

DEPARTAMENTO DE TECNOLOGÍA FOTÓNICA

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS DE TELECOMUNICACIÓN

TESIS DOCTORAL

**ESTUDIO DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA PARA SU
APLICACIÓN EN COMUNICACIONES ÓPTICAS**

Autor: Alejandro Carballar Rincón
Ingeniero de Telecomunicación

Director: Miguel Ángel Muriel Fernández
Doctor Ingeniero de Telecomunicación

Año 1999

Tribunal

Nombrado por el Mgfco. Y Excmo. Sr. Rector de la Universidad Politécnica de Madrid, el día de de 1999.

Presidente: D.

Vocal: D.

Vocal: D.

Vocal: D.

Secretario: D.

Realizado el acto de defensa y lectura de la Tesis el día de de 1999

en

CALIFICACIÓN:

EL PRESIDENTE

LOS VOCALES

EL SECRETARIO

*A María José,
y a mis padres, Angel y Maruja*

Agradecimientos

El desarrollo de este trabajo se ha realizado dentro del ambiente de un buen grupo de trabajo. A ellos quiero agradecer sus ideas, comentarios y discusiones. En primer lugar, a mi Director de Tesis, Miguel Ángel Muriel, quien me ha enseñado prácticamente todo lo que sé sobre el mundo de la investigación y de la fotónica. A mi compañero José Azaña, quien fue el que con su llegada le dio un empujón a todos los temas que quedaban pendientes; y como no a Javier Martín Payén por mostrarme como trabaja un buen profesional.

Gracias a María José, por comprenderme y ayudarme, y en definitiva, por estar siempre a mi lado. Gracias a mis padres, Ángel y Maruja, por su apoyo y por ser para mí un ejemplo a seguir.

Gracias al grupo de Tecnología Fotónica ya que con ellos he convivido durante estos casi cuatro años. Gracias por el día a día y por hacer este trabajo más llevadero.

Finalmente quiero dar las gracias al Ministerio de Educación y Ciencia, por la concesión de la Beca de Formación de Profesorado Universitario, de la que he disfrutado para poder realizar este trabajo. También quiero agradecer a la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología la financiación económica de los proyectos de investigación en los que se ha enmarcado este trabajo: Proyectos TIC95-0250-C02-01 y TIC98-1073-C02-01.

Divide y Vencerás

Resumen

La Tesis Doctoral que a continuación se presenta se ha desarrollado en el marco de trabajo de los componentes fotónicos pasivos conocidos como redes de difracción de Bragg en fibra. En primer lugar, se ha hecho una breve revisión histórica de la evolución de los sistemas de comunicaciones ópticas por fibra, para situar el nacimiento de estas redes de difracción y poder explicar porqué se han convertido en un componente clave para la evolución de las futuras redes ópticas.

En la primera parte de la Tesis, que se compone de los Capítulos 3, 4 y 5, se desarrolla el modelo general que se utilizará para la caracterización y estudio de las redes de difracción, y se aplica al proceso de crecimiento de estas redes en el núcleo de la fibra y a la caracterización completa de los diferentes tipos de redes de difracción. El modelo desarrollado constituye la base de los resultados que han sido obtenidos, y está basado en la discretización del componente por debajo del periodo de red, en teoría de matrices de transferencia y en propagación de ondas electromagnéticas a través de medios dieléctricos. Este modelo ha permitido explicar los distintos fenómenos que se observan experimentalmente en el proceso de fotoimprimir la red de difracción en el núcleo de la fibra, así como caracterizar completamente al dispositivo mediante el cálculo de los campos internos, en el dominio de la frecuencia y en el dominio del tiempo, que viajan a su través en los sentidos codireccional y contradireccional.

La segunda parte de la Tesis está orientada a la aplicación de herramientas de teoría de señal al análisis y síntesis de redes de difracción. Primeramente, en el Capítulo 6 se desarrolla un algoritmo, basado en las transformadas de Hilbert y Wiener-Lee, para recuperar la característica de fase del coeficiente de reflexión en campo a partir de su característica en amplitud. Los resultados demuestran que esta reconstrucción es posible cuando el coeficiente de reflexión en campo es una función de fase mínima. El Capítulo 7 se orienta más a la síntesis de redes de difracción desde una nueva perspectiva, haciendo uso de la ya conocida aproximación de Fourier e introduciendo el análisis Tiempo - Frecuencia para la identificación de estructuras de red de difracción y reconstrucción del periodo de red.

La tercera y última parte de la Tesis (Capítulo 8) se centra en la propuesta de nuevos dispositivos fotónicos basados en redes de difracción, para su aplicación en sistemas de comunicaciones ópticas. En particular, se ha trabajado en el campo de los sistemas de comunicaciones con multiplexación por longitud de onda, para los cuales se han propuesto un selector de canal sintonizable que trabaja en transmisión, y un nuevo diseño de red de difracción en fibra cuya característica de filtrado espectral se aproxima al filtro ideal.

Para finalizar, en el Capítulo 9 se resumen las conclusiones que se han obtenido y se describen las líneas futuras de trabajo que quedan abiertas.

Abstract

The present work has been developed in the area of passive photonic components, in particular, in the field of Fiber Bragg Gratings (FBGs). The Introduction Chapter contains a brief description of trends in optical communications systems. Also, the historical beginnings of FBG technology are revised and various applications of fiber grating technology are listed. These applications explain why these devices represent a critical component for the development of the future optical networks.

The first part of this work, composed by Chapters 3, 4 and 5, covers the development and implementation of a general model and technique for the FBG characterization (Chapter 3). This technique is applied towards the study of the photoimprinting process of FBG into the core of photorefractive fibers (Chapter 4), and then, it is used to characterize the different types of FBGs (Chapter 5). This general model is based on the sampling of the core refractive index perturbation within the Bragg grating period in order to obtain a multilayer stair structure. This structure is treated by means of the transfer matrix theory developed for electric field calculations in multilayer thin films. As result, from the perturbation design of an FBG, this technique yields both a macroscopic characterization (reflection and transmission field coefficient) and a microscopic characterization of the device (the forward and backward traveling fields inside the structure). Furthermore, the experimentally observed phenomena in the growth process of FBG are predicted and discussed.

The second part of the work is devoted to application of signal analysis tools to the analysis and synthesis of FBGs. In Chapter 6, an algorithm for phase, time delay, and impulse response reconstruction from the spectral power reflectance or reflectivity in FBGs is proposed. The algorithm is based on causality and stability conditions and uses the Hilbert and Wiener-Lee transforms. In Chapter 7, the synthesis of FBGs by means of the well-known Fourier approximation and by means of the Time-Frequency analysis is treated. Based on the joint time-frequency signal analysis, a method to reconstruct the grating period in FBG structures from the field reflection coefficient has been proposed.

The third part of the work (Chapter 8) is oriented to the design of new photonic devices based on FGs for applications in optical communications systems. In particular, two new components are proposed for optical filtering in wavelength-division-multiplexed (WDM) systems. The first one is a WDM channel selector based on transmissive chirped Moiré FG, and the second one consist of a an improved design for FG whose reflection characteristic closely approximates the ideal rectangular linear phase filter.

To conclude, Chapter 9 discusses the main results of this work, and points out the future research directions.

Índice

1. INTRODUCCIÓN	1
1.1. Evolución hacia las futuras redes ópticas	2
1.2. Redes de difracción de Bragg en fibra óptica	4
1.2.1. Definición	4
1.2.2. Historia	5
1.2.3. Aplicaciones	8
2. OBJETIVOS DE LA TESIS	11
2.1. Modelo general de redes de difracción	12
2.2. Reconstrucción de la fase a partir de la reflectividad	13
2.3. Aplicación de herramientas de análisis de señal a redes de difracción	14
2.4. Diseño de nuevas estructuras de redes de difracción	15
3. MODELADO Y CARACTERIZACIÓN DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA	17
3.1. Introducción	18
3.2. Modelo general para redes de difracción en fibra	21
3.3. Caracterización de redes de difracción en fibra	30
4. CRECIMIENTO DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA	39
4.1. Modelado del crecimiento de redes de difracción	40
4.2. Aplicación: Crecimiento de una red uniforme	44
4.2.1. Efecto de la saturación del incremento del índice de refracción	45
4.2.2. Efecto de la variación de la frecuencia óptica de Bragg en función del tiempo de exposición	50
5. CARACTERIZACIÓN DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA	57
5.1. Introducción	58

5.2. Red de difracción uniforme	60
5.3. Red de difracción uniforme con función de apodizado	71
5.4. Red de difracción uniforme con función de apodizado sinc e índice de refracción medio constante	79
5.5. Red de difracción uniforme con salto de fase "p"	87
5.6. Red de difracción chirpeada con función de apodizado	93
5.7. Red de difracción muestreada	100
5.8. Red de difracción Moiré chirpeada	108
6. RECONSTRUCCIÓN DE LA FASE A PARTIR DE LA REFLECTIVIDAD EN REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA	117
6.1. Introducción	118
6.2. Desarrollo teórico	120
6.3. Algoritmo de reconstrucción de fase mínima	126
6.4. Aplicabilidad del algoritmo a redes de difracción	133
6.5. Aplicación a casos experimentales	153
6.5.1. Red de difracción uniforme	153
6.5.2. Red de difracción linealmente chirpeada	155
7. ANÁLISIS DE SEÑAL APLICADO A LA SÍNTESIS DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA	159
7.1. Análisis de Fourier	160
7.1.1. Análisis de redes de difracción en fibra	162
7.1.1.1. Estimación del coeficiente de reflexión en campo	162
7.1.1.2. Resultados numéricos y discusión	168
7.1.2. Síntesis de redes de difracción en fibra	175
7.1.2.1. Obtención de la perturbación del índice de refracción	176
7.2. Análisis Tiempo - Frecuencia	179
7.2.1. Distribuciones Tiempo - Frecuencia	180
7.2.2. Aplicación a la identificación de estructuras de red de difracción y reconstrucción del periodo de red	186

7.3. Síntesis y diseño de redes de difracción en fibra	195
7.3.1. Algoritmo para la síntesis y diseño de las redes de difracción en fibra	196
7.3.1.1. Especificaciones	197
7.3.1.2. Síntesis	199
7.3.1.3. Diseño	199
7.3.2. Ejemplos	199
7.3.2.1. Filtro óptico en rampa lineal	200
7.3.2.2. Filtro cuadrado ideal sin dispersión	202
7.3.2.3. Filtro óptico con característica de retardo de grupo lineal	205
8. APLICACIÓN DE LAS REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA EN COMUNICACIONES ÓPTICAS	209
8.1. Introducción	210
8.2. Selector de canal sintonizable para sistemas WDM	211
8.2.1. Diseño del dispositivo y principio de operación	212
8.2.2. Resultados y aplicación a sistemas WDM	218
8.3. Nuevo diseño de red de difracción en fibra para filtrado óptico	220
8.1.1. Desarrollo teórico	225
8.1.2. Resultados y discusiones	226
9. CONCLUSIONES Y LÍNEAS ABIERTAS	231
9.1. Conclusiones	232
9.2. Líneas abiertas	233

APÉNDICE I. BIBLIOGRAFÍA	237
APÉNDICE II. ESTUDIO DEL RESONADOR FABRY-PEROT	249
AII.1. Caracterización macroscópica. Fórmulas de Airy	249
AII.2. Resultados de simulación	251
APÉNDICE III. CARACTERIZACIÓN MACROSCÓPICA EXPERIMENTAL DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA	261
AIII.1. Metodología y condiciones de medida	261
AIII.1.1. Medida de la característica de reflectividad para el 1er orden de Bragg	262
AIII.1.2. Medida de la característica de transmitividad para el 2º orden de Bragg	263
AIII.2. Resultados experimentales y discusión	264
AIII.2.1. Red de difracción uniforme	264
AIII.2.2. Red de difracción uniforme con función de apodizado	266
AIII.2.3. Red de difracción linealmente chirpeada	267
AIII.2.4. Red de difracción linealmente chirpeada con función de apodizado	268
APÉNDICE IV. PUBLICACIONES	271
AIV.1. Publicaciones internacionales	271
AIV.2. Congresos internacionales	272
AIV.3. Patentes	246

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo se presenta una breve revisión sobre el marco de referencia en el que se inicia la presente Tesis Doctoral y así, poder justificar el desarrollo de la misma. En primer lugar, se lleva a cabo una breve revisión de los actuales sistemas de comunicaciones por fibra, presentándose cuales son sus principales limitaciones. A continuación, se analizan los cambios que se están produciendo para pasar de los actuales sistemas de comunicaciones ópticas a las futuras Redes Ópticas.

Como marco de trabajo, se presenta, en este escenario, el papel que están jugando las redes de difracción de Bragg en fibra óptica, desde su invención en 1978, hasta nuestros días. Se revisarán sus principales aplicaciones y se explicará el porqué se ha convertido en un componente clave para la evolución de las futuras redes ópticas.

1.1. EVOLUCIÓN HACIA LAS FUTURAS REDES ÓPTICAS

Desde los primeros sistemas de comunicaciones ópticas por fibra, propuestos en los años 70, hasta los de hoy en día, éstos se han utilizado principalmente para sustituir los enlaces de cables metálicos de los sistemas de larga distancia. Sin embargo, actualmente se pretende utilizar la fibra óptica para algo más que simplemente para la transmisión de señales punto a punto. Se está produciendo una evolución desde los sistemas de comunicaciones ópticas hacia las redes ópticas que contemplan ya las funciones de conmutación y encaminamiento de señales en el dominio óptico.

Hoy en día, los sistemas de comunicaciones ópticas presentan un límite práctico para el régimen binario en torno a los 10Gb/s; siendo la electrónica el cuello de botella de estos sistemas. La invención de los amplificadores de fibra dopada con Erblio (Erbium Doped Fiber Amplifier - EDFA) ha hecho posible el desarrollo de los sistemas con multiplexación por longitud de onda o frecuencia óptica (Wavelength Division Multiplexing - WDM o Optical Frequency Division Multiplexing - OFDM). Estos sistemas, operando en tercera ventana, están basados en transmitir por una única fibra varias señales, modulando cada una de ellas a una frecuencia óptica o longitud de onda. A cada una de éstas se las denomina canal óptico.

Actualmente, los principales problemas que limitan a los sistemas de comunicaciones ópticas son:

- la *dispersión cromática* que presenta la fibra estándar ya tendida,
- el *espectro de ganancia no plano* de los EDFA,
- los *efectos no lineales* que presenta la fibra debido a las altas potencias que se transmiten en los sistemas WDM, y,
- los efectos relacionados con la *polarización*.

De esta forma, la tendencia actual de los sistemas de comunicaciones ópticas para un futuro [ACTS-98] se concentra en la eliminación del cuello de botella que representa todo paso al dominio electrónico, es decir, se pretende conseguir transparencia óptica entre el origen de la señal y el destino. Para llegar a este propósito es necesario que las funciones de conmutación y encaminamiento de señales se realicen en el dominio óptico. Esta es la consecuencia de denominar a los futuros sistemas de comunicaciones ópticas por fibra con el término REDES ÓPTICAS.

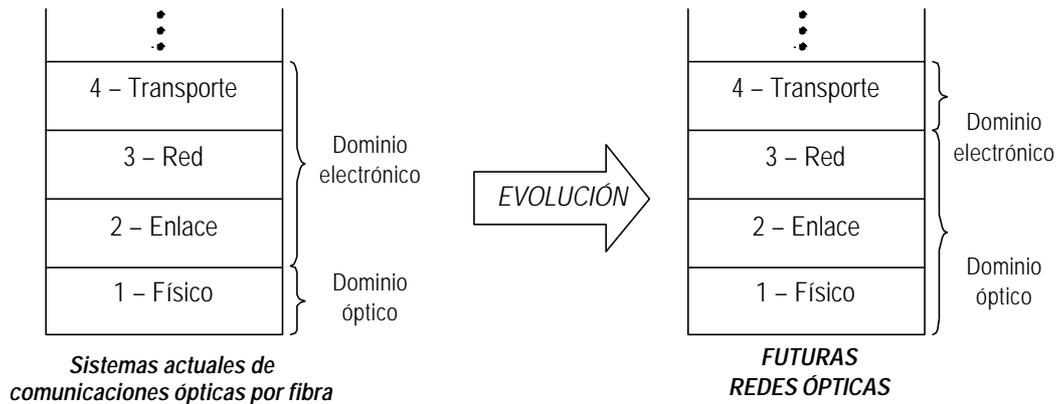


Figura 1.1. Evolución de los sistemas de comunicaciones ópticas por fibra actuales hacia las futuras redes ópticas.

El desarrollo de estas emergentes redes ópticas pasará por una serie de estadios que podrán ser [RAMASWA-98]:

- 1°. *Redes ópticas con WDM*: Estas redes estarán basadas en la multiplexación por división en longitud de onda o frecuencia óptica. Las primeras que surjan funcionarán por difusión de todos los canales y selección de cada uno de ellos en recepción, siendo el siguiente paso las redes ópticas conmutadas por longitud de onda.
- 2°. *Redes ópticas con WDM + OTDM*: El siguiente estadio de evolución para estas redes vendrá de combinar las redes WDM con las técnicas de multiplexación por división en el tiempo óptico OTDM. Estas dos técnicas de multiplexación son complementarias y con ellas se espera poder obtener el máximo rendimiento de la red. Sin embargo, para la implementación de las técnicas OTDM deberán de pasar unos años hasta que la tecnología basada en transmisión de solitones por fibra esté más consolidada.
- 3°. *Redes ópticas con WDM + OTDM + Procesado óptico de la señal*: Por último, estas redes sumarán a las anteriores la funcionalidad de tratamiento de la señal en el dominio óptico. El desarrollo de estas redes se encuentra en un estado más primitivo debido fundamentalmente a la necesidad de memorias ópticas para conmutación y dispositivos para el procesado óptico de la señal.

1.2. REDES DE DIFRACCIÓN DE BRAGG EN FIBRA ÓPTICA

Uno de los componentes que más ha contribuido al rápido desarrollo de estas redes ópticas ha sido la red de difracción de Bragg en fibra óptica, convirtiéndose en un dispositivo clave en la evolución de las mismas [HILL-97],[KASHYAP-99],[OTHONOS-99]. Gracias a sus propiedades de alta selectividad en longitud de onda, bajas pérdidas de inserción y baja sensibilidad a la polarización, están siendo ampliamente utilizadas en el filtrado y selección de canales ópticos, en la cancelación de la dispersión cromática de los enlaces de fibra de largas distancias y en aplicaciones de sensado en general.

1.2.1. Definición

Físicamente, una red de difracción de Bragg en fibra óptica es una perturbación periódica del índice de refracción a lo largo del eje de la fibra, que se forma por exposición del núcleo de la misma a un patrón de interferencia óptica intenso. Estas redes funcionan como filtros paso banda que reflejan unas longitudes de onda específicas y dejan pasar el resto. Su funcionamiento puede ser explicado a partir de una suma sucesiva de reflexiones coherentes en los saltos de índice de refracción.

