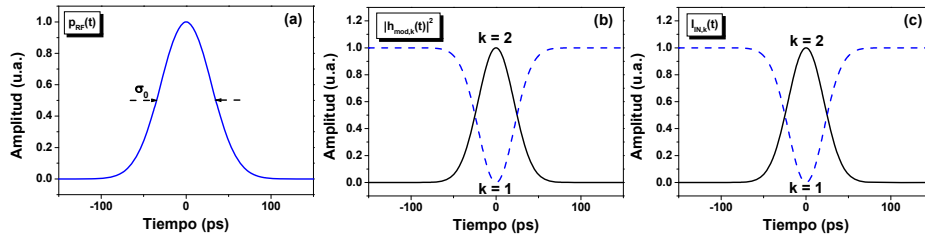


Figura 3.6. (a) Pulso eléctrico de entrada al filtro fotónico $p_{\text{RF}}(t)$. (b) $|h_{\text{mod},k}(t)|^2$ para el modulador positivo (línea continua) y negativo (línea discontinua), respectivamente. (c) Corriente de entrada $I_{\text{IN},k}(t)$ para el caso de modulador positivo (línea continua) y negativo (línea discontinua), respectivamente.

En este caso, se considera un pulso eléctrico de entrada $p_{\text{RF}}(t)$ con una anchura $\sigma_0 = 70$ ps como se muestra en la Fig. 3.6(a). En la Fig. 3.6(b) se ha representado la respuesta temporal de los moduladores $|h_{\text{mod},k}(t)|^2$ para $k = 1$ y $k = 2$. En la práctica, satisfacer la condición (3.33) implica que la corriente $I_{\text{IN},1}(t)$ e $I_{\text{IN},2}(t)$

se corresponden con $|h_{\text{mod},k}(t)|^2$ de forma que los efectos de la dispersión son despreciables considerando como señal óptica de entrada una fuente monocromática centrada en ω_0 . Con el fin de ilustrar este hecho, en la Fig. 3.6(c) se presentan las corrientes $I_{\text{IN},1}(t)$ y $I_{\text{IN},2}(t)$ donde se ha considerado una dispersión $\phi_2 = 120 \text{ ps}^2$. Como se puede observar el comportamiento es prácticamente idéntico a la respuesta $|h_{\text{mod},k}(t)|^2$ de la Fig. 3.6(b), en ambos casos con respuestas complementarias.

A continuación, se seleccionan 5 láseres con anchos de línea de 100 MHz, separados 100 GHz. Dos de ellos se introducen en el primer modulador con la misma potencia y otros tres láseres en el segundo, manteniendo la potencia en el central y reduciendo la de los laterales. El resultado son las distribuciones de potencia $S_1(\omega)$ y $S_2(\omega)$ de la Fig. 3.7(a), mientras que la función de transferencia del filtro fotónico equivalente se muestra en la Fig. 3.7(b). A continuación, se selecciona una corriente de entrada equivalente $I_{\text{IN}}(t)$ como la obtenida en la Fig. 3.6 que se muestra ahora en la Fig. 3.7(c) con su correspondiente espectro eléctrico mostrado en la Fig. 3.7(d). Finalmente, la señal generada en el dominio del tiempo y de la frecuencia se representan en las Figs. 3.7(e) y 3.7(f), respectivamente. Se puede comprobar cómo el espectro eléctrico de salida de la señal generada se corresponde con el producto de la función de transferencia del filtro equivalente y de la corriente equivalente de entrada. En este caso, la señal generada contiene pulsos positivos y negativos como consecuencia de haber introducido coeficientes tanto positivos como negativos en el filtro fotónico equivalente. La separación entre los diferentes lóbulos es de unos 75 ps de acuerdo con la expresión del retardo τ_n que se produce para cada muestra según la dispersión ϕ_2 . Debido a la distribución de potencia seleccionada en la Fig. 3.7(a), se puede comprobar que el sistema permite reducir las componentes espectrales en banda base como muestra la función de transferencia equivalente de la figura 3.7(b). Por otra parte, la componente en continua de la señal generada en la Fig. 3.7(e) procede del segundo término de la ecuación (3.36) que se puede eliminar posteriormente con un bloqueo de DC [17].

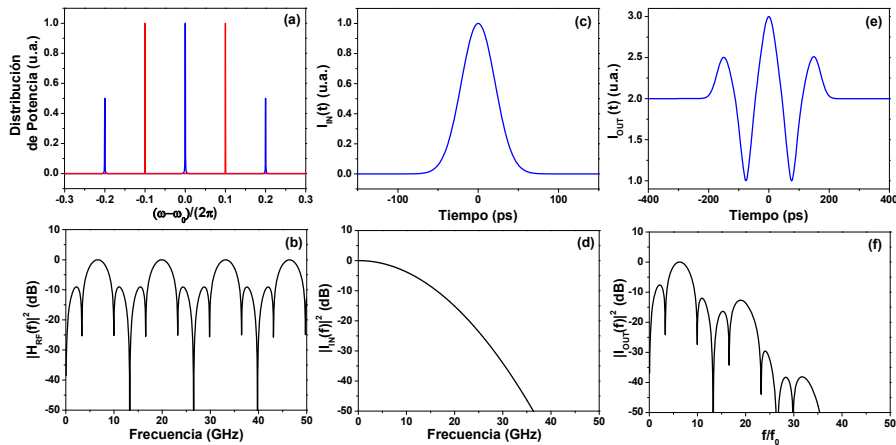


Figura 3.7. (a) Distribución espectral de potencia del conjunto de láseres de entrada al modulador positivo $S_2(\omega)$ (línea azul) y negativo $S_1(\omega)$ (línea roja). (b) Función de transferencia del filtro fotónico equivalente. (c) Corriente equivalente de entrada al sistema y (d) espectro eléctrico en potencia correspondiente. (e) Forma de onda generada y (f) su correspondiente espectro eléctrico.

3.3. Generación de señales utilizando un elemento con dispersión de primer y segundo orden.

3.3.1. Descripción del generador de señales.

Como se ha comentado en el apartado 3.1.1, por analogía con los sistemas de mapeo coherente frecuencia-a-tiempo del capítulo 2, se pueden distinguir dos regímenes de funcionamiento para el sistema bajo estudio cuando se considera la dispersión de segundo orden.

La técnica analizada en este trabajo permite la generación arbitraria de señales de microondas a partir de la densidad espectral de potencia de la señal óptica y del elemento dispersivo considerado. En la sección anterior, el interés se ha centrado en el estudio de sistemas que utilizan elementos dispersivos de primer orden. En este apartado, se va a analizar el caso donde los elementos dispersivos tengan además dispersión de segundo orden (φ_3). Para ello, el trabajo de esta tesis se centra en sistemas que permitan la generación de pulsos eléctricos directamente sobre subportadoras eléctricas en el rango de radiofrecuencia. Con este fin, se introduce en la fuente óptica considerada una función de transferencia óptica con cierta periodicidad que permita generar la subportadora eléctrica a través de la relación tiempo-frecuencia de la expresión (3.18). El esquema bajo estudio se muestra en la Fig. 3.8.

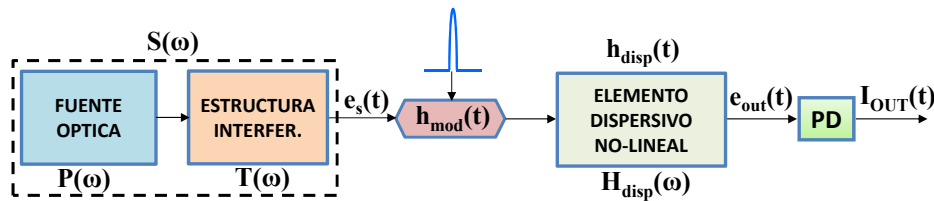


Figura 3.8. Generador de señales arbitrarias de microondas basado el procesado de señal óptica incoherente con elemento dispersivo no lineal. PD: fotodetector.

Como se puede observar, a la salida de la fuente óptica aparece una estructura interferométrica que permite introducir un comportamiento sinusoidal sobre la señal óptica a través de su función de transferencia óptica $T(\omega)$ dada por:

$$T(\omega) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\omega}{\Delta\omega} \right) \right] \quad (3.41)$$

donde $\Delta\omega$ se corresponde con la periodicidad de la senoide y por simplicidad, se considera que no tiene pérdidas. En la literatura, existen distintas propuestas de estructuras interferométricas tales como los interferómetros Mach-Zehnder [9] o Sagnac [7, 18]. De este modo, la distribución espectral de potencia de la fuente equivalente $S(\omega)$ que se introducirá en el modulador vendrá dada por el producto $S(\omega) = P(\omega) \cdot T(\omega)$, donde $P(\omega)$ corresponde a la distribución de potencia directamente a la salida de la fuente óptica.

Para este caso, se va a considerar que la condición (3.19) se satisface de forma que la señal generada viene dada por el primer término de la expresión (3.17). En lo sucesivo, se tendrá en cuenta que el tiempo de coherencia σ_c de la fuente óptica con la estructura interferométrica es aproximadamente inversamente proporcional a la periodicidad $\Delta\omega$ ($\sigma_c \sim 1/\Delta\omega$). Esto es válido cuando el ancho de banda de la distribución espectral de la fuente óptica $P(\omega)$ es superior a la periodicidad de la estructura interferométrica.

Con todas estas consideraciones previas, la señal eléctrica generada por el sistema propuesto en la Fig. 3.8 vendrá dada por:

$$I_{\text{OUT}}(t) = \frac{1}{4\pi} \left[\underbrace{\left(\frac{P(\omega)}{|\varphi_2 + \varphi_3\omega|} \right)}_{r(t)} \cdot \left(1 + \cos \left(\underbrace{2\pi \frac{\omega}{\Delta\omega}}_{\psi(t)} \right) \right) \right]_{\omega=\omega_m} \quad (3.42)$$

Como se puede observar, la forma de onda generada se puede describir a través de una envolvente $r(t)$ y un término de fase $\psi(t)$ que dependerán de la relación no lineal dada por la expresión (3.18). La frecuencia instantánea de dicha señal se puede obtener a partir la primera derivada del término de fase $\psi(t)$ del siguiente modo:

$$f_{\text{rf}}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\psi(t)}{dt} = \frac{f_0}{\sqrt{1 + 2 \frac{\varphi_3}{\varphi_2^2} t}} \quad \text{donde} \quad f_0 = \frac{1}{|\varphi_2| \Delta\omega} \quad (3.43)$$

En la expresión anterior, f_0 se corresponde con la frecuencia central de la señal generada, es decir, cuando $t = 0$. Por tanto, la frecuencia de la subportadora eléctrica sobre la que se modula inicialmente el pulso vendrá dada por la frecuencia de diseño f_0 .

Como se ha visto en el apartado 3.1.2, el sistema propuesto puede interpretarse como un filtro fotónico de microondas. A partir de la expresión (3.21) y teniendo en cuenta la ecuación (3.41), es posible encontrar la función de transferencia equivalente para el sistema propuesto:

$$H_{\text{RF}}^{\text{MZI}}(\Omega) = H_{\text{RF}}(\Omega, 0) + \frac{1}{2} H_{\text{RF}}(\Omega, \Omega_0) + \frac{1}{2} H_{\text{RF}}(\Omega, -\Omega_0) \quad (3.44)$$

En la expresión anterior, el primer término $H_{\text{RF}}(\Omega, 0)$ se corresponde con una función de transferencia análoga a la expresión (3.21) con $P(\omega)$ como distribución espectral de potencia óptica y $\Omega_0 = 2\pi f_0$. Este término $H_{\text{RF}}(\Omega, 0)$ se corresponde con una contribución en banda base, mientras que el término $H_{\text{RF}}(\Omega, \Omega_0)$ se corresponde con una banda de paso cuya función de transferencia está centrada alrededor de la frecuencia de diseño Ω_0 :

$$H_{\text{RF}}(\Omega, \Omega_0) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) \cdot e^{-j\varphi_2\omega(\Omega-\Omega_0)} e^{-j\frac{1}{2}\varphi_3\omega^2\Omega} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) \cdot d\omega} \quad (3.45)$$

Para el caso lineal, donde la dispersión de segundo orden se considera despreciable ($\varphi_3=0$), la función de transferencia vendrá dada por:

$$H_{\text{RF}}(\Omega, \Omega_0) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) \cdot e^{-j\varphi_2\omega(\Omega-\Omega_0)} d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) \cdot d\omega} \quad (3.46)$$

El resultado más relevante comparando las expresiones (3.45) y (3.46) es que para el caso lineal la función de transferencia de la banda de paso $H_{\text{RF}}(\Omega, \Omega_0)$ resulta ser una réplica de la respuesta en banda base $H_{\text{RF}}(\Omega, 0)$ a diferencia del caso no lineal. Con el fin de mostrar el funcionamiento del sistema en ambos regímenes, en la Fig. 3.9 se recoge un ejemplo obtenido mediante simulaciones numéricas para una distribución de potencia óptica dada donde se tiene en cuenta o no la dispersión de segundo orden. En primer lugar, se ajusta la distribución espectral de potencia de la fuente óptica $P(\omega)$ a un perfil Gaussiano con un ancho de banda de 5 THz como se muestra en la Fig. 3.9(a). A continuación, dicha distribución de potencia se ranura mediante la estructura interferométrica con una periodicidad espectral $\Delta\omega$ de $1/(2\pi)$ THz dando como resultado la $S(\omega)$ que se muestra en la Fig. 3.9(b). Además, se considera un elemento dispersivo caracterizado por una dispersión de primer orden $\varphi_2 = -200 \text{ ps}^2$. De este modo, a partir de la ecuación (3.43), la frecuencia central de la señal f_0 se corresponderá con 5 GHz. Además, se supone que la entrada eléctrica del sistema es un pulso Gaussiano con una anchura temporal de 25 ps.

Cuando se considera nula la dispersión de segundo orden ($\varphi_3 = 0$), se obtiene la función de transferencia del filtro fotónico equivalente que se muestra en la Fig. 3.9(c) en términos de módulo ($|H_{\text{RF}}(f)|^2$) y retardo eléctrico ($\tau_{\text{RF}}(f)$). En este punto, es necesario destacar que el retardo eléctrico se ha obtenido a partir de la fase de dicha función de transferencia. Como se puede observar, existe una banda base y una banda de paso centrada en la frecuencia de diseño f_0 como cabía esperar según la ecuación (3.44). El comportamiento de ambas bandas es Gaussiano de acuerdo con la relación existente entre la función de transferencia del filtro la distribución espectral de la fuente óptica dada por (3.21). Además, el retardo eléctrico en el interior de ambas bandas es constante. En la Fig. 3.9(d) se muestra la intensidad de la señal generada $I_{\text{OUT}}(t)$ y su frecuencia instantánea $f_{\text{rf}}(t)$. La frecuencia instantánea (\bullet) se ha obtenido como la inversa del periodo temporal de la señal. Como se puede observar, ésta permanece constante a la frecuencia de diseño de 5 GHz. Por otra parte, la forma de onda generada presenta una envolvente Gaussiana de acuerdo con el perfil de la distribución de la fuente óptica que se ha seleccionado.

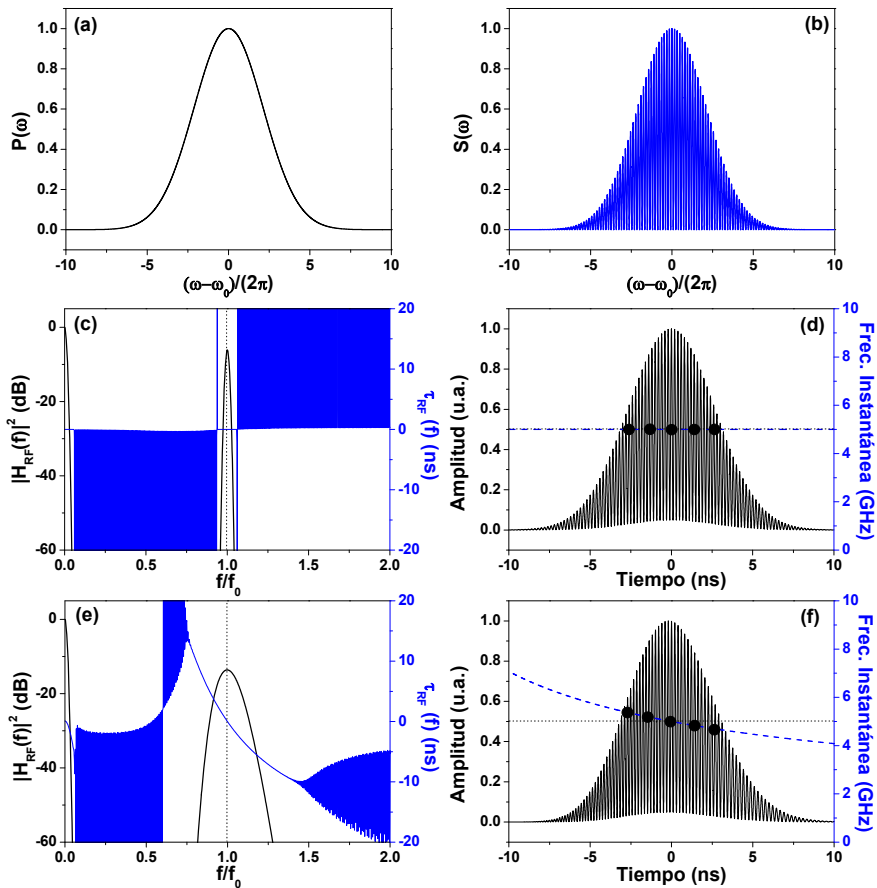


Figura 3.9. (a) Distribución espectral de potencia óptica de la fuente $P(\omega)$ y (b) distribución espectral de potencia a la entrada del modulador. (c) Función de transferencia y (d) señal generada para $\varphi_3 = 0$. (e) Función de transferencia y (f) señal generada para $\varphi_3 = 1 \text{ ps}^3$. Curva teórica de la frecuencia instantánea en línea discontinua (línea continua azul).

A continuación, se presentan de nuevo simulaciones numéricas considerando una dispersión de segundo orden $\varphi_3 = 1 \text{ ps}^3$. La función de transferencia obtenida para el filtro fotónico equivalente se representa en la Fig. 3.9(e). En este caso, de nuevo se obtiene una banda base y una banda de paso, pero cada una con un comportamiento diferente. La banda base muestra un comportamiento similar a la del ejemplo anterior, cuando no se consideraba la dispersión de segundo orden. Sin embargo, la banda de paso se ha ensanchado y presenta una forma asimétrica con el máximo ligeramente desplazado de la frecuencia de diseño, f_0 . En referente al retardo eléctrico de la respuesta en frecuencia del filtro, en este caso, presenta una variación no lineal dentro de la banda de paso. La forma de onda generada y su frecuencia instantánea se representan en la Fig. 3.6(f). La intensidad eléctrica de dicha forma de onda presenta un comportamiento asimétrico del mismo modo que ocurre con la función de transferencia del filtro dada la relación de transformación

no lineal existente según (3.21). La señal presenta una anchura temporal a mitad del máximo (FWHM) de $T_{FWHM} = 6$ ns. La frecuencia instantánea (\bullet), dentro de dicha anchura temporal, varía alrededor a la frecuencia de diseño entre 4.5 y 5.5 GHz como se muestra en la Fig. 3.9(f). A esta variación de la frecuencia instantánea es lo que se conoce como *chirp* de la señal. En ambos casos, se ha incluido la curva correspondiente a la frecuencia instantánea teórica de acuerdo ecuación (3.43).

3.3.2. Límites de aplicación de la dispersión de primer y segundo orden.

Teniendo en cuenta los valores típicos de los parámetros de dispersión φ_2 y φ_3 de los elementos dispersivos disponibles para la realización experimental de estos sistemas, la relevancia de la dispersión de segundo orden φ_3 depende, en gran medida, del ancho de banda óptico de operación a partir de la expresión (3.16). De hecho, en la Fig. 3.1(c) donde se ejemplifica el retardo óptico en un elemento dispersivo, la no linealidad del mismo afectará en mayor grado a la señal óptica cuanto mayor sea el ancho de banda. Por tanto, una buena forma de comprobar cómo afecta al sistema propuesto la dispersión de segundo orden es través de la relación entre el ancho de banda óptico ($\delta\omega$) y la anchura de la banda de paso (BW). En la Fig. 3.10 se recoge un ejemplo donde se ha representado la anchura de la banda de paso a -10 dB obtenida cuando el ancho de banda a -3 dB de la fuente varía entre 0.3 y 6 THz.

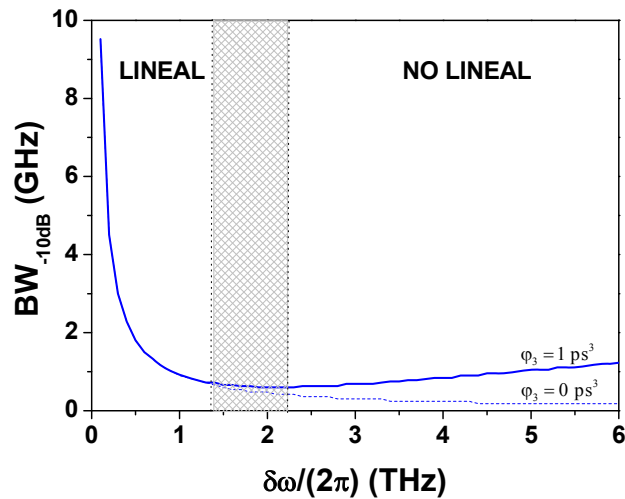


Figura 3.10. Anchura de la banda de paso a -10 dB (BW_{-10dB}) frente ancho de banda óptico de la fuente $\delta\omega$ para una frecuencia de diseño de 5 GHz cuando $\varphi_3 = 1 \text{ ps}^3$ (línea continua) y $\varphi_3 = 0 \text{ ps}^3$ (línea punteada).

En primer lugar, se puede observar como a medida que aumenta el ancho de banda de la fuente óptica, la anchura de la banda de paso se reduce tal y como ocurriría si la dispersión de segundo orden fuera nula ($\varphi_3 = 0$). Sin embargo, a partir de $\delta\omega/(2\pi) = 1.3$ THz, el comportamiento de la banda de paso cambia y comienza a

ensancharse. En la primera región, los efectos de la dispersión de segundo orden sobre la función de transferencia del filtro no son significativos, por lo que la curva correspondiente a $\varphi_3 = 1 \text{ ps}^3$ y $\varphi_3 = 0$ son similares. De este modo, un ensanchamiento en un dominio conlleva un estrechamiento en el otro según la expresión de la función de transferencia dada por (3.23). No obstante, en la segunda región, los efectos de la dispersión de segundo orden comienzan a ser considerables por lo que la función de transferencia del filtro fotónico equivalente vendrá dada por la expresión (3.22) de forma que no se corresponde directamente con una transformada de Fourier. De este modo, en esta segunda región la relación entre el ancho de banda óptico de la fuente y la anchura de la banda de paso del sistema es directamente proporcional como se muestra en la Fig. 3.10. En dicha figura, se ha marcado con una zona sombreada los anchos de banda ópticos para los cuales se puede considerar que el sistema no opera en ninguno de los dos regímenes.