El grabado de estas redes está basado en el efecto fotosensible por el cual el índice de refracción de las fibras cambia cuando incide luz ultravioleta sobre ellas. Este cambio de índice de refracción es permanente en el sentido que tiene un tiempo de vida estimado de unos 25 años. Este efecto fotosensible se consigue en fibras dopadas con Germanio, utilizando como fuentes de luz ultravioleta láseres de excímero de KrF (248nm) y KrAr (193nm). Con estas condiciones, los incrementos del índice de refracción que pueden obtenerse son positivos y del orden entre 10^{-5} y 10^{-3} . Con fibras sometidas a una sobrepresión de Hidrógeno, este cambio del índice de refracción puede llegar hasta 10^{-2} .

Merece la pena destacar que el mecanismo físico en el que se basa el efecto fotosensible todavía no está bien explicado, siendo la hipótesis más difundida que se encuentra asociado a los centros de color de los materiales plásticos.

1.2.2. Historia

La formación de la primera red de difracción fue demostrada en 1978 por K. O. Hill y colaboradores en el Canadian Communications Research Centre (CRC) de Ottawa, Ontario, Canada [HILL-78]. Ellos hicieron incidir un haz de luz láser de Ar en el interior de una fibra óptica dopada con Germanio y observaron como la potencia reflejada aumentaba progresivamente al cabo de unos minutos hasta que prácticamente la totalidad de la intensidad de la luz era reflejada. Se comprobó que la interferencia entre el haz láser que avanzaba a lo largo de la fibra y el que avanzaba en sentido opuesto (reflejado en el extremo de la fibra) había formando una red de difracción de Bragg en el núcleo de la fibra, como se muestra en la Fig. 1.2.

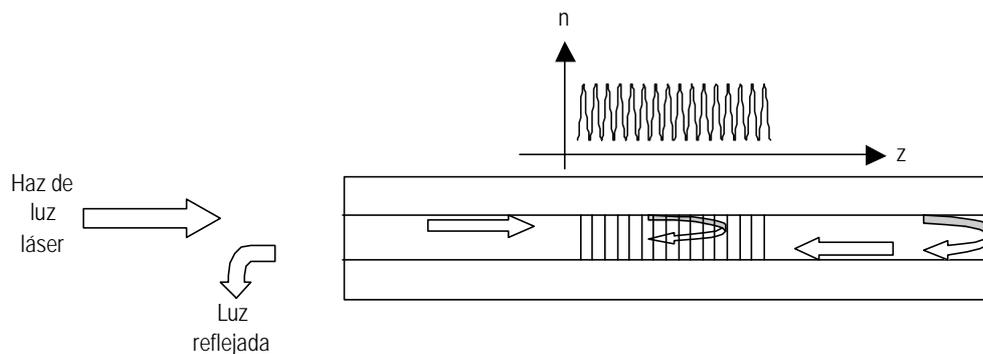


Figura 1.2. Red de difracción de Hill fotoimpresa por el método de escritura interna.

Estas redes de difracción así creadas se denominaron "redes de difracción de Hill" y presentaban muchas limitaciones ya que el periodo de dicha red dependía de la longitud de onda de la fuente láser que se utilizara para su escritura.

En 1989, G. Meltz y colaboradores propusieron otra técnica de fabricación para redes en fibra conocida como "técnica holográfica" [MELTZ-89], la cual se basa en la interferencia entre dos haces láser de luz ultravioleta que producen el patrón de interferencia y se hace incidir sobre la fibra. Esta técnica tiene dos ventajas: la primera reside en que la escritura puede hacerse de forma externa ya que la cubierta de la fibra es transparente a la luz ultravioleta, y la segunda es que el periodo de la red puede variarse en función del

ángulo con que los dos haces interfieren, como se desprende de la Fig. 1.3.

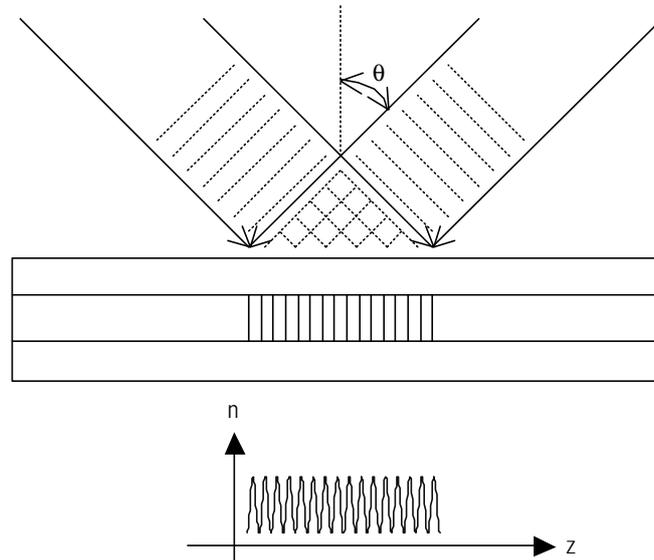


Figura 1.3. Técnica holográfica para la fabricación de redes de difracción de Bragg en fibra. El período de la red depende del ángulo de incidencia con que interfieren los dos haces de luz láser.

Sin embargo, no es hasta el año 1993 cuando se propone la técnica de grabado de redes de difracción de Bragg en fibra mediante máscara de fase [HILL-93],[MALO-93],[ANDERSO-93]. Un esquema de esta técnica se muestra en la Fig. 1.4.

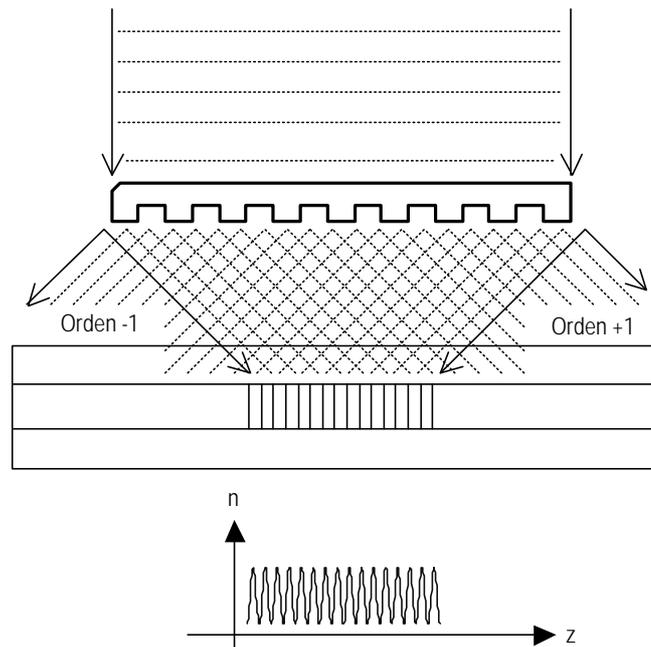


Figura 1.4. Técnica de grabado de redes de difracción en fibra mediante máscara de fase.

Esta técnica ya permite producir redes de difracción en fibra de forma comercial y en grandes cantidades ya que puede ser fácilmente implementada en un proceso industrial. Esta técnica está basada en hacer pasar un haz de luz láser ultravioleta a través de una máscara de fase donde dicha luz se difracta principalmente en los órdenes -1, 0 y +1. Esta máscara de fase se diseña específicamente para eliminar el orden 0 mediante el control del espesor de las corrugaciones. El patrón de interferencia óptica intenso se forma a partir de la interferencia entre los órdenes -1 y +1 de la luz difractada, el cual fotoimprime la red de difracción en el núcleo de la fibra. La principal desventaja de esta técnica es que necesita una máscara de fase específica para grabar redes de difracción de un periodo determinado.

A partir de aquí y gracias a esta última técnica de grabado, el desarrollo de las redes de difracción ha sido muy rápido, proponiéndose sobre las estructuras uniformes una serie de mejoras para aumentar sus prestaciones [ERDOGAN-97]. Principalmente se han de destacar el apodizado de la perturbación (función de apodizado, $A(z)$) en los extremos de la red para eliminar las resonancias Fabry-Perot, y las técnicas de variación del periodo de red a lo largo del eje de la

redes de comunicaciones ópticas [HILL-97],[GILES-97],[OTHONOS-99],[KASHYAP-99]. Así, estas redes están siendo aplicadas en:

- Filtrado y selección de canales ópticos: las redes de difracción en fibra se han convertido en un componente clave para el desarrollo de las redes ópticas con WDM gracias a sus ventajosas propiedades de gran estabilidad, bajas pérdidas de inserción, alta selectividad en longitud de onda y ser prácticamente insensibles a la polarización. Constituyen por tanto, un filtro óptico en fibra que puede ser diseñado para proporcionar las características espectrales de filtrado y selección de canal requeridas. Principalmente, el periodo de la red de difracción fijará la longitud de onda central del filtro óptico paso banda, la longitud de la red determinará el ancho de banda del filtro, y la función de apodizado reducirá la influencia de los lóbulos secundarios en las redes de acoplo fuerte. Se utilizarán en la recepción de los sistemas de comunicaciones ópticas como selectores de canales y demultiplexores WDM.
- Cancelación de la dispersión cromática: las redes de difracción en fibra también están siendo aplicadas para la compensación de la dispersión cromática en los enlaces por fibra de larga distancia. Estas redes de difracción se diseñan con una variación lineal del periodo de red a lo largo del eje de la fibra para acoplar las frecuencias mas pequeñas en el inicio del dispositivo, las frecuencias mayores al final del dispositivo, y las frecuencias intermedias a lo largo del mismo. Se consigue así una característica espectral de retardo de grupo lineal en función de la frecuencia y de pendiente opuesta a la que introduce un enlace de fibra de larga distancia debido a la dispersión cromática en tercera ventana. De esta forma se consigue comprimir los pulsos que se han ensanchado a lo largo del enlace y que producen la interferencia entre símbolos. Estas redes canceladoras de la dispersión cromática en tercera ventana junto con los EDFA constituyen los primeros regeneradores ópticos que amplifican y dan forma al pulso óptico, admitiendo todo tipo de regímenes binarios.
- Aplanado de la curva de ganancia de los EDFA: Otro de los problemas que limitan a los sistemas de comunicaciones ópticas por fibra con amplificación óptica basada en EDFA es la curva de ganancia de la fibra dopada con Erblio. Este hecho se traduce en

que la ganancia que proporcionan estos amplificadores depende de la longitud de onda o frecuencia óptica. En sistemas WDM con varias etapas amplificadoras, la potencia para los distintos canales puede ser muy distinta, por lo que dicha curva de ganancia debe ser ecualizada. Esta ecualización se consigue mediante redes de difracción específicas que introducen unas pérdidas en los picos de dicha curva de ganancia, ecualizado la potencia de salida para todos los canales y por tanto, permitiendo concatenar más etapas amplificadoras.

- Estabilización de la salida en los láseres de semiconductor: Mediante redes de difracción muy selectivas en longitud de onda se consigue estabilizar de forma externa la salida de los láseres de semiconductor así como reducir su anchura espectral independientemente de la cavidad láser.
- Monitorización de red: Redes de difracción formando un cierto ángulo con el eje de la fibra pueden extraer una cierta cantidad de potencia óptica al exterior de la fibra. Si además, la red presenta un periodo que varia a lo largo de su eje, la potencia acoplada al exterior dependerá de la longitud de onda. Estos dispositivos pueden utilizarse por tanto para la monitorización de los sistemas de comunicaciones WDM para determinar que canales se están transmitiendo en cada momento a lo largo de una fibra.
- Espejos para láseres en fibra: Las redes de difracción también pueden utilizarse como espejos en fibra, muy selectivos en longitud de onda, para realizar láseres en fibra.
- Multiplexores "add and drop": Estos multiplexores, utilizados en las redes ópticas y que permiten introducir y sacar un canal de una red sin afectar al resto, se obtienen mediante interferómetros Mach-Zenher con dos redes idénticas una en cada uno de sus brazos. Actualmente, son de gran importancia para el desarrollo de las futuras redes ópticas conmutadas por longitud de onda.

Capítulo 2

Objetivos de la Tesis

Este capítulo presenta los objetivos que se plantean cubrir con la realización de esta Tesis Doctoral en el marco de trabajo de las redes de difracción de Bragg en fibra óptica.

El principal objetivo que se busca conseguir es el desarrollo de un modelo general para redes de difracción en fibra que permita un mejor estudio para el conocimiento de los procesos físicos que determinan el funcionamiento de las mismas. Este modelo deberá permitir analizar tanto el proceso de crecimiento de estas redes como el estudio de los diferentes tipos de redes. Dicho modelo deberá caracterizar completamente al dispositivo tanto en el dominio del tiempo como en el dominio de la frecuencia.

El segundo de los objetivos que se plantea es el desarrollo de un algoritmo que permita obtener la característica de fase a partir de la medida de la reflectividad de estas redes ya que la medida de la característica de fase requiere de costosas y complicadas técnicas interferométricas. Este algoritmo estará basado en la relación de transformada de Hilbert que existe entre ambas.

Por otro lado, se pretenden desarrollar herramientas de síntesis, basadas en teoría de señal, que proporcionen el diseño de redes de difracción a partir de las especificaciones de sus características espectrales.

Finalmente, se pretenden diseñar, basándose en la experiencia acumulada de los estudios anteriores, nuevas estructuras de redes de difracción para filtrado óptico de la señal.

2.1. MODELO GENERAL DE REDES DE DIFRACCIÓN

El primer objetivo que se pretende abordar en la realización de esta Tesis Doctoral es el desarrollo de un modelo general para redes de difracción de Bragg en fibra óptica que permita caracterizar de forma completa a estos dispositivos. Principalmente, el modelado de estas redes se ha realizado mediante teoría de modos acoplados, el cual proporciona una solución analítica para redes de difracción uniformes, pero que necesita de una complicada particularización de las ecuaciones que describen su funcionamiento para el tratamiento de estructuras no uniformes con funciones de apodizado y funciones de variación del periodo de la red a lo largo de su eje. Por otro lado, la teoría de modos acoplados no trabaja directamente con los parámetros físicos de la red que afectan al índice de refracción, sino que trabaja con una serie de parámetros normalizados como las constantes de acoplo entre modos y desviaciones respecto de la condición de adaptación de fases lo cual hace perder un poco el significado físico de los fenómenos que se producen en la red de difracción.

Por tanto, el objetivo a conseguir será el desarrollo de un modelo general para el análisis de cualquier tipo de red de difracción en fibra. Este modelo se basará en considerar a la red de difracción como una estructura multicapa, la cual se conseguirá muestreando la perturbación del índice de refracción que da lugar a la red con un periodo de muestreo menor que el periodo de la red. Esta estructura multicapa será analizada mediante la teoría de propagación de ondas electromagnéticas a través de medios dieléctricos y teoría de matrices de transferencia. De esta forma se consigue además trabajar directamente sobre los parámetros físicos del índice de refracción que da lugar a la red.

Finalmente, se persigue que el modelo proporcione una caracterización completa de la red de difracción, tanto en su estudio en reflexión como en transmisión. Se caracterizará al dispositivo como un sistema lineal invariante por lo que el modelo deberá ofrecer las funciones de transferencia en el dominio de la frecuencia y las respuestas impulsivas en el dominio del tiempo. Además, se intentará profundizar un poco más en el estudio de estos dispositivos a partir del cálculo de los campos eléctricos que se propagan en su interior. Este hecho permitirá obtener una visión microscópica del

funcionamiento del dispositivo y proporcionará un mejor entendimiento de los fenómenos físicos que determinan su comportamiento.

2.2. RECONSTRUCCIÓN DE LA FASE A PARTIR DE LA REFLECTIVIDAD

Este segundo objetivo o línea de trabajo es quizás el más ambicioso en cuanto que su consecución redundaría en poder reemplazar costosos métodos de medida de la característica de fase por un simple algoritmo matemático. La idea original nace a partir de la necesidad de conocer conjuntamente las características de amplitud y fase de la función de transferencia de la red de difracción para tenerla completamente caracterizada. Mientras que la característica en amplitud es fácilmente medible mediante un analizador de espectros óptico, la característica de fase requiere de costosas y complicadas técnicas interferométricas. La importancia de la medida de la característica de fase viene a partir de la utilización de estas redes de difracción como canceladores de la dispersión cromática en los enlaces de larga distancia, y de la influencia de la dispersión que pueden introducir estos dispositivos cuando se utilizan como filtros ópticos en sistemas WDM.

El objetivo que se plantea es el desarrollo de un algoritmo que permita reconstruir la característica de fase a partir de la medida de reflectividad o característica en amplitud, basándose en que ambas se encuentran relacionadas por la transformada de Hilbert, o más conocidas relaciones de Kramers-Kroning. En la Fig. 2.1 se presenta gráficamente la idea expuesta.

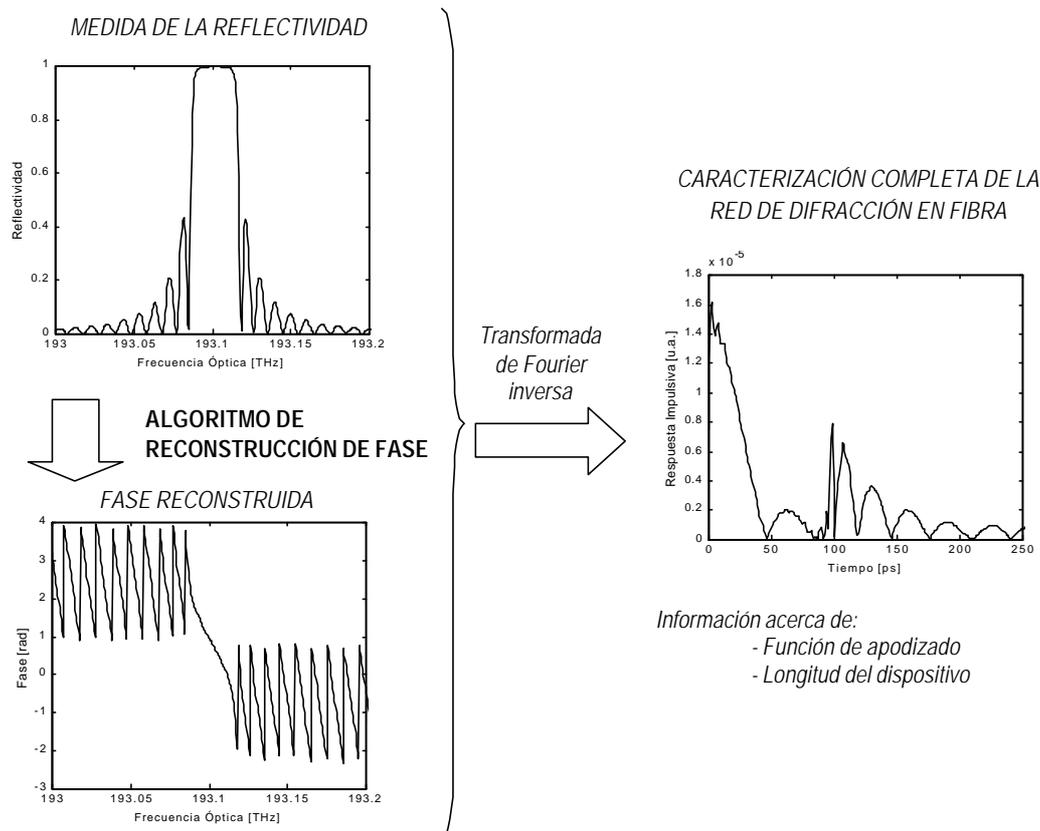


Figura 2.1. Reconstrucción de la fase a partir de la medida de la reflectividad.

Una vez que se haya recuperado la característica de fase se tendrá completamente caracterizada a la red de difracción, por lo que se podrán calcular los retardos de grupo y la respuesta impulsiva de ésta, las cuales darán una información muy interesante sobre la estructura de la red de difracción.

2.3. APLICACIÓN DE HERRAMIENTAS DE TEORÍA DE SEÑAL A REDES DE DIFRACCIÓN

Otra de las líneas de trabajo que se intentará llevar a cabo será la aplicación de herramientas de teoría de señal al análisis y síntesis de redes de difracción en fibra. En particular se trabajará con:

- Análisis Tiempo-Frecuencia: para la identificación de estructuras basadas en redes de difracción. La idea se basa en considerar que la red de difracción refleja o acopla localmente las distintas

frecuencias y por tanto, un análisis tiempo-frecuencia de los coeficientes de campo en reflexión y respuestas impulsivas deberá ofrecer información sobre la estructura de la red en cuanto a longitud y periodo de la misma. Esta información podrá ser utilizada para la identificación de estructuras complejas basadas en redes de difracción como redes Moiré o redes muestreadas y para la reconstrucción del periodo de la red en la síntesis de estas redes.

- Análisis de Fourier: Es bien conocido que en el caso de redes de difracción con acoplo débil existe una relación directa entre la transformada de Fourier de la perturbación del índice de refracción y el coeficiente de reflexión en campo. Sin embargo, esta técnica no funciona bien para redes con acoplo fuerte. El objetivo de se plantea es tratar la estructura multicapa obtenida mediante el modelo general de red de difracción con estas técnicas de análisis de Fourier para conseguir una primera aproximación del coeficiente de reflexión en campo. Este modelo aproximado deberá de ser válido tanto para redes de acoplo débil como para redes de acoplo fuerte. A continuación, podrá utilizarse este modelo de forma inversa para sintetizar redes de difracción a partir de las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo.

2.4. DISEÑO DE NUEVAS ESTRUCTURAS DE REDES DE DIFRACCIÓN

Finalmente, se pretende utilizar todos los estudios anteriores al servicio de la propuesta de nuevos diseños de redes de difracción para su aplicación en sistemas de comunicaciones ópticas. Por tanto, el objetivo será la propuesta de diseño de nuevos componentes que cubran las necesidades actuales de los sistemas de comunicaciones ópticas, mejorando las características de comportamiento de los componentes actuales. Principalmente, se intentarán desarrollar dispositivos para el filtrado y selección de canales en los sistemas de comunicaciones WDM.

En particular, uno de los diseños que se ha intentado obtener ha sido un componente basado en redes de difracción operando en transmisión (sin necesidad de circuladores ópticos o montajes interferométricos) y que a la vez sea sintonizable. Este dispositivo podrá ser ampliamente utilizado en las futuras redes de comunicaciones

ópticas de difusión de todos los canales y selección en recepción de cada uno de ellos.

Capítulo 3

Modelado y Caracterización de redes de difracción en fibra

Este capítulo presenta la hipótesis de trabajo sobre la cual se basa el desarrollo de la presente Tesis Doctoral. Esta hipótesis consiste en considerar la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra, que da lugar a la red de difracción, como una estructura multicapa. Este modelo general ha sido desarrollado teóricamente por mi Director de Tesis [MURIEL-96], y me fue proporcionado para el desarrollo del trabajo. Esta estructura multicapa se obtiene muestreando el perfil de la red de difracción con un periodo de muestreo mucho menor que el periodo de la red. La estructura multicapa así obtenida podrá ser analizada mediante la teoría de propagación de ondas electromagnéticas por medios dieléctricos y teoría de matrices de transferencia.

Esta hipótesis de trabajo constituirá un modelo general para las redes de difracción de Bragg en fibra ya que dada cualquier perturbación del índice de refracción, ésta podrá ser muestreada para conseguir la estructura multicapa y ser tratada de manera genérica. La principal ventaja de esta hipótesis es que permite trabajar directamente con los parámetros físicos de diseño de la red de difracción que afectan al índice de refracción y no trabajar con parámetros normalizados.

A partir del modelo propuesto para la red de difracción se podrá caracterizar al dispositivo como un sistema lineal invariante, tanto en el dominio de la frecuencia mediante las funciones de transferencia, como en el dominio del tiempo mediante las respuestas impulsivas. Además, el modelo permite el cálculo de las distribuciones de campo en el interior del dispositivo por lo que se podrá analizar la dinámica de funcionamiento del mismo, así como conseguir una mejor comprensión de los fenómenos físicos que ocurren en su interior.

3.1. INTRODUCCIÓN

Varias han sido las teorías que se han utilizado para el modelado de las redes de difracción de Bragg en fibra, pero quizás la más utilizada es la teoría de modos acoplados desarrollada por A. Yariv en 1973 [YARIV-73]. Esta teoría considera a la red de difracción como un dispositivo capaz de acoplar potencia óptica entre dos modos cuando el periodo de dicha red verifica la condición de adaptación de fases. Suponiendo β_1 y β_2 las constantes de propagación de cada uno de los modos y Λ el periodo de la red de difracción, la condición de adaptación de fases viene dada por la expresión:

$$\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2 = \frac{2(k+1)\mathbf{p}}{\Lambda}, \quad k=0,1,2,\dots \quad (3.1)$$

Dependiendo del sentido de propagación de los modos, se distingue entre acoplo codireccional y acoplo contradireccional. El primero de ellos se esquematiza en la Fig. 3.1, produciéndose el acoplo de potencia entre dos modos que se propagan en el mismo sentido. Debido a que la diferencia entre las constantes de propagación es pequeña, el periodo de estas redes es grande, dando lugar a las denominadas redes de difracción de periodo largo [VENGSAR-96.1],[VENGSAR-96.2].

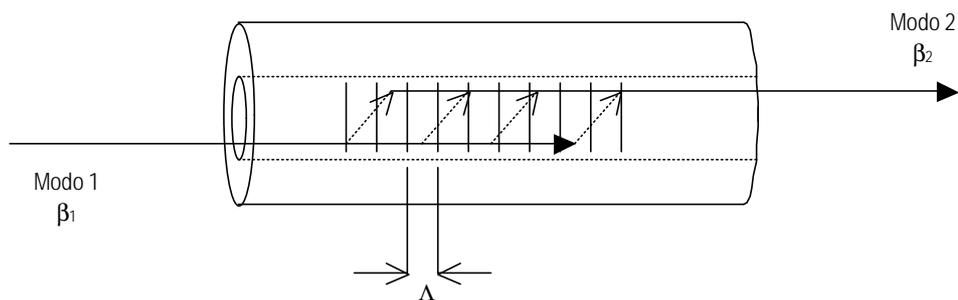


Figura 3.1. Acoplo codireccional. Redes de difracción de periodo largo.

El acoplo contradireccional está basado en el acoplo de potencia entre el modo fundamental que viaja en un sentido y el modo fundamental que viaja en sentido opuesto. Como la diferencia entre las

constantes de propagación ahora es mayor (misma magnitud y signos opuestos), el periodo de la red se hace más pequeño dando lugar a las denominadas redes de difracción de periodo corto. Estas redes son las más extendidas debido a su sencillez de operación y su principio de funcionamiento puede ser fácilmente comprendido a partir de la suma coherente de las sucesivas reflexiones que se producen en los saltos de índice de refracción. En la Fig. 3.2 se presenta el esquema de funcionamiento de estas redes.

En este caso de acoplo contradireccional, las constantes de propagación de cada uno de los modos son β y $-\beta$ respectivamente, por lo que la condición de adaptación de fases se verifica para la radiación óptica de longitud de onda:

$$I_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (3.2)$$

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo del modo fundamental, Λ es el periodo de la red, y λ_B es la longitud de onda de Bragg (longitud de onda reflejada o acoplada por el dispositivo).

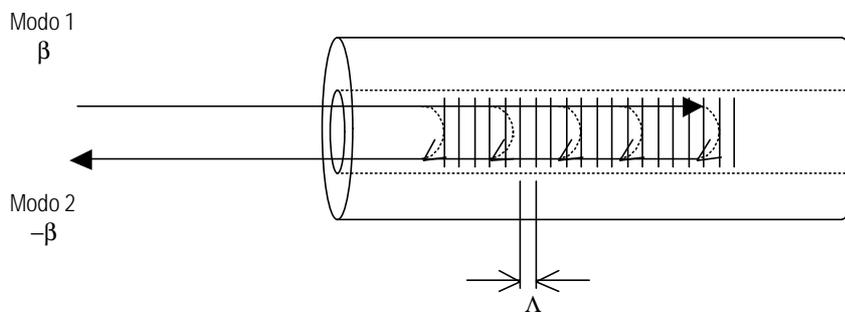


Figura 3.2. Acoplo contradireccional. Redes de difracción de periodo corto.

La teoría de modos acoplados describe el comportamiento de las redes de difracción mediante un sistema de dos ecuaciones diferenciales acopladas que tiene solución analítica para el caso sencillo de red de difracción de periodo y perturbación uniforme [YARIV-84]. El tratamiento de estructuras no uniformes con funciones de apodizado y funciones de variación del periodo de la red es bastante más complicado y fue desarrollado por H. Kogelnick

particularizando el sistema de ecuaciones para cada caso en cuestión [KOGELNICK-76].

La teoría de modos acoplados es muy versátil en cuanto que contempla cualquier tipo de acoplo de potencia entre los diferentes modos que soporta la fibra óptica, sin embargo, presenta una serie de inconvenientes. Se ha de hacer notar que es una teoría aproximada que solo tiene en cuenta el primer orden de Bragg, con lo que se necesita un estudio particularizado mediante coeficientes de acoplo para cada uno de órdenes a considerar, lo que hace difícil el análisis de estructuras cuya forma de la perturbación no sea sinusoidal. Por otro lado, no trabaja directamente con los parámetros físicos de la perturbación (índice de refracción) sino que utiliza parámetros normalizados aproximados como el coeficiente de acoplo entre modos y desviaciones sobre la condición de adaptación de fases.

Otro modelo muy difundido para la caracterización de las redes de difracción se basa en la utilización conjunta de la teoría de modos acoplados y matrices de transferencia [SHIBATA-94]. Este método permite tratar estructuras no uniformes con funciones de apodizado y funciones de chirp ya que la red se divide en secciones concatenadas de redes uniformes, caracterizada cada una de ellas por su periodo uniforme y su constante de acoplo. La solución de la teoría de acoplo de modos para cada una de estas redes uniformes puede ser expresada en forma matricial, obteniéndose la solución de la estructura total mediante el producto sucesivo de todas las matrices (Fig. 3.3). El principal problema que presenta este modelo es que el muestreo de la perturbación no uniforme mediante redes uniformes tiene un límite basado en el tratamiento de cada una de estas redes mediante modos acoplados. Por otro lado, este modelo permite tratar de forma aproximada estructuras no uniformes simples pero no permite tratar estructuras más complejas basadas en redes de difracción como redes de difracción muestreadas o redes Moiré.

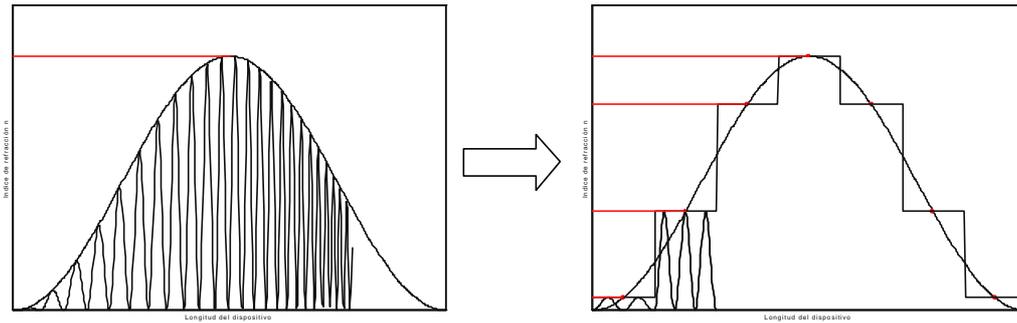


Figura 3.3. Modelado de redes de difracción no uniformes basado en el muestreo de la misma con redes uniformes.

Estos modelos basados en teoría de modos acoplados caracterizan a la red de difracción desde un punto de vista macroscópico como sistemas lineales invariantes tanto en reflexión como en transmisión. Los coeficientes de reflexión y transmisión en campo caracterizarán al dispositivo en el dominio de la frecuencia (funciones de transferencia) y las respectivas respuestas impulsivas lo harán en el dominio del tiempo. El obtener una caracterización microscópica del dispositivo mediante teoría de modos acoplados se hace bastante complicado.

En este sentido, se ha aplicado la teoría de ondas de Bloch generalizada al análisis de las redes de difracción para conseguir una caracterización a nivel microscópico [PERAL-97]. Sin embargo, dicha teoría necesita la particularización de las ecuaciones para cada una de las estructuras a ser tratadas, haciéndose difícil la aplicación del modelo a cualquier estructura de red de difracción. En el dominio del tiempo, la resolución de las ecuaciones de acoplo de modos para un punto interior de la red de difracción ofrecen una imagen de la dinámica de formación de los fenómenos físicos que ocurren en su interior pero su análisis es farragoso y limitado [CHEN-97.2].

3.2. MODELO GENERAL PARA REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA

Físicamente una red difracción de Bragg en fibra óptica es una perturbación del índice de refracción del núcleo de la misma a lo largo de su eje, que se forma por exposición del núcleo a un patrón de interferencia óptica intenso. Estas redes funcionan como filtros ópticos paso banda que reflejan unas longitudes de onda específicas y

dejan pasar el resto. Su principio físico de operación puede entenderse como una suma coherente de las sucesivas reflexiones que se producen en los saltos de índice de refracción. Por tanto, solamente se consideraran redes de periodo corto o basadas en acoplo contradireccional, cuyo esquema de funcionamiento se presenta en la Fig. 3.4.

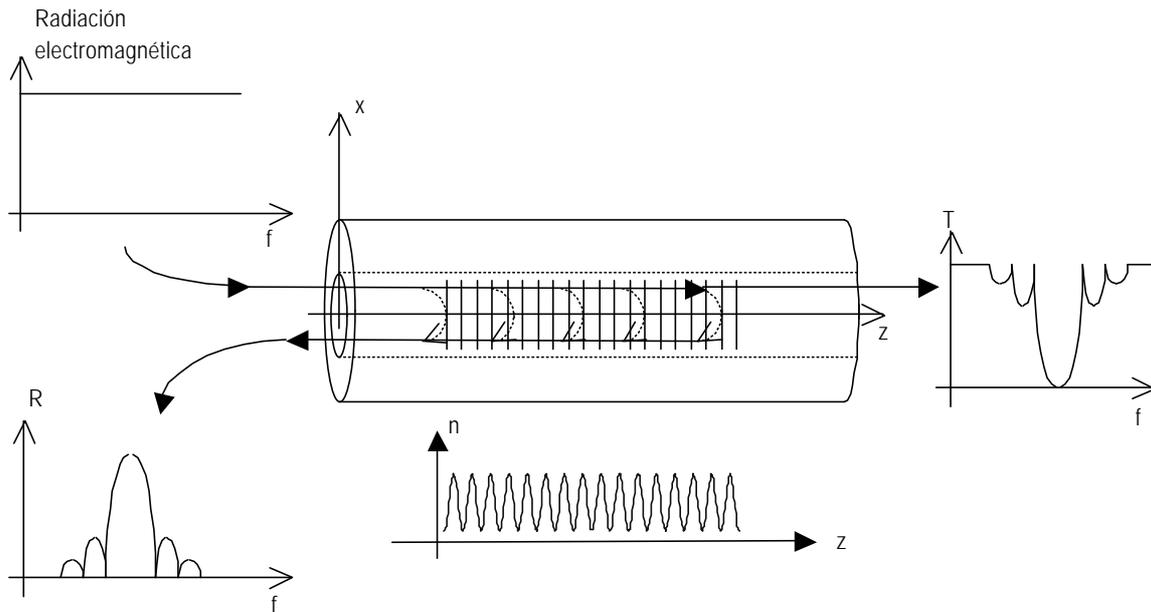


Figura 3.4. Principio de operación de las redes de difracción de Bragg de periodo corto.

El análisis de las redes de difracción de Bragg en fibra óptica se plantea como el problema de la propagación de una radiación electromagnética a través de un medio dieléctrico. Se supondrá que el índice de refracción n del medio es independiente de las magnitudes de los campos eléctrico y magnético, \mathbf{E} y \mathbf{H} , por lo que se trabajará en régimen lineal y además se supondrá que el medio es isótropo y sin pérdidas.

En régimen monomodo la red de difracción puede considerarse como una variación unidimensional del índice de refracción del núcleo n a lo largo del eje de la fibra z , $n(z)$, suponiendo que el medio es homogéneo en el plano xy (Fig. 3.4). Al trabajar en régimen lineal cada componente de frecuencia de la radiación electromagnética interactúa independientemente con el medio. Por tanto, considerando una radiación electromagnética monocromática de frecuencia f , que incide perpendicularmente sobre la red de difracción, el campo

eléctrico propagándose por el medio que satisface las ecuaciones de Maxwell para estas condiciones ha de ser de la forma:

$$\vec{E}(f) = E(z, f)e^{j2\beta f z} \hat{x} = [E^+(z, f) + E^-(z, f)]e^{j2\beta f z} \hat{x} \quad (3.3)$$

donde $E^+(z)$ y $E^-(z)$ son las amplitudes complejas de campo propagándose en el sentido de z y opuesto a z , respectivamente, y \hat{x} es un vector unitario en la dirección de x . Se ha considerado que el campo eléctrico está linealmente polarizado en la dirección x sin pérdida de generalidad.

De esta forma, el campo eléctrico, que se propaga por el dispositivo, en cualquier punto z puede representarse mediante un vector columna de dimensión 2×1 cuyos elementos serán $E^+(z)$ y $E^-(z)$. Para el caso general de una perturbación unidimensional del índice de refracción $n(z)$, los campos en dos planos cualesquiera $z=z_1$ y $z=z_2$ (Fig. 3.5) estarán relacionados por una matriz 2×2 denominada matriz de transferencia M [MURIEL-96],[YEH-88] y que vendrá dada por:

$$\begin{pmatrix} E^+(z_1, f) \\ E^-(z_1, f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+(z_2, f) \\ E^-(z_2, f) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

siendo M_{11} , M_{12} , M_{21} y M_{22} los coeficientes de la matriz M .