A continuación, se va establecer de forma analítica las condiciones bajo las cuales se deben considerar los efectos de la dispersión de segundo orden. A partir de la ecuación (3.21), la influencia de la dispersión de segundo orden sobre la función de transferencia del filtro y, por tanto sobre la señal generada, se muestra en el término referido al retardo acumulado que sufre la señal eléctrica en el sistema. En este caso, el desfase de la señal eléctrica se debe únicamente al elemento dispersivo y estará relacionado con su retardo óptico, $\tau(\omega)$. Así, el desfase que sufre la señal eléctrica $\varphi_{\text{RF}}(\Omega)$, a partir de las ecuaciones (3.16) y (3.21), vendrá dado por:

$$\varphi_{\text{RF}}(\Omega) = \tau(\omega) \cdot \Omega = \varphi_2 \omega \Omega + \frac{1}{2} \varphi_3 \omega^2 \Omega \quad (3.47)$$

De este modo, para que la dispersión de segundo orden no afecte al desfase que sufre la señal eléctrica al propagarse por el elemento dispersivo, el segundo término de la ecuación (3.47) debe ser mucho menor que 2π . Tomando el margen de frecuencias ópticas sobre el que va a operar el sistema ($\delta\omega$), y estableciendo una relación entre frecuencias eléctricas (Ω) de trabajo con la frecuencia central de la señal generada f_0 dada por la expresión (3.43), se puede obtener la siguiente condición:

$$\delta\omega \gg \sqrt{\frac{2}{\varphi_3 f_0}} \quad (3.48)$$

De esta forma, la anchura de fuente óptica a partir de la cual se deben considerar los efectos de la dispersión de segundo orden sobre el sistema depende tanto de dicho parámetro como la frecuencia central de la señal generada. No obstante, dado que esta condición es muy restrictiva, a partir de los resultados obtenidos mediante simulaciones numéricas se puede definir una anchura crítica ($\delta\omega_c$) que garantice que el sistema opera en régimen no lineal:

$$\delta\omega_c = \frac{1}{\sqrt{2\varphi_3 f_0}} \quad (3.49)$$

3.3.3. Propiedades del sistema generador.

Cuando el sistema se encuentra en el régimen no lineal permite generar señales de microondas con unas características concretas como son los pulsos con *chirp* que se presentaron en el capítulo 2 y que se utilizan para los radares de compresión de pulsos. A lo largo de este apartado se van a evaluar distintas capacidades del sistema propuesto cuando opera en régimen no lineal como son el control del *chirp*, la sintonización de la frecuencia central y la reconfiguración de la envolvente de la forma de onda generada.

En primer lugar, el control del *chirp* se muestra a través de los ejemplos recogidos en la Fig. 3.11.

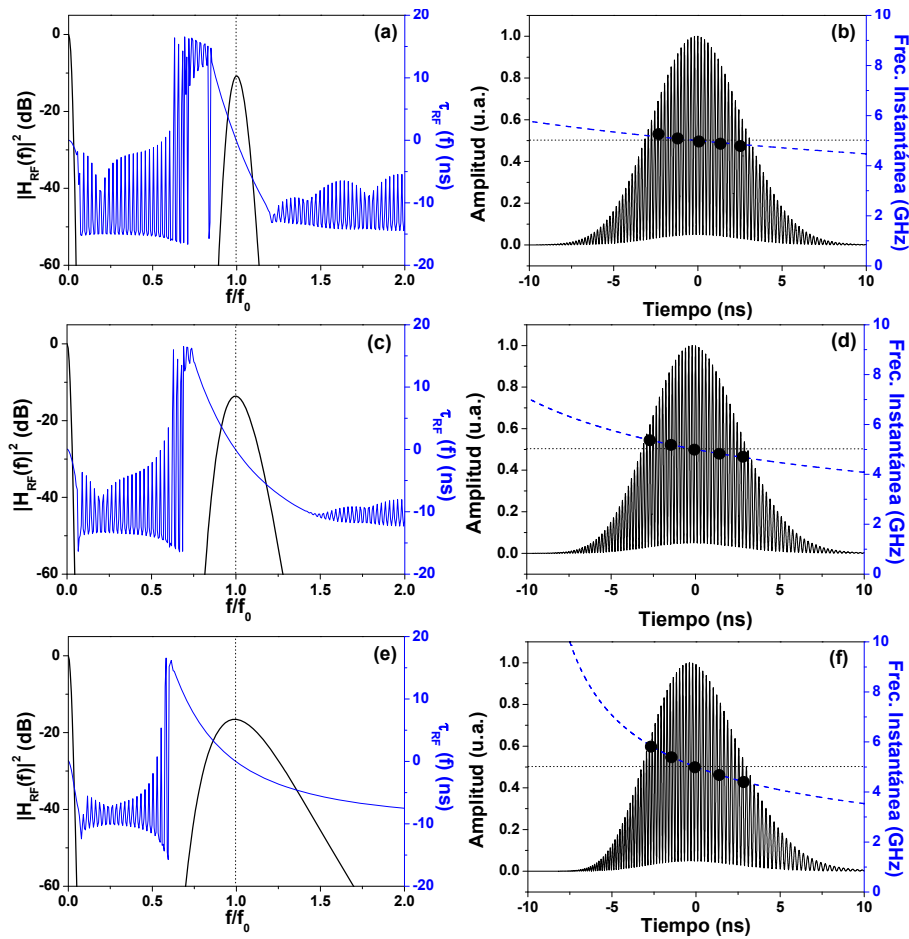


Figura 3.11. Función de transferencia del filtro equivalente para una dispersión ϕ_3 de (a) 0.5 ps^3 , (b) 1 ps^3 y (c) 2 ps^3 . En (b), (d) y (f) se representa la forma de onda generada correspondiente a 0.5 ps^3 , 1 ps^3 y 2 ps^3 , respectivamente, en términos de módulo-retardo e intensidad-frecuencia instantánea. Curva teórica de la frecuencia instantánea en línea discontinua.

Para ello, se selecciona una distribución espectral de potencia de la fuente óptica con un perfil Gaussiano y un ancho de banda a -3dB de 5 THz. La periodicidad espectral del ranurado, $\Delta\omega$, que introduce la estructura interferométrica vuelve a ser $1/(2\pi)$ THz como aparece en la Fig. 3.9(b). La dispersión de primer orden y la anchura del pulso de entrada al sistema se mantienen con los valores $\varphi_2 = -200 \text{ ps}^2$ y $\sigma_0 = 25 \text{ ps}$, respectivamente. De este modo, la frecuencia de diseño resultante es de $f_0 = 5 \text{ GHz}$. En lo referente a la dispersión de segundo orden (φ_3), inicialmente, se toma un valor de $\varphi_3 = 0.5 \text{ ps}^3$ dando lugar a una anchura de fuente crítica de 2.25 THz, por lo que se garantiza que el sistema se encuentra operando en el régimen no lineal. La función de transferencia del filtro fotónico equivalente y la señal generada correspondiente se muestran en las Figs. 3.11(a) y 3.11(b), respectivamente. La duración temporal de la señal a mitad del máximo (T_{FWHM}) es de 6 ns y dentro de la misma, la frecuencia instantánea (\bullet) se caracteriza por un *chirp* casi lineal que la hace variar entre 4.75 y 5.25 GHz. A continuación, se incrementa la dispersión de segundo orden a 1 ps^3 obteniéndose los resultados que se muestran en la Figs. 3.11(c) y 3.11(d) para la función de transferencia y señal generada, respectivamente. En este caso, como es obvio se sigue cumpliendo la condición (3.49) y el *chirp* se ha modificado haciendo variar la frecuencia instantánea dentro de la anchura de la señal generada a mitad del máximo entre 4.5 y 5.5 GHz. Finalmente, se ha seleccionado una $\varphi_3 = 2 \text{ ps}^3$ y se ha representado en las Figs. 3.11(e) y 3.11(f) la función de transferencia del filtro fotónico equivalente y la señal obtenidas, respectivamente. De nuevo en este caso se ha incrementado el *chirp* de la señal y ahora la variación de la frecuencia instantánea dentro de la anchura del pulso a mitad del máximo se da entre 4.3 y 5.9 GHz respectivamente. Como se puede observar, a medida que se aumenta la dispersión de segundo orden introducida en el sistema, el *chirp* de la señal generada aumenta, del mismo modo que aumenta la asimetría de dicha señal. De hecho, en los casos de φ_3 bajas, el resultado que se obtiene es una Gaussiana prácticamente simétrica y cuando dicha dispersión de segundo se incrementa la asimetría va aumentando.

En los diferentes ejemplos mostrados en la Fig. 3.11, la frecuencia central de la señal generada ($t = 0$) se corresponde con 5 GHz. No obstante, dada la expresión (3.43), dicha señal se puede sintonizar si se modifica el ranurado introducido por la estructura interferométrica como se muestra en la Fig. 3.12. Partiendo de los mismos parámetros utilizados en el primer ejemplo de la Fig. 3.11, se modifica $\Delta\omega$ para que tenga un valor de $1/(4\pi)$ THz dando lugar a una distribución espectral de potencia óptica como se muestra en la Fig. 3.12(a). En la Fig. 3.12(b) se representa la función de transferencia del filtro fotónico equivalente. Como se puede observar en la respuesta en amplitud, la frecuencia central ahora se encuentra sintonizada en el doble de la frecuencia de diseño (10 GHz). La señal generada se muestra en la Fig. 3.11(c). La intensidad de la forma de onda ahora presenta una anchura temporal T_{FWHM} de 6.2 ns. Dentro de este intervalo, la frecuencia instantánea (\bullet) varía entre 9.3 y 10.8 GHz siendo la frecuencia central 10 GHz. Por tanto, controlando el ranurado de la señal óptica a través de un elemento interferométrico es posible sintonizar la frecuencia central de la forma de onda generada.

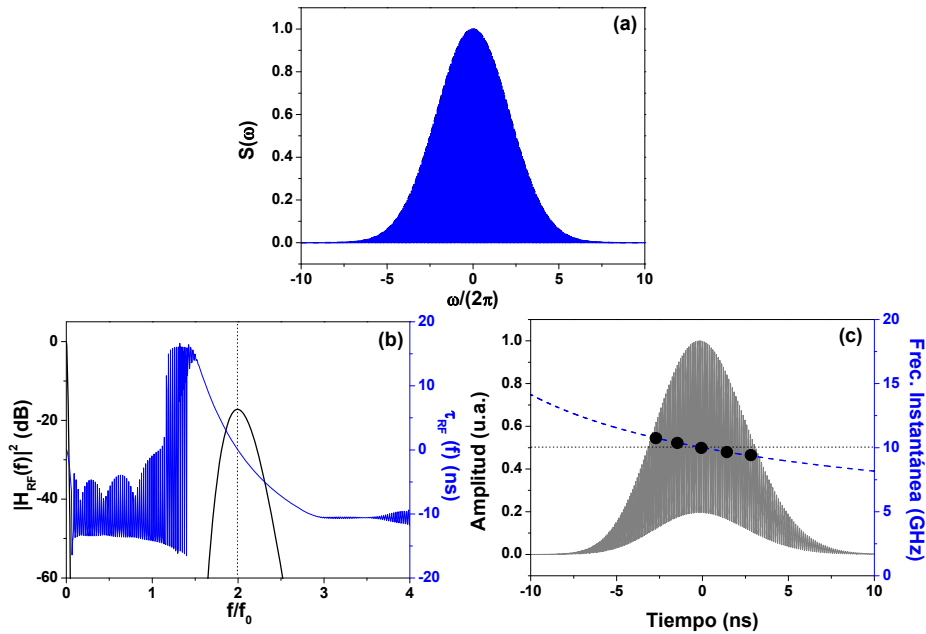


Figura 3.12. (a) Distribución espectral de potencia con perfil Gaussiano de 5 THz y una periodicidad $\Delta\omega = 1/(4\pi)$ THz, (b) función de transferencia del filtro equivalente y (c) señal generada para una frecuencia central de 10 GHz. Curva teórica de la frecuencia instantánea en línea discontinua.

Como se ha mostrado en los ejemplos anteriores, cuando el sistema opera en régimen no lineal, la envolvente de la forma de onda generada presenta un comportamiento tanto más asimétrico cuanto mayor es la dispersión de segundo orden. No obstante, una de las propiedades más relevantes de la técnica propuesta en esta tesis se encuentra en la capacidad de reconfiguración de la envolvente de la forma generada. De este modo, para este caso concreto, el control sobre la distribución espectral de potencia de la fuente óptica permite evitar este efecto sobre la envolvente cuando se hace uso de un perfil adecuado. De este modo, es posible hablar de reconfiguración de la envolvente de la señal eléctrica a partir de la distribución espectral de potencia de la señal óptica como se muestra en la Fig. 3.13. Partiendo de las mismas condiciones que en último ejemplo de la Fig. 3.11, donde $\varphi_3 = 2 \text{ ps}^3$, se establece un perfil Gaussiano asimétrico cuya distribución espectral de potencia se muestra en la Fig. 3.13(a). La función de transferencia del filtro fotónico equivalente y la señal generada se representan en las Figs. 3.13(b) y 3.13(c), respectivamente. En este caso, la envolvente de la forma de onda presenta un comportamiento simétrico con una duración temporal T_{FWHM} en torno a los 6.2 ns como en el caso de la Fig. 3.11(f). Sin embargo, tanto la frecuencia instantánea (●) como la función de transferencia continúan manteniendo el comportamiento no lineal tal y como ocurría en caso anterior. De hecho, dentro del intervalo temporal correspondiente al T_{FWHM} la frecuencia instantánea continúa variando entre 4.3 y 5.8 GHz.

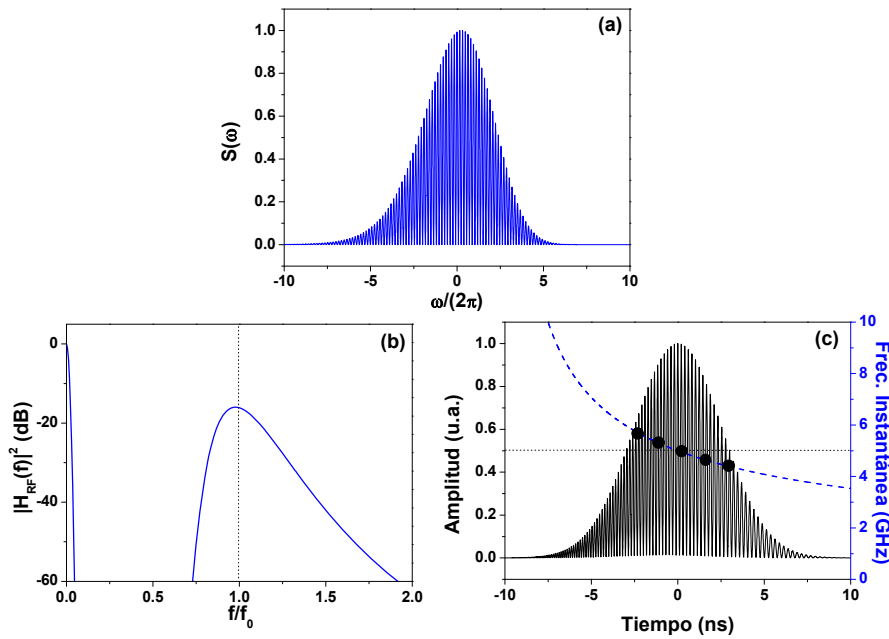


Figura 3.13. (a) Distribución espectral de potencia con perfil Gaussiano asimétrico de 5 THz y una periodicidad $\Delta\omega = 1/(4\pi)$ THz, (b) función de transferencia del filtro equivalente y (c) señal generada para una frecuencia central de 5 GHz. Curva teórica de la frecuencia instantánea en línea discontinua.

3.4. Generación de señales de microondas mediante detección diferencial.

En esta sección se va a incorporar un procesado adicional en el sistema estudiado en el apartado 3.1.1. En concreto se trata de incluir una detección diferencial. Como es sabido, los sistemas en los que intervienen fuentes ópticas incoherentes suelen presentar una relación señal-a-ruido (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR) baja [19]. Este hecho, en el caso de las estructuras incoherentes propuestas para la generación de señales, hace que se produzcan fluctuaciones en la intensidad del campo óptico que se trasladan a la forma de onda generada [4]. La incorporación a estos sistemas de una detección diferencial se ha demostrado como una solución que permite mejorar de forma sustancial su SNR [20, 21]. La detección diferencial en los sistemas de generación de señales [20-24] aparece como una herencia de su uso en los sistemas de filtrado fotónico de microondas [25]. La incorporación de esta estructura permite la implementación de coeficientes negativos para sistemas que operan en régimen incoherente. De este modo, es posible la eliminación de las componentes de la señal generada en banda base. Este hecho, como se ha mencionado en el capítulo 2, es de gran importancia en ciertas aplicaciones como son las comunicaciones UWB [22-24].

En la Fig. 3.15 se ha representado la adaptación del esquema propuesto en la sección 3.1 introduciendo una etapa de detección diferencial:

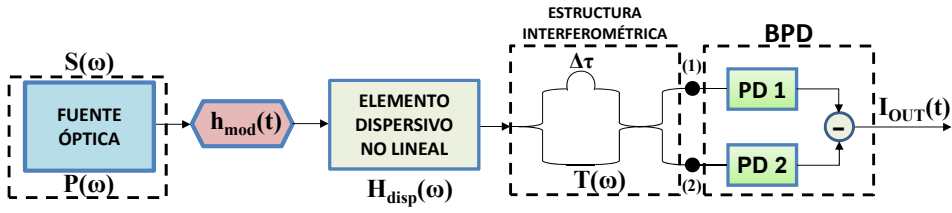


Figura 3.14. Generador de señales arbitrarias de microondas incorporando detección diferencial. BPD: Fotodetector Balanceado, PD: Fotodetector.

La señal óptica incoherente modulada es procesada por el elemento dispersivo y, posteriormente, por una estructura interferométrica. En dicha estructura habrá una diferencia de caminos ópticos $\Delta\tau$ que marcará el patrón de interferencia con una periodicidad $\Delta\omega = 2\pi/\Delta\tau$. En este caso, se considera un interferómetro Mach-Zehnder de forma que la función de transferencia óptica para la envolvente compleja en cada uno de los puertos de salida $\hat{H}_1^{MZI}(\omega)$ y $\hat{H}_2^{MZI}(\omega)$ son complementarios de la forma:

$$\begin{aligned}\hat{H}_1^{MZI}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{4}}(e^{j\omega\tau_1} + e^{j\omega\tau_2}) \\ \hat{H}_2^{MZI}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{4}}(e^{j\omega\tau_1} - e^{j\omega\tau_2})\end{aligned}\quad (3.50)$$

donde τ_1 y τ_2 se corresponden con el retardo temporal en cada uno de los brazos del interferómetro y cuya diferencia define la periodicidad en frecuencia del mismo $\Delta\omega=1/(\tau_1-\tau_2)$.

Cada una de las salidas del interferómetro se introduce en cada uno de los puertos de entrada del fotodetector balanceado (*Balanced Photodetector*, BPD). Este dispositivo realiza la detección de la señal óptica en cada uno de sus puertos de entrada y obtiene la diferencia entre ambas señales eléctricas. Por tanto, el espectro en frecuencia de la correspondiente corriente de salida vendrá dado por la diferencia entre la función de transferencia del filtro fotónico equivalente del brazo superior del interferómetro $H_{RF1}(\Omega)$ y del brazo inferior $H_{RF2}(\Omega)$ teniendo en cuenta las corrientes eléctricas de entrada equivalentes $I_{IN,1}(\Omega)$ e $I_{IN,2}(\Omega)$, respectivamente, del siguiente modo:

$$I_{OUT}(\Omega) = H_{RF1}(\Omega) \cdot I_{IN,1}(\Omega) - H_{RF2}(\Omega) \cdot I_{IN,2}(\Omega)\quad (3.51)$$

Volviendo a la expresión (3.14) a partir de la cual se encontró la corriente equivalente del filtro de la ecuación (3.22), la corriente eléctrica correspondiente a una frecuencia óptica ω para cada puerto del detector diferencial vendrá dada por:

$$I_{\text{out}1,2}(\omega, t) = \frac{\Re}{4\pi^2} \cdot \left| e^{j\omega t} \hat{h}_{\text{mod}}(t) \otimes \hat{h}_{\text{disp}}(t) \otimes \hat{h}_{1,2}^{\text{MZI}}(t) \right|^2 \quad (3.52)$$

Comparando la expresión anterior con la expresión (3.14), se puede observar que la expresión (3.52) es una extensión de la (3.14) donde la respuesta temporal del elemento dispersivo $\hat{h}_{\text{disp}}(t)$ se ha sustituido por la convolución correspondiente con la respuesta impulso temporal del interferómetro $\hat{h}_{1,2}^{\text{MZI}}(t)$ de acuerdo a la Fig. 3.14.

En este punto, si se considera que la respuesta en frecuencia de la modulación $H_{\text{mod}}(\Omega)$ tiene un ancho de banda menor que la anchura característica de la función de transferencia del interferómetro $H_{\text{MZI}}(\omega)$, la expresión (3.52) puede escribirse como:

$$I_{\text{out}1,2}(\omega, t) = \frac{\Re}{4\pi^2} \left| \hat{H}_{1,2}^{\text{MZI}}(\omega) \right|^2 \cdot \left| e^{j\omega t} \hat{h}_{\text{mod}}(t) \otimes \hat{h}_{\text{disp}}(t) \right|^2 \quad (3.53)$$

donde se ha tenido en cuenta las propiedades asociativa y conmutativa de la convolución así como la condición:

$$|\omega - \omega_0| \gg \Omega \quad (3.54)$$

La relación entre la corriente $I_{\text{out}1,2}(\omega, t)$ y la corriente equivalente de entrada $I_{\text{IN}}(t)$ del filtro fotónico, a partir de la expresión (3.53) y considerando la condición (3.15), responde a la siguiente expresión:

$$I_{\text{out}1,2}(\omega, t) = \left| \hat{H}_{1,2}^{\text{MZI}}(\omega) \right|^2 \cdot [I_{\text{IN}}(t) \otimes \delta(t - \tau)] \quad (3.55)$$

Introduciendo (3.55) en la expresión (3.52), se puede encontrar la relación final entre la corriente equivalente de entrada $I_{\text{IN}}(\Omega)$ y la corriente de salida $I_{\text{OUT}}(\Omega)$:

$$I_{\text{OUT}}(\Omega) = [H_{\text{RF1}}^{\text{BDP}}(\Omega) - H_{\text{RF2}}^{\text{BDP}}(\Omega)] \cdot I_{\text{IN}}(\Omega) \quad (3.56)$$

donde las funciones de transferencia eléctricas $H_{\text{RF1}}^{\text{BDP}}(\Omega)$ y $H_{\text{RF2}}^{\text{BDP}}(\Omega)$ resultan ser:

$$H_{\text{RF1,2}}^{\text{BDP}}(\Omega) = H_{\text{RF}}(\Omega, 0) \pm \frac{1}{2} H_{\text{RF}}(\Omega, \Omega_0) \pm \frac{1}{2} H_{\text{RF}}(\Omega, -\Omega_0) \quad (3.57)$$

Comparando la expresión anterior con (3.44) se puede observar que se trata de la misma función de transferencia cuando la estructura interferométrica está ubicada previamente al modulador. El primer término se corresponde con la respuesta en frecuencia en banda base mientras que el resto de términos dan cuenta de una banda de paso en torno a la frecuencia Ω_0 . De esta forma, la función de transferencia final equivalente será:

$$H_{RF}^{BDP}(\Omega) = H_{RF1}^{BDP}(\Omega) - H_{RF2}^{BDP}(\Omega) = H_{RF}(\Omega, \Omega_0) + H_{RF}(\Omega, -\Omega_0) \quad (3.58)$$

En la expresión anterior, se puede observar como la componente en banda base, que aparece cuando se realiza una detección simple, ha sido eliminada.

Finalmente, la señal generada por esta estructura $I_{OUT}(t)$ resultará:

$$I_{OUT}(t) = \frac{1}{2\pi} \left[\left(\frac{P(\omega)}{|\varphi_2 + \varphi_3 \omega|} \right) \cdot \cos \left(2\pi \frac{\omega}{\Delta\omega} \right) \right]_{\omega=\omega_m} \otimes I_{IN}(t) \quad (3.59)$$

Con el fin de comprobar el comportamiento de esta nueva estructura, se va a llegar a cabo una simulación numérica cuyos principales resultados se recogen la Fig. 3.15.

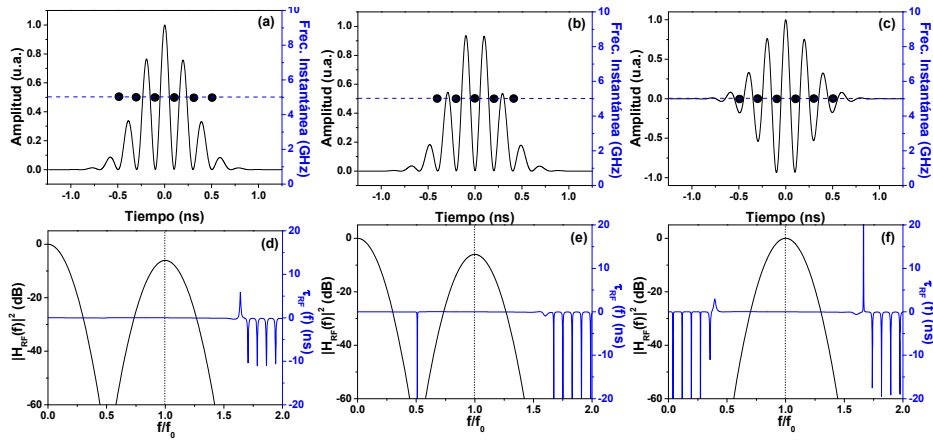


Figura 3.15. Forma de onda generada en términos de intensidad y frecuencia instantánea (●) para detección en puerto 1 (a), puerto 2 (b) y balanceada (c). Función de transferencia del filtro fotónico equivalente en términos de módulo y retardo eléctrico para detección en puerto 1 (d), puerto 2 (e) y balanceada (f). Frecuencia de diseño $f_0 = 5$ GHz. Curva teórica de la frecuencia instantánea en línea discontinua.