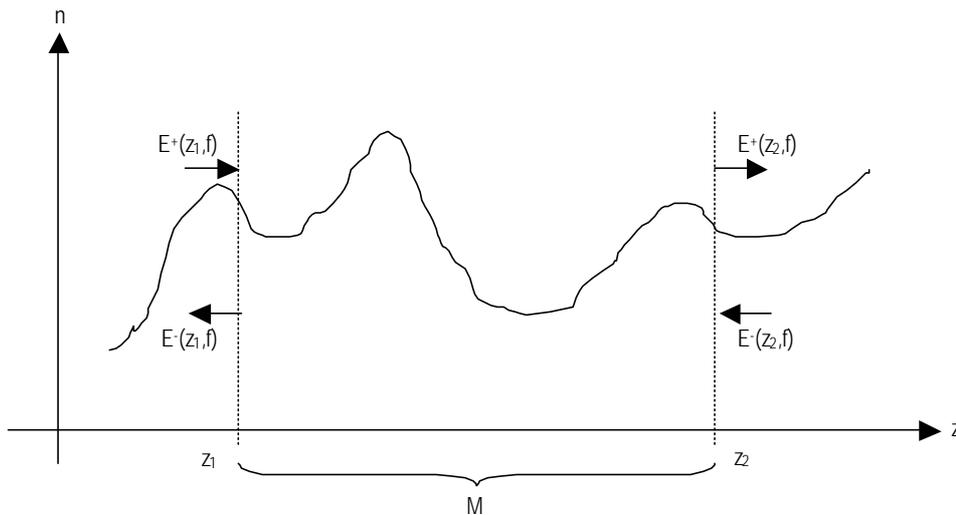


Figura 3.5. Matriz de transferencia M de un medio que relaciona las amplitudes complejas de los campos entre dos planos cualesquiera.

A continuación se particulariza el análisis para una red de difracción de carácter general.

A.- Perturbación genérica de la red de difracción y obtención de la estructura multicapa

Como ya se ha comentado anteriormente en régimen monomodo la red de difracción en fibra puede considerarse una variación unidimensional del índice de refracción del núcleo a lo largo del eje de la fibra $n(z)$. Esta variación continua puede ser muestreada para obtener una estructura multicapa susceptible de ser tratada mediante la teoría de reflexión y refracción en medios dieléctricos y teoría de matrices de transferencia.

En general, la perturbación del índice de refracción que da lugar a la red de difracción en el núcleo de la fibra puede ser descrita de forma analítica mediante las expresiones:

$$n(z) = n_0 + \Delta n(z) \quad (3.5a)$$

$$\Delta n(z) = \Delta n_{max} \cdot A(z) \cdot F(\mathbf{j}(z)) \quad (3.5b)$$

$$\mathbf{j}(z) = \int_0^z \frac{2\mathbf{p}}{\Lambda(z')} dz' \quad (3.5c)$$

donde n_0 es el índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar e $\Delta n(z)$ representa la perturbación del índice de refracción que produce la red de difracción en la fibra. Este $\Delta n(z)$ será siempre positivo debido a que en el efecto fotorefractivo el índice de refracción responde a la potencia óptica de luz que recibe. Δn_{max} es la modulación máxima del índice de refracción, $A(z)$ describe la función de apodizado normalizada, $F(\cdot)$ representa la forma de la perturbación periódica y $\varphi(z)$ es la fase en radianes relacionada con el periodo de la red de difracción $\Lambda(z)$ (función de chirp o variación del periodo de la red a lo largo del eje de la fibra) por la expresión 3.5c. Estos parámetros fijan completamente el diseño de la red de difracción y determinarán su comportamiento. En la Fig. 3.6a se representa gráficamente la influencia de cada uno de ellos sobre la perturbación.

El tratamiento de la variación continua del índice de refracción es difícilmente abordable por lo que se muestrea dicha perturbación para obtener una estructura multicapa formada por capas de dieléctrico

de índice de refracción constante y de un espesor fijado por el periodo de muestreo. Dicho periodo de muestreo z_m deberá de ser mucho menor que el periodo de la red de difracción ($z_m \ll \Lambda(z)$) para así poder recoger en la estructura multicapa todo tipo de no uniformidades como funciones de apodizado, funciones de chirp, saltos de fase, estructuras muestreadas y redes Moiré. Cuanto menor sea el periodo de muestreo mayor será la precisión de la aproximación, pero por el contrario, también se necesitará un mayor tiempo de cómputo. En la Fig. 3.6b se representa un detalle de la obtención de la estructura multicapa a partir de la variación continua de la perturbación.

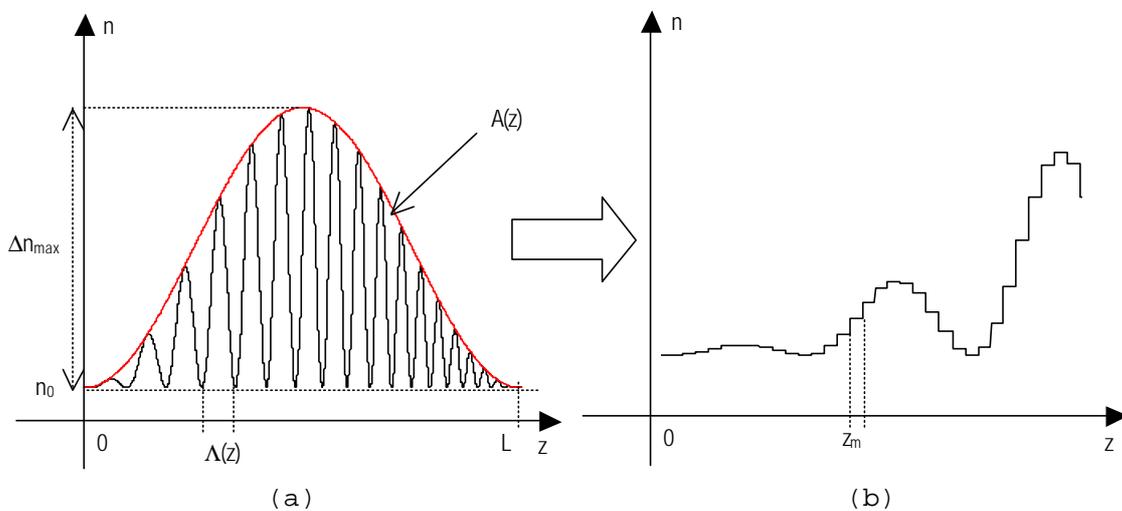


Figura 3.6. (a) Perturbación genérica del índice de refracción de una red de difracción en fibra y descripción de sus parámetros característicos que fijan su diseño y determinan su comportamiento. (b) Obtención de la estructura multicapa a partir de la expresión analítica de la perturbación de la red de difracción.

En consecuencia, la estructura multicapa se compone de una sucesión de capas dieléctricas de índice de refracción constante y espesor igual al periodo de muestreo z_m . Se ha utilizado una técnica de muestreo uniforme por sencillez y para que sea susceptible de un posterior análisis mediante técnicas de Fourier. Esta estructura multicapa será tratada mediante la teoría de reflexión y refracción de radiación electromagnética en medios dieléctricos ya que puede ser descompuesta en una sucesión alternada de interfases dieléctricas entre medios de índice de refracción constante y capas de dieléctrico de índice de refracción constante, como se muestra en la Fig. 3.7.

A continuación se analizan por separado cada uno de estos dos componentes que forman la estructura multicapa.

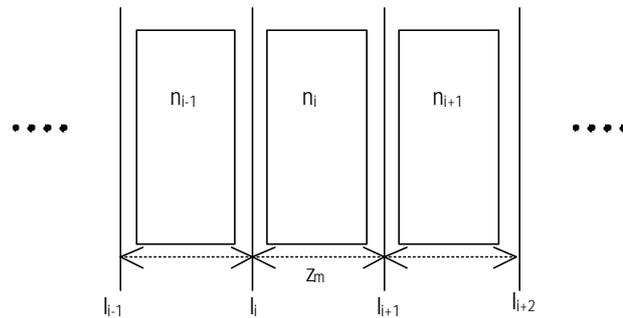


Figura 3.7. Descomposición de la estructura multicapa en una sucesión alternada de interfaces dieléctricas y capas dieléctricas de índice de refracción constante.

B.- Interfase dieléctrica

El problema de la reflexión y refracción de una radiación electromagnética en una interfase dieléctrica está bien estudiado [MURIEL-96],[YEH-88]. Suponiendo una onda plana monocromática de frecuencia f incidiendo perpendicularmente en la interfase entre dos medios dieléctricos de índice de refracción constante, como se muestra en la Fig. 3.8, las amplitudes complejas de los campos en dicha interfase deberán de cumplir las condiciones de contorno, deducidas a partir de las ecuaciones de Maxwell, de continuidad de las componentes tangenciales de los campos eléctrico y magnético.

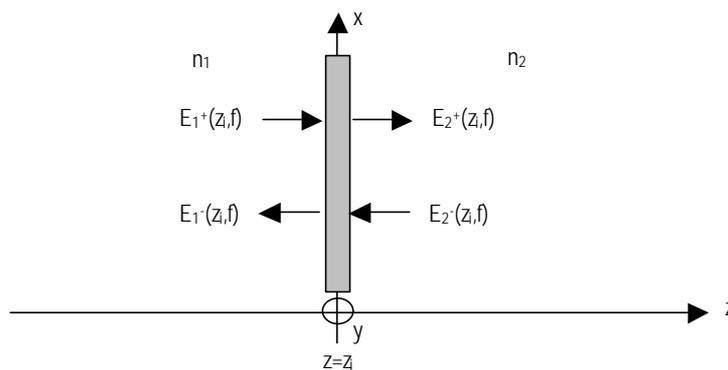


Figura 3.8. Interfase dieléctrica.

Las ecuaciones que describen las condiciones de contorno en dicha interfase son:

$$E_1^+(z_i, f) + E_1^-(z_i, f) = E_2^+(z_i, f) + E_2^-(z_i, f) \quad (3.6a)$$

$$n_1 \cdot (E_1^+(z_i, f) - E_1^-(z_i, f)) = n_2 \cdot (E_2^+(z_i, f) + E_2^-(z_i, f)) \quad (3.6b)$$

Reordenando y expresándolo en forma matricial se obtiene la matriz correspondiente a la interfase dieléctrica:

$$\begin{pmatrix} E_1^+(z_i, f) \\ E_1^-(z_i, f) \end{pmatrix} = \frac{1}{2n_1} \begin{pmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+(z_i, f) \\ E_2^-(z_i, f) \end{pmatrix} = M_{interfase} \begin{pmatrix} E_2^+(z_i, f) \\ E_2^-(z_i, f) \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

De esta forma se obtiene la matriz de transferencia que caracteriza a la interfase dieléctrica y que determina las leyes de reflexión y refracción de una onda plana monocromática que incide perpendicularmente sobre ella. Por tanto, la matriz $M_{interfase}$ relaciona las amplitudes complejas de los campos a la entrada y a la salida de esta interfase.

C.- Capa homogénea isótropa sin pérdidas

Se analiza ahora el problema de la propagación de una onda plana monocromática de frecuencia f a través de una capa dieléctrica homogénea isótropa sin pérdidas de índice de refracción n y de espesor z_m [MURIEL-96],[YEH-88]. Suponiendo igualmente incidencia perpendicular como se muestra en la Fig. 3.9, las expresiones que relacionan las amplitudes complejas de los campos a la entrada y a la salida de la capa serán:

$$E_2^+(z_i + z_m, f) = E_1^+(z_i, f) \cdot e^{-j\frac{2\pi}{c}fnz_m} \quad (3.8a)$$

$$E_1^-(z_i, f) = E_2^-(z_i + z_m, f) \cdot e^{-j\frac{2\pi}{c}fnz_m} \quad (3.8b)$$

donde c representa la velocidad de la luz en el vacío.

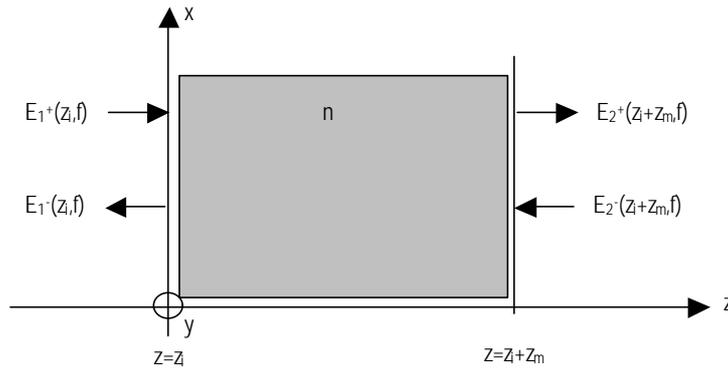


Figura 3.9. Capa homogénea isotrópica sin pérdidas.

Reordenando y expresando las ecuaciones anteriores en forma matricial:

$$\begin{pmatrix} E_1^+(z_i, f) \\ E_1^-(z_i, f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{j\frac{2p}{c}fnz_m} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2p}{c}fnz_m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+(z_i + z_m, f) \\ E_2^-(z_i + z_m, f) \end{pmatrix} = M_{\text{capa}} \begin{pmatrix} E_2^+(z_i + z_m, f) \\ E_2^-(z_i + z_m, f) \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

La matriz M_{capa} caracteriza completamente la propagación de una onda plana monocromática a través de una capa homogénea isotrópica sin pérdidas.

D.- Obtención de la matriz de transferencia de una red de difracción en fibra

Considérese finalmente la estructura multicapa obtenida a partir del muestreo de la perturbación del índice de refracción de una red de difracción en fibra de longitud L , y compuesta por la sucesión alternada de interfases dieléctricas y capas de índice de refracción constante. La matriz de transferencia M_{FG} que caracteriza el comportamiento de la red de difracción y que relaciona las amplitudes complejas de los campos a la entrada ($E^+(z=0, f)$ y $E^-(z=0, f)$) y a la salida ($E^+(z=L, f)$ y $E^-(z=L, f)$) del dispositivo se obtiene mediante el producto de izquierda a derecha de todas las matrices correspondientes a los elementos (interfases y capas de índice de refracción constante) que forman la estructura multicapa [MURIEL-96], [CAPMANY-90].

$$M_{FG} = M_{\text{interfase1}} \times M_{\text{capa1}} \times M_{\text{interfase2}} \times M_{\text{capa2}} \times \dots \quad (3.10)$$

De esta forma, M_{FG} relaciona las amplitudes complejas de los campos a la entrada y a la salida de la red de difracción, lo cual se muestra gráficamente en la Fig. 3.10.

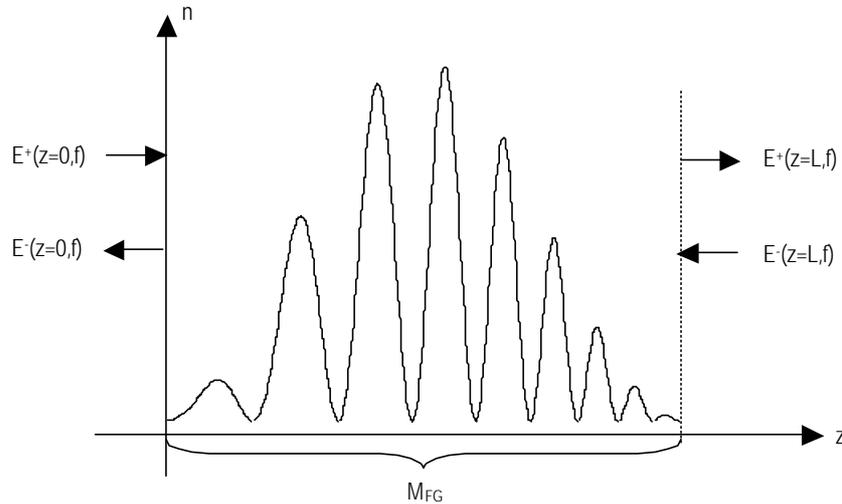


Figura 3.10. Matriz de transferencia característica de una red de difracción general.

Analíticamente la expresión matricial toma la forma:

$$\begin{pmatrix} E^+(z=0, f) \\ E^-(z=0, f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+(z=L, f) \\ E^-(z=L, f) \end{pmatrix} = M_{FG} \begin{pmatrix} E^+(z=L, f) \\ E^-(z=L, f) \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

En consecuencia, es importante hacer notar que a partir de la expresión analítica de la perturbación del índice de refracción de una red de difracción cualquiera, puede obtenerse la matriz de transferencia característica mediante el tratamiento de la estructura multicapa que se consigue al muestrear dicha perturbación con un periodo de muestreo mucho menor que el periodo de la red. Cuanto menor sea el periodo de muestreo mayor será la precisión de la aproximación. De esta forma, hay que destacar que el modelo propuesto analiza de forma totalmente genérica cualquier tipo de red de difracción tanto uniformes como no uniformes con funciones de apodizado, funciones de chirp, saltos de fase, estructuras muestreadas y redes Moiré. Estructuras más complejas pueden ser montadas concatenando las estructuras multicapa correspondientes a estructuras simples, siempre teniendo la precaución de mantener constante el periodo de muestreo.

3.3. CARACTERIZACIÓN DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA

Una vez que se ha modelado de forma genérica cualquier tipo de red de difracción en fibra, se pasa a su caracterización como sistema lineal invariante. Se distinguen dos tipos de caracterizaciones: en primer lugar una caracterización macroscópica que considera a la red de difracción como una caja negra a la cual se excita por uno de sus extremos y se analizan las respuestas a dicho estímulo tanto en transmisión como en reflexión; y en segundo lugar, una caracterización microscópica que consistirá en el cálculo de los campos que se propagan a través de la red de difracción. Esta caracterización microscópica permitirá obtener un mejor conocimiento de los fenómenos físicos que ocurren en el interior de la red de difracción y que por tanto determinan su comportamiento.

A.- Caracterización macroscópica

La caracterización macroscópica de las redes de difracción en fibra vendrá dada por las funciones de transferencia en reflexión y transmisión en el dominio de la frecuencia [ERDOGAN-97], y por las correspondientes respuestas impulsivas en el dominio del tiempo [CHEN-97.4], estando relacionadas por la transformada de Fourier [MURIEL-96]. Esta caracterización macroscópica se obtendrá en el dominio de la frecuencia a partir de la matriz de transferencia característica de la red de difracción con el cálculo de los coeficientes de reflexión y transmisión en campo ($H_r(f)$ y $H_t(f)$). Las respectivas respuestas impulsivas, $h_r(t)$ y $h_t(t)$, se obtendrán a partir de los coeficientes en campo tomando la transformada de Fourier inversa, como se representa en la Fig. 3.11.