Considerando los mismos parámetros de dispersión y anchura de pulso que en el primer ejemplo de la Fig. 3.9 ($\varphi_2 = -200 \text{ ps}^2$, $\varphi_3 = 0 \text{ ps}^3$, $\sigma_0 = 25 \text{ ps}$) se ajusta la fuente óptica a un ancho de banda de 0.5 THz y perfil Gaussiano. La periodicidad introducida por la estructura interferométrica se mantiene en $\Delta\omega = 1/(2\pi)$ THz, por lo que la frecuencia de diseño de nuevo es $f_0 = 5$ GHz. En las Figs. 3.15(a) y 3.15(d)

se muestra la señal generada y la respuesta en frecuencia del filtro equivalente cuando se realiza la fotodetección en el puerto 1. En la Fig. 3.15(b), aparece la señal generada cuando la fotodetección se realiza por el puerto 2 donde se puede observar una respuesta complementaria respecto del puerto 1. El módulo de la función de transferencia aparece en la Fig. 3.15(e) y es idéntico al de la 3.15(d) para el caso del puerto 1. La diferencia principal que se encuentra entre las funciones de transferencia del puerto 1 y 2 es una diferencia de fase de 180° . Finalmente, cuando se considera la operación diferencial entre ambas señales se obtiene la señal generada y la correspondiente función de transferencia del filtro equivalente que aparece en las Fig. 3.15(c) y 3.15(f), respectivamente. Como se puede observar la intensidad de la señal generada no presenta componente continua. De hecho, en la respuesta en amplitud de la función de transferencia ahora ya no aparece contenido en banda base. Esto contrasta con lo que se vio anteriormente en el apartado 3.2 donde se podía reducir el contenido frecuencia de la señal entorno a banda base pero manteniendo un nivel de continua que hacía necesario el uso de un bloqueo de DC posterior. Finalmente, en lo referente a las características de fase mostradas, tanto la frecuencia instantánea como el retardo eléctrico se mantienen constantes tal y como cabía esperar del ejemplo seleccionado ($\varphi_3 = 0$).

Referencias

- [1] L. Chantada, C. R. Fernández-Pousa, C. Gómez-Reino, "Theory of the partially coherent temporal Talbot effect," *Optics Communications*, vol. 266, no. 2, pp. 393-398, (2006).
- [2] J. Azaña, M. A. Muriel, "Real-Time optical spectrum analysis based on the time-space duality in chirped fiber gratings," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 36, no. 5 pp. 517-526, (2000).
- [3] D. Marcuse, "Pulse distortion in single-mode fibers," *Applied Optics*, vol. 19, no. 10, pp. 1653-1660, (1981).
- [4] V. Torres-Company, J. Lancis, P. Andrés, "Incoherent frequency-to-time mapping: application to incoherent pulse shaping," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 24, no. 3, pp. 888-894, (2007).
- [5] V. Torres-Company, J. Lancis, P. Andrés, L. R. Chen, "20 GHz arbitrary radio-frequency waveform generator based on incoherent pulse shaping," *Optics Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21564-21569, (2008).
- [6] H. Chi, J. Yao, "All-fiber chirped microwave pulses generation based on spectral shaping and wavelength-to-time conversion," *IEEE Transactions on Microwave Theory Technology*, vol. 55, no 9, pp. 1958-1963, (2007).

- [7] C. Wang, J. Yao, "Photonic generation of chirped millimeter-wave pulses based on nonlinear frequency-to-time mapping in a nonlinearly chirped fiber Bragg grating," *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 56, no 2, pp. 542-553, (2008).
- [8] M. Rius, J. Mora, M. Bolea, J. Capmany, "Harmonic distortion in microwave photonic filters" *Optics Express*, vol. 20, pp. 8871-8876, (2012).
- [9] J. Mora, B. Ortega, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, J. Capmany, D. Pastor, "Photonic microwave tunable single-bandpass filter based on a Mach-Zehnder interferometer," *Journal of lightwave technology*, vol. 24, no 7, pp. 2500-2509, (2006).
- [10] J. Mora, A. Ortigosa-Blanch, D. Pastor, J. Capmany, "Tunable microwave photonic filter free from baseband and carrier suppression effect nor requiring single sideband modulation using a Mach-Zehnder configuration," *Optics Express*, vol. 14, no. 17, pp. 7960-7965, (2006).
- [11] Y. Park, J. Azaña, "Ultrahigh dispersion of broadband microwave signals by incoherent photonic processing," *Optics Express*, vol. 18, no. 14, pp. 14752-14761, (2010).
- [12] J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor, "A tutorial on microwave photonic filters," *Journal of lightwave technology*, vol. 24, no 1, pp. 201-229, (2006).
- [13] R. A. Minasian, "Photonic signal processing of microwave signals," *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 54, no 7, pp. 832-846, (2006).
- [14] J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega, J. Mora and M. Andrés, "Photonic processing of microwave signals," *IEEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 152, no 6, pp. 299-320, (2005).
- [15] J. Capmany, D. Pastor, A. Martínez, B. Ortega, S. Sales, "Microwave photonic filters with negative coefficients based on phase inversion in an electro-optic modulator," *Optics Letters*, vol. 28, no. 16, pp. 1415-1417, (2003).
- [16] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 2nd ed., San Diego netc.: Academic Press, United States of America, (1995).
- [17] C. Wang, J. Yao, "Large Time-Bandwidth product microwave arbitrary waveform generation using a spatially chirped fiber Bragg grating," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 11, pp. 1652-1660, (2010).
- [18] H. Chi, J. Yao, "Chirped RF pulse generation based on optical spectral shaping and wavelength-to-time mapping using a nonlinearly chirped fiber Bragg grating" *Journal of lightwave technology*, vol. 26, no 10, pp. 1282-1287, (2008).
- [19] C. Dorrer, "Statistical analysis of incoherent pulse shaping," *Optics Express*, vol. 17, no. 5, pp. 3341-3352, (2009).

- [20] Y. Park, J. Azaña, "Ultrahigh dispersion of broadband microwave signals by incoherent photonic processing," *Optics Express*, vol. 18, no. 14, pp. 14752-14761, (2010).
- [21] Y. Park, A. Malacarne, J. Azaña, "Real-time ultra-wideband group delay profile monitoring through low-noise incoherent temporal interferometry," *Optics Express*, vol. 19, no. 5, pp. 3937-3944, (2011).
- [22] M. Abtahi, M. Dastmalchi, S. LaRochelle, L. A. Rusch, "Generation of arbitrary UWB waveforms by spectral pulse shaping and thermally-controlled apodized FBGs" *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 23, pp. 5276-5283, (2009).
- [23] J. D. McKinney, "Background-free arbitrary waveform generation via polarization pulse shaping," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 16, pp. 1193-1195, (2010).
- [24] S. T. Abraha, C. M. Okonkwo, E. Tangdionga, A. M. J. Koonen, "A power-efficient IR-UWB pulse generator based on linear sum of modified doublet pulses," *Optics Letters*, vol. 36, no. 12, pp. 2363-2365, (2011).
- [25] S. Sales, J. Capmany, J. Martí, D. Pastor, "Experimental demonstration of fiber-optic delay line filters with negative coefficients," *Electronic Letters*, vol. 31, no. 13, pp. 1095-1096, (1995).

CAPÍTULO 4

Estructuras de filtrado fotónico incoherente para la generación de señales arbitrarias de microondas

En este capítulo, se presentan distintas estructuras para la generación de señales arbitrarias de microondas. Dichas estructuras se fundamentan en los filtros fotónicos incoherentes donde el procesado de señal óptica se realiza mediante un elemento dispersivo. Para las diferentes estructuras se van a presentar una serie de resultados experimentales que permiten corroborar el estudio teórico llevado a cabo en el capítulo anterior. Así pues, se establecen dos regímenes de operación, lineal y no lineal, según se desestime o no la dispersión de segundo orden del elemento dispersivo. Para el caso del régimen lineal, se presentan varias estructuras que utilizan distintos tipos de fuente óptica (un conjunto de láseres y una fuente ancha ranurada mediante AWG's o bien mediante un interferómetro Mach-Zehnder). Finalmente, se considera un esquema que incorpora detección diferencial que será utilizado considerando que el sistema trabaja en régimen no lineal. De forma general, los distintos tipos de señales generados se corresponden con formas de onda UWB y pulsos con chirp cuando el sistema opera en régimen lineal y no lineal, respectivamente.

4.1. Generación de señales arbitrarias de microondas en régimen lineal.

4.1.1. Estructura con fuentes láser.

En este apartado se van a mostrar los resultados experimentales correspondientes a la estructura fotónica propuesta en el apartado 3.2 del capítulo anterior para la generación de señales en régimen lineal. El montaje experimental se muestra en la Fig. 4.1 correspondiendo con un filtro fotónico de microondas con N coeficientes positivos o negativos [1]. Con el fin de presentar las diferentes capacidades del sistema, éste se ha adaptado para la generación de las señales IR-UWB que se mostraron en el apartado de aplicaciones del capítulo 2. Este tipo de señales deben cumplir unas determinadas características espectrales dadas por la máscara de la FCC [2]. Uno de los aspectos fundamentales es la eliminación de las componentes en banda base de la señal para evitar la fuerte restricción entorno a la banda de GPS (0.96 - 1.61 GHz). Además, para conseguir un mejor rendimiento en potencia dentro del espectro disponible, es conveniente situar el máximo del espectro de la señal generada en el centro de la banda de 3.1 a 10.6 GHz. De este modo, para el sistema desarrollado en el apartado 3.2 del capítulo anterior, la posibilidad de introducir coeficientes negativos permite eliminar las componentes de la señal en banda base. Además, controlando la separación de los láseres conjuntamente con la dispersión introducida en el sistema permite controlar el máximo de la función de transferencia del filtro fotónico equivalente para poder hacerlo coincidir con la frecuencia central de la máscara espectral de la FCC (6.85 GHz).

La implementación experimental de la estructura se muestra en la Fig. 4.1 [3]. En ella se han utilizado cuatro láseres sintonizables centrados en diferentes longitudes de onda dadas por $\lambda_1 = 1548.52$ nm, $\lambda_2 = 1549.32$ nm, $\lambda_3 = 1550.12$ nm y $\lambda_4 = 1550.92$ nm, respectivamente. Estos láseres tienen un rango de sintonización de ± 1 nm entorno a su longitud de onda central en pasos de 0.01 nm con una anchura de línea de 100 MHz. Además, la potencia óptica de salida de dichos láseres se puede modificar de forma independiente. Cada láser se conecta a uno de los moduladores electro-ópticos (EOM1 y EOM2) que se encuentran polarizados con voltajes para operar en el punto de cuadratura pero con pendiente opuesta. En la entrada eléctrica de cada uno de los moduladores se introduce un pulso eléctrico con un total de 64 bits procedente de un generador de pulsos con un patrón fijo de un "1" y sesenta y tres "0" y una tasa de 12.5 Gb/s. Las señales moduladas provenientes de ambos moduladores se combinan y se propagan a través de un enlace de fibra estándar monomodo SMF-28 de 5.43 km caracterizado por el parámetro de dispersión de primer orden $\beta_2 = -22$ ps²/km a 1550 nm. El signo y el valor de cada uno de los coeficientes del filtro fotónico equivalente vienen determinados por el modulador en el que se introducen los láseres y la potencia óptica de los mismos, respectivamente. En la Fig. 4.1, se ha considerado la posibilidad de introducir en el esquema un conjunto de conmutadores ópticos que permitan seleccionar de manera dinámica uno u otro modulador ($k = 1, 2$) con el fin

de incrementar la flexibilidad del sistema en términos de reconfigurabilidad. Además, se ha hecho uso de un bloqueo DC con el fin de eliminar la componente continua de las diferentes formas de onda que se van a generar de acuerdo con la expresión (3.36).

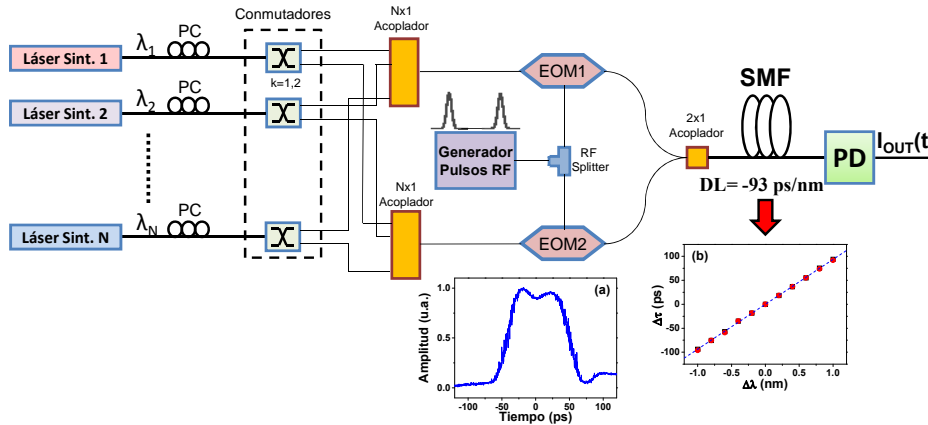


Figura 4.1. Implementación experimental de un generador de señales IR-UWB a través un filtro fotónico de microondas con coeficientes positivos y negativos mediante el uso de moduladores con respuestas complementarias (PD: fotodetector). (a) Pulso eléctrico de entrada y (b) retardo temporal en función de la longitud de onda de los láseres para un pulso positivo (●) y negativo (●).

Como se ha mostrado en el apartado 3.2, uno de los aspectos fundamentales para controlar la señal generada por el sistema mediante la respuesta del filtro consiste en conocer la corriente equivalente de entrada $I_{IN}(t)$. En este caso, el pulso $p_{RF}(t)$ a la salida del generador de pulsos eléctricos se muestra en la Fig. 4.1(a) cuya anchura es de 90 ps. En las Figs. 4.2(a) y 4.2(b), se muestran en trazo negro las respuestas temporales y sus correspondientes espectros para cada uno de los moduladores $|h_{mod,1}(t)|^2$ y $|h_{mod,2}(t)|^2$ con unas anchuras de 51.7 y 51.1 ps, respectivamente. Del mismo modo, se han añadido en trazo rojo las curvas de las corrientes de entrada $I_{IN,1}(t)$ y $I_{IN,2}(t)$ que se corresponden con las respuestas temporales de los moduladores tras propagarse a través del enlace de fibra óptica. En este caso, se ha normalizado la amplitud tanto de las respuestas temporales de los moduladores como de las corrientes equivalentes de entrada para poder comparar ambas respuestas sin tener en cuenta las pérdidas que se producen en la propagación a través del elemento dispersivo. Como se puede observar, para la dispersión introducida en este caso no se produce un ensanchamiento de consideración del pulso de entrada al sistema respecto a la respuesta temporal de los moduladores de acuerdo con la condición (3.33). Otro de los aspectos que se muestra de forma experimental en la Fig. 4.2 referente a la estructura de trabajo es que dichos pulsos presentan polaridades opuestas dependiendo del modulador considerado. En las Figs. 4.2(a) y 4.2(b), se incluyen los espectros en potencia correspondientes a la corriente de entrada equivalente del sistema $|I_{IN,k}(\Omega)|^2$ para ambos moduladores.

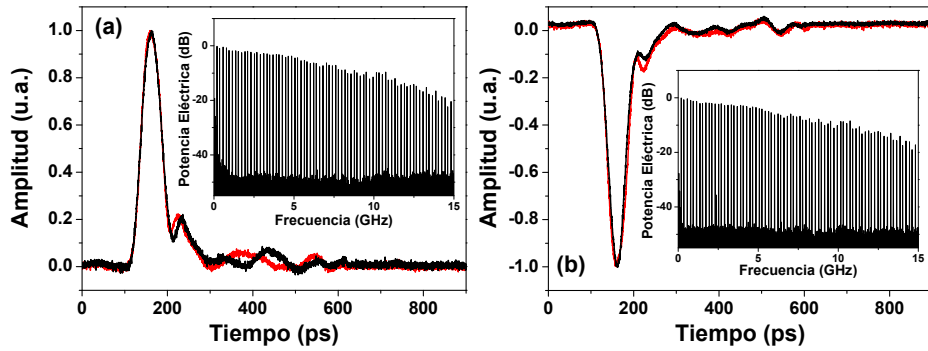


Figura 4.2. Pulsos fotodetectados obtenidos previa (línea negra) y posteriormente (línea roja) al elemento dispersivo para el modulador (a) positivo y (b) negativo. Espectros de $|I_{IN,k}(t)|^2$ incluidos en el interior de cada figura.

Por otra parte, el control del retardo que sufre cada una de las muestras de la señal en el filtro óptico también es un aspecto fundamental del sistema. Como se ha mostrado en el capítulo anterior, dicho retardo depende de la dispersión introducida y de la frecuencia óptica de cada láser. En la Fig. 4.1(b) se muestra la relación entre el retardo temporal y el incremento de longitud de onda cuando se genera un pulso positivo (línea roja) y negativo (línea negra), respectivamente, sintonizando un láser inicialmente centrado en 1550.12 nm. Como se puede observar, existe una dependencia lineal con una pendiente de 93 ps/nm que corresponde con la dispersión total de la fibra D·L (D parámetro de dispersión y L longitud de la fibra). Dado que la longitud de onda de cada láser se puede sintonizar en pasos de 0.01 nm, se puede obtener un retardo temporal mínimo de aproximadamente 1 ps entre dos muestras consecutivas. La relación entre la dispersión D y el parámetro característico β_2 viene dada por $D = -(2\pi c/\lambda^2) \cdot \beta_2$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío y λ la longitud de onda central considerada.

Con el fin de mostrar la flexibilidad de este sistema se van a generar diferentes pulsos IR-UWB. Para ello, es necesario seleccionar la separación entre los láseres para que con la dispersión que se está introduciendo en el sistema el máximo de la función de transferencia se encuentre en el centro de la máscara de la FCC. En este sentido, es necesario que la separación entre los diferentes láseres sintonizables sea de 0.78 nm dando como resultado una separación entre muestras de 73 ps. Sin embargo, se debe tener en cuenta el contenido espectral finito de la corriente de entrada lo que provoca que haya que hacer algún ajuste sobre el espectro. Es por ello que, finalmente, la separación entre los láseres es de 0.74 nm de manera que el retardo entre muestras sea 69 ps fijando el máximo de la función de transferencia del filtro fotónico equivalente en 7.25 GHz.

En primer lugar, se implementa un monociclo usando dos láseres con potencias de salida idénticas que se introducen en cada uno de los moduladores EOM1 y EOM2. De este modo, los coeficientes del filtro fotónico equivalente son [1, -1] dando lugar a la función de transferencia que se muestra en la Fig. 4.3(a), donde las componentes entorno a banda base se han eliminado satisfactoriamente.

A continuación, las Figs. 4.3(b) y 4.3(c) presentan la forma de onda temporal del monociclo generado y su correspondiente espectro eléctrico. Como se puede observar, el espectro de la señal generada viene determinado por la función de transferencia del filtro fotónico equivalente.

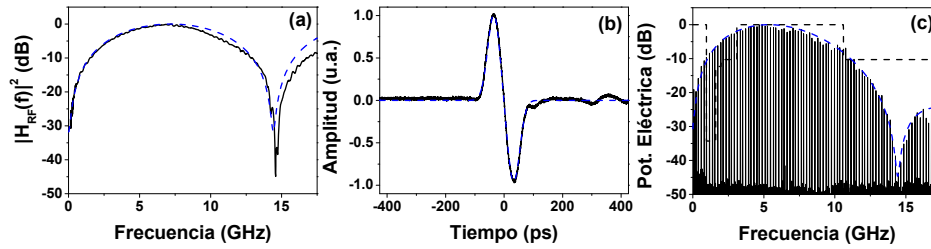


Figura 4.3. Resultados experimentales (línea negra) y teóricos (línea azul discontinua) de (a) la función de transferencia, (b) forma de onda y (c) su correspondiente espectro de la potencia eléctrica para un monociclo. En (c) se ha incluido la máscara de la FCC en línea discontinua.

A continuación, se genera un doblete utilizando tres láseres cuyas potencias de salida se ajustan para obtener unos coeficientes del filtro fotónico equivalente $[0.5, -1, 0.5]$ donde el láser central se ha introducido en el modulador asociado a los coeficientes negativos y los láseres adyacentes en el modulador relacionado con los coeficientes positivos. En la Fig. 4.4(a) se muestra la función de transferencia correspondiente al filtro fotónico equivalente. En este caso, la componente en banda base ha sido eliminada. La forma de onda generada y su correspondiente espectro eléctrico se muestran en las Figs. 4.4(b) y 4.4(c), respectivamente. De nuevo, el espectro de la señal generada viene determinado por la función de transferencia del filtro equivalente.

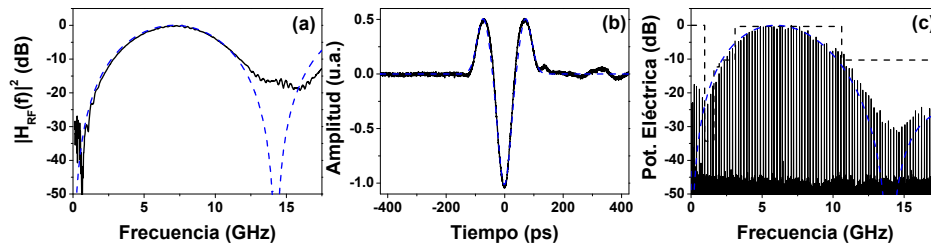


Figura 4.4. Resultados experimentales (línea negra) y teóricos (línea azul discontinua) de (a) la función de transferencia, (b) forma de onda y (c) su correspondiente espectro de la potencia eléctrica para un doblete. En (c) se ha incluido la máscara de la FCC en línea discontinua.

En los casos de la Fig. 4.3 y 4.4 se han añadido los resultados teóricos obtenidos mediante simulaciones numéricas pudiendo destacar el excelente grado de concordancia que tienen con los resultados experimentales. En las Figs. 4.3(c) y 4.4(c), se ha incluido la máscara de la FCC y como se puede observar, ni el monociclo ni el doblete cumplen con los requerimientos espectrales. Así pues, es necesario reducir la potencia de dichas señales para cumplir con los requerimientos

de la máscara lo que disminuiría la distancia de cobertura que pueden alcanzar al ser radiadas. No obstante, el sistema propuesto permite implementar un gran número de coeficientes tanto positivos como negativos incrementando el número de láseres. De este modo, se pueden conseguir pulsos UWB de orden superior que puedan adaptarse mejor a los requerimientos de la FCC.

En este caso, se seleccionan cuatro láseres cuyas potencias se ajustan para que el filtro fotónico equivalente tenga como coeficientes $[-0.35, 1, -1, 0.35]$. Los láseres impares se han introducido en el modulador polarizado en pendiente lineal negativa y los pares en el de pendiente positiva. La función de transferencia obtenida se muestra la Fig. 4.5(a) donde se consigue un mayor rechazo de las componentes en banda base de 0 a 2 GHz. La forma de onda generada mediante esta configuración del filtro fotónico equivalente aparece en la Fig. 4.5(b) y su correspondiente espectro eléctrico en potencia en la Fig. 4.5(c). Como se puede observar, mediante la optimización de los coeficientes del filtro fotónico equivalente el contenido espectral de la forma de onda cumple las especificaciones de la FCC sin necesidad de reducir la potencia transmitida. De este modo, es posible mejorar la eficiencia del sistema en términos de densidad espectral de potencia.

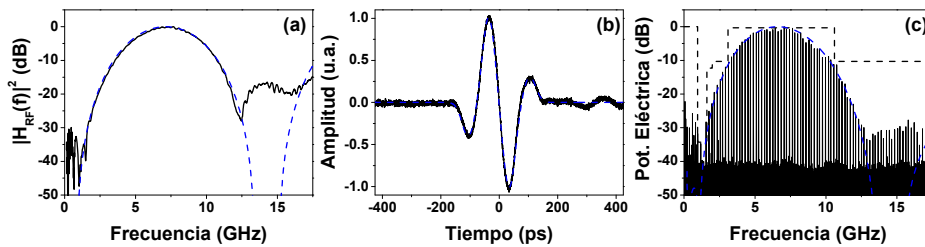


Figura 4.5. Resultados experimentales (línea negra) y teóricos (línea azul discontinua) de (a) la función de transferencia, (b) forma de onda y (c) su correspondiente espectro de la potencia eléctrica para un pulso de orden superior. En (c) se ha incluido la máscara de la FCC en línea discontinua.

Como se puede observar en los diferentes ejemplos mostrados, los resultados experimentales presentan una gran concordancia con las simulaciones teóricas. A partir del análisis teórico se puede deducir como se vio en el capítulo 3 que es necesario tener en cuenta el pulso de entrada para poder comprender esta estructura. Por tanto, este es un claro ejemplo de un esquema de procesamiento de una señal incoherente mediante un elemento dispersivo para generación de formas de onda que no podría ser abordado a través de una aproximación mapeo incoherente frecuencia-a-tiempo.

La flexibilidad del sistema propuesto permite su adaptación a un gran número de formatos de modulación utilizados en las comunicaciones UWB en comparación con otras estructuras estáticas que únicamente van dirigidas a un formato de modulación concreto [2, 4, 5]. En primer lugar, las modulaciones de amplitud PAM y OOK (*Pulse Amplitude Modulation* y *On-Off Keying*) se pueden implementar de forma sencilla mediante el control de la amplitud de los pulsos a

través de la potencia óptica de los láseres. Además, existe la posibilidad de introducir atenuadores ópticos variables en el sistema con velocidades de transición elevadas de forma que se puedan alcanzar tasas de comunicación mayores. Por otra parte, se tienen modulaciones por formas de pulsos PSM (*Pulse Shape Modulation*) donde cada estado de la modulación se encuentra asociado a una forma de onda determinada. En este sentido, el control de potencia de los láseres y de la polaridad de los pulsos con los moduladores permite cambiar la forma de onda generada en cada caso. En la Fig. 4.1, se han incluido un conjunto de conmutadores a la salida de los láseres que permitiría asociar una muestra óptica a uno u otro modulador dependiendo del estado del mismo. De este modo, sería posible implementar una modulación con dos estados asociando un monociclo (Fig. 4.3(b)) y un doblete (Fig. 4.4(b)) a cada uno de ellos.

No obstante, los formatos de modulación que mayor interés han despertado en los últimos tiempos dentro de las comunicaciones UWB se corresponden con una modulación binaria de fase BPM (*Bi-Phase Modulation*) y una modulación por posición de pulsos PPM (*Pulse Position Modulation*) [2]. En primer lugar, para el caso de BPM, la información binaria se codifica a través de la polaridad de los pulsos. En este sentido, el sistema propuesto en la Fig. 4.1 se puede adaptar de dos formas distintas a este formato de modulación. Por una parte, el punto de polarización de los moduladores se puede modificar para operar las regiones lineales opuestas. Por otra parte, la introducción de los conmutadores en el sistema permitiría invertir la polaridad de la forma de onda generada modificando el estado de los mismos de modo que cambie el modulador con el que se encuentra relacionado un determinado láser. En la Fig. 4.6, se muestran los pulsos originales implementados previamente para el caso, del monociclo, doblete y pulso de orden superior, así como sus correspondientes sus formas de onda invertidas.

Finalmente, la modulación por posición de pulsos (PPM), donde cada estado de la modulación se corresponde con una posición temporal respecto de una referencia [4], también se puede implementar con el sistema propuesto. Como se ha comentado previamente, el retardo que sufren las muestras ópticas en este sistema, para una dispersión dada, depende de la longitud de onda de emisión de los láseres. Para generar las diferentes formas de onda que se han mostrado en los ejemplos anteriores, se ha controlado la diferencia entre dichas longitudes de onda. Sin embargo, de forma intuitiva se puede comprender que si se modifican las diferentes longitudes de onda asociadas a una forma de onda un determinado $\Delta\lambda$, la señal resultante también se verá desplazada en el tiempo. En la Fig. 4.6(d), se muestra el monociclo generado previamente, con una separación entre longitudes de onda de 0.74 nm. Utilizando los láseres sintonizables, es posible modificar simultáneamente la longitud de onda de las dos portadoras ópticas que lo conforman. En este sentido, en las Fig. 4.6(e) y 4.6(f) se muestran las formas de onda obtenidas cuando la longitud de onda de ambas portadoras ópticas ha sido disminuida e incrementada 1.07 nm, respectivamente. De acuerdo con la dependencia lineal existente entre el retardo temporal y longitud de onda de las portadoras ópticas, para la dispersión que se está utilizando en este caso, una variación de 1.07 nm supone un desplazamiento temporal de 100 ps.

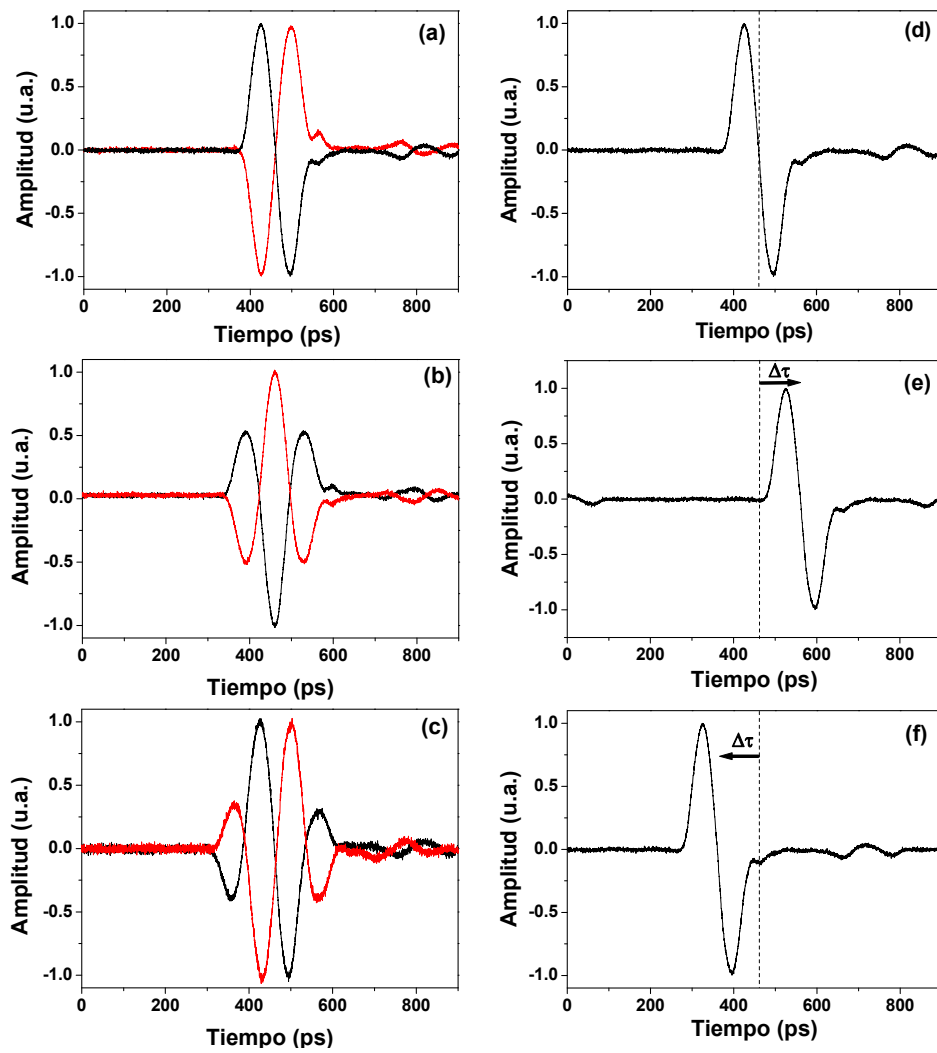


Figura 4.6. Pulsos originales (línea negra) e invertidos (línea roja) para (a) monociclo, (b) doblete y (c) pulso de orden superior. (d) Monociclo de referencia y monociclo desplazado (e) positivo y (f) negativo para una sintonización de la longitud de onda de 1.07 nm.

La flexibilidad de la estructura mostrada en este apartado permite su adaptación a redes con asignación dinámica de la capacidad. En los sistemas UWB-sobre-fibra, la señal se distribuye por fibra óptica con el fin de aumentar el área de cobertura [6]. No obstante, la distribución de la señal en dichos entornos hace que la dispersión de la fibra pueda afectar a la forma de onda. La capacidad de reconfiguración del sistema ha permitido la adaptación de la estructura bajo estudio para diferentes longitudes de enlaces de fibra compensando la dispersión mediante una línea de retardo variable. En concreto, este hecho se ha demostrado para el caso de un monociclo [7].

4.1.2. Estructura con fuente ancha ranurada mediante AWG's.

En el esquema anterior, el hecho de incrementar el número de coeficientes del filtro fotónico equivalente implica tener que aumentar el número de coeficientes o muestras equivalentes considerablemente. Una forma de conseguir un mayor número de fuentes ópticas consiste en realizar el ranurado de una fuente óptica ancha. En este sentido, se pueden encontrar estructuras donde se realiza el ranurado de una fuente ancha a través de la concatenación de distintos AWGs [8, 9]. En la Fig. 4.7, se muestra el esquema experimental utilizado en este apartado [10].

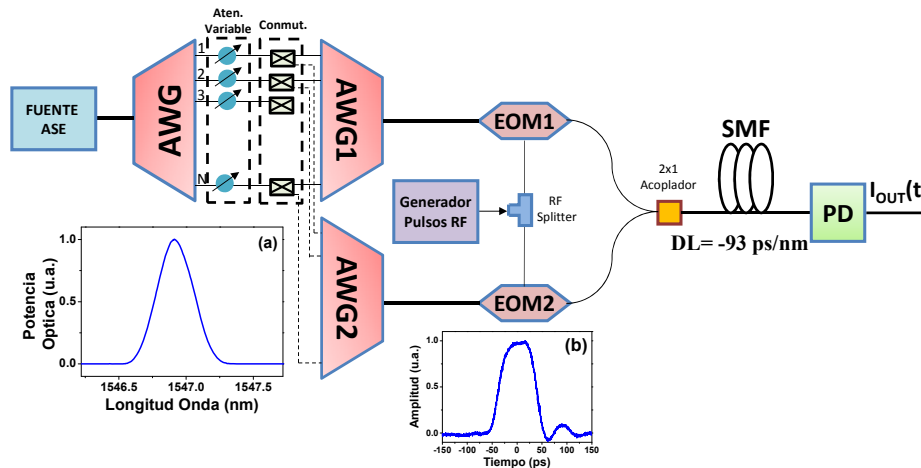


Figura 4.7. Implementación experimental de un generador de IR-UWB de orden superior a través un filtro fotónico de microondas con coeficientes positivos y negativos mediante el uso de moduladores con respuestas complementarias (PD: fotodetector). (a) Espectro óptico de un canal tras los dos AWG's y (b) pulso eléctrico de entrada al sistema.

Como se puede observar, la parte que no engloba a la distribución espectral de potencia del sistema es similar a la utilizada en el apartado anterior. En este caso, la señal óptica proveniente de una fuente óptica incoherente se demultiplexa utilizando el primer AWG en canales centrados a distintas longitudes de onda que se introducen de nuevo en otro AWG donde se vuelven a unir dichos canales para pasar a uno de los dos moduladores. Se hacen uso de dos AWG's diferentes -AWG1 y AWG2- para agrupar los canales según se relacionen con un coeficiente positivo o negativo del filtro fotónico equivalente introduciéndolos en cada uno de los moduladores -EOM1 y EOM2-. En esta ocasión, el valor de los coeficientes dependerá de las pérdidas asociadas a de cada uno de eso canales. Por ello, se introducen atenuadores variables tras la demultiplexación de forma que se puedan controlar las amplitudes individualmente. Además, en este punto se puede destacar la posibilidad de introducir conmutadores ópticos en el sistema que permitan seleccionar el modulador con el que se va relacionar cada canal y de esta manera seleccionar también la polaridad del coeficiente asociado. Del mismo modo que en la estructura anterior, se utiliza un bloqueo DC para eliminar la componente de continua de las diferentes formas de onda generadas.

La diferencia principal de esta propuesta con el caso anterior estriba en cada una de las fuentes individuales. En la estructura previa se trataba de un conjunto de láseres cuya distribución espectral de potencia era lorentziana según la expresión (3.28) y con una anchura de línea de unos 100 MHz. Sin embargo, ahora como resultado de atravesar los dos AWG's, el resultado es que cada una de las fuentes individuales se puede considerar como una Gaussiana dada según:

$$S_{n,k}(\omega) = P_n e^{-\left(\frac{\omega - \omega_{n,k}}{\delta\omega_0}\right)^2} \quad (4.1)$$

donde ω_n es la frecuencia central de cada canal, $\delta\omega_0$ la anchura al atravesar sendos AWG's, P_n la potencia total del canal y el subíndice k que hace referencia al modulador en que se introduce la muestra correspondiente.

En la implementación experimental del sistema se han utilizado AWG's de 1x40 canales equiespaciados 100 GHz (0.8 nm) según el estándar de la ITU y con un ancho de banda óptico de 0.4 nm. En la Fig. 4.7(a) se muestra, como ejemplo, un canal centrado en 1546.92nm cuando atraviesa los dos AWG's y cuya anchura de banda óptico ($\delta\omega_0$) tras la concatenación es de 0.28 nm. Para los resultados experimentales que se van a presentar a continuación se ha hecho uso de 5 canales centrados en 1546.12, 1546.92, 1547.72, 1548.52 and 1549.32 nm. En la Fig. 4.7(b) se muestra el pulso eléctrico utilizado como entrada eléctrica de cada modulador con una duración del pulso de 95 ps. Como elemento dispersivo se ha mantenido el enlace de fibra óptica monomodo (SMF) de 5.43 Km caracterizado por una dispersión de primer orden de -22 ps²/km en torno a los 1550 nm. De este modo, el retardo introducido entre las distintas muestras de la señal óptica se corresponde con unos 75 ps. Para conseguir, que la función de transferencia del filtro fotónico equivalente se sitúe en el centro de la máscara de la FCC, el retardo introducido debería ser de 73 ps. Por tanto, con este sistema se está consiguiendo una buena aproximación al objetivo deseado de centrar la función de transferencia del filtro fotónico equivalente en el centro de la máscara (6.85 GHz).

Del mismo modo que en el apartado anterior, el control de la señal generada mediante la respuesta en frecuencia del filtro fotónico implica conocer la corriente equivalente de entrada del sistema, $I_{IN}(t)$. Así pues, en las Figs. 4.8(a) y 4.8(b), se han representado la respuesta temporal del modulador $|h_{mod,k}(t)|^2$ y dicha corriente $I_{IN,k}(t)$ cuando se utiliza una fuente láser centrada en 1546.92 nm como entrada al modulador positivo y negativo, respectivamente. En trazo de color negro se presentan los pulsos medidos directamente a la salida de los moduladores; por tanto, corresponden a $|h_{mod,k}(t)|^2$. Además, se ha representado conjuntamente la corriente de entrada $I_{IN,k}(t)$ obtenida a la salida del elemento dispersivo en trazo rojo. En ambos casos, las amplitudes de los pulsos obtenidos han sido normalizadas a la unidad con el fin de no tener en cuenta las pérdidas producidas en la propagación a lo largo del elemento dispersivo. Como se puede comprobar, ahora la anchura temporal tanto para el caso positivo (65 ps) como el negativo (66 ps) coinciden dado que la condición (3.33) se satisface y dichos pulsos no se ven afectados por la

dispersión en términos de ensanchamiento. Además, en la Fig. 4.8 se han incluido los espectros en potencia correspondientes a la corriente equivalente de entrada al filtro, $|I_{IN,k}(\Omega)|^2$, en cada modulador.

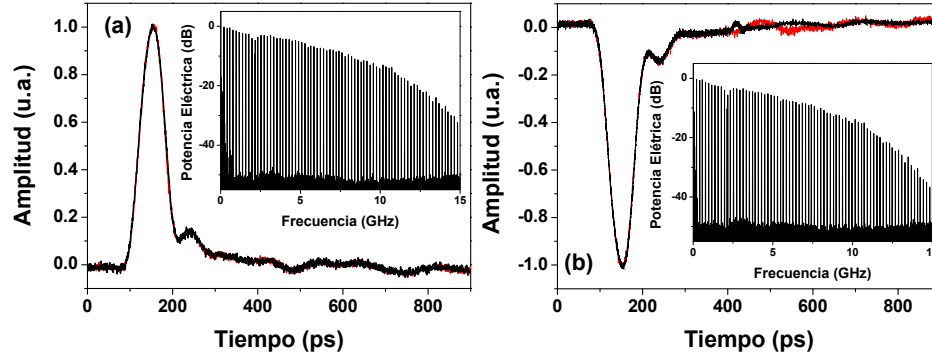


Figura 4.8. Pulsos fotodetectados obtenidos previa (línea negra) y posteriormente (línea roja) al elemento dispersivo para el modulador positivo (a) y negativo (b) considerando un canal centrado en 1546.92 nm. Espectros de $|I_{IN,k}(t)|^2$ incluidos en el interior de cada figura.

El hecho de poder incrementar el número de coeficientes del filtro permite generar pulsos IR-UWB de órdenes superiores a los mostrados en el apartado anterior. Estos pulsos de orden superior suponen una solución muy interesante dentro de las comunicaciones UWB ya que presentan una mayor eficiencia para cumplir la máscara de la FCC en términos de la densidad espectral de potencia. Los pulsos UWB de orden superior, típicamente, se encuentran relacionados con las derivadas de orden superior de una forma de onda Gaussiana. De hecho, el caso del monociclo y el doblete mostrados en el apartado anterior se corresponden las derivadas de primer y segundo orden [11]. De esta forma, tomando como definición de una forma de onda Gaussiana $g(t) = \exp(-(t/T)^2)$, la derivada de orden n viene dada por:

$$g^n(t) = (-1)^n \frac{1}{T^n} H_n\left(\frac{t}{T}\right) g(t) \quad (4.2)$$

donde T es la anchura del pulso y $H_n(t)$ se corresponde con el polinomio de Hermite de orden n . A partir de la expresión (4.2), para las condiciones experimentales de este apartado respecto de la anchura temporal de la corriente de entrada equivalente y el retardo sufrido por los pulsos según la dispersión y la separación de los canales, es posible obtener los pulsos UWB de orden superior. En la Fig. 4.9(a) se representan las formas de onda teóricas considerando hasta la derivada de orden 4. Los espectros eléctricos correspondientes a estas formas de onda aparecen en la Fig. 4.9(b). En dicha gráfica, la potencia eléctrica se ha reducido para cumplir con los requerimientos espectrales de la FCC para cada uno de los pulsos. Como se puede observar, a medida que se incrementa el orden de las formas de onda se realiza un aprovechamiento más eficiente del espectro disponible para las transmisiones UWB.

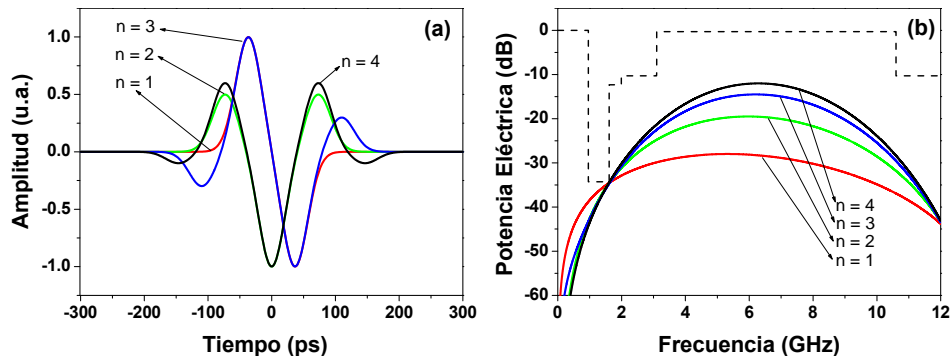


Figura 4.9. (a) Formas de onda teóricas. (b) Espectros correspondientes en potencia eléctrica para pulsos de primer ($n = 1$), segundo ($n = 2$), tercer ($n = 3$) y cuarto ($n = 4$) orden. En (b) se ha añadido en línea discontinua la máscara de la FCC.

A continuación, se muestran los resultados experimentales obtenidos a partir de la implementación de las formas de onda de la Fig. 4.9. En los diferentes casos obtenidos, los canales se han seleccionado de manera consecutiva. Del mismo modo que en el apartado anterior, con el fin de comprobar el funcionamiento del sistema, en primer lugar, se han obtenido los pulsos tradicionales UWB, monociclo y doblete. Para la implementación de un monociclo se han utilizado dos canales con potencias ópticas idénticas tal y como aparecen en la Fig. 4.10(a). Haciendo que cada muestra pase por un modulador distinto (EOM1 y EOM2), los coeficientes del filtro fotónico equivalente que resulta se corresponden con $[-1, 1]$. La señal resultante y su correspondiente espectro eléctrico se muestran en las Fig. 4.10(b) y 4.10(c), respectivamente. La siguiente forma de onda implementada es un doblete donde se hace uso de tres canales ajustando las potencias de los canales (Fig. 4.10(d)) y seleccionando el modulador al que van dirigidos para que el filtro fotónico equivalente tenga coeficientes $[0.5, -1, 0.5]$. La forma de onda y su correspondiente espectro se pueden observar en las Figs. 4.10(e) y 4.10(f), respectivamente. Como se puede observar a partir del espectro eléctrico, tanto el monociclo como el doblete no cumplen con la máscara de la FCC, especialmente alrededor de la banda de 0.96 - 1.61 GHz (servicio GPS). Este hecho hace que sea necesario reducir la amplitud de la densidad espectral de potencia de la señal para cumplir los requerimientos espectrales de la FCC.