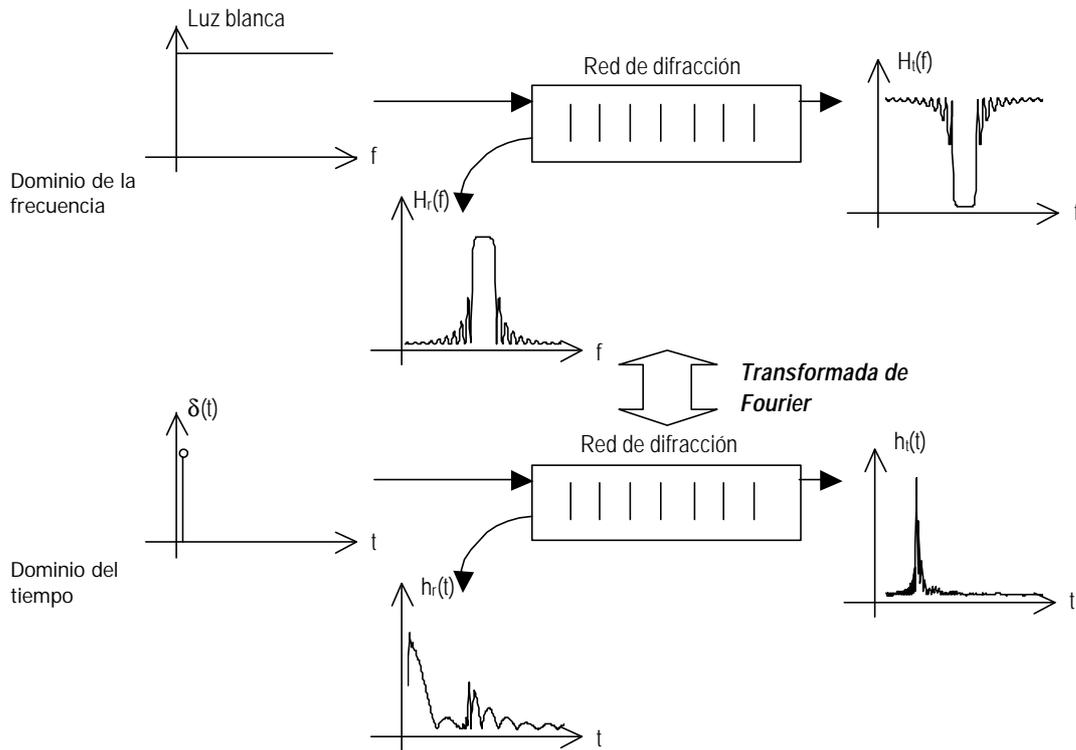


Figura 3.11. Caracterización macroscópica de una red de difracción general.

Considérese una red de difracción genérica caracterizada por su matriz de transferencia M_{FG} que relaciona las amplitudes complejas de campo a la entrada ($z=0$) y a la salida del dispositivo ($z=L$). Suponiendo que la red se excita por uno de sus extremos ($E^+(z=0, f)$) no podrá existir amplitud de campo en el extremo opuesto propagándose en sentido contrario a la excitación ($E^-(z=L, f)=0$). En consecuencia, con estas condiciones de contorno, se obtienen los coeficientes de reflexión y transmisión a partir de la matriz de transferencia característica de la estructura mediante las expresiones:

$$H_r(f) = |H_r(f)| e^{j\phi_r(f)} = \frac{E^-(z=0, f)}{E^+(z=0, f)} \Big|_{E^-(z=L, f)=0} = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad (3.12)$$

$$H_t(f) = |H_t(f)| e^{j\phi_t(f)} = \frac{E^+(z=L, f)}{E^+(z=0, f)} \Big|_{E^-(z=L, f)=0} = \frac{1}{M_{11}} \quad (3.13)$$

donde f representa la frecuencia óptica y los coeficientes de reflexión y transmisión en campo son complejos representándolos en función de su amplitud y fase. A partir del módulo de éstos se define

la reflectividad $R(f)$ y transmitividad $T(f)$ en potencia del dispositivo como:

$$R(f) = |H_r(f)|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (3.14)$$

$$T(f) = |H_t(f)|^2 = \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (3.15)$$

El retardo de grupo en reflexión y transmisión se calcula diferenciando las fases de los coeficientes de reflexión y transmisión en campo con respecto a la frecuencia óptica. Así:

$$\mathbf{t}_r(f) = -\frac{1}{2\mathbf{p}} \frac{d\mathbf{f}_r(f)}{df} \quad (3.16)$$

$$\mathbf{t}_t(f) = -\frac{1}{2\mathbf{p}} \frac{d\mathbf{f}_t(f)}{df} \quad (3.17)$$

Finalmente, la caracterización en el dominio del tiempo con las respuestas impulsivas en reflexión y transmisión se obtiene tomando la transformada de Fourier inversa de los coeficientes de reflexión y transmisión en campo:

$$h_r(t) = \mathfrak{S}^{-1}[H_r(f)] \quad (3.18)$$

$$h_t(t) = \mathfrak{S}^{-1}[H_t(f)] \quad (3.19)$$

B.- Caracterización microscópica

La caracterización microscópica o caracterización interna de la red de difracción puede obtenerse con el formalismo matricial presentado mediante el cálculo de las amplitudes complejas de campo eléctrico en cualquier punto interno al dispositivo $z=z_p$, $E^+(z=z_p, f)$ y $E^-(z=z_p, f)$ [MURIEL-96]. Considérese de nuevo una red de difracción genérica de longitud L , caracterizada por su matriz de transferencia característica M_{FG} , a partir de la cual se podrán conocer las amplitudes de los campos que se propagan en los dos sentidos tanto a la entrada como a la salida del dispositivo. Teniendo en cuenta que el dispositivo se excita en el extremo $z=0$ ($E^+(z=0, f)$) y que por tanto no existe campo propagándose en sentido contrario al de la excitación en

el extremo opuesto ($E^-(z=L, f)=0$), se calculan los campos reflejados y transmitidos por la estructura como:

$$E^+(z=L, f) = \frac{1}{M_{11}} E^+(z=0, f) \tag{3.20}$$

$$E^-(z=0, f) = \frac{M_{21}}{M_{11}} E^+(z=0, f) \tag{3.21}$$

Una vez que se conocen los campos a la entrada y a la salida del dispositivo se proponen dos alternativas para el cómputo de las amplitudes complejas de los campos en un plano interior arbitrario $z=z_p$ del dispositivo que se propagan en el sentido de la excitación $E^+(z=z_p, f)$ y en sentido contrario $E^-(z=z_p, f)$ a ésta, como se representa en la Fig. 3.12.

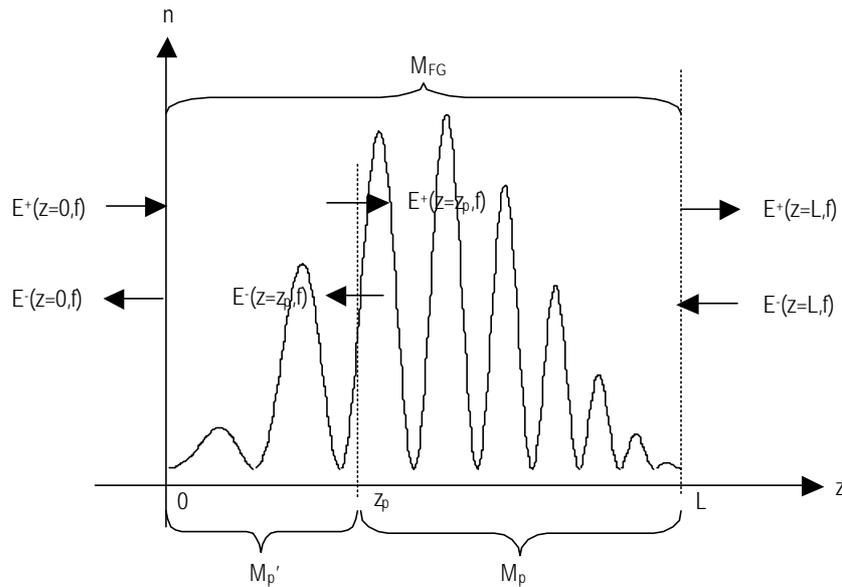


Figura 3.12. Formalismo matricial para el cálculo de los campos en un plano arbitrario interior de la estructura $z=z_p$.

B1.- A partir de los campos en el plano de salida $z=L$, $E^+(z=L, f)$ y $E^-(z=L, f)$ [MURIEL-96]:

En este caso se propone el siguiente algoritmo para el cálculo de los campos en el interior de la estructura:

- i.- Cálculo de la matriz de transferencia M_p desde el plano arbitrario considerado $z=z_p$ hasta el plano final del dispositivo $z=L$. En este sentido:

$$\begin{pmatrix} E^+(z=z_p, f) \\ E^-(z=z_p, f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{p11} & M_{p12} \\ M_{p21} & M_{p22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+(z=L, f) \\ E^-(z=L, f) \end{pmatrix} = M_p \begin{pmatrix} E^+(z=L, f) \\ E^-(z=L, f) \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

ii.- Teniendo en cuenta que $E^-(z=L, f)=0$, los campos en el plano $z=z_p$ se obtienen a partir de la última relación como:

$$E^+(z=z_p, f) = M_{p11}E^+(z=L, f) = M_{p11} \frac{1}{M_{11}} E^+(z=0, f) \quad (3.23)$$

$$E^-(z=z_p, f) = M_{p21}E^+(z=L, f) = M_{p21} \frac{1}{M_{11}} E^+(z=0, f) \quad (3.24)$$

donde se han utilizado las expresiones (3.20) Y (3.21). Estos resultados permiten los flujos de potencia asociados a las ondas que se propagan en el sentido de la excitación y en el opuesto, $I^+(z=z_p)$ e $I^-(z=z_p)$, respectivamente:

$$I^+(z=z_p) = \frac{1}{2} c \mathbf{e}_0 n(z_p) |E^+(z=z_p)|^2 \quad (3.25)$$

$$I^-(z=z_p) = \frac{1}{2} c \mathbf{e}_0 n(z_p) |E^-(z=z_p)|^2 \quad (3.26)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío.

iii.- Finalmente, se calcula la amplitud compleja de campo total en el plano $z=z_p$ como:

$$E(z=z_p, f) = E^+(z=z_p, f) + E^-(z=z_p, f) = \frac{1}{M_{11}} (M_{p11} + M_{p21}) E^+(z=0, f) \quad (3.27)$$

La distribución de potencia óptica a lo largo de la estructura $P(z=z_p)$ es directamente proporcional al módulo al cuadrado del campo total. Por tanto,

$$P(z=z_p) \propto |E(z=z_p)|^2 \quad (3.28)$$

donde \propto representa proporcionalidad.

B2.- A partir de los campos en el plano de entrada $z=0$, $E^+(z=0, f)$ y $E^-(z=0, f)$ [AZAÑA-97]:

El siguiente esquema puede ser utilizado:

i.- Cálculo de la matriz de transferencia M_p' desde el plano de entrada $z=0$ hasta el plano artificial introducido $z=z_p$ (Fig. 3.12):

$$\begin{pmatrix} E^+(z=0, f) \\ E^-(z=0, f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M'_{p11} & M'_{p12} \\ M'_{p21} & M'_{p22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+(z=z_p, f) \\ E^-(z=z_p, f) \end{pmatrix} = M'_p \begin{pmatrix} E^+(z=z_p, f) \\ E^-(z=z_p, f) \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

ii.- Cálculo de los campos requeridos haciendo uso de la expresión (3.29):

$$\begin{aligned} E^+(z=z_p, f) &= \frac{1}{|M'_p|} \left[M'_{p22} E^+(z=0, f) - M'_{p12} E^-(z=0, f) \right] = \\ &= \frac{1}{|M'_p|} \left[M'_{p22} - M'_{p12} \frac{M'_{21}}{M'_{11}} \right] E^+(z=0, f) \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} E^-(z=z_p, f) &= \frac{1}{|M'_p|} \left[-M'_{p21} E^+(z=0, f) + M'_{p11} E^-(z=0, f) \right] = \\ &= \frac{1}{|M'_p|} \left[-M'_{p21} + M'_{p11} \frac{M'_{21}}{M'_{11}} \right] E^+(z=0, f) \end{aligned} \quad (3.31)$$

donde $|M'_p|$ se refiere al determinante de M_p' y la expresión (3.21) ha sido utilizada para relacionar los campos $E^+(z=0, f)$ y $E^-(z=0, f)$. Los flujos de potencia pueden obtenerse de forma análoga al caso anterior mediante las expresiones (3.25) y (3.26).

iii.- A partir de las expresiones anteriores, el campo interno total en el plano $z=z_p$ estará dado por:

$$\begin{aligned} E(z=z_p, f) &= E^+(z=z_p, f) + E^-(z=z_p, f) = \\ &= \frac{1}{|M'_p|} \left[\left(M'_{p22} - M'_{p21} \right) + \left(-M'_{p21} + M'_{p11} \frac{M'_{21}}{M'_{11}} \right) \right] E^+(z=0, f) \end{aligned} \quad (3.32)$$

La correspondiente potencia óptica se computa a partir de la expresión (3.28).

Una vez obtenidos las amplitudes complejas de los campos en el plano $z=z_p$ interior del dispositivo, se caracteriza microscópicamente al mismo mediante la definición de las correspondientes funciones de transferencia hacia delante (sentido de la excitación) y hacia atrás (sentido opuesto al de la excitación) en este plano, $H^+(z=z_p, f)$ y $H^-(z=z_p, f)$, respectivamente:

$$H^+(z = z_p, f) = \left. \frac{E^+(z = z_p, f)}{E^+(z = 0, f)} \right|_{E^-(z=L, f)=0} \quad (3.33)$$

$$H^-(z = z_p, f) = \left. \frac{E^-(z = z_p, f)}{E^+(z = 0, f)} \right|_{E^-(z=L, f)=0} \quad (3.34)$$

A partir de estas funciones de transferencia locales hacia delante y hacia atrás en el plano arbitrario $z=z_p$ se calculan las correspondientes respuestas impulsivas internas tomando la transformada de Fourier inversa. De esta forma se definen las respuestas impulsivas internas locales en el plano arbitrario $z=z_p$ hacia delante $h^+(z=z_p, t)$ y hacia atrás $h^-(z=z_p, t)$ como:

$$h^+(z = z_p, t) = \mathfrak{S}^{-1} [H^+(z = z_p, f)] \quad (3.35)$$

$$h^-(z = z_p, t) = \mathfrak{S}^{-1} [H^-(z = z_p, f)] \quad (3.36)$$

con lo que ya se ha conseguido caracterizar a nivel microscópico la estructura, tanto en el dominio de la frecuencia como en el dominio del tiempo (caracterización reflectrométrica interna) y tanto en reflexión como en transmisión. De esta forma, se ha caracterizado completamente a la red de difracción en fibra.

Para finalizar, el cálculo de las envolventes complejas de los campos eléctricos en el dominio del tiempo hacia delante, $e^+(z=z_p, t)$, y hacia atrás, $e^-(z=z_p, t)$, se obtienen convolucionando la entrada $e^+(z=0, t)$ con las correspondientes respuestas impulsivas. Conociendo que $E^+(z=0, f)$ y $e^+(z=0, t)$ están relacionados por la transformada de Fourier se obtiene:

$$e^+(z = z_p, t) = e^+(z = 0, t) * h^+(z = z_p, t) \quad (3.37)$$

$$e^-(z = z_p, t) = e^-(z = 0, t) * h^-(z = z_p, t) \quad (3.38)$$

donde * representa la operación convolución. Con este cálculo de las envolventes complejas de los campos en el dominio del tiempo no solamente se ha creado un modelo para la caracterización microscópica de la red de difracción sino que también permitirá el análisis de la propagación de pulsos y secuencia de pulsos por estos dispositivos. En la Fig. 3.13 se esquematiza gráficamente el proceso a seguir para la caracterización completa de una red de difracción genérica.

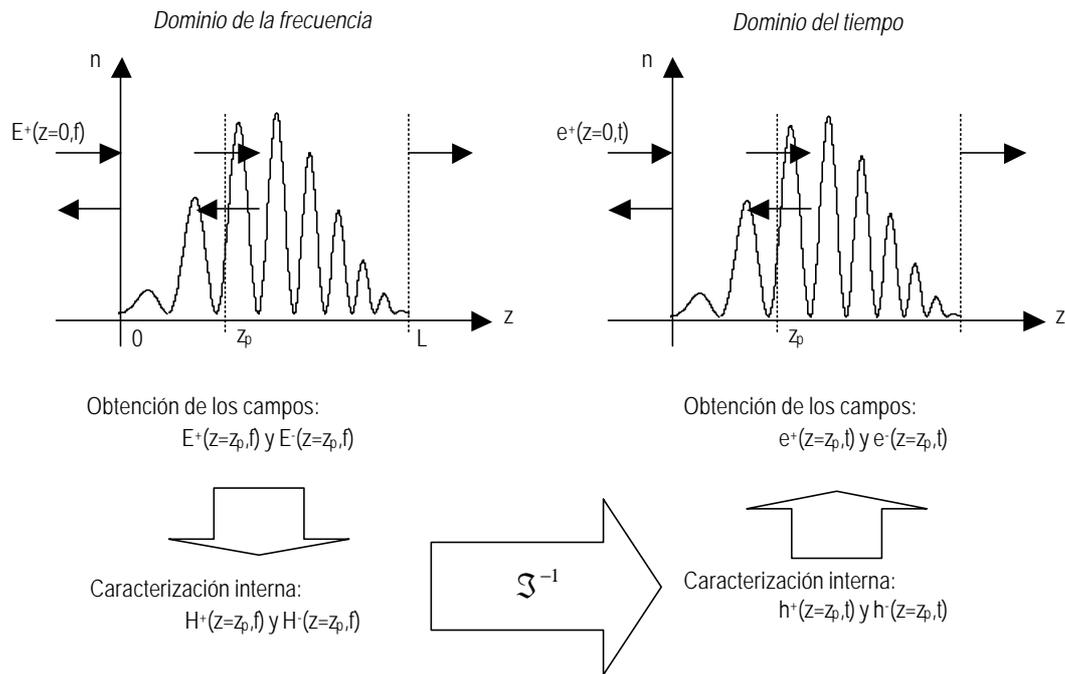


Figura 3.13. Esquema gráfico para la caracterización completa de una red de difracción en fibra genérica.

Para verificar la validez del modelo y caracterización propuesta, en el Apéndice 2 se analiza una capa sencilla homogénea isótropa sin pérdidas comprendida entre dos capas semiinfinitas de aire. Este dispositivo no es más que el muy conocido resonador Fabry-Perot.

Capítulo 4

Crecimiento de redes de difracción en fibra

Este capítulo presenta un modelo para el proceso de crecimiento de redes de difracción en fibra óptica. El modelo considera que el incremento del índice de refracción del núcleo de la fibra fotorefractiva se debe a la absorción de fotones por parte de los defectos introducidos por el dopaje del núcleo de la fibra con átomos de Germanio. Por tanto, los factores a tener en cuenta en la dinámica del grabado de una red de difracción en el núcleo de la fibra son el tipo de fibra fotorefractiva utilizada, la potencia óptica de luz que incide sobre la misma y el tiempo de exposición de la fibra a la radiación luminosa.

En consecuencia, el modelo proporciona la expresión analítica de la perturbación del índice de refracción del núcleo, que da lugar a la red, en función de la potencia óptica incidente y el tiempo de exposición. Aplicando a esta perturbación el modelo general de simulación de redes presentado en el Capítulo 3, se analizarán las características de la red fotoimpresa y su dinámica de formación destacando principalmente los efectos de saturación del índice de refracción inducido y la variación de la frecuencia óptica de Bragg en función del tiempo de exposición.