La flexibilidad del sistema propuesto en la Fig. 4.7 permite el incremento del orden de los pulsos. Así pues, se han generado pulsos de tercer y cuarto orden, que reciben el nombre de triplete y cuadrete, respectivamente. En el caso del triplete se hacen uso de cuatro canales que se introducen de forma alternativa en cada uno de los moduladores. Los coeficientes del filtro fotónico equivalente tras el correspondiente ajuste de las potencias de cada canal serán $[-0.3, 1, -1, 0.3]$ dando como resultado una densidad espectral de potencia de fuente equivalente como la que aparece en la Fig. 4.10(g). De nuevo, se muestra la forma de onda obtenida con su correspondiente espectro eléctrico en las Figs. 4.10(h) y 4.10(i), respectivamente. Como se puede observar, en este caso prácticamente se cumplen los requerimientos

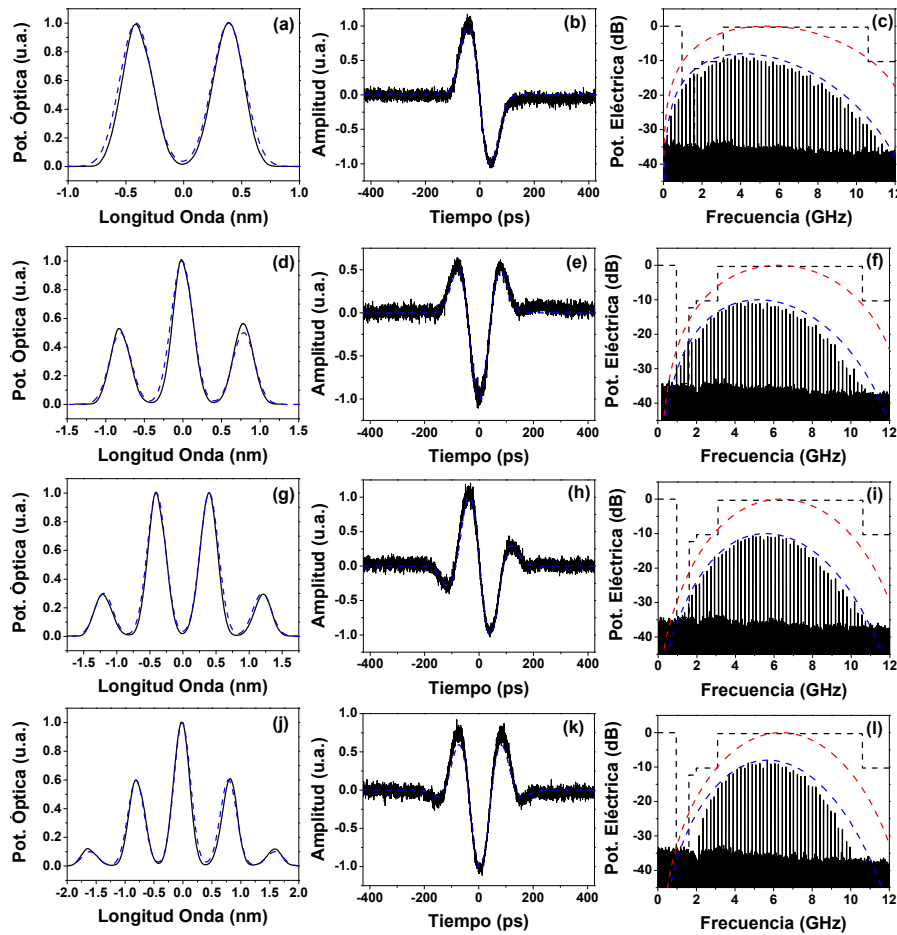


Figura 4.10. Resultados experimentales (línea negra) y teóricos (línea azul discontinua) de la densidad espectral de potencia de la fuente óptica, forma de onda generada y correspondiente para monociclo (a), (b) y (c); doblete (d), (e) y (f); triplete (g), (h) y (i); cuadrete (j), (k) y (l), respectivamente. Función de transferencia del filtro fotónico equivalente (línea discontinua roja) y máscara de la FCC añadidas a la gráfica de los espectros de potencia eléctrica.

espectrales de la FCC. Finalmente, se ha generado un cuadrete utilizando cinco canales con un ajuste en sus respectivas potencias tal y como se muestran en la Fig. 4.10(j). De nuevo, se introducen alternativamente en cada uno de los moduladores para dar como resultado un filtro fotónico de microondas con unos coeficientes positivos y negativos $[-0.1, 0.6, -1, 0.6, -0.1]$. La forma de onda resultante aparece en la Fig. 4.10(k). En la Fig. 4.10(l) se muestra el espectro eléctrico en el que se puede observar como ahora la banda de frecuencias 0.96 - 1.61 GHz se encuentra libre del contenido espectral de la señal cumpliéndose con los requerimientos espectrales de la FCC y estando únicamente limitados por el nivel de ruido. En los diferentes ejemplos mostrados en la Fig. 4.10 se ha incorporado la función de transferencia del filtro fotónico equivalente obtenida mediante simulaciones

numéricas. Como se puede observar los espectros correspondientes a las señales generadas vienen determinados por las respuestas del filtro. Además, se han incorporado a la Fig. 4.10 los resultados teóricos que muestran enorme grado de concordancia con las medidas experimentales.

Por tanto, se ha demostrado experimentalmente la flexibilidad del sistema para la generación de formas de onda UWB de orden superior. Este hecho permite a los pulsos generados cumplir con la máscara de la FCC evitando la reducción de potencia de la señal y, así, conseguir una solución eficiente en términos de densidad espectral de potencia eléctrica.

Como en el caso anterior, para comprender esta estructura donde se realiza un ranurado de la fuente ancha a través de AWG's es necesario utilizar la aproximación de filtrado y no la de mapeo incoherente. Por otra parte, en principio, los esquemas con AWG's únicamente permitirían un ajuste discreto del retardo puesto que la separación entre canales está fijada por el propio demultiplexor, aunque sería posible incorporar elementos dispersivos sintonizables. Sin embargo, el hecho de generar la señal óptica de entrada a partir del filtrado de una única fuente ancha permite reducir la complejidad de realizar un control de la polarización para cada una de las muestras y garantizar la estabilidad en longitud de onda de cada muestra equivalente frente al esquema con láseres individuales.

4.1.3. Estructura con fuente ancha ranurada mediante un interferómetro Mach-Zehnder.

En este apartado se va a trabajar con un sistema cuya señal óptica de entrada se genera a partir del ranurado de una fuente ancha mediante un interferómetro Mach-Zehnder. En concreto, la estructura bajo estudio se corresponde con la analizada en el apartado 3.3 del capítulo anterior considerando un elemento dispersivo lineal [12]. Del mismo modo que en el apartado anterior, el ranurado de una fuente óptica ancha permite incrementar de forma sencilla el número de muestras del filtro fotónico equivalente. El estudio las capacidades de este filtro se ha realizado en [13].

En la Fig. 4.11 se muestra la implementación experimental del generador de formas de onda propuesto en este apartado. En primer lugar, el sistema parte de una fuente ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) con un ancho de banda de 80 nm centrada en torno a 1550 nm. Dicha fuente se introduce en un selector óptico de canales (*Optical Channel Selector*, OCS) centrado en 1546.9 nm con un total de 48 canales cada uno con un ancho de banda óptico de 0.8 nm. El conjunto formado por la fuente ASE y el OCS se considera como la fuente óptica del sistema y se caracteriza por una distribución espectral de potencia $P(\omega)$ con un ancho de banda óptico máximo de 38.4 nm, limitado por el OCS. La atenuación de cada canal del OCS se puede controlar de forma individual por lo que es posible controlar el perfil de $P(\omega)$. A continuación, la señal óptica se introduce en un interferómetro Mach-Zehnder (*Mach-Zehnder Interferometer*, MZI) formado por dos acopladores 2x1 y una línea de retardo variable (*Variable Delay Line*, VDL) que introduce un retardo diferencial ($\Delta\tau$) entre ambos brazos. La función de transferencia del interferómetro,

$T(\omega)$, viene dada por la expresión (3.41). A su salida, se obtiene la señal óptica ranurada con una periodicidad espectral ($\Delta\omega$) que se encuentra relacionada con el retardo diferencial ($\Delta\tau$) según $\Delta\omega = 2\pi/\Delta\tau$. Seguidamente, la señal óptica resultante se introduce en un modulador electro-óptico (EOM) donde se modula con un pulso eléctrico como el utilizado en el apartado 4.1.1. Además, del mismo modo que en los dos casos anteriores, la señal modulada se propaga a través de un enlace de fibra monomodo estándar SMF-28 de 5.43 km caracterizado por una dispersión de primer orden de $-22 \text{ ps}^2/\text{km}$ en torno a los 1550 nm. De este modo, la corriente de entrada equivalente al sistema $I_{IN}(t)$ se corresponde con la mostrada en la Fig. 4.2(a). Finalmente, la señal generada por el sistema se obtiene tras la fotodetección.

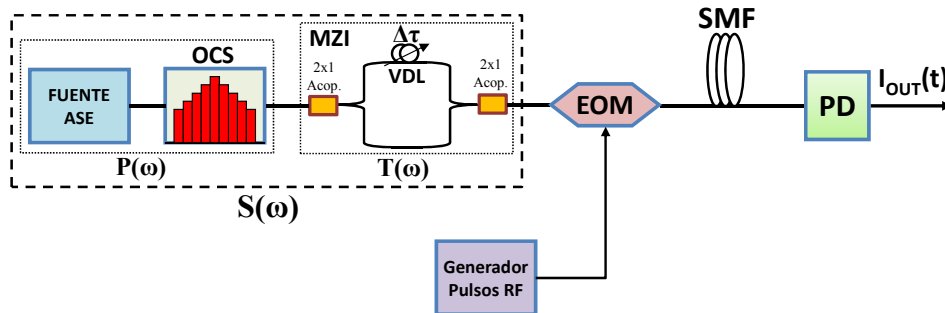


Figura. 4.11. Implementación experimental de un generador de formas de onda basado en el ranurado de una fuente ASE mediante un interferómetro Mach-Zehnder (MZI) y procesado con elemento dispersivo de primer orden. OCS: Selector Óptico de Canales (Optical Channel Selector), VDL: Línea de Retardo Variable (Variable Delay Line), PD: fotodetector.

Con el fin de comprobar el funcionamiento del sistema, en la Fig. 4.12 se presenta un ejemplo correspondiente a la generación de una subportadora eléctrica con envolvente uniforme. Para ello, en primer lugar, selecciona un perfil de fuente óptica uniforme con un ancho de banda de 8 nm como se muestra en la Fig. 4.12(a). El MZI se ajusta para introducir un retardo diferencial entre ambos brazos $\Delta\tau = 3 \text{ ps}$ dando como resultado la distribución de potencia a la entrada del modulador ($S(\omega)$) de la Fig. 4.12(b) que presenta una periodicidad de $\Delta\lambda = 2.75 \text{ nm}$. En la Fig. 4.12(c) se muestra la función de transferencia del filtro fotónico equivalente obtenida mediante simulaciones numéricas y el espectro eléctrico de la señal generada. Como se puede observar, el comportamiento espectral de la señal generada viene determinado por la respuesta en frecuencia del filtro. La señal presenta una componente en banda base y otra paso banda de acuerdo con la expresión (3.44) de la función de transferencia correspondiente a la estructura bajo estudio. En este caso, la banda de paso se encuentra centrada a la frecuencia 4 GHz y que viene dada por la periodicidad de $S(\omega)$ y la dispersión del sistema según (3.43). Del mismo modo, a partir de (3.46), el comportamiento de ambas bandas viene determinado por la distribución espectral de potencia de la fuente óptica $P(\omega)$ y que en este caso se corresponde con un seno cardinal. Finalmente, en la Fig. 4.12(d) se muestra la forma de onda generada que presenta un perfil uniforme de acuerdo con el espectro

determinado por la función de transferencia del filtro fotónico equivalente. Comparando con la Fig. 4.12(b), la intensidad de la señal generada se corresponde con la versión escalada de la distribución espectral de potencia de entrada al modulador. En este caso, se cumple la condición (3.19) por lo que la forma de onda resultante viene determinada por el primer término de (3.17) de forma que se puede considerar como un proceso de mapeo incoherente.

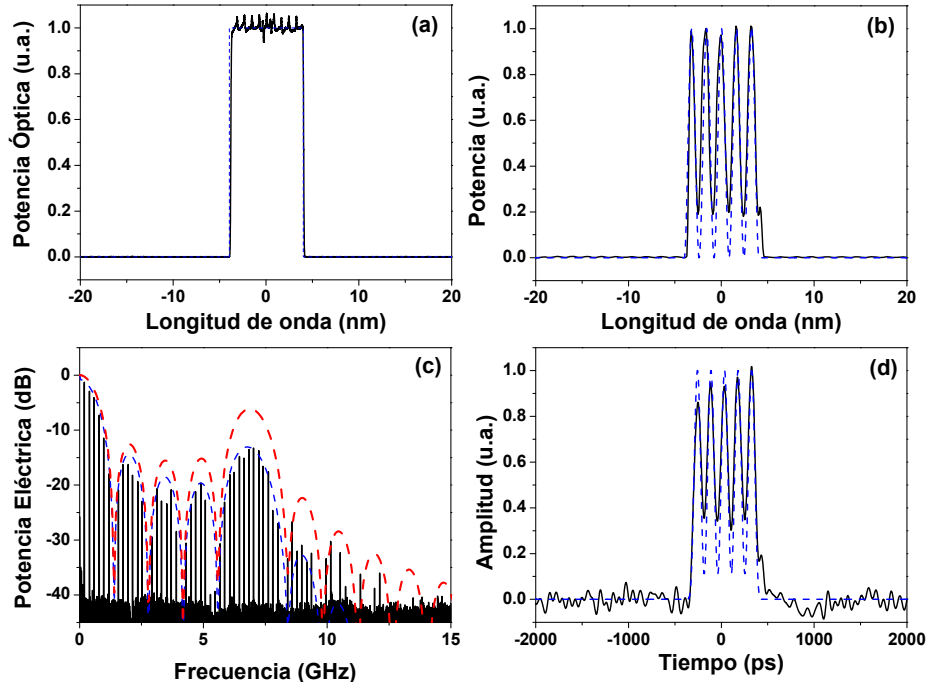


Figura 4.12. (a) Distribución espectral de potencia de la fuente $P(\omega)$ para un perfil uniforme de 8 nm, (b) señal óptica $S(\omega)$ a la salida del MZI, (c) espectro en potencia eléctrica de la señal obtenida y función de transferencia en del filtro fotónico equivalente (línea roja discontinua), (d) forma de onda generada. Resultados teóricos incorporados en línea azul discontinua.

A continuación, se presentan algunas de las principales propiedades del sistema como son la reconfigurabilidad y la sintonización de la señal generada. En primer lugar, se aborda la reconfigurabilidad mediante el ejemplo de la Fig. 4.13. Para ello, el esquema se va a adaptar a un tipo de señales concreto como son las utilizadas en las comunicaciones UWB Multibanda (ver capítulo 2). La principal limitación de esta tecnología se encuentra entorno a la banda de GPS (0.96-1.61 GHz) [2-6]. A partir del ejemplo mostrado en la Fig. 4.12, es necesario reducir el contenido en frecuencia de la señal entorno a dicha banda. Manteniendo el MZI se modifica la distribución espectral de la fuente a un perfil Gaussiano de 16 nm de ancho de banda óptico. La distribución espectral de potencia de la fuente y la de entrada al modulador se muestran en las Fig. 4.13(a) y 4.13(b), respectivamente. En la Fig. 4.13(c) se representa la función de transferencia del filtro fotónico

equivalente obtenida mediante simulaciones numéricas y el espectro eléctrico correspondiente a la señal generada. Como se puede observar, tanto la banda base como la banda de paso describen un comportamiento gaussiano. Además se ha reducido el contenido frecuencial entorno a la banda base lo que garantiza que las características espectrales de la señal generada cumplen las condiciones marcadas por la FCC. La forma de onda resultante se muestra en la Fig. 4.13(d) presentando una envolvente gaussiana de acuerdo con el perfil de fuente óptica seleccionado. Por tanto, es posible la reconfiguración de la forma de onda generada y de su espectro mediante el control de la fuente óptica que en este caso se lleva a cabo a través del selector óptico de canales.

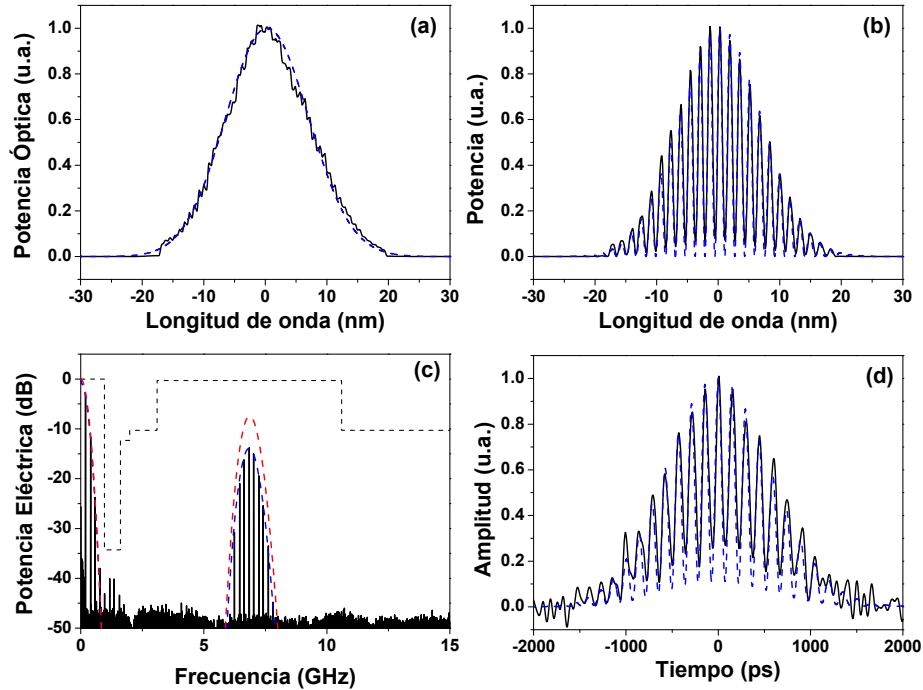


Figura 4.13. (a) Distribución espectral de potencia de la fuente $P(\omega)$ para un perfil Gaussiano de ancho de banda óptico a 3-dB de 16 nm, (b) señal óptica $S(\omega)$ a la salida del MZI, (c) Espectro en potencia eléctrica de la señal obtenida, función de transferencia en del filtro fotónico equivalente (línea roja discontinua) y máscara de la FCC (línea negra discontinua) y (d) forma de onda generada. Resultados teóricos incorporados en línea azul discontinua.

La sintonización de la frecuencia central de la señal generada es otra de las capacidades que presenta la estructura bajo estudio mediante el control del retardo óptico en el utilizando la línea de retardo variable. De este modo, manteniendo las condiciones experimentales del ejemplo anterior, se modifica el retardo $\Delta\tau$ para que tome los valores de 2.85 y 7.19 ps. Los espectros eléctricos de las señales generadas se muestran en la Fig. 4.14(a) y se corresponden con las bandas de paso sintonizadas entorno a 4 y 10 GHz, respectivamente, de acuerdo con la expresión (3.43). Las formas de onda asociadas a dichos espectros se representan en la Fig.

4.14(b) y 4.14(c), respectivamente. Además, en la Fig. 4.14(a) también se ha incluido el espectro correspondiente a la señal generada entorno a 7 GHz correspondiente al ejemplo anterior. De esta forma, para el caso de las comunicaciones UWB multibanda es posible sintonizar la frecuencia de la subportadora eléctrica generada dentro de la región definida a partir de los requerimientos espectrales de la FCC (3.1 - 10.6 GHz).

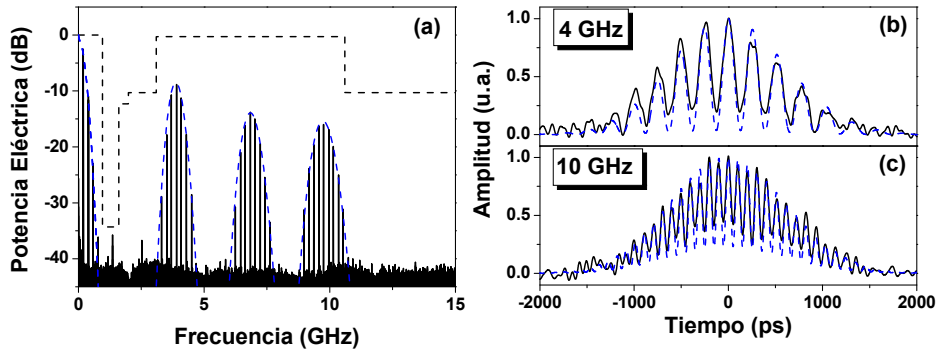


Figura 4.14. (a) Espectros eléctricos en potencia para señales sintonizadas en 4, 7 y 10 GHz utilizando una fuente óptica con distribución Gaussiana de ancho de banda a 3-dB de 16 nm. Máscara de la FCC en línea negra discontinua. (b) y (c) Formas de onda para las frecuencias de sintonización de 4 y 10 GHz, respectivamente. Resultados teóricos incorporados en línea azul discontinua.

Como se puede observar en la Fig. 4.14, la técnica de mapeo incoherente puede ser adecuada para comprender la forma de onda de la señal generada a bajas frecuencias. No obstante, la necesidad de considerar el pulso eléctrico de entrada realizada en el análisis teórico se pone de manifiesto cuando se trabajan a frecuencias altas. En este caso, la señal generada pierde visibilidad debido al efecto de la convolución del mapeo incoherente con el pulso de entrada dispersado.

4.1.4. Estructura con fuente ancha incorporando detección diferencial.

En esta sección se va a estudiar de forma experimental la estructura presentada en el apartado 3.4 donde se introduce un procesamiento adicional de la señal mediante una fotodetección balanceada. La implementación experimental del sistema se muestra en la Fig. 4.15 donde algunos de los elementos que aparecen se corresponden con los utilizados en el apartado anterior. La fuente óptica está compuesta por una fuente ASE y un selector óptico de canales y se utilizan el mismo pulso eléctrico y el mismo enlace de fibra óptica monomodo (SMF) como elemento dispersivo lineal. En este caso, la señal óptica se modula directamente mediante el pulso eléctrico y se propaga a través de la SMF. Al final del enlace de fibra se sitúa un interferómetro Mach-Zehnder formado, en este caso, por un acoplador 1x2 a la entrada y otro 2x2 a la salida con una línea de retardo variable para introducir el retardo diferencial entre ambos caminos ópticos. De este modo, se produce el ranurado de la señal óptica para obtener las diferentes muestras del filtro

fotónico equivalente. Finalmente, cada una de las salidas del MZI se conectan a los puertos de entrada de un fotodetector balanceado [14]. Como se apuntó en el capítulo anterior, este dispositivo realiza la detección de la señal óptica en cada uno de sus puertos de entrada y obtiene la diferencia entre ambas señales eléctricas.

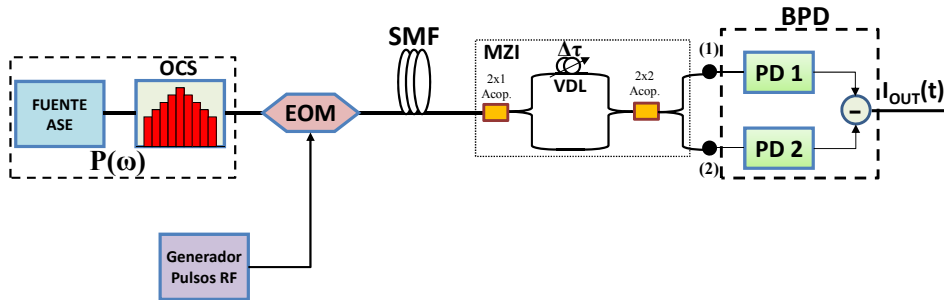


Figura 4.15. Implementación experimental de un generador de señales arbitrarias basado en un filtro paso-banda única con detección diferencial (BPD: Fotodetector Balanceado).

Del mismo modo que en el apartado anterior, el funcionamiento del sistema se va a mostrar a través de la generación de una señal con envolvente uniforme cuyos resultados se recogen en la Fig. 4.16. De nuevo, la distribución espectral de potencia de la fuente se ajusta a un perfil cuadrado con un ancho de banda óptico de 8 nm como se muestra en la Fig. 4.16(a). El retardo diferencial en el MZI se ajusta un valor de $\Delta\tau = 5.05$ ps dando como resultado la distribución espectral de la señal óptica que aparece en la Fig. 4.16(b) medida a la entrada del puerto 1 del BPD. En la Fig. 4.16(c) se muestra el espectro eléctrico de la señal generada cuando la detección se realiza únicamente por uno u otro puerto del BPD. Además en la Fig. 4.16(d) se representan las correspondientes formas de onda obtenidas cuando únicamente se conecta el puerto 1 del BPD (parte superior) y se conecta sólo el puerto 2 (parte inferior). Como se puede observar la polaridad de ambas formas de onda cambia según el puerto por el que se realice la detección debido a la operación diferencial que realiza el BPD. Los espectros de ambas señales son prácticamente idénticos y presentan un comportamiento similar al presentado en el apartado anterior ya que poseen una componente en banda base y otra paso banda, ambas de acuerdo con la distribución espectral de potencia de fuente seleccionada. Seguidamente, en la Fig. 4.16(e) se muestra el espectro de la señal generada cuando el sistema opera en régimen diferencial, con las dos señales ópticas de salida del interferómetro conectadas a los puertos de entrada 1 y 2 del BPD. En este caso, la componente en banda base de la señal ha sido eliminada de acuerdo con la expresión (3.58) sobre la función de transferencia del filtro fotónico equivalente de este sistema. En este caso, el espectro de la señal únicamente presenta la componente paso banda de acuerdo con la distribución espectral de potencia de la fuente. Por tanto, de nuevo la señal generada por la estructura propuesta viene determinada por la función de transferencia del filtro. La correspondiente forma de onda aparece en la Fig. 4.16(f). La intensidad de la señal generada describe un comportamiento uniforme como cabía esperar a partir de la expresión (3.59) de la

forma de onda generada por esta estructura. Desde el punto de vista temporal, comparando la Fig. 4.16(f) y 4.16(d), la componente continua de la señal ha sido eliminada. Por tanto, el esquema que incorpora detección diferencial, a partir de las dos salidas complementarias del interferómetro, permite la introducción de coeficientes positivos y negativos en el filtro fotónico equivalente. Del mismo modo que en el apartado anterior, dado que se cumple la condición (3.19) que la forma de onda generada viene determinada principalmente por el primer término de la convolución (3.59) de acuerdo con la aproximación de mapeo incoherente.