4.1. MODELADO DEL CRECIMIENTO DE REDES DE DIFRACCIÓN

Como ya se ha explicado anteriormente, el grabado o fotoimpresión de una red de difracción en el núcleo de una fibra óptica se basa en el efecto fotorefractivo o efecto fotosensible, por el cual el índice de refracción de una estructura aumenta cuando incide sobre él un haz de luz [DOUAY-97]. En el caso de las redes de difracción, este efecto se consigue haciendo incidir un patrón de interferencia óptica intenso sobre una fibra óptica cuyo núcleo ha sido dopado con Germanio [HILL-93.1],[ANDERSO-93]. El fenómeno físico por el cual se produce el incremento en el índice de refracción no está todavía bien explicado siendo la hipótesis más extendida que los átomos de Germanio inducen defectos en la estructura de la fibra, y por tanto, el incremento en el índice de refracción se deba a la absorción de fotones por parte de estos defectos [ATKINS-93],[PATRICK-93].

La fuente de luz utilizada para fotoimprimir la red en la fibra es un haz láser en el ultravioleta (UV - $\lambda \sim 240\text{nm}$) debido a que presenta dos ventajas:

- En primer lugar, la cubierta de la fibra es transparente a la luz UV, con lo que para grabar la red de difracción no hay que despojar a la fibra de su cubierta [MELTZ-93].
- En segundo lugar, los trabajos de laboratorio presentan un mayor rendimiento en el proceso de fotoimpresión para luz UV que para luz láser de longitud de onda entre 488nm y 514.5nm. Este hecho sugiere que el cambio que se produce en el índice de refracción es debido a la absorción de un fotón por los defectos inducidos por el Germanio [PATRICK-93].

De esta forma, el incremento del índice de refracción que se produce en el núcleo de la fibra fotorefractiva dopada con Germanio está relacionado linealmente con la absorción de energía óptica por la fibra mediante las integrales de Kramers-Kröning [ATKINS-93]. Por tanto, este incremento del índice de refracción puede expresarse [PATRICK-93],[MURIEL-97]:

$$\Delta n = \Delta n_{sat} \left(1 - e^{-\frac{P \cdot t_{exp}}{E_{sat}}} \right) \quad (4.1)$$

donde Δn es el incremento de índice de refracción inducido en el núcleo de la fibra, Δn_{sat} y E_{sat} son los parámetros característicos de la fibra fotorefractiva, P es la potencia óptica media que incide sobre la fibra y t_{exp} el tiempo de exposición de la fibra a la radiación óptica.

Los parámetros Δn_{sat} y E_{sat} caracterizan a la fibra fotorefractiva principalmente en función del dopado de Germanio en el núcleo. Δn_{sat} es el incremento de índice de refracción de saturación del núcleo de la fibra y representa el máximo valor de incremento de índice de refracción que puede ser inducido. Este valor se logra cuando toda la población de defectos introducidos por el dopaje de Germanio ha sido consumida por la absorción de fotones. En consecuencia, este valor dependerá en gran medida de la concentración del dopado de Germanio en el núcleo de la fibra. Los valores de Δn_{sat} están en torno a 10^{-3} . Para conseguir valores mayores de Δn_{sat} se somete a la fibra a una sobreexposición de Hidrogeno con lo se llegan a conseguir valores de hasta 10^{-2} [DOUAY-97]. Por otro lado, E_{sat} se define como la energía de saturación de la fibra y representa el valor de energía óptica necesaria para crear un incremento en el índice de refracción igual al 63,2% del valor del incremento de índice de refracción de saturación. Estos dos parámetros se obtienen a partir de las medidas de reflectividad en función del tiempo de exposición en procesos de crecimiento experimentales y serán necesarios para calibrar el modelo propuesto. En la Fig. 4.1 se representa el índice de refracción inducido en una fibra fotorefractiva en función del tiempo de exposición y de la potencia óptica que incide sobre ella.

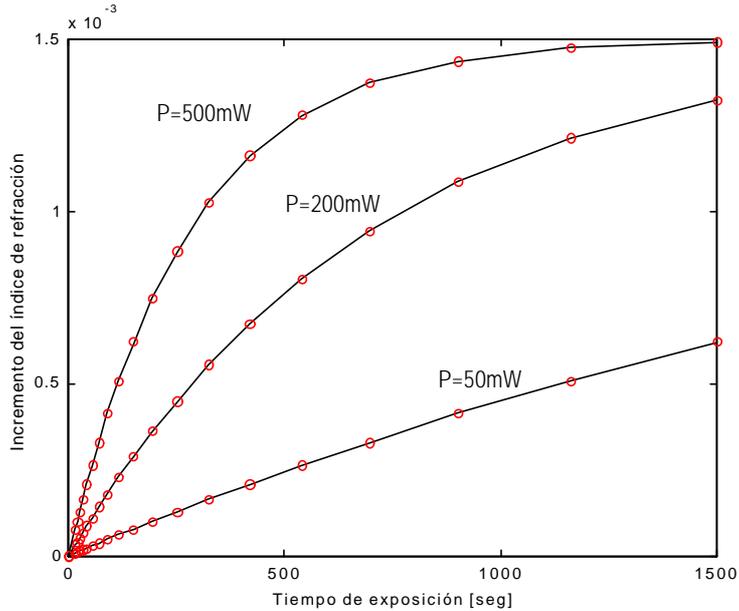


Figura 4.1. Efecto fotorefractivo: incremento del índice de refracción del núcleo de una fibra fotorefractiva ($\Delta n_{\text{sat}}=1.5 \times 10^{-3}$ y $E_{\text{sat}}=140\text{J}$) en función de la potencia óptica incidente y del tiempo de exposición.

Ahora bien, para crear la estructura periódica o cuasi periódica que de lugar a la red de difracción se necesita un patrón de interferencia óptica intenso. Los distintos métodos de fabricación que se presentaron en el Capítulo 1 se diferencian en la forma de obtener este patrón de interferencia [HILL-78],[MELTZ-93], siendo el método más versátil el método basado en hacer pasar el haz de luz láser UV a través de una máscara de fase ya que ofrece como ventajas que el periodo del patrón de interferencia óptica no depende de la longitud de onda de la fuente de luz utilizada y además es fácilmente implementable en un proceso industrial [HILL-93.1],[ANDERSO-93],[MALO-93]. Por tanto, a partir de la teoría de óptica ondulatoria, el patrón de interferencia óptica vendrá dado por:

$$P(z) = P_0 \cdot A(z) \cdot F(\mathbf{j}(z)) \quad (4.2)$$

donde z representa la distancia a lo largo del eje de la fibra, P_0 es la potencia de pico del patrón de interferencia, $A(z)$ representa la función de apodizado de la envolvente del patrón de interferencia y es debida a que dicho patrón no se mantiene constante a lo largo de todo el eje de fibra donde incide y $F(\cdot)$ representa la forma de la función periódica del patrón de interferencia, siendo $\varphi(z)$ la fase en radianes y estando relacionado con el periodo local del patrón de interferencia, $\Lambda(z)$, por la expresión:

$$\mathbf{j}(z) = \int_0^z \frac{2\mathbf{p}}{\Lambda(z')} dz' \quad (4.3)$$

Sustituyendo la expresión (4.2) en la expresión (4.1) y denotando al índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar por n_0 , se describe analíticamente la perturbación del índice de refracción que da lugar a la red de difracción en función del tiempo de exposición por:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{sat} \left(1 - e^{-\frac{P_0 \cdot A(z) \cdot F(\mathbf{j}(z))}{E_{sat}} t_{exp}} \right) \quad (4.4)$$

Es importante hacer notar que la expresión (4.4) contempla los efectos de no uniformidades de la perturbación del índice de refracción del apodizado de la envolvente a través de la función $A(z)$ y de la variación del periodo de la red a lo largo del eje de misma o función de chirp a través de $\Lambda(z)$.

En la Fig. 4.2 se representa un detalle de la perturbación del índice de refracción grabada en el núcleo de una fibra fotorefractiva en función del tiempo de exposición para una potencia óptica incidente determinada.

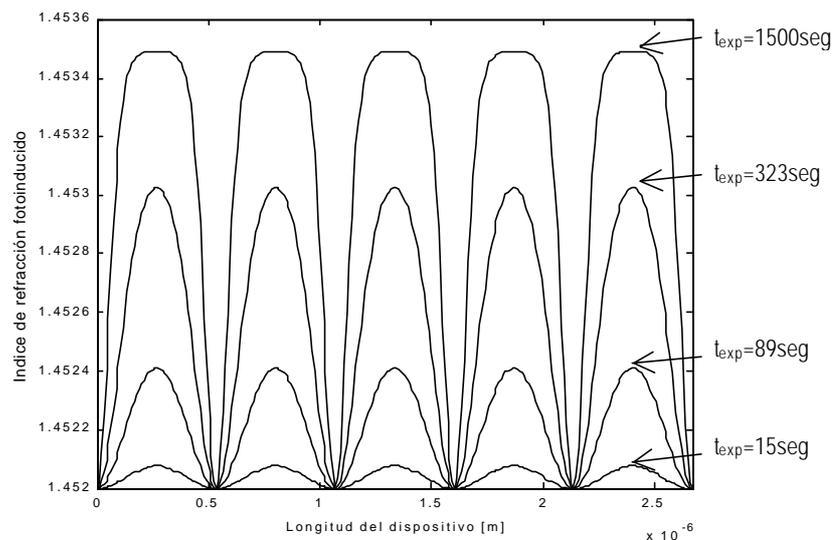


Figura 4.2. Dinámica de formación de la perturbación del índice de refracción del núcleo que da lugar a la red de difracción, para cuatro tiempos de exposición $t_{exp}=15\text{seg}$, $t_{exp}=89\text{seg}$, $t_{exp}=323\text{seg}$ y $t_{exp}=1500\text{seg}$. En el proceso se utiliza fibra fotorefractiva de parámetros $\Delta n_{sat}=1.5 \times 10^{-3}$ y $E_{sat}=140\text{J}$ y un haz de luz UV de potencia óptica de pico incidente $P_0=500\text{mW}$.

Para el estudio de la dinámica de formación del proceso de crecimiento de una red de difracción en fibra óptica se aplica el modelo general de redes de difracción desarrollado en el Capítulo 3. De esta forma, la perturbación del índice de refracción podrá ser muestreada progresivamente en el tiempo para obtener una sucesión de estructuras multicapa que será tratada mediante las teorías de matrices de transferencia y propagación de ondas electromagnéticas a través de medios dieléctricos.

4.2. APLICACIÓN: CRECIMIENTO DE UNA RED UNIFORME

Para el análisis del proceso de crecimiento de redes de difracción en fibra se aplica a continuación el modelo propuesto en el apartado anterior al grabado o fotoimpresión de una red uniforme en el núcleo de una fibra fotorefractiva.

La fibra fotorefractiva utilizada será AT&T Accutheter, monomodo en tercera ventana de comunicaciones ópticas (1550nm) y diámetro del núcleo 7 μ m. El núcleo de la fibra está dopado con Germanio en una proporción 9% mol. Ge que se traduce en unos parámetros característicos de incremento del índice de refracción de saturación igual a 1.5×10^{-3} y una energía de saturación de 140J. Estos parámetros han sido calculados a partir de los procesos de crecimiento que se presentan en las referencias [HILL-93] y [PATRICK-93].

El láser utilizado como fuente de luz será un láser de excímero en el UV pulsado. Este haz de luz láser se focaliza sobre una máscara de fase de periodo 1069nm. A la salida de la máscara de fase se obtendrá el patrón de interferencia óptica con forma senoidal y de periodo igual a 534.5nm. Por tanto, este será el periodo de la red que se grabará en el núcleo de la fibra. La longitud de la fibra que se expone al patrón de interferencia óptica será de 2mm y se supondrá que la potencia del haz se mantiene uniforme a lo largo de esta longitud de fibra. La dinámica de formación de la red se analizará para unos tiempos de exposición comprendidos entre cero y unos 25 minutos (1500seg).

Con estas condiciones se simula un proceso de crecimiento para una potencia de pico del patrón de interferencia óptica de 500mW, y así poder analizar los distintos efectos que se producen. La expresión

analítica del índice de refracción del núcleo de la fibra fotorefractiva perturbada vendrá dada por:

$$n(z, t_{\text{exp}}) = n_0 + \Delta n_{\text{sat}} \left(1 - e^{-\frac{P_0 \sin^2 \left(\frac{p}{\Lambda_U} \right) t_{\text{exp}}}{E_{\text{sat}}}} \right) \quad (4.5)$$

donde $n_0=1.452$ es el índice del núcleo de la fibra AT&T Accutheter ($\Delta n_{\text{sat}}=1.5 \times 10^{-3}$ y $E_{\text{sat}}=140\text{J}$), P_0 es la potencia óptica de pico del patrón de interferencia, Λ_U es el periodo de dicho patrón y t_{exp} representa el tiempo que la fibra está expuesta a la radiación óptica.

En general, conforme aumenta el tiempo de exposición de la fibra fotorefractiva al patrón de interferencia óptica intenso, la reflectividad que presenta la red aumenta debido a que el incremento del índice de refracción inducido es mayor. Sin embargo, se producen dos efectos importantes a tener en cuenta. El primero de ellos se debe al efecto de la saturación del incremento de índice de refracción que puede ser inducido, y que se traduce en la aparición de los sucesivos órdenes de Bragg en la característica espectral. El segundo se debe al propio incremento de índice de refracción inducido que hace que varíe el índice de refracción efectivo del modo fundamental con lo cual hace que se produzca una variación de la frecuencia óptica de Bragg reflejada en función del tiempo de exposición. A continuación, se describen cada uno de ellos mediante simulación utilizando los modelos propuestos tanto para el crecimiento de la red (Apartado 4.1) como para la red de difracción (Capítulo 3).

4.2.1. Efecto de la saturación del incremento del índice de refracción

El primer efecto que se observa en el crecimiento de la red de difracción es el de la saturación del incremento del índice de refracción que puede inducirse en el núcleo de la fibra fotorefractiva [MOREY-94]. Este efecto es debido a que el incremento de índice que puede inducirse no es infinito sino que tiene un límite impuesto por el número de defectos que introduce en la estructura cristalina el dopado de Germanio. Por tanto, para tiempos de exposición altos y potencias de láser elevadas, el índice de refracción inducido pierde su forma senoidal para convertirse en una forma cuasicuadrática como se muestra en la Fig. 4.3.

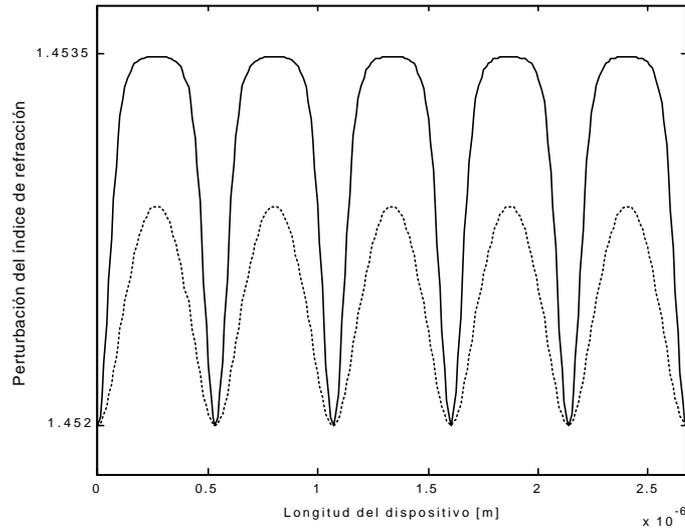


Figura 4.3. Efecto de la saturación del incremento del índice de refracción. En el proceso de crecimiento se utiliza fibra fotorefractiva AT&T Accutheter ($\Delta n=1.5 \times 10^{-3}$ y $E_{sat}=140\text{J}$), haz de luz UV de potencia óptica de pico incidente $P_0=500\text{mW}$ y tiempos de exposición 250seg (línea discontinua) y 1500seg (línea continua).

Mientras que la forma de la perturbación del índice de refracción mantiene la forma senoidal, la red de difracción presenta un único periodo y por tanto acopla una única frecuencia óptica de Bragg (1er orden de Bragg). Este hecho puede entenderse fácilmente a partir de la definición de la red de difracción vista como un reflector de las frecuencias ópticas que interfieren constructivamente en las sucesivas reflexiones procedentes de los saltos de índice de refracción.

Sin embargo, conforme el incremento de índice de refracción satura la forma de la perturbación tiende a ser cuasicuadrática. Esta forma de onda periódica puede ser desarrollada en serie de Fourier y por tanto descompuesta en una suma de perturbaciones senoidales de periodos múltiplos del periodo fundamental (Fig. 4.4) [MURIEL-96].

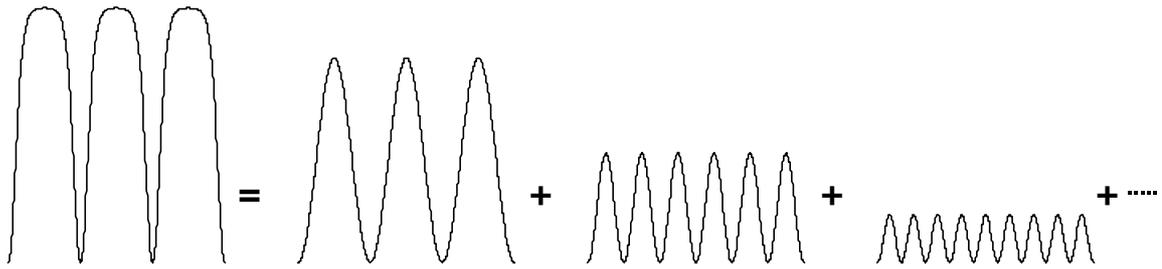


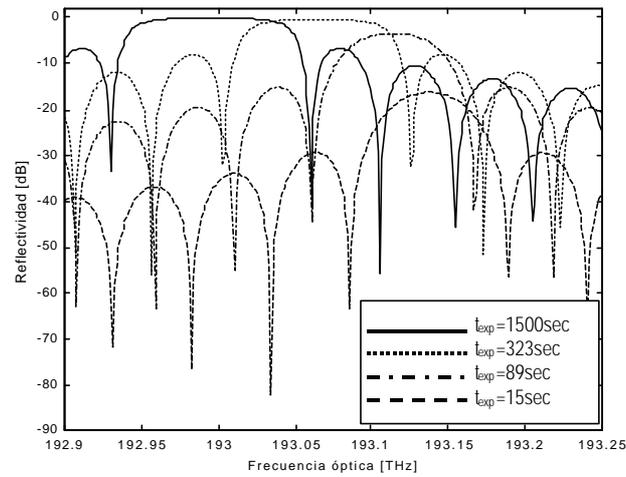
Figura 4.4. Desarrollo en serie de Fourier de la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra que origina la red de difracción.

Cada uno de estos periodos acoplará unas determinadas frecuencias ópticas que darán lugar a los distintos órdenes de Bragg que vendrán determinados por la condición de adaptación de fases que se traduce en la expresión [YARIV-73],[YARIV-84]:

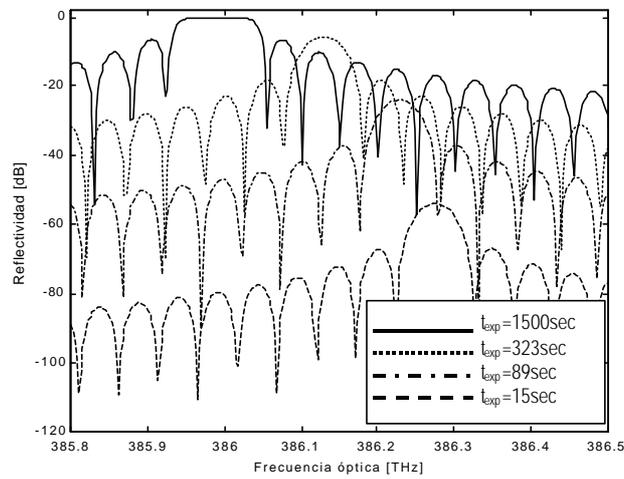
$$f_{B,k} = \frac{c(k+1)}{2n_{eff}\Lambda_U}, \quad k=0,1,2,\dots \quad (4.6)$$

donde $f_{B,k}$ representa las frecuencias ópticas correspondientes a los sucesivos órdenes de Bragg ($k=0$ para el primer orden, $k=1$ para el segundo, y así sucesivamente), c representa la velocidad de la luz en el vacío, n_{eff} el índice de refracción efectivo del modo fundamental en la red de difracción y Λ_U el periodo de la red de difracción uniforme.

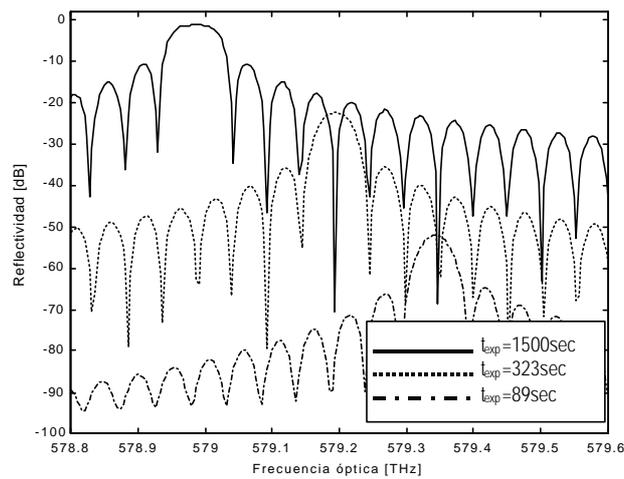
A partir de la simulación del crecimiento de la red de difracción, se presenta en la Fig. 4.5 la característica en reflexión de la red, en función del tiempo de exposición, para el primer, segundo y tercer orden de Bragg, respectivamente. El primer orden de Bragg se encuentra en la tercera ventana de comunicaciones ópticas, en torno a los 193.1THz para la cual ha sido diseñada la red, mientras que el segundo y tercer orden de Bragg se encuentran al doble y triple de frecuencia óptica, 386.2THz y 579.3THz, respectivamente.



(a)



(b)



(c)

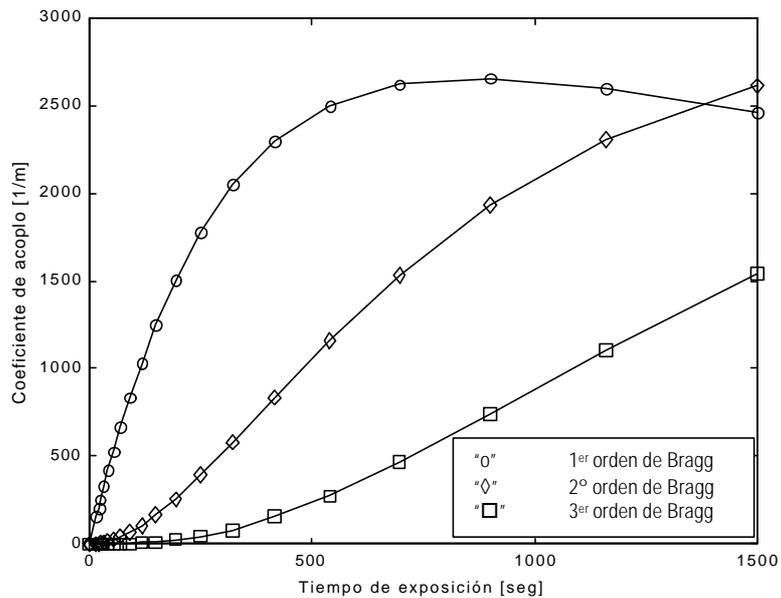
Figura 4.5. Dinámica de formación de la característica espectral en reflexión de la red de difracción uniforme en función del tiempo de exposición: (a) Primer orden de Bragg, (b) Segundo orden de Bragg, y (c) Tercer orden de Bragg.

Como puede observarse, mientras que el incremento en el índice de refracción inducido es pequeño, la forma de la perturbación se mantiene senoidal y por tanto, la estructura de red de difracción solamente acopla las frecuencias ópticas correspondientes al primer orden de Bragg. Sin embargo, a medida que aumenta el tiempo de exposición de la fibra al patrón de interferencia óptica intenso, el incremento de índice satura en los puntos que absorben más energía óptica, por lo que la forma de la perturbación tiende a hacerse cuasicuadrática, y en consecuencia comienzan a aparecer los sucesivos órdenes de Bragg en la característica espectral de la red. En la Fig. 4.6 se presenta gráficamente el orden de aparición de los tres primeros órdenes de Bragg en el proceso de crecimiento de una red uniforme, para lo cual se representan el coeficiente de acoplo de la red (Fig. 4.6a) y la reflectividad máxima (Fig. 4.6b) para cada uno de los órdenes de Bragg, en función del tiempo de exposición.

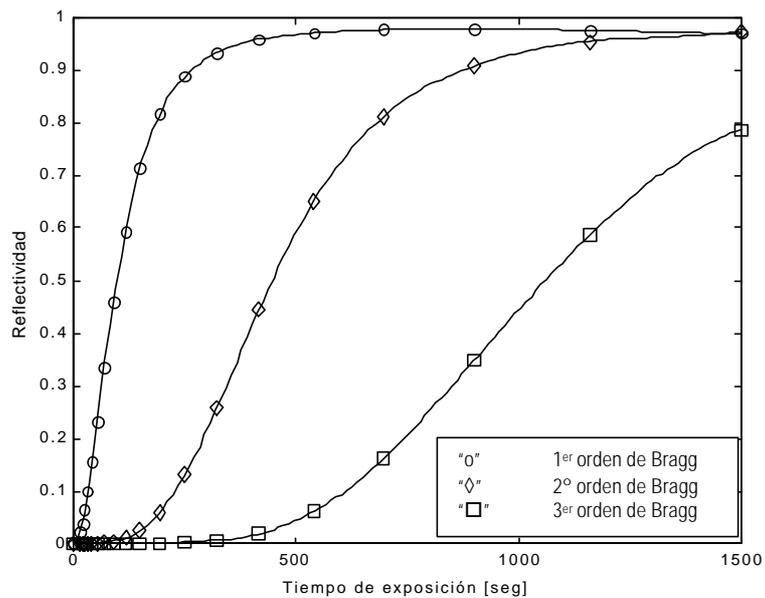
En general, el segundo y tercer orden de Bragg estarán presentes en la característica espectral de cualquier red de difracción de acoplo fuerte. En principio no influyen para nada en las propiedades de filtrado de la red en la ventana para la que ha sido diseñada, pero si afectarán en gran medida cuando tomen un peso mayor que el primer orden. Esto quiere decir que cuando el incremento de índice de refracción está muy saturado la reflectividad del segundo orden de Bragg puede ser mayor que la del primer orden como se muestra en la Fig. 4.6b. Es importante hacer notar que quizás este efecto pueda ser utilizado beneficiosamente para la fabricación de redes de difracción utilizando máscaras de fase de periodo mayor y por tanto con unas menores restricciones de tolerancia.

Por otro lado hacer notar que el modelo general propuesto para redes de difracción con el cual se obtienen los resultados de simulación presentados no necesita hacer un tratamiento independiente para cada orden de Bragg como sucede por ejemplo con la teoría de modos acoplados [YARIV-84] sino que analiza directamente la estructura de la red de difracción con todas sus no linealidades. Esto constituye una ventaja más y una verificación sobre la precisión y versatilidad del modelo.

La existencia del segundo orden de Bragg se demuestra experimentalmente en el Apéndice III de caracterización experimental de los diferentes tipos de redes de difracción.



(a)



(b)

Figura 4.6. Dinámica de formación de los diferentes órdenes de Bragg en función del tiempo de exposición. (a) Coeficiente de acoplo de la red, y (b) Reflectividad máxima de la red. Primer orden de Bragg (°), segundo orden de Bragg (△) y tercer orden de Bragg (□).

4.2.2. Efecto de la variación de la frecuencia óptica de Bragg en función del tiempo de exposición

El otro efecto que se produce en el proceso de crecimiento de la red de difracción y que ya puede observarse en la Fig. 4.5 es la variación de la frecuencia óptica de Bragg en función del tiempo de exposición [ANDERSO-93],[PATRICK-93].

Al igual que se ha descrito cómo el efecto de la aparición de los sucesivos órdenes de Bragg no tiene porqué afectar a las características de filtrado de la red, ya que se encuentran fuera del rango de frecuencias de interés, en este caso si hay una influencia muy directa en cuanto que toda la banda de frecuencias reflejada se desplaza en la característica espectral. Este hecho es de especial importancia ya que las exigencias en las características de filtrado óptico son cada vez más restrictivas debido a la introducción de los sistemas multiplexados por longitud de onda (WDM). Estando fijado por la ITU un espaciamiento mínimo entre canales igual a 100GHz, el fabricante ha de ajustarse a unas tolerancias mucho menores en las especificaciones del filtro.

Definiendo la frecuencia óptica de Bragg, para cada uno de los órdenes, a aquella a la que se encuentra el punto de reflectividad máxima, puede representarse la variación o deriva que tiene en función del tiempo de exposición. En las Fig. 4.7, Fig. 4.8 y Fig. 4.9 se representan los resultados de simulación para el primer, segundo y tercer orden de Bragg en el proceso de crecimiento de la red de difracción uniforme.

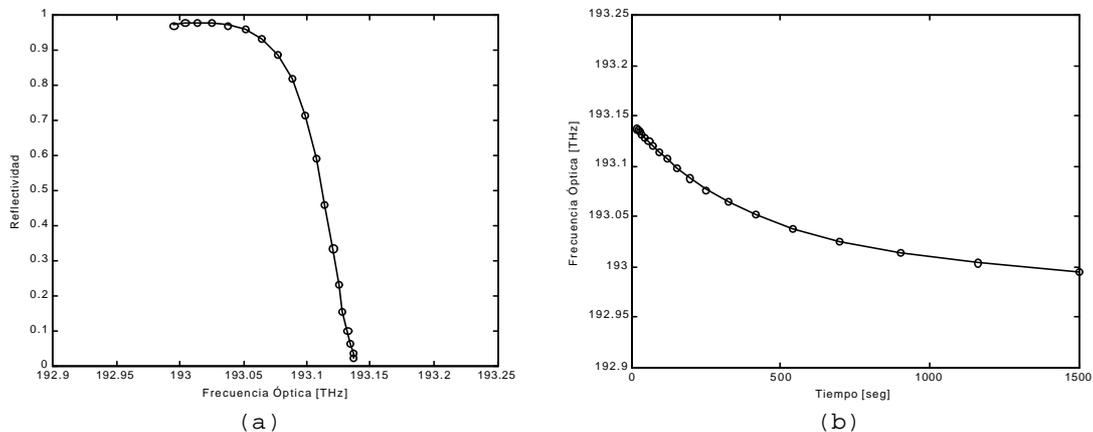


Figura 4.7. Efecto de la variación de la frecuencia óptica de Bragg para el primer orden: (a) Evolución de la característica de reflectividad máxima en función de la frecuencia óptica de Bragg, y (b) Variación de la frecuencia óptica de Bragg de primer orden en función del tiempo de exposición.

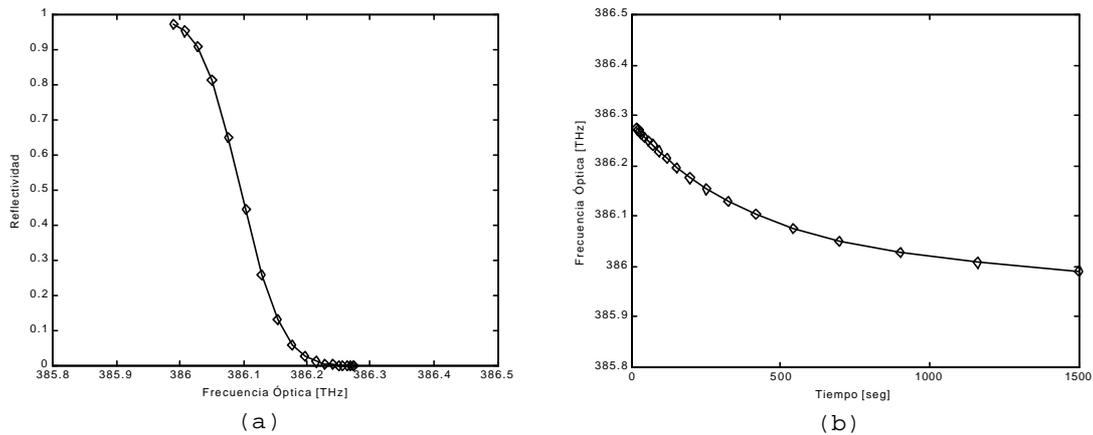


Figura 4.8. Efecto de la variación de la frecuencia óptica de Bragg para el segundo orden: (a) Evolución de la característica de reflectividad máxima en función de la frecuencia óptica de Bragg, y (b) Variación de la frecuencia óptica de Bragg de segundo orden en función del tiempo de exposición.

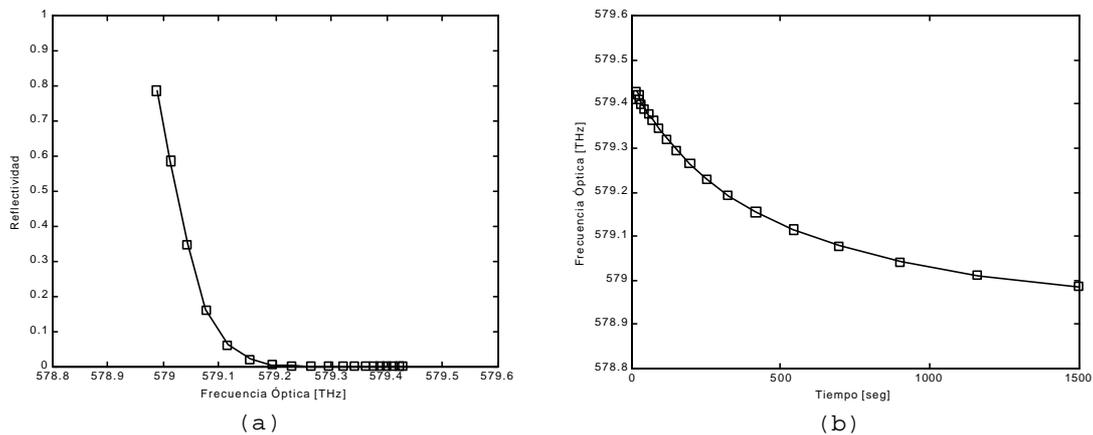


Figura 4.9. Efecto de la variación de la frecuencia óptica de Bragg para el tercer orden: (a) Evolución de la característica de reflectividad máxima en función de la frecuencia óptica de Bragg, y (b) Variación de la frecuencia óptica de Bragg de tercer orden en función del tiempo de exposición.

La explicación de este efecto es muy sencilla ya que la variación de la frecuencia de Bragg está causada directamente por el incremento del índice de refracción. Este incremento hace aumentar el índice de refracción efectivo del modo fundamental que se propaga por la red y en consecuencia afecta directamente a la condición de Bragg según la expresión (4.6). A medida que el incremento de índice de refracción se hace mayor, el índice de refracción efectivo del modo aumenta, por lo que la frecuencia óptica de Bragg disminuye. Es lógico que conforme mayor sea la potencia óptica que se emplee para grabar la red de difracción en el núcleo mayor será la variación de la frecuencia óptica de Bragg y más difícil será controlar el proceso,

pero sin embargo, se necesitarán unos tiempos más cortos para la fotoimpresión de la red.

En base a este razonamiento, el índice de refracción efectivo de la red (que en primera aproximación puede aproximarse por el índice de refracción medio) podrá variar entre n_0 y $n_0 + \Delta n_{\text{sat}}$. Por tanto, las derivas máximas en frecuencia óptica para los distintos órdenes de Bragg serán de 199GHz para el primer orden, de 398GHz para el segundo orden y de 597GHz para el tercer orden de Bragg. Estos resultados pueden desprenderse de las Fig. 4.7, Fig. 4.8 y Fig. 4.9, respectivamente. Es importante hacer notar que estas derivas de la frecuencia de Bragg pueden llegar a ser mayores que el espaciamiento entre canales en un sistema WDM. Este es el porqué de la importancia que tiene para el fabricante el tener totalmente controlado el proceso de crecimiento ya que de lo contrario será difícil ajustarse a las especificaciones de filtrado solicitadas.

Finalmente hay que hacer notar también la variación del ancho de banda acoplado en función del tiempo de exposición. El ancho de banda acoplado es función de la longitud del dispositivo y del la modulación máxima del índice de refracción de la perturbación. En la Fig. 4.10 se representa en un diagrama tridimensional la dinámica de formación de la característica de reflectividad en función del tiempo de exposición para el primer orden de Bragg (Fig. 4.10a), segundo orden de Bragg (Fig. 4.10b) y tercer orden de Bragg (Fig. 4.10c), donde se ha superpuesto en cada uno de ellos la variación de la frecuencia de Bragg en función del tiempo de exposición.