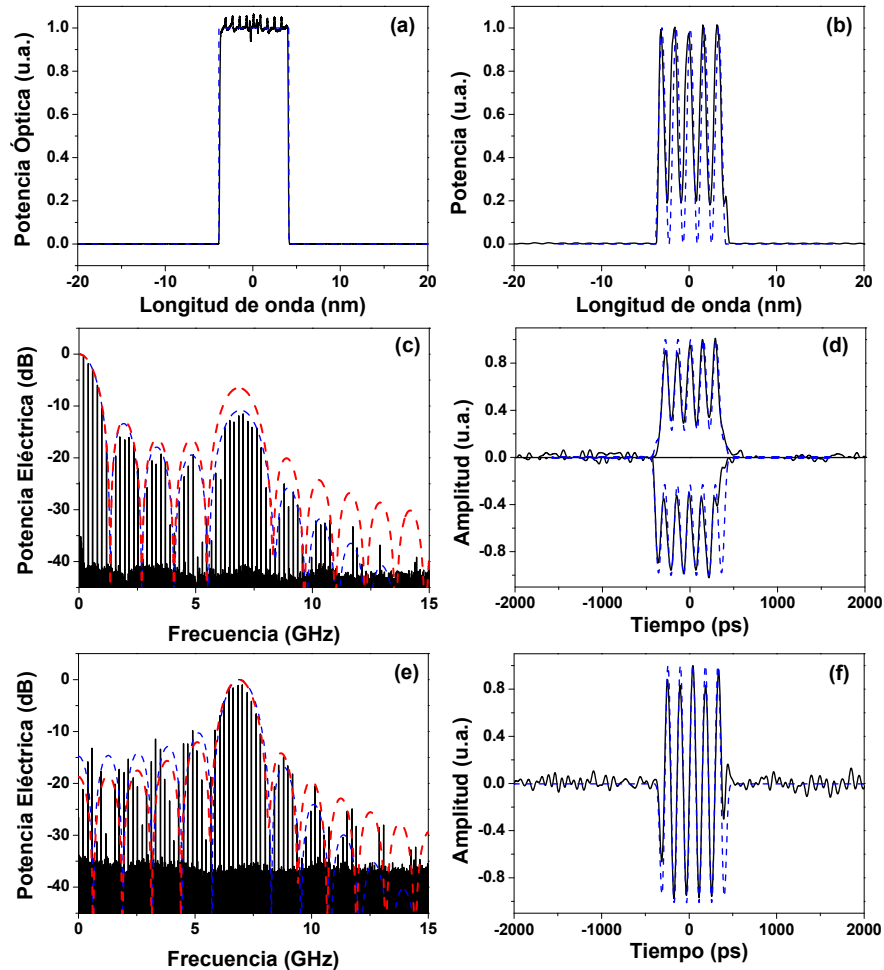


Figura 4.16. (a) Distribución espectral de potencia de la fuente $P(\omega)$ para un perfil uniforme de 8 nm, (b) señal óptica a la salida del MZI, (c) espectro en potencia eléctrica de la señal obtenida y función de transferencia del filtro fotónico equivalente (línea roja discontinua) y (d) forma de onda generada en puertos del BPD por separado. (e) Espectro en potencia eléctrica de la señal obtenida y función de transferencia en del filtro fotónico equivalente (línea roja discontinua) cuando y (f) forma de onda generada operando en régimen diferencial. Resultados teóricos incorporados en línea azul discontinua.

A continuación, con el fin de presentar las principales potencialidades del sistema, la estructura propuesta se ha adaptado a la generación de señales en comunicaciones UWB para un sistema de transmisión multibanda. Por tanto, se van obtener distintas subportadoras eléctricas dentro de la región espectral definida por la FCC. En primer lugar, se va a evaluar la posibilidad de reconfigurar la envolvente de la forma de onda resultante. En la Fig. 4.17, se muestra un ejemplo de señal generada con envolvente Gaussiana.

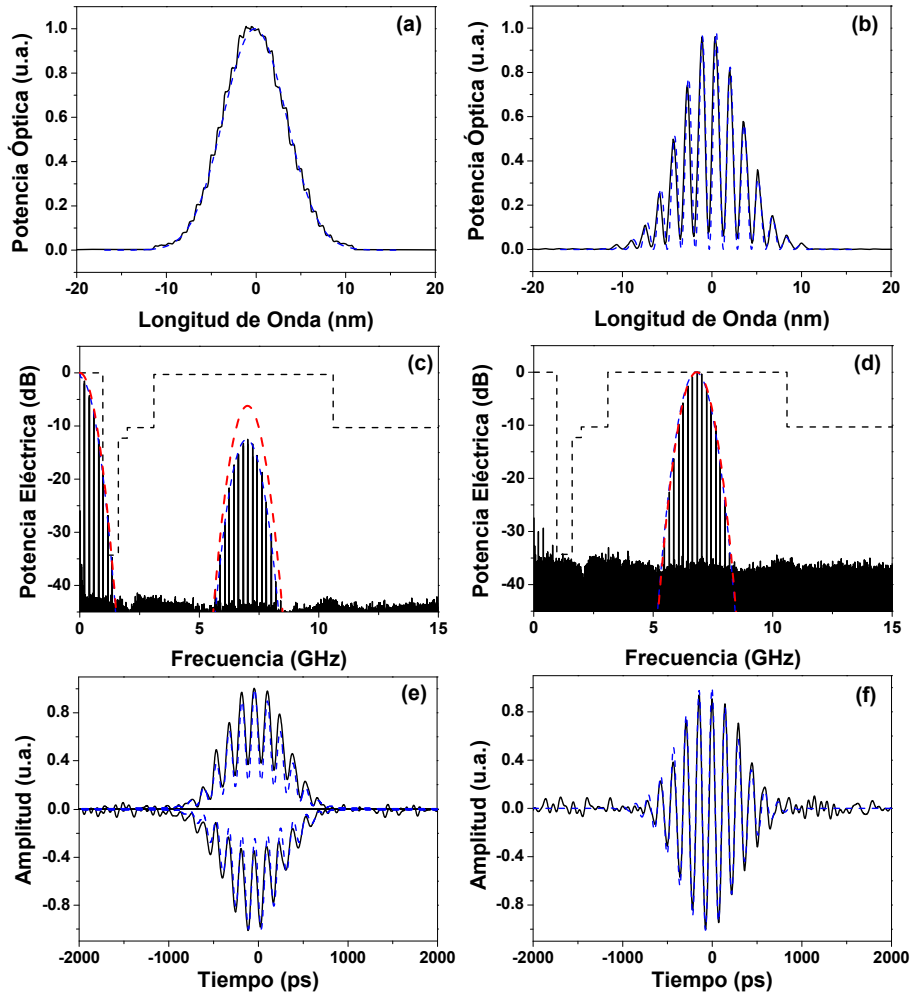


Figura 4.17. (a) Distribución espectral de potencia de la fuente $P(\omega)$ para un perfil Gaussiano de ancho de banda a 3-dB de 8 nm, (b) señal óptica a la salida del MZI, (c) y (d) espectro en potencia eléctrica de la señal obtenida, función de transferencia en del filtro fotónico equivalente (línea roja discontinua) y máscara de la FCC (línea negra discontinua) para una detección simple por cada puerto y una detección diferencial, respectivamente. (e) y (f) Forma de onda de la señal obtenida para una detección simple por cada puerto y una detección diferencial, respectivamente. Resultados teóricos incorporados en línea azul discontinua.

A partir de las mismas condiciones experimentales que en la Fig. 4.16, se modifica la distribución espectral de potencia de la fuente óptica a un perfil Gaussiano con un ancho de banda a 3 dB de 8 nm como aparece en la Fig. 4.17(a). Tras el MZI, el espectro de la señal óptica queda como se muestra en la Fig. 4.17(b) donde la periodicidad se mantiene según el retardo $\Delta\tau = 5.05$ ps. En las Figs. 4.17(c) y 4.17(e) se presentan el espectro eléctrico de la subportadora cuando se seleccionan los puertos de entrada del BPD de forma individual y sus correspondientes formas de onda, respectivamente. Como se puede observar, el comportamiento en ambos casos es similar con una banda base y una banda de paso centrada en torno a 6.85 GHz que describen una forma Gaussiana de acuerdo con la distribución espectral de potencia de la fuente. Además se ha incluido la máscara de la FCC y como se puede observar, la presencia de la banda base, en este caso, no permite cumplir con los requerimientos espectrales. En las Figs. 4.17(d) y 4.17(f) se presentan el espectro de la señal generada cuando el sistema trabaja en régimen diferencial y su correspondiente forma de onda, respectivamente. La componente en banda base ha sido eliminada cumpliendo con las condiciones espectrales marcadas por la FCC. Comparando estos resultados experimentales obtenidos con los de la Fig. 4.13 del apartado anterior, en este caso, es posible generar una subportadora eléctrica de acuerdo con los requerimientos espectrales disminuyendo el ancho de banda óptico de la fuente necesario. Por tanto, con este ejemplo se comprueba cómo mediante la fuente óptica se puede controlar la envolvente de la señal generada.

Finalmente, se va a mostrar la capacidad del sistema para sintonizar la frecuencia de la subportadora generada a través de los resultados de la Fig. 4.18. Para el caso de los sistemas UWB multibanda, el interés reside en poder cambiar la frecuencia central de dicha portadora dentro la región entre 3.1 y 10.6 GHz. Manteniendo la misma distribución espectral de la fuente óptica se modifica el retardo diferencial ($\Delta\tau$) introducido por el MZI para que sea 2.90 y 7.20 ps. Los espectros eléctricos en potencia correspondientes a las señales generadas se muestran la Fig. 4.18(a) centrados en torno a 4 y 10 GHz, respectivamente. Además, también se ha incluido el caso mostrado en la Fig. 4.17 con la banda sintonizada en 7 GHz. Las formas de onda de las subportadoras UWB multibanda generadas se muestran en las Figs. 4.18(c), 4.18(d) y 4.18(e) para las frecuencias de 4, 7 y 10 GHz, respectivamente. Como se esperaba, la forma de las señales presenta también un comportamiento Gaussiano dado que la distribución de potencia de la fuente óptica es Gaussiana. De acuerdo con la expresión (3.43), la frecuencia de la señal generada se puede controlar mediante el retardo diferencial introducido por la línea de retardo variable (VDL) en el MZI. En la Fig. 4.18(c), se muestra la relación que existe entre la frecuencia de la señal generada (\bullet) en función del retardo $\Delta\tau$, la curva teórica de acuerdo con la expresión (3.43) se ha añadido en línea discontinua. Como se puede observar existe una dependencia lineal entre ambas magnitudes con una pendiente de 1.37 GHz/ps y que se encuentra relacionado con la dispersión total (φ_2). La Fig. 4.19(b) también muestra el rango de retardo que se debe introducir para que la subportadora generada se encuentre dentro de la región de frecuencias correspondiente a las comunicaciones UWB desde 2.1 a 7.5 ps que se corresponden con 3.1 y 10.6 GHz, respectivamente.

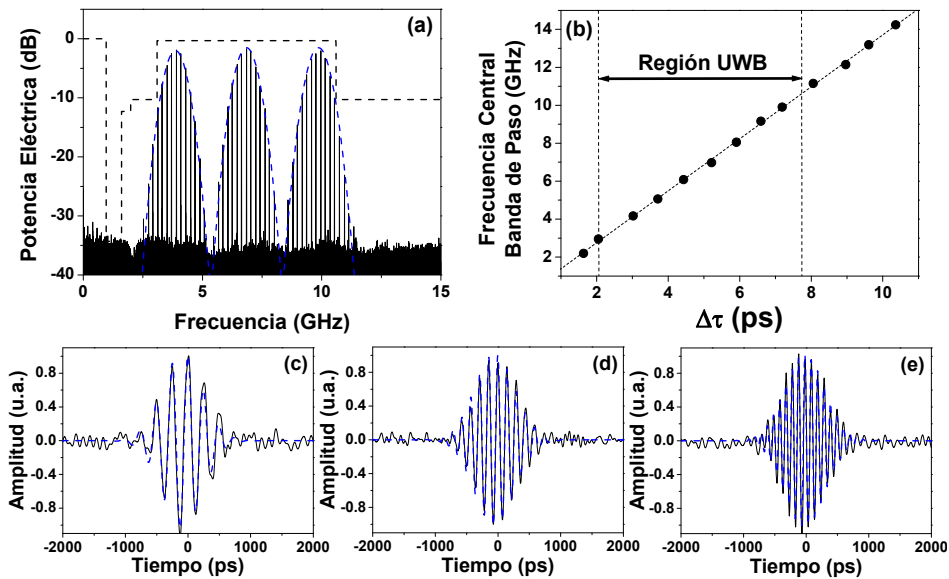


Figura 4.18. (a) Espectros eléctricos en potencia para señales sintonizadas en 4, 7 y 10 GHz utilizando una fuente óptica con distribución Gaussiano de ancho de banda a 3-dB de 8 nm. Máscara de la FCC en línea negra discontinua. (b) Relación entre la frecuencia central de la banda de paso del filtro fotónico equivalente y el retardo $\Delta\tau$ introducido por la VDL. Figuras (c), (d) y (e) formas de onda obtenidas cuando la señal sintoniza en 4, 7 y 10 GHz, respectivamente. Resultados teóricos incorporados en línea azul discontinua.

Por tanto, con el sistema propuesto es posible controlar la envolvente y la frecuencia de la señal generada mediante la distribución espectral de potencia de la fuente óptica y el retardo en el MZI, respectivamente. Además esta estructura incorpora detección diferencial que permite eliminar la componente en banda base de la señal resultante. Cabe destacar que los resultados teóricos incorporados en los diferentes ejemplos de señales mostrados en este apartado concuerdan los resultados obtenidos de manera experimental.

4.2. Generación de señales arbitrarias de microondas en régimen no-lineal.

4.2.1. Elementos dispersivos no lineales.

A lo largo del apartado anterior se han mostrado diferentes estructuras para la generación de señales de microondas considerando un elemento dispersivo caracterizado únicamente por la dispersión de primer orden (ϕ_2). En esta sección, se va a introducir la posibilidad de utilizar elementos dispersivos no-lineales, es decir,

que además presenten dispersión de segundo orden (φ_3). En concreto, se van a continuar utilizando enlaces de fibra con una longitud determinada como elementos dispersivos no lineales.

Como se vio en la sección 3.3.2, la expresión (3.48) permite distinguir dos regímenes de operación, lineal y no lineal, dependiendo de la relevancia de los efectos de la dispersión de segundo orden sobre un ancho de banda óptico determinado. Por tanto, para garantizar que el sistema trabaja en régimen no lineal se va a considerar una señal óptica con un ancho de banda suficiente como para que los efectos de la dispersión de segundo orden sean relevantes para el enlace de fibra considerado. Con el fin de mostrar este hecho experimentalmente se ha medido la anchura de la banda de paso del filtro fotónico equivalente a -10 dB (BW_{-10dB}) cuando se modifica el ancho de banda óptico de la fuente para un enlace de fibra óptica de 10 km y una frecuencia central de 5 GHz. Para ello, la distribución espectral de potencia de la fuente se ha ajustado a un perfil uniforme mediante el OCS y se ha variado su ancho de banda óptico en pasos de 3.2 nm. En la Fig. 4.19 se muestra la relación que existe entre ambos parámetros donde se pueden distinguir dos regiones de operación del sistema, lineal y no lineal, de forma similar a la evaluación teórica del sistema realizada en el capítulo anterior.

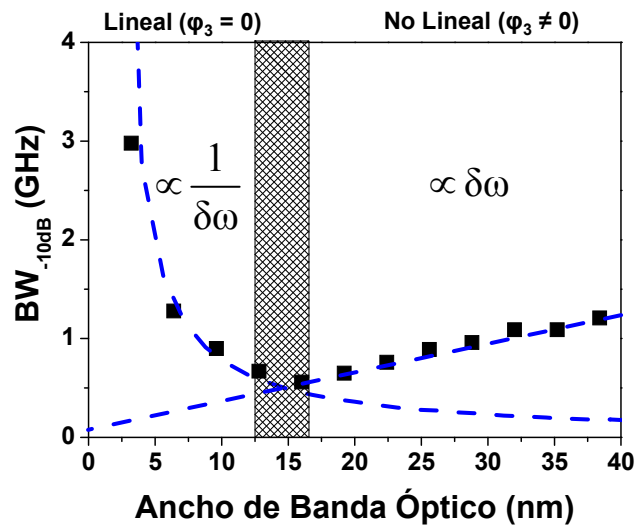


Figura. 4.19. Medida experimental (■) de la anchura de la banda de paso a -10 dB (BW_{-10dB}) frente al ancho de banda de la señal óptica de entrada para una frecuencia de diseño de 5 GHz y un enlace de fibra de 10 km. Aproximación teórica en región lineal y no lineal incluido en línea discontinua. Zona intermedia entre ambos regímenes sombreada.

En la región lineal, el ancho de la banda de paso se comporta de manera inversamente proporcional al ancho de banda óptico de la fuente ($\delta\omega$) tal y como ocurriría cuando el sistema no presentaba dispersión de segundo orden ($\varphi_3 = 0$). Por otra parte, cuando la técnica opera en el régimen no lineal y, por tanto, aparecen los efectos de la dispersión de segundo orden ($\varphi_3 \neq 0$), el ancho de banda eléctrico

crece proporcionalmente al ancho de banda óptico. La Fig. 4.19 muestra también en forma sombreada la región intermedia entre ambos regímenes de operación. En este caso, a partir de aproximadamente 17.5 nm de ancho de banda óptico de la fuente, la anchura de la banda de paso del filtro fotónico equivalente comienza a aumentar de forma lineal. De este modo, el sistema se encuentra operando en régimen no lineal ya que los efectos de la dispersión de segundo orden (ϕ_3) comienzan a afectar a la señal óptica de entrada. Así pues, en este apartado se va a trabajar con distribuciones espectrales de potencia cuyo ancho de banda óptico garantiza que el sistema opera en el régimen no lineal según la dispersión de segundo orden y la frecuencia central de la subportadora eléctrica generada cumpliendo con la condición (3.48).

Por otra parte, en este apartado se va a modificar la dispersión introducida en el sistema utilizando enlaces de fibra óptica monomodo estándar con distintas longitudes, en concreto, 10 y 20 km. Para realizar un adecuado control de la señal generada a través de la función de transferencia del filtro fotónico es necesario conocer la corriente equivalente de entrada del sistema, $I_{IN}(t)$, como se definió en el capítulo anterior. Como se vio en la expresión (3.22), dicha corriente equivalente depende de la dispersión introducida en el sistema. Por ello, en la Fig. 4.20 se ha representado la medida experimental de la respuesta del modulador $|h_{mod}(t)|^2$ y la corriente equivalente $I_{IN}(t)$ para longitudes de enlaces de fibra de 5, 10 y 20 km. En la Fig. 4.20(a) se muestra la medida experimental en el dominio temporal mientras que en la Fig. 4.20(b) se muestra su correspondiente espectro eléctrico cuando se utiliza una fuente láser centrada en 1546.92 nm. A partir de la Fig. 4.20, se puede observar que la anchura de pulso a la salida del modulador es de unos 65 ps mientras que el pulso a la salida del elemento dispersivo de 5, 10 y 20 km presenta una anchura de 65, 69 y 75 ps, respectivamente.

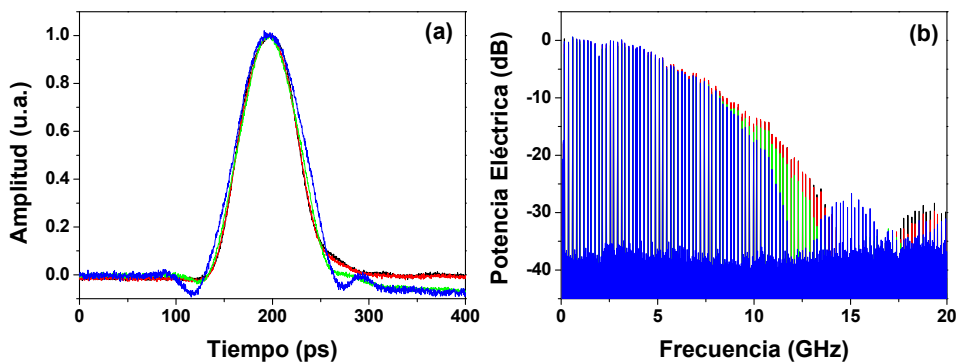


Figura. 4.20. (a) Pulsos normalizados y (b) espectros correspondientes para la respuesta del modulador $|h_{mod}(t)|^2$ (línea negra) y la corriente equivalente $I_{IN}(t)$ para enlaces de fibra con longitudes de 5 (línea roja), 10 (línea verde) y 20 km (línea azul).

Como se puede comprobar, el pulso correspondiente a la corriente equivalente para un enlace de 5 km no se ensancha temporalmente y, por tanto, tampoco se recorta espectralmente como ocurría cuando el sistema operaba en régimen lineal en el apartado anterior. Por el contrario, para los casos de 10 y 20 km,

la dispersión provoca que el pulso comience a ensancharse unos 4 ó 10 ps, respectivamente. En lo que se refiere a la potencia eléctrica de dichos pulsos que aparece en la Fig. 4.20(b), se puede observar como el espectro se ve recortado en dichos casos como consecuencia del ensanchamiento del pulso.

En principio, el ensanchamiento de los pulsos debido a la dispersión es un factor limitante puesto que implica una reducción del espectro eléctrico disponible para el sistema generador. Puesto que en el sistema propuesto no se puede compensar la dispersión para evitar este efecto, el sistema podría aumentar el rango de frecuencias introduciendo pulsos eléctricos con *chirp* [15].

4.2.2. Generador no lineal con detección diferencial.

La estructura con la que se va trabajar en este apartado se muestra en la Fig. 4.21 y que se corresponde con el filtro con *chirp* propuesto en [16] adaptado para la generación de señales de microondas. Como se puede observar, el sistema es similar al mostrado en el apartado 4.1.4 considerando en este caso que el enlace de fibra óptica monomodo (SMF) es un elemento dispersivo-no lineal caracterizado por unos parámetros de dispersión $\beta_2 = -22 \text{ ps}^2/\text{km}$ y $\beta_3 = 0.14 \text{ ps}^3/\text{km}$ a 1550 nm. De este modo, la dispersiones de primer y segundo orden introducidas en el sistema vendrán dadas por la longitud total de la SMF. Por otra parte, se considera como pulso eléctrico de entrada el mismo utilizado en el apartado 4.1.2. No obstante, en este caso el patrón del generador de pulsos eléctricos se modifica a un "1" y doscientos cincuenta y cinco "0" (para un total de 256 bits) manteniendo la tasa de transmisión en 12.5 Gb/s [17].

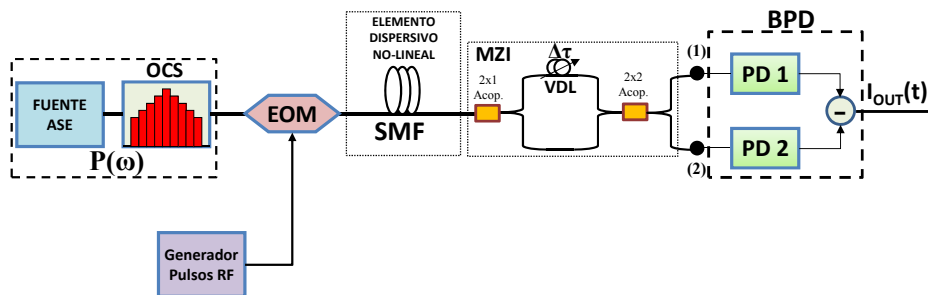


Figura 4.21. Implementación experimental de un generador de señales arbitrarias basado en un filtro paso-banda única con detección diferencial y procesado con elemento dispersivo no-lineal.

Con el fin de mostrar las capacidades del sistema operando en régimen no lineal se han generado diferentes pulsos con *chirp* controlando la densidad espectral de potencia de la fuente óptica, la dispersión y el retardo diferencial introducido en el MZI. En primer lugar, se ajusta el OCS para conseguir un perfil uniforme de la fuente óptica con un ancho de banda de 38.4 nm como se muestra en la Fig. 4.22(a). En este caso, se hace uso de un enlace de fibra de 10 km y el retardo diferencial en el MZI se ajusta un valor de $\Delta\tau = 7 \text{ ps}$. Además, se puede comprobar cómo para los

parámetros experimentales dados se satisface la ecuación (3.48) garantizando que el sistema opera en régimen no lineal.

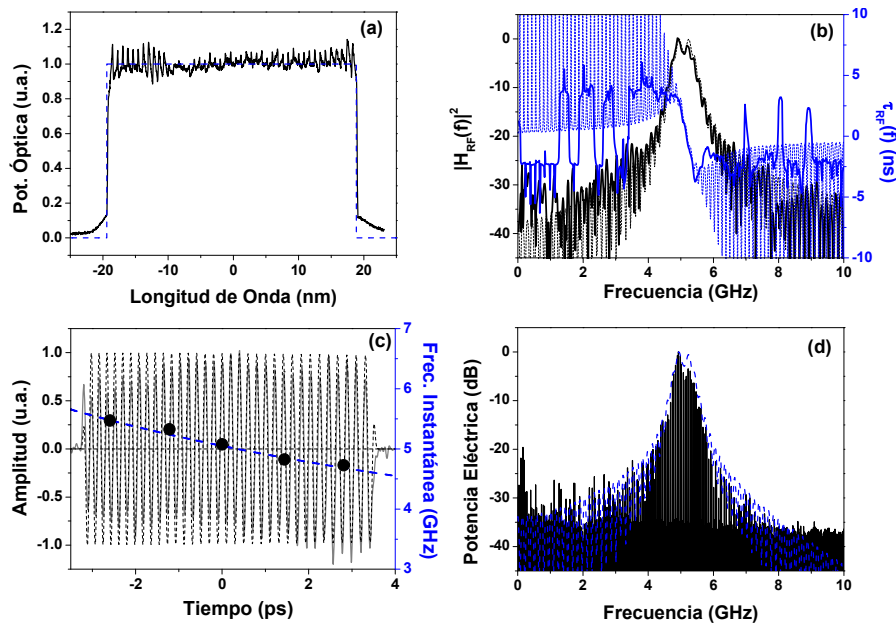


Figura 4.22. (a) Distribución espectral de potencia óptica de la fuente para un perfil uniforme de ancho de banda de 38.4 nm. (b) Función de transferencia del filtro fotónico equivalente en términos de módulo (línea continua negra) y retardo (línea continua azul) eléctricos para la frecuencia de diseño $f_0 = 5$ GHz. (c) Forma de onda generada (línea continua negra), frecuencia instantánea (●) y su curva teórica (línea discontinua roja). (d) Espectro correspondiente a la señal generada. Resultados teóricos incorporados en línea discontinua.

En la Fig. 4.22(b) se muestra el módulo y el retardo eléctrico correspondientes a la función de transferencia del filtro fotónico equivalente. Como se puede observar la respuesta del sistema únicamente presenta una banda de paso entorno a los 5 GHz de acuerdo con la expresión (3.43) de la frecuencia central. Además el retardo óptico del filtro no es constante dentro de la banda paso. El espectro de la señal generada aparece en la Fig. 4.22(d) y presenta una variación de acuerdo con la respuesta del filtro fotónico equivalente. El pulso correspondiente se muestra en la Fig. 4.22(c). Como se observa, la envolvente de dicho pulso se encuentra en concordancia con el perfil de fuente óptica seleccionado y presenta una duración de $T_{FWHM} = 6.5$ ns. Además, también se ha representado la frecuencia instantánea (●) obtenida mediante la inversa del periodo temporal de la señal. Dicha frecuencia instantánea varía a lo largo de señal generada como cabía esperar dado que el retardo eléctrico del filtro fotónico equivalente no es constante dentro de la banda de paso. En concreto, el comportamiento de la frecuencia instantánea es prácticamente lineal con una variación entre 4.6 y 5.5 GHz. Además, se ha incluido la curva teórica a partir de la expresión (3.43) para los parámetros experimentales

utilizados y que presenta una concordancia con los valores obtenidos experimentalmente. Como se vio en el capítulo 2, uno de los parámetros característicos comúnmente utilizados para la comparación de pulsos con *chirp* es su producto tiempo por ancho de banda (TBWP, *Time Bandwidth Product*). En este caso, dicho producto es de $TBWP = 7.3$. En la Fig. 4.22 se han incluido los resultados teóricos obtenidos mediante simulaciones numéricas. Como se puede observar concuerdan con los resultados experimentales.

A continuación, se va a mostrar la posibilidad de controlar el TBWP mediante la dispersión introducida en el sistema. Para ello se ha implementado como ejemplo un pulso con *chirp* con envolvente uniforme, como se muestra en la Fig. 4.23.

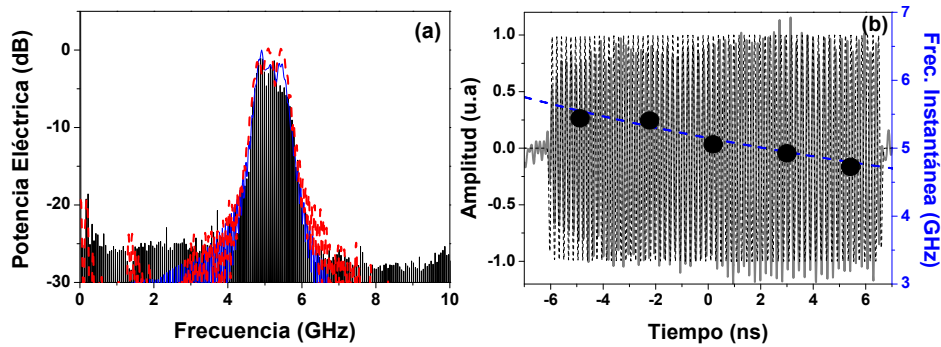


Figura 4.23. (a) Espectro (línea negra) y función de transferencia del filtro fotónico equivalente (línea roja) para una SMF de longitud 20 km. (b) Forma de onda correspondiente y su frecuencia instantánea (●). Espectro y forma de onda teóricos en línea azul y línea gris discontinua, respectivamente.

En este caso, se cambia el enlace de SMF por uno de longitud 20 km y se ajusta la línea de retardo del MZI para que introduzca un retardo diferencial de $\Delta\tau = 13.6$ ps. La función de transferencia del filtro fotónico equivalente y el espectro de la señal generada se muestran en la Fig. 4.23(a). De nuevo, dicho espectro viene determinado por la respuesta del filtro. Además la frecuencia central de la banda se ha mantenido entorno a 5 GHz debido al ajuste de la VDL según la expresión (3.43). En la Fig. 4.23(b) se representa la forma de obtenida y su correspondiente frecuencia instantánea (●). La señal presenta un comportamiento uniforme con una duración $T_{FWHM} = 12.8$ ns. La frecuencia instantánea varía 4.5 y 5.5 GHz manteniéndose la frecuencia central en 5 GHz. Así, el producto tiempo por ancho de banda es en este caso de $TBWP = 12.8$. De este modo, al duplicar la dispersión introducida en el sistema, se ha conseguido un TBWP doble al caso anterior. Por tanto, el parámetro TBWP de un pulso con *chirp* se puede controlar mediante la dispersión de primer orden introducida en el sistema a través del enlace de fibra óptica.

El control del perfil de la fuente óptica permite modificar la duración del pulso generado para un valor de dispersión dado. Con el fin de mostrar este hecho experimentalmente, el ancho de banda óptico se modifica mediante el OCS

manteniendo el perfil uniforme. La relación existente entre la duración del pulso (■) y el ancho de banda de la fuente óptica se muestra en la Fig. 4.24. Como se puede observar, la duración del pulso aumenta de forma lineal a medida que se incrementa el ancho de banda óptico con una pendiente de 0.33 ns/nm. Esta propiedad del sistema propuesto permite un grado más de libertad en el control del TBWP ya que para un valor de dispersión dado, la duración del pulso generado se puede controlar mediante la fuente óptica.

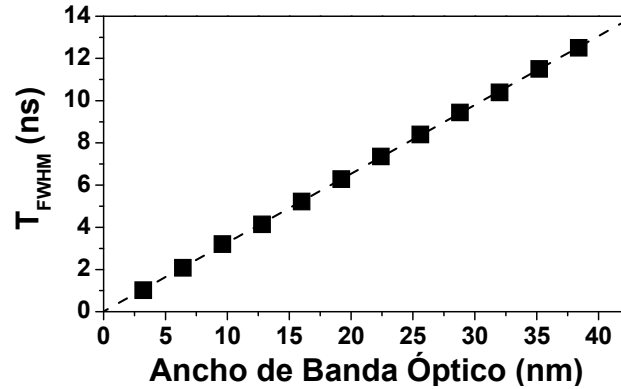


Figura. 4.24. Relación entre el ancho de banda óptico de la fuente y la duración temporal del pulso a mitad del máximo (T_{FWHM}) para una SMF de 20 km. Aproximación lineal en trazo discontinuo.

La sintonización de la frecuencia central de la señal generada trabajando en régimen no lineal es posible controlando el retardo diferencial del MZI tal y como ocurría en el apartado 4.1.4. Con el fin de mostrar este efecto para el caso en el que el sistema opera en régimen no lineal, se generan dos ejemplos en los que la señal se encuentra sintonizada a 10 GHz y cuyos resultados se recogen en la Fig. 4.25. En este caso, manteniendo la fuente óptica como en el ejemplo de la Fig. 4.22 y 4.21, se hace uso de un enlace de SMF de 10 km ajustando la VDL del interferómetro para que introduzca un retardo de $\Delta\tau = 14.2$ ps. El espectro de la señal generada y la función de transferencia del filtro fotónico equivalente se muestra en la Fig. 4.25(a). En este caso, las componentes frecuenciales del pulso se concentran en torno a 10 GHz de acuerdo con la expresión (3.43). La envolvente y la frecuencia instantánea (●) de la forma de onda generada se representan en la Fig. 4.25(b). En este caso, la duración de la señal es de $T_{FWHM} = 6.7$ ns y su frecuencia instantánea varía entre 9.0 y 11 GHz obteniéndose, por tanto, un TBWP de 13.4. Comparando con el ejemplo de la Fig. 4.21, es posible sintonizar la frecuencia central de la señal generada de 5 a 10 GHz manteniendo el TBWP. Por tanto, a partir de los ejemplos anteriores, el sistema propuesto permite un control independiente del TBWP y de la frecuencia central de la señal generada. Además, se han obtenido los resultados cuando se utiliza un enlace de fibra de 20 km cuyo espectro se muestra en la Fig. 4.25(c) y la envolvente y la frecuencia instantánea (●) de la forma de onda en 4.25(d). En este caso, la duración de la señal es de $T_{FWHM} = 13.2$ ns por lo que el valor de TBWP alcanzado es de 26.4. Esto supone una mejora sustancial frente a los sistemas de

mapeo coherente de frecuencia-a-tiempo no lineal cuyos resultados experimentales se limitan a un valor máximo de 4 [18, 19]. Uno de los aspectos a destacar a la vista de las envolventes de las formas de onda obtenidas mediante simulaciones numéricas es que la amplitud de la señal a frecuencias altas se reduce en comparación con la amplitud asociada a frecuencias bajas. Este hecho se debe a los efectos de la convolución con el pulso eléctrico según la expresión (3.17). De hecho, a frecuencias elevadas, el tiempo de coherencia de la fuente (σ_c) hace que no se garantice manera estricta la condición (3.19).

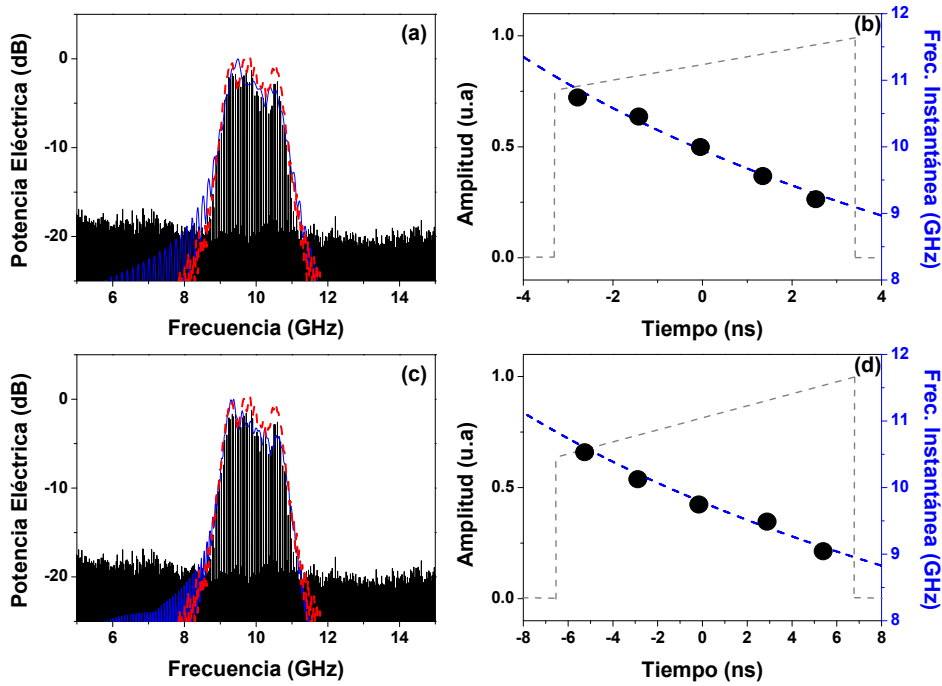


Figura 4.25. Espectro (línea negra) y función de transferencia del filtro fotónico equivalente (línea roja) con frecuencia central sintonizada en 10 GHz para una SMF de longitud 10 km y 20 km en (a) y (c), respectivamente. Formas de onda correspondientes y su frecuencia instantánea (●) en (b) y (d). Espectro y envolvente de la forma de onda teóricos en línea azul y línea gris discontinuas, respectivamente.

Finalmente, se muestra la capacidad del sistema para la reconfiguración de la envolvente del pulso generado a través de la distribución espectral de potencia de la fuente óptica. Para ello, se generan diferentes ejemplos de formas de onda como las que se recogen en la Fig. 4.26 partiendo de las condiciones experimentales del ejemplo de la Fig. 4.22. En primer lugar, se ajusta la distribución espectral de la señal óptica de la fuente a un perfil Gaussiano con un ancho de banda a 3-dB de 17 nm como el que aparece en el interior de la Fig. 4.26(a). El espectro en potencia de la señal generada y la función de transferencia del filtro fotónico equivalente se representan en la Fig. 4.26(a). Como se puede observar el espectro de la señal generada viene determinado por la respuesta del filtro fotónico equivalente. A

continuación, en la Fig. 4.26(b) se muestra la forma de onda obtenida que presenta una envolvente con comportamiento Gaussiano de acuerdo a la función de transferencia del filtro y con una duración a mitad del máximo de $T_{FWHM} = 2.83$ ns. Seguidamente, se ajusta la distribución espectral de potencia de la fuente óptica a un perfil del tipo gradual y tangente hiperbólico como se muestran en el interior de las Figs. 4.26(d) y 4.26(g), respectivamente. Concretamente, estos perfiles de la distribución de potencia de la fuente óptica se pueden describir a través de las siguientes expresiones:

$$P_{\text{gradual}}(\omega) = 1 - \left[2 \frac{(\omega - \omega_0)}{\Delta\omega} \right]^2 \quad (4.3)$$

$$P_{\text{tan.hiperbolica}} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \tanh \left[4 \left(1 - 2 \left| 2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right|^3 \right) \right] \right\} \quad (4.4)$$

donde ω_0 y $\Delta\omega$ se refieren a la frecuencia central y el ancho total de la fuente óptica, respectivamente.

Los espectros de las señales generadas se muestran en las Fig. 4.26(d) y 4.26(g) para el perfil tipo gradual y tangente hiperbólico, respectivamente. Como cabía esperar, dichos espectros vienen conformados por la función de transferencia del filtro fotónico equivalente. Las formas de onda correspondientes aparecen en las Figs 4.26(e) y 4.26(h) con unas anchuras temporales a mitad del máximo T_{FWHM} de 4.65 y 5.33 ns para el caso gradual y tangente hiperbólico, respectivamente. Como se puede observar, la envolvente de dichas señales concuerda con la distribución espectral de potencia de la fuente óptica en cada caso. Con el fin de facilitar la comparativa entre formas de onda, el ejemplo correspondiente a la Fig. 4.22 se ha incluido también en la Fig. 4.26.

Los pulsos con *chirp* adquieren interés dentro de la aplicación correspondiente al radar de compresión de pulsos como se vio en el capítulo 2. En estos sistemas, la utilización de pulsos cuya frecuencia instantánea varía con el tiempo permite incrementar la resolución [20]. La compresión de los pulsos se realiza en la etapa de recepción del radar mediante un filtrado adaptado de la señal. El efecto del filtro adaptado puede evaluarse obteniendo la autocorrelación de la señal [18-21]. De este modo, el factor de compresión se puede estimar comparando las anchuras temporales del pulso original y la autocorrelación. En la Fig. 4.24, se han incluido las autocorrelaciones de cada una de las formas de onda generadas. La anchura a mitad del máximo (T_{FWHM}) de las autocorrelaciones es de 2.19, 1.92, 1.75 y 1.96 ns para los casos Gaussiano, gradual, tangente hiperbólico y uniforme, respectivamente. Para el perfil Gaussiano, el factor de compresión al comparar las anchuras temporales y su autocorrelación es de 1.29. Cuando se ajusta el OCS para introducir los perfiles gradual y tangente hiperbólico, los valores alcanzados son de 2.41 y 3.04, respectivamente. No obstante, es el caso del perfil uniforme con el que se obtiene una mayor compresión obteniéndose un factor de 3.48. En las propuestas

de generación de pulsos con *chirp* con sistemas de mapeo coherente, las formas de onda que se han obtenido experimentalmente responden a un perfil Gaussiano. Para los casos analizados en la Fig. 4.26, el perfil Gaussiano es el que presenta el menor factor de compresión. Por tanto, el hecho de poder reconfigurar la forma de onda mediante la fuente óptica permite mejorar el funcionamiento del sistema de compresión en su aplicación en entornos radar.

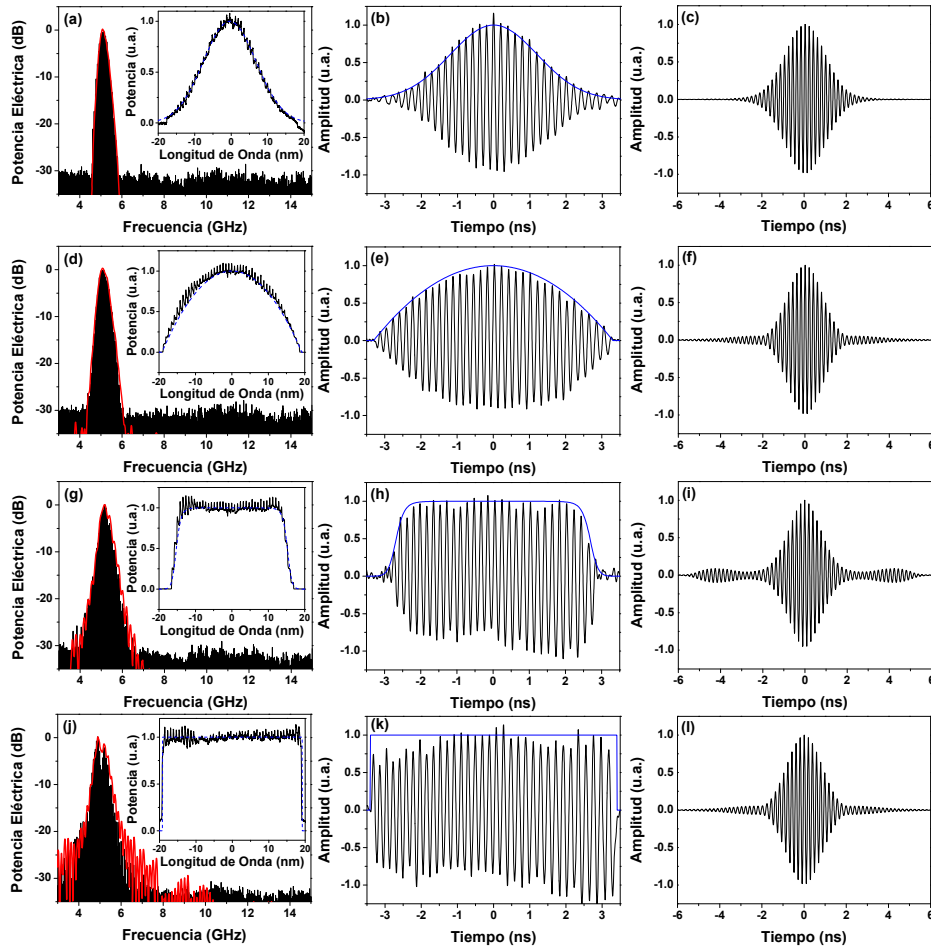


Figura 4.26. (a), (d), (g) y (j) Espectros y función de transferencia del filtro equivalente (línea roja) de las señales generadas para fuentes ópticas con perfiles Gaussiano, Gradual, Tangente Hiperbólico y Uniforme, respectivamente. Interior: Distribución espectral de potencia de la fuente. (b), (e), (h) y (k) Formas de onda según los perfiles de la fuente óptica. (c), (f), (i) y (l) Autocorrelaciones de cada pulso generado.

Referencias

- [1] J. Capmany, D. Pastor, A. Martínez, B. Ortega, S. Sales, "Microwave photonic filters with negative coefficients based on phase inversion in an electro-optic modulator," *Optics Letters*, vol. 28, no. 16, pp. 1415-1417, (2003).
- [2] G. R. Aiello, G. D. Rogerson "Ultra-wideband wireless systems," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 4, no. 2, pp. 36-47, (2003).
- [3] M. Bolea, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Optical UWB pulse generator using an N tap microwave photonic filter and phaser inversion adaptable to different pulse modulation formats," *Optics Express*, vol. 17, no. 7, pp. 5023-5032, (2009).
- [4] D. Porcine, P. Research, W. Hirt, "Ultra-wideband radio technology: Potencial and challenges ahead," *IEEE Communications Magazine*, vol. 41, no 13, pp. 66-74, (2003).
- [5] C. R. Anderson et al., *An introduction to UltraWideband communication systems*, Prentice Hall: United States of America, (2005).
- [6] J. Yao, F. Zeng, Q. Wang, "Photonic generation of Ultrawideband signals," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 11, pp. 3219-3235, (2007).
- [7] M. Bolea, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Flexible monocycle UWB generation for reconfigurable access networks," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 12, pp. 878-880, (2010).
- [8] D. Pastor, B. Ortega, J. Capmany, S. Sales, A. Martínez, P. Muñoz, "Optical microwave filter based on spectral slicing by use of arrayed waveguide gratings," *Optics Letters*, vol. 28, no. 19, pp. 1802-1804, (2003).
- [9] J. Capmany, J. Mora, B. Ortega, D. Pastor, "Microwave photonic filters using low-cost sources featuring tunability, reconfigurability and negative coefficients," *Optics Express*, vol. 13, no. 5, pp. 1412-1417, (2005).
- [10] M. Bolea, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "High-order UWB pulse generation based on a microwave photonic filter using incoherent optical sources," in *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 11)*, Singapur (Rep. Singapur), pp. 462-465, (2011).
- [11] J. Wang, J. Sun, X. Zhang,, D. Huang, "All-optical ultrawideband pulse generation using cascaded periodically poled lithium niobate waveguides," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 3, pp. 292-299, (2009).
- [12] M. Bolea, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Optical arbitrary waveform generator using incoherent microwave photonic filtering," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 10, pp. 618-620, (2011).

- [13] J. Mora, B. Ortega, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, J. Capmany, D. Pastor, "Photonic microwave tunable single-bandpass filter based on a Mach-Zehnder interferometer," *Journal of lightwave technology*, vol. 24, no 7, pp. 2500-2509, (2006).
- [14] M. Bolea, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Photonic arbitrary waveform generation applicable to multiband UWB comunicaciones," *Optics Express*, vol. 18, no. 25, pp. 26259-26267, (2010).
- [15] D. Marcuse, "Pulse distortion in single-mode fibers. Part 3: Chirped pulses," *Applied Optics*, vol. 20, no. 20, pp. 3573-3579, (1984).
- [16] M. Bolea, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Highly chirped single-bandpass microwave photonic filter with reconfiguration capabilities," *Optics Express*, vol. 19, no 5, pp. 4566-4576, (2011).
- [17] M. Bolea, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Reconfigurability and tunability of a chirped microwave photonic pulse generator," in *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, Montreal (Canada), pp. 1-4, (2010).
- [18] C. Wang, J. Yao, "Photonic generation of chirped millimeter-wave pulses based on nonlinear frequency-to-time mapping in a nonlinearly chirped fiber Bragg grating," *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 56, no 2, pp. 542-553, (2008).
- [19] C. Wang, J. Yao, "Large Time-Bandwidth product microwave arbitrary waveform generation using a spatially chirped fiber Bragg grating," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 11, pp. 1652-1660, (2010).
- [20] M. Skolnik, *Radar Handbook*, 3rd ed. vol. 1 McGraw-Hill: United States of America, (2008).
- [21] H. Chi, J. Yao, "Chirped RF pulse generation based on optical spectral shaping and wavelength-to-time mapping using a nonlinearly chirped fiber Bragg grating" *Journal of lightwave technology*, vol. 26, no 10, pp. 1282-1287, (2008).

CAPÍTULO 5

Conclusiones y líneas abiertas

5.1. Conclusiones.

El objetivo principal de esta tesis doctoral ha sido la evaluación teórica y la implementación experimental de sistemas ópticos incoherentes para la generación de señales arbitrarias de microondas basados en filtros fotónicos. En este sentido, se han mostrado diferentes estructuras que han permitido la generación de formas de onda cuyas características en términos de envolvente, frecuencia y *chirp* se pueden controlar de forma independiente.

La generación de señales eléctricas en el dominio óptico ha adquirido una especial relevancia en los últimos años debido a los avances producidos en la Fotónica de Microondas en términos de reconfigurabilidad y sintonizabilidad así como por el rango de frecuencias en el que permite operar. Este hecho ha provocado un crecimiento considerable de las propuestas para la generación de señales eléctricas mediante sistemas ópticos. Una revisión exhaustiva del estado del arte de esta área de investigación ha permitido realizar una clasificación de dichas propuestas en base a distintas técnicas en función de su principio de funcionamiento. La evolución de este tipo de sistemas se ha producido de acuerdo con las necesidades requeridas por las aplicaciones. Concretamente, en los últimos años, ha existido un importante interés en el caso de las señales UWB y los pulsos con *chirp*.

En este trabajo, se ha realizado una descripción teórica del sistema propuesto basado en el funcionamiento de los filtros fotónicos de microondas. A continuación, se detallan las principales conclusiones derivadas de dicho estudio:

- Uno de los aspectos clave de este trabajo de investigación ha sido establecer la relación entre la forma de onda generada y la señal eléctrica de entrada a través de una descripción completa del sistema considerando fuentes estacionarias y elementos dispersivos. Esta relación viene determinada por la función de transferencia del filtro fotónico equivalente del sistema permitiendo extender a la generación de señales de onda diversos aspectos relativos al filtrado de microondas.
- El estudio teórico realizado para la técnica propuesta permite un análisis más apropiado respecto a los sistemas de mapeo incoherente ya que tiene en consideración el pulso eléctrico de entrada al sistema. El análisis propuesto se puede considerar como una extensión de la técnica de mapeo incoherente cuando se considera un elemento dispersivo con dispersión de primer orden (φ_2) únicamente. Esta visión más general permite la comprensión de algunas estructuras existentes con fuentes incoherentes cuyo funcionamiento no puede ser abordado por el mapeo incoherente.
- Por primera vez, se ha considerado la dispersión de segundo orden (φ_3) en el caso de sistemas incoherentes obteniéndose una relación de mapeo no lineal. Dicha relación es idéntica a la obtenida para la técnica de mapeo

coherente en régimen no lineal. Sin embargo, en este caso, el mapeo no sólo se realiza sobre la densidad espectral de potencia de la señal óptica sino también sobre la dispersión local en cada frecuencia óptica ω . Otra de las diferencias relevantes que presenta la técnica propuesta frente a los sistemas de mapeo coherente es que permite relajar los requerimientos referentes a la dispersión necesaria para satisfacer estrictamente las condiciones del mapeo frecuencia-a-tiempo.

- Partiendo de la interpretación de la técnica basada en filtrado fotónico de microondas se han introducido coeficientes negativos en el sistema. De este modo, es posible generar formas de onda sin contenido espectral en banda base como se requiere en ciertas aplicaciones como son las comunicaciones UWB. En concreto, los coeficientes negativos se han introducido en el sistema de dos modos diferentes: por inversión de fase en moduladores polarizados para operar con respuestas complementarias y mediante detección diferencial.
- Finalmente, la detección diferencial se ha incorporado a la técnica propuesta como una solución que permite mejorar su relación señal-a-ruido. La detección diferencial en los sistemas de generación de señales aparece como una herencia de su uso en los sistemas de filtrado fotónico de microondas.

Tras el estudio teórico realizado, se ha procedido a evaluar de manera experimental la técnica propuesta a través de distintas estructuras implementadas en el laboratorio. A continuación, se detallan las conclusiones más relevantes que se han alcanzado para cada una de las estructuras.

En primer lugar, se ha presentado un esquema que trabaja en régimen lineal, es decir, que se considera que los efectos de dispersión de segundo orden no son relevantes sobre la señal óptica. Esta estructura se ha realizado mediante una señal óptica compuesta por un conjunto de láseres sintonizables y moduladores polarizados en pendientes opuestas. En este caso, el esquema de trabajo se ha adaptado para la generación de pulsos IR-UWB obteniéndose distintas formas de onda como el monociclo, doblete o pulso de tercer orden.

- La inserción de coeficientes positivos y negativos es posible gracias a la inversión de fase producida en los moduladores polarizados para operar en regímenes complementarios. Este hecho, ha permitido eliminar las componentes en banda base de la señal con el objetivo de evitar la fuerte restricción entorno a la banda de GPS (0.96-1.61 GHz) que presenta la máscara de la FCC para la tecnología UWB.
- La amplitud de los coeficientes viene determinada por la potencia óptica de cada láser pudiéndose ajustar individualmente. En el caso de utilizar láseres con cierto grado de sintonización en longitud de onda, el sistema permite tener un control preciso del retardo entre muestras. Este esquema permite

la reconfiguración de la forma de onda generada de acuerdo con el número de coeficientes que pueden incorporarse en el sistema que determinan la función de transferencia equivalente. De este modo, se puede realizar una optimización de la respuesta en frecuencia del filtro fotónico equivalente para generar un pulso UWB de orden superior cuyo espectro consigue una mejor adaptación a los requerimientos espectrales de la FCC.

- El hecho de conseguir que los pulsos se adapten a la máscara de la FCC permite una utilización más eficiente en potencia del ancho de banda disponible para las comunicaciones UWB inalámbricas.
- La flexibilidad de la estructura hace posible su adaptación a los formatos de modulación más extendidos en los entornos UWB: PAM, PSM, BPM y PPM.
- A partir del análisis teórico se pone de manifiesto la necesidad de tener en cuenta el pulso eléctrico de entrada para comprender la conformación de la señal generada. Por tanto, este esquema no puede ser entendido a través de la técnica de mapeo incoherente.

Tomando la estructura previa con láseres como referencia, se ha propuesto un nuevo esquema basado en el ranurado de una fuente ancha mediante la concatenación de dispositivos demultiplexores en longitud de onda. Esta propuesta se ha adaptado para la generación de señales IR-UWB considerando como formas de onda los pulsos derivados de una Gaussiana que vienen descritos por los polinomios de Hermite.

- Los coeficientes del filtro fotónico equivalente pueden ser positivos y negativos introduciéndose por inversión de fase en los moduladores.
- La amplitud de los coeficientes se encuentra relacionada con la potencia óptica de cada canal tras el ranurado de la fuente ancha y puede ser controlada de manera individual a través de atenuadores variables. La separación entre los canales viene fijada por el propio demultiplexor haciendo posible únicamente un ajuste discreto del retardo entre muestras.
- Desde el punto de vista experimental, esta estructura permite incrementar el número de coeficientes de forma considerable respecto al anterior debido a que en este caso la señal óptica se crea a partir del filtrado de una sola fuente ancha. Este hecho reduce la complejidad de realizar un control de la polarización para cada una de las muestras y garantiza estabilidad en longitud de onda de cada muestra equivalente frente al esquema con láseres individuales.
- En este caso, se ha comprobado de forma experimental cómo el aumento del número de coeficientes permite generar formas de onda cuyo espectro

cumple con los requerimientos espectrales de la FCC consiguiendo de nuevo una mayor eficiencia en términos de potencia.

- De nuevo, como en esquema de láseres, esta estructura no puede ser abordada a partir de la técnica de mapeo incoherente ya que es necesario considerar el pulso eléctrico de entrada. Por tanto, la aproximación según el filtrado fotónico ha permitido realizar una descripción adecuada de la forma de onda generada.

Otra de las estructuras que se han implementado experimentalmente operando en régimen lineal ha consistido en realizar el ranurado de la fuente ancha mediante un interferómetro Mach-Zehnder. Las distintas capacidades de esta estructura se han ilustrado adaptando las formas de onda generadas a un esquema de transmisión UWB multibanda.

- En este caso, se ha demostrado la capacidad de reconfiguración de la envolvente de la forma de onda generada a través del control de la densidad espectral de la señal óptica considerada. Esta propiedad se ha ilustrado mediante la generación de señales con envolventes uniformes y Gaussianas.
- También, se ha demostrado la capacidad de sintonización de la frecuencia central de la señal generada mediante el interferómetro. Dicha frecuencia central viene determinada por el retardo óptico existente entre los dos brazos y la dispersión de primer orden. La sintonización de la frecuencia de la señal ha sido posible mediante el control de la línea de retardo variable del interferómetro alcanzando una frecuencia máxima de 10 GHz.
- La flexibilidad del sistema, en términos de reconfiguración y sintonización, ha permitido diseñar una función de transferencia para obtener subportadoras eléctricas cuya frecuencia se puede sintonizar en todo el rango de frecuencias destinado a las comunicaciones UWB (3.1 a 10.6 GHz) cumpliendo las condiciones espectrales de la FCC incluso en la banda de GPS. Para garantizar esta condición se ha ajustado la distribución espectral de potencia de la fuente a un perfil Gaussiano con un ancho de banda óptico de 16 nm teniendo en cuenta una dispersión de -93 ps/nm consiguiendo reducir suficientemente la componente en banda base de la subportadora y evitar así la restricción en torno a los servicios de GPS.
- Las condiciones experimentales de esta estructura muestran que para frecuencias bajas, la técnica de mapeo incoherente puede ser adecuada para explicar cualitativamente el comportamiento. Sin embargo, la necesidad de considerar el pulso eléctrico de entrada realizada en el análisis teórico de este trabajo se pone de manifiesto cuando se trabajan a frecuencias altas. En este caso, la forma de onda generada pierde visibilidad debido al efecto de la convolución del mapeo incoherente con el pulso de entrada dispersado.

La última estructura que se ha propuesto en el régimen lineal incorpora una detección diferencial colocando el interferómetro Mach-Zehnder detrás del enlace de fibra óptica. En este caso, también se han generado subportadoras eléctricas de acuerdo con los esquemas de transmisión UWB multibanda para mostrar las distintas capacidades del sistema.

- Se ha mostrado un rango de sintonización hasta una frecuencia máxima de 10 GHz mediante la línea de retardo variable del interferómetro. Además se ha mostrado la capacidad del sistema para generar subportadoras eléctricas en todo el rango de frecuencias destinado a las comunicaciones UWB (3.1 a 10.6 GHz).
- La detección diferencial a partir de las dos salidas complementarias del interferómetro ha permitido introducir coeficientes positivos y negativos en el filtro fotónico equivalente. De esta forma, se ha eliminado la componente en banda base de la señal generada.
- La capacidad de reconfiguración de la forma de onda generada a través de la fuente óptica se ha puesto de manifiesto obteniendo señales con envolvente uniforme y Gaussiana. En este esquema, la eliminación de la componente en banda base de la señal generada ha permitido una mayor flexibilidad del espectro de la subportadora al evitar la restricción en torno a la banda de GPS.
- Comparando con la estructura que no incorpora detección diferencial se ha conseguido un uso más eficiente de la potencia disponible reduciendo el ancho de banda óptico de la fuente a la mitad. Así, con una fuente óptica con una distribución espectral de potencia con perfil Gaussiano y ancho de banda óptico 8 nm, se han generado señales UWB multibanda satisfaciendo los requerimientos de la FCC.
- De acuerdo con el análisis teórico realizado, se ha corroborado de manera experimental la complementariedad de las dos salidas del interferómetro que es lo que permite la eliminación de banda base.

Finalmente, se ha evaluado experimentalmente la técnica propuesta para la generación de formas de onda cuando el sistema opera en régimen no lineal debido a la contribución de la dispersión de segundo orden en el sistema. Para ello se ha utilizado una estructura similar a la que se incorpora la detección diferencial pero en este caso considerando un elemento dispersivo en el que las dispersiones de primer y segundo orden aparecen sobre la forma de onda generada se ha considerado una señal óptica de entrada con un ancho de banda mayor que en el caso lineal para las frecuencias eléctricas de trabajo. Con el fin de mostrar las diferentes capacidades de la misma se han implementado distintos pulsos con *chirp*. De este modo se ha demostrado de forma experimental el control independiente sobre la frecuencia central, la envolvente y el TBWP de las señales generadas.

- La sintonización de la frecuencia central de la forma onda obtenida se ha realizado a través de la línea de retardo de variable del interferómetro del mismo modo como ocurre en el caso lineal. De esta manera, se ha conseguido alcanzar una frecuencia máxima de sintonización de la señal generada alrededor de los 10 GHz.
- La reconfiguración de la envolvente se ha mostrado ajustando la distribución espectral de potencia de la fuente óptica. De esta forma, se ha conformado el espectro de la señal según la función de transferencia del filtro fotónico equivalente obteniendo una envolvente para la forma de onda generada de acuerdo con el perfil de fuente óptica seleccionado. Con el fin de ilustrar este hecho se han generado distintos ejemplos de señales a partir de perfiles de fuente del tipo Gaussiano, gradual, tangente hiperbólica y uniforme.
- La reconfigurabilidad de la forma de onda adquiere una especial relevancia en la aplicación del radar de compresión de pulsos permitiendo mejorar el factor de compresión de estos sistemas donde los pulsos con *chirp* son ampliamente utilizados. En este caso, la resolución final del sistema radar viene dada por la autocorrelación del pulso transmitido. La comparación de los diferentes pulsos con *chirp* generados ha puesto de manifiesto la dependencia del factor de compresión del sistema con la envolvente del pulso. Este hecho adquiere un especial interés teniendo en cuenta que las propuestas existentes en la literatura para la generación de pulsos con *chirp* mediante mapeo coherente únicamente implementan formas de onda con envolvente Gaussiana. Así, los factores de compresión de la señales con envolvente Gaussiana y uniforme son 1.29 y 3.48, respectivamente.
- Por lo que se refiere al TBWP, se ha demostrado de forma experimental cómo es posible su control a través de la dispersión introducida en el sistema. En concreto, se ha conseguido un valor de 26 cuando en el sistema se introduce una dispersión de 440 ps^2 lo que supone una mejora sustancial respecto de los esquemas de mapeo coherente frecuencia-a-tiempo no lineal cuyos valores máximos experimentales se encuentran limitados a 4.
- A partir del análisis teórico realizado en esta tesis, se ha comprobado la completitud del estudio respecto a la técnica de mapeo incoherente frecuencia-a-tiempo al tener en cuenta la dispersión de segundo orden. Además se ha podido observar que dicha relación es similar a la de los sistemas de mapeo coherente frecuencia-a-tiempo. No obstante, respecto de la técnica de mapeo coherente existe una diferencia en cuanto a la señal óptica sobre la que se produce el proceso de mapeo. Para el caso coherente, el mapeo se produce sobre la densidad espectral de potencia de la señal procedente de la fuente óptica, mientras que en el caso incoherente dicha densidad espectral se modifica según la dispersión local de la frecuencia óptica.

5.2. Líneas abiertas.

Para finalizar esta tesis doctoral se van a plantear distintas líneas abiertas sobre las que se podría continuar el trabajo de investigación:

- Como se ha visto a lo largo de este trabajo, uno de los elementos clave que determina el funcionamiento de la técnica propuesta es la señal óptica de entrada. En la realización experimental de las diferentes estructuras con fuente ancha se ha hecho uso de una fuente ASE. No obstante, en la literatura se pueden encontrar otras propuestas para implementar fuentes anchas como puede ser un diodo láser superluminiscente en cascada con un amplificador óptico de semiconductor (SOA). La fuente ancha equivalente obtenida de este modo es menos ruidosa que la fuente ASE. Por tanto, sería interesante su incorporación al sistema con el fin de mejorar la relación señal-a-ruido de las formas de onda generadas. Otro de los aspectos importantes referentes a la señal óptica de entrada es su capacidad de reconfiguración. En este sentido, se podrían evaluar otro tipo de filtros ópticos que aporten mayor flexibilidad a la forma de onda generada en términos, por ejemplo, de resolución o velocidad de conmutación.
- Los sistemas ópticos en los que intervienen señales incoherentes suelen tener una relación señal-a-ruido baja lo que reduce la calidad de la señal generada. Con el fin de completar el análisis teórico, sería deseable realizar un estudio sobre la relación señal-a-ruido de la forma de onda obtenida. Este hecho permitiría diseñar estrategias para minimizar el ruido y así mejorar la calidad de la señal generada.
- En este trabajo se ha considerado modulación en amplitud. No obstante, sería interesante evaluar el sistema para otros tipos de moduladores como desbalanceados o en fase con el fin eliminar banda base o compensar el ensanchamiento de los pulsos en la propagación por el elemento dispersivo.
- Por otra parte, dado que el elemento dispersivo que se ha utilizado en las diferentes realizaciones experimentales se trata de un enlace de fibra, cabría la posibilidad de trabajar con otros tales como redes de difracción de Bragg con chirp lineal y no lineal o cristales fotónicos. De este modo, se podrían conseguir estructuras más compactas y con un mayor control de los parámetros de dispersión introducidos en el sistema. Además, esto permitiría hacer uso de elementos dispersivos sintonizables otorgando un mayor dinamismo a las propiedades del sistema que dependen de la dispersión.
- La descripción de la técnica propuesta a través de la función de transferencia de su filtro fotónico ha permitido incorporar distintas propiedades del procesado fotónico a la misma. En este sentido, se podrían analizar nuevas estructuras a partir de otros procesadores ópticos. Por

ejemplo, sería interesante introducir distintos interferómetros concatenados con el fin de generar múltiples subportadoras eléctricas.

- En las estructuras propuestas, sólo se han considerado esquemas de generación de señales a partir de filtros fotónicos equivalente con coeficientes positivos y negativos. Del mismo modo, se podrían adaptar sistemas con coeficientes complejos con el fin de tener un mayor control sobre la fase de la señal generada lo que tiene especial interés en la generación de pulsos con *chirp*.
- A lo largo de este trabajo, las diferentes estructuras implementadas para la generación de señales hacen uso de fibra monomodo (*Single Mode Fiber*, SMF) como elemento dispersivo. Como otra línea de trabajo interesante se propone el estudio de la técnica propuesta utilizando otro tipo de fibras ópticas como por ejemplo fibras de plástico (*Polymer Optical Fiber*, POF). Este tipo de fibras se utilizan en entornos *indoor* para la distribución de señales en distancias cortas siendo interesantes para distribuir señales UWB en escenarios de corta distancia.

Apéndice A

Publicaciones científicas del autor

A.1. Artículos en revistas científicas

- [1] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Optical UWB pulse generator using an N tap microwave photonic filter and phaser inversion adaptable to different pulse modulation formats," *Optics Express*, vol. 17, no. 7, pp. 5023-5032, (2009).
- [2] B. Ortega, I. Gasulla, J. Mora, G. Puerto, C. Sánchez, F. Grassi, **M. Bolea**, J. Capmany, "IST ALPHA project: Architecture for flexible Photonic Home and Access networks," *Waves*, vol. 17, no. 0, pp. 6-23, (2009).
- [3] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Photonic arbitrary waveform generation applicable to multiband UWB comunicaciones," *Optics Express*, vol. 18, no. 25, pp. 26259-26267, (2010).
- [4] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Flexible monocycle UWB generation for reconfigurable access networks," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 12, pp. 878-880, (2010).
- [5] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Optical arbitrary waveform generator using incoherent microwave photonic filtering," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 10, pp. 618-620, (2011).
- [6] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Highly chirped single-bandpass microwave photonic filter with reconfiguration capabilities," *Optics Express*, vol. 19, no. 5, pp. 4566-4576, (2011).
- [7] **M. Bolea**, J. Mora, L. Chen, J. Capmany, "Highly chirped reconfigurable microwave photonic filter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 17, pp. 1192-1194, (2011).
- [8] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Nonlinear dispersion-based incoherent photonic processing for microwave pulse generation with full reconfigurability," *Optics Express*, vol. 20, no. 6, pp. 6728-6736, (2012).
- [9] M. Rius, J. Mora, **M. Bolea**, J. Capmany, "Harmonic distortion in microwave photonic filters," *Optics Express*, vol. 20, no. 8, pp. 8871-8876, (2011).

- [10] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "High-order Impulse-Radio UWB pulses generator based on incoherent photonic processing adaptable to multilevel modulation formats," enviado a Optics Express.
- [11] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Multiband-UWB signals generation based on incoherent microwave photonic filters," enviado a IEEE Photonics Technology Letters.
- [12] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Experimental evaluation of chirped pulses generation using non-linear dispersion-based incoherent photonic processing," enviado a Optics Express.

A.2. Contribuciones en conferencias nacionales e internacionales.

- [1] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Optical generation of high-order UWB pulses adaptable to different modulation formats," in IASTED International Conference on Wireless and optical Communications (WOC), Banff (Canada), pp. 1-9, (2009).
- [2] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Multiband UWB generation based on a single bandpass filter with tuning and reconfiguration capabilities," in IASTED International Conference on Wireless and optical Communications (WOC), Banff (Canada), pp. 1-9, (2009).
- [3] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Generación de señales UWB con distintos formatos de modulación mediante filtro fotónico de microondas de N coeficientes e inversión de fase," en VI Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL 2009), Málaga (Spain), pp. 413-418, (2009).
- [4] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Generación de pulsos UWB mediante filtrado fotónico," en XXIV Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI 2008), Santander (Spain), pp. 1-4, (2009).
- [5] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Photonic UWB pulses generation compatible with dynamic allocation in access network," in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Valencia (Spain), pp. 1-4, (2009).
- [6] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Multiband ultrawideband pulse generation based on a tunable single bandpass photonic filter and differential detection," in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Valencia (Spain), pp. 1-4, (2009).

- [7] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Dynamic chirped microwave photonic filter," in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Valencia (Spain), pp. 1-4, (2009).
- [8] B. Ortega, J. Mora, **M. Bolea**, F. Grassi, J. Capmany, "Microwave photonics solutions for in-building networks," in Access Networks and In-house Communications (ANIC 2010), Karlsruhe (Germany), pp. 21-23, (2010).
- [9] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Filtro fotónico de microondas con chirp con capacidad de sintonización a altas frecuencias," en XXV Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio (URSI 2008), Bilbao (Spain), pp. 1-4, (2010).
- [10] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Reconfigurability and tunability of a chirped microwave photonic pulse generator," in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Montreal (Canada), pp. 1-4, (2010).
- [11] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Chirped microwave photonic filter with high frequency tuning capability," in Optical Fiber Communication Conference (OFC 2011), Los Angeles (USA), pp. 1-3, (2011).
- [12] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "Generación de pulsos con chirp mediante filtrado fotónico incoherente," en VII Reunión Española de Optoelectrónica (OPTOEL 2011), Santander (Spain), pp. 1-4, (2011).
- [13] **M. Bolea**, J. Mora, B. Ortega, J. Capmany, "High-order UWB pulse generation based on a microwave photonic filter using incoherent optical sources," in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 11), Singapur (Rep. Singapur), pp. 462-465, (2011).
- [14] M. Rius, **M. Bolea**, J. Mora, J. Capmany, "Analysis of harmonic distortion involved in microwave photonic filters," in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 11), Singapur (Rep. Singapur), pp. 29-32, (2011).