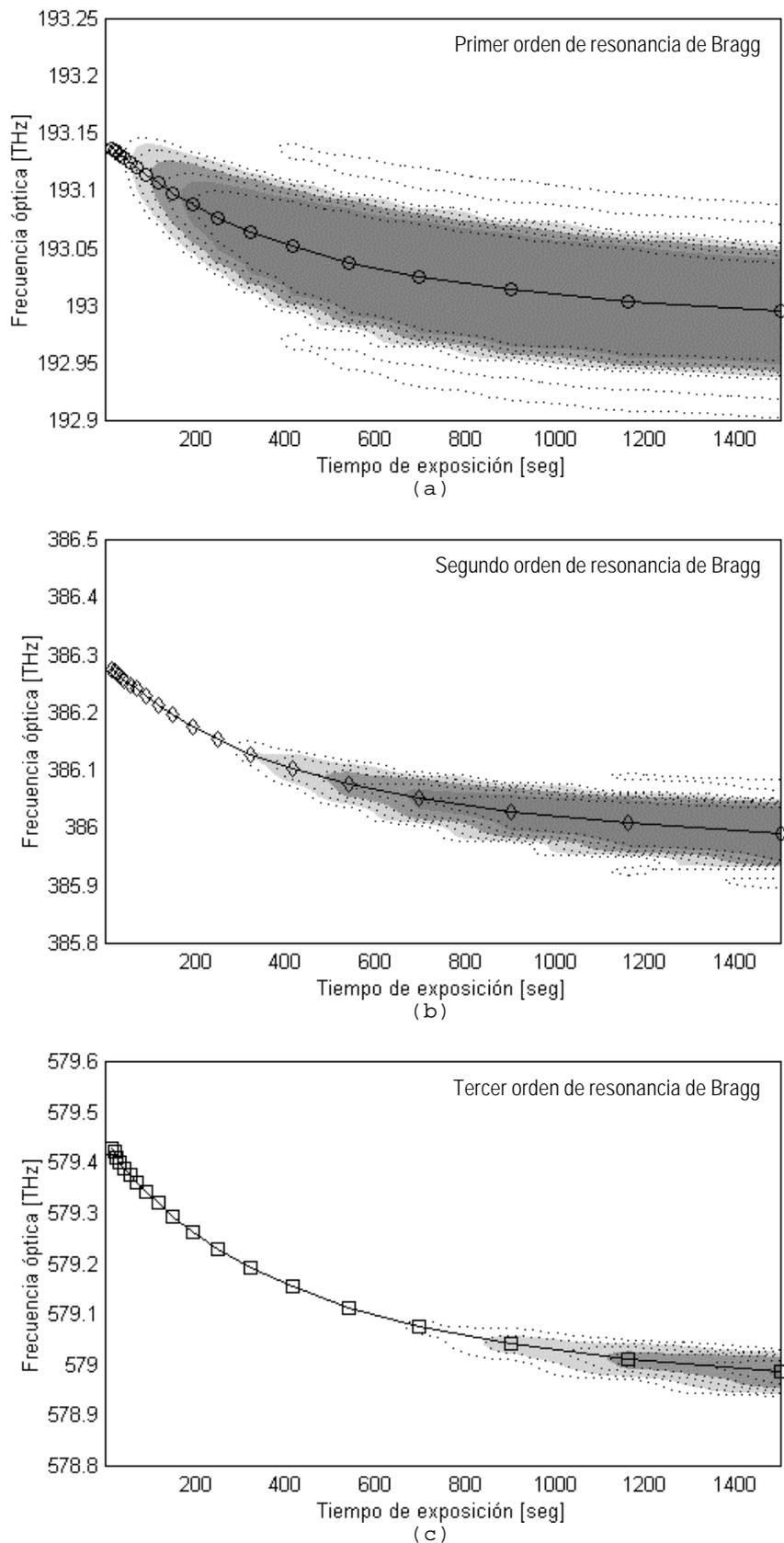


Figura 4.9. Evolución de la variación del ancho de banda acoplado por la red en función del tiempo de exposición: (a) Primer orden de Bragg, y (b) Segundo orden de Bragg.

Capítulo 5

Caracterización de redes de difracción en fibra

En este capítulo se lleva a cabo la caracterización y estudio de los diferentes tipos de redes de difracción en fibra que se han propuesto hasta nuestros días, mediante el modelo general de red propuesto en el Capítulo 3, basado en la teoría de matrices de transferencia y propagación de ondas electromagnéticas a través de medios dieléctricos.

La caracterización de redes que se presenta va mucho más allá de la simple caracterización mediante los coeficientes de reflexión y transmisión en campo ya que se consigue entrar en el interior del dispositivo para poder conocer los fenómenos físicos que rigen su comportamiento. De esta forma, se presenta una caracterización microscópica de la red tanto en el dominio de la frecuencia como en el dominio del tiempo. En el dominio de la frecuencia se calculan las funciones de transferencia hacia delante y hacia atrás para todo punto interior del dispositivo. Por tanto, los coeficientes de reflexión y transmisión en campo no son más que una particularización a la entrada y a la salida de esta caracterización microscópica. Por otro lado, en el dominio del tiempo se computan las respuestas impulsivas internas hacia delante y hacia atrás en todo punto interior de la red, lo cual proporciona una nueva visión de la dinámica de formación de las respuestas impulsivas en reflexión y transmisión.

El estudio de redes de difracción que aquí se presenta proporciona un mejor entendimiento de los procesos físicos que rigen el comportamiento de la red de difracción, lo cual será utilizado posteriormente para la proposición de nuevos diseños y estructuras de redes de difracción para su aplicación en comunicaciones ópticas.

5.1. INTRODUCCIÓN

Una de las principales ventajas que ofrecen las redes de difracción en fibra es la gran flexibilidad que presentan a la hora de introducir variaciones en sus parámetros físicos de índice de refracción y así poder conseguir las características espectrales deseadas para el filtrado óptico [ERDOGAN-97]. En este sentido, a lo largo de su evolución se han ido introduciendo: funciones de apodizado para suavizar la envolvente del perfil de la perturbación del índice de refracción y reducir los lóbulos secundarios en la característica espectral de filtrado óptico [ALBERT-95]; funciones de chirp o variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra para conseguir acoplar mayores anchos de banda y obtener características espectrales de fase de retardo de grupo lineal en función de la frecuencia [OUELLETT-94]; saltos de fase y estructuras Moiré para trabajar en transmisión con las redes de difracción de periodo corto [AGRAWAL-94],[EVERALL-97],[CHEN-98.1], y estructuras de red de difracción muestreadas para lograr filtrado óptico multicanal en sistemas de comunicaciones ópticas con multiplexación en longitud de onda [IBSEN-98.3].

Por tanto, el perfil de la perturbación del índice de refracción que da lugar a la red de difracción en el núcleo de la fibra puede ser muy variado, y en consecuencia, interesará que la descripción analítica de ésta sea lo más general posible. En el capítulo de crecimiento de redes de difracción se describe la perturbación del índice de refracción que da lugar a la red mediante la expresión (4.4), que en principio no concuerda con el modelo general propuesto en las expresiones (3.5a-c). Sin embargo, desarrollando la expresión (4.4) en serie de Taylor [AZAÑA-97] en el entorno de $t_{exp}=0$ se obtiene:

$$\begin{aligned}
 n(z)\Big|_{t_{exp}=0} &= n(z, t_{exp})\Big|_{t_{exp}=0} + \frac{dn(z, t_{exp})}{dt_{exp}}\Big|_{t_{exp}=0} t_{exp} + \frac{d^2n(z, t_{exp})}{dt_{exp}^2}\Big|_{t_{exp}=0} t_{exp}^2 + \dots = \\
 &= n_0 + \frac{\Delta n_{sat} P_0 t_{exp}}{E_{sat}} A(z) F(\mathbf{j}(z)) + \dots
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

donde n_0 es el índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar, Δn_{sat} y E_{sat} son los parámetros característicos de la fibra fotorefractiva definidos en el Capítulo 4, P_0 es la potencia óptica de pico del patrón de interferencia óptica que incide sobre la fibra, t_{exp}

es el tiempo de exposición, $A(z)$ representa la función de apodizado y $F(\varphi(z))$ es la forma del patrón de interferencia siendo $\varphi(z)$ la fase en radianes. $\varphi(z)$ está relacionada con el periodo del patrón de interferencia mediante la expresión (4.3).

Definiendo la modulación máxima del índice de refracción inducido como:

$$\Delta n_{max} = \frac{\Delta n_{sat} P_0 t_{exp}}{E_{sat}} \quad (5.2)$$

y despreciando los términos de orden dos y superiores en la expresión (5.1), es decir, trabajando en régimen lineal, se obtiene que la expresión del índice de refracción de la perturbación para el modelado del crecimiento de la red concuerda con las expresiones propuestas para el modelo general de red de difracción en fibra dadas por (3.5a-c). Por tanto, se supondrá sin pérdida de generalidad que con las redes de difracción que se va a trabajar han sido fotoimpresas bajo régimen lineal en el proceso de crecimiento, es decir, han sido grabadas utilizando potencias ópticas y tiempos de exposición que no hacen saturar el incremento de índice de refracción inducido.

En este punto es importante hacer notar la versatilidad del modelo propuesto para el análisis de los distintos tipos de redes de difracción, así como destacar que se trabajará directamente sobre los parámetros físicos que afectan al índice de refracción y no parámetros normalizados como constantes de acoplo entre modos y desviaciones respecto de la condición de adaptación de fases [MATUSCH-97],[STERKE-95]. En el resto del capítulo se particularizará la descripción general de red de difracción para cada uno de los tipos de red que existen y se estudiará su caracterización mediante el modelo propuesto, haciendo especial hincapié en como afectan cada uno de los parámetros físicos en la característica espectral. Además, se representan gráficamente nuevos diagramas bidimensionales para la caracterización microscópica en el dominio de la frecuencia y dominio del tiempo para cada una de las redes consideradas.

5.2. RED DE DIFRACCIÓN UNIFORME

Las primeras redes de difracción que se fabricaron fueron las redes de difracción uniformes, caracterizadas por tener un periodo de red constante a lo largo del eje de la fibra y una envolvente del perfil de la perturbación también constante e igual al incremento de índice de refracción inducido en el núcleo de la fibra [HILL-78],[MELTZ-89]. Para el estudio de este tipo de redes de difracción se pasa a analizar un caso práctico mediante el modelo para red de difracción propuesto, basado en teoría de matrices de transferencia y propagación de ondas electromagnéticas a través de medios dieléctricos (Capítulo 3).

Analíticamente la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra que origina la red uniforme está descrita por:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{\max} \sin^2 \left(\frac{\mathbf{P}z}{\Lambda_U} \right) \quad (5.3)$$

donde para el caso particular de red a analizar se fijan los siguientes parámetros: $n_0=1.452$ (tomado de la fibra AT&T Accutheter), modulación máxima del índice de refracción $\Delta n_{\max}=1 \times 10^{-3}$, periodo de la red $\Lambda_U=535\text{nm}$ y longitud de la red $L=4\text{mm}$. Notar que la forma de la perturbación considerada es senoidal, que es el resultado que se obtiene para el patrón de interferencia óptico. En las Fig. 5.1a y 5.1g se representa la perturbación diseñada, donde el periodo de la red ha sido incrementado solamente a efectos gráficos. La perturbación se encuentra repetida en las dos figuras simplemente para poder localizar el sitio o lugar físico en el interior de la red en el cual se producen los acoplos y resonancias tanto en transmisión (Fig. 5.1a) como en reflexión (Fig. 5.1g).

Para analizar la red de difracción uniforme considerada se muestrea en primer lugar la perturbación del índice de refracción para obtener así la estructura multicapa compuesta de capas delgadas de índice de refracción constante separadas por interfases dieléctricas. El periodo de muestreo utilizado ha de ser mucho menor que el periodo de la red ($z_m \ll \Lambda_U$). En este caso se ha utilizado un periodo de muestreo z_m igual a 41nm . Como es lógico, cuanto menor sea el periodo de muestreo utilizado, mejor será la aproximación, pero por el contrario, la simulación requerirá un mayor tiempo de cómputo. Por tanto debe de

llegarse a un compromiso, siendo una buena elección utilizar un periodo de muestreo al menos diez veces menor que el periodo de la red. La estructura multicapa obtenida se trata mediante el modelo propuesto en el capítulo de modelado general de redes de difracción y se obtiene la caracterización completa del dispositivo. En el dominio de la frecuencia se calculan las funciones de transferencia hacia delante (codireccional) y hacia atrás (contradireccional) para todo punto a lo largo del eje de la fibra, $H^+(z,f)$ y $H^-(z,f)$, respectivamente. Análogamente, en el dominio del tiempo se calculan las respuestas impulsivas internas hacia delante y hacia atrás, $h^+(z,f)$ y $h^-(z,f)$, respectivamente.

La caracterización completa de la red se representa en la Fig. 5.1, compuesta de una serie de subfiguras que se explican a continuación. Este esquema de figura será el que se utilice en adelante para la caracterización de las diferentes redes que se analicen. Así, la mitad superior de la figura, compuesta por las subfiguras 5.1a-f caracterizan el comportamiento del dispositivo funcionando en transmisión o hacia delante, mientras que la mitad inferior, compuesta por las subfiguras 5.1g-l, caracterizan el comportamiento de la red en reflexión o hacia atrás. Por otro lado, las Fig. 5.1a y 5.1g representan de modo gráfico la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra que da lugar a la red, las Fig. 5.1b,c,e,h,j,k caracterizan a la red de difracción en el dominio de la frecuencia, mientras que las Fig. 5.1d,f,i,l caracterizan a la red en el dominio del tiempo. De esta forma, la mitad superior de la figura completa caracteriza en transmisión al dispositivo, particularizando la función de transferencia y respuesta impulsiva interna hacia delante en el plano de salida de la red ($z=L$) y obteniendo por tanto el coeficiente de transmisión en campo, $H_t(f)$, y la respuesta impulsiva en transmisión, $h_t(t)$, que constituyen la caracterización macroscópica. Analíticamente esto puede expresarse:

$$H_t(f) = H^+(z = L, f) \quad (5.4a)$$

$$h_t(t) = h^+(z = L, t) \quad (5.4b)$$

De manera análoga, la mitad inferior de la Fig. 5.1 caracteriza al dispositivo en reflexión. Particularizando la función de transferencia y respuesta impulsiva interna hacia atrás en el plano de entrada de la red ($z=0$) se obtienen el coeficiente de reflexión en

campo, $H_r(f)$, y la respuesta impulsiva en reflexión, $h_r(t)$, que constituyen la caracterización macroscópica del dispositivo en reflexión. Analíticamente:

$$H_r(f) = H^-(z=0, f) \quad (5.5a)$$

$$h_r(t) = h^-(z=0, t) \quad (5.5b)$$

Por tanto, la caracterización microscópica que se presenta del dispositivo es mucho más completa que la simple caracterización macroscópica, ya que esta puede calcularse a partir de una particularización de la primera. Este hecho permite estudiar y conocer con una mayor profundidad los fenómenos físicos que se producen en el interior del dispositivo.

En este sentido, la Fig. 5.1e representa el flujo de potencia de las ondas que viajan hacia delante, en sentido codireccional, en función de la frecuencia y para cada punto interior de la red, mientras que la Fig. 5.1h representa el flujo de potencia que viaja hacia atrás en sentido contradiereccional en función de la frecuencia óptica y para cada punto interior al dispositivo. En el dominio del tiempo, las Fig. 5.1f y 5.1i representan el módulo de las envolventes complejas de las respuestas impulsivas internas en transmisión y reflexión, respectivamente, para cada punto interior del dispositivo.

Como ya se ha comentado, la red de difracción opera como un reflector selectivo en frecuencia óptica. En la Fig. 5.1j se representa la reflectividad del dispositivo compuesta por una banda de paso central y una serie de lóbulos secundarios a ambos lados de ésta. La frecuencia central de la banda de paso es la denominada frecuencia de Bragg que se corresponde con la f_2 en la figura. Esta frecuencia óptica viene determinada por la expresión (3.2) con lo que resulta $f_2 = 2.99793 \times 10^8 / (2 \times 1.4525 \times 535 \times 10^{-9}) = 192.89 \text{ THz}$ (1554.21 nm en longitud de onda), donde 1.4525 es el índice de refracción efectivo. El ancho de banda de la banda de paso es igual a 90 GHz y viene determinado principalmente por la longitud de la red y la modulación máxima del índice de refracción de la perturbación. Conforme mayor sea la longitud de la red menor será el ancho de banda acoplado por la estructura. Este hecho se entiende fácilmente a partir de la conocida analogía entre la transformada de Fourier de la perturbación del índice de refracción y su característica espectral en reflexión. Idealmente, una red de difracción de longitud infinita mostraría en su

característica espectral en reflexión una única frecuencia reflejada, es decir, una delta en frecuencia. El efecto de que la red tenga una longitud finita y limitada se traduce en un ensanchamiento de esta hipotética delta en frecuencia, resultado de la convolución de la función sinc (transformada de Fourier de la función cuadrada) con la delta en frecuencia (transformada de Fourier de la forma de la perturbación senoidal). Esta analogía se cumple fielmente para redes de acoplo débil (reflectividades bajas). Sin embargo, para redes de acoplo fuerte (reflectividades altas) la analogía de Fourier no funciona bien ya que no considera los efectos debido a resonancias internas. En cuanto a los lóbulos secundarios que presenta la característica de reflectividad puede decirse que son originados por las resonancias Fabry-Perot que se producen en los extremos de la red debido a los escalones de índice de refracción que se producen, ya que la radiación que se propaga por el núcleo de la fibra pasa de "ver" un índice efectivo 1.452 a "ver" un índice efectivo 1.4525 a la entrada del dispositivo y al contrario en la salida del mismo. Este hecho se observa claramente en la Fig. 5.1h ya que puede verse como estos lóbulos secundarios se originan en el extremo final de la red. Este hecho también es deducible del estudio de la respuesta impulsiva en reflexión (Fig. 5.1l), la cual se compone de dos partes claramente diferenciadas: una primera parte que abarca desde el tiempo $t=0$ al

tiempo $t_{transito} = \frac{2L}{c/n_{eff}}$, denominado tiempo de transito de ida y vuelta de

la estructura ($t_{transito} = 2 \times 4 \times 10^{-3} / (2.99793 \times 10^8 / 1.4525) = 38.76 \text{ pseg}$), y una segunda parte a partir de este tiempo de tránsito. La primera parte a su vez se compone de un lóbulo principal correspondiente a la primera reflexión de la radiación electromagnética con la red, y un segundo lóbulo que proviene de las resonancias internas que se producen en el interior de la red. La segunda parte de la respuesta impulsiva a partir del tiempo de transito presenta un pico inicial fruto de la reflexión que sufre la radiación electromagnética en el plano de salida de la red y luego le siguen una serie de lóbulos que decaen de forma exponencial y que son originados por el efecto Fabry-Perot que se produce en los extremos de la red.

Puede suponerse en consecuencia que la eliminación de este resonador Fabry-Perot eliminará los lóbulos secundarios tanto en la característica espectral como los sublóbulos en la respuesta impulsiva. Esta es la idea inicial que dará lugar a las redes de

difracción con función de apodizado o suavizado de la envolvente de la perturbación del índice de refracción.

En cuanto a la característica en transmisión decir que presenta menor interés ya que el principio de funcionamiento de estas redes es en reflexión. Sin embargo, es importante disponer de la caracterización en transmisión sobre todo para analizar la propagación de pulsos a través de las redes y analizar otras estructuras que si trabajarán en transmisión. En la Fig. 5.1b se representa la transmitividad de la red y como era de esperar es la función complementaria de la reflectividad ya que se ha considerado al medio dieléctrico sin pérdidas. En el dominio del tiempo, la Fig. 5.1d representa el módulo de la envolvente de la respuesta impulsiva en transmisión compuesta de un pico abrupto, situado en la mitad del tiempo de tránsito (solo tiempo de ida), debido a todas las frecuencias ópticas que se transmiten, y una serie de subpulsos fruto de las resonancias internas. La amplitud de estos subpulsos es pequeña debido a que la mayor parte de las frecuencias ópticas del espectro considerado se transmiten directamente y por tanto enmascaran en el dominio del tiempo a aquellas que provienen de resonancias internas.

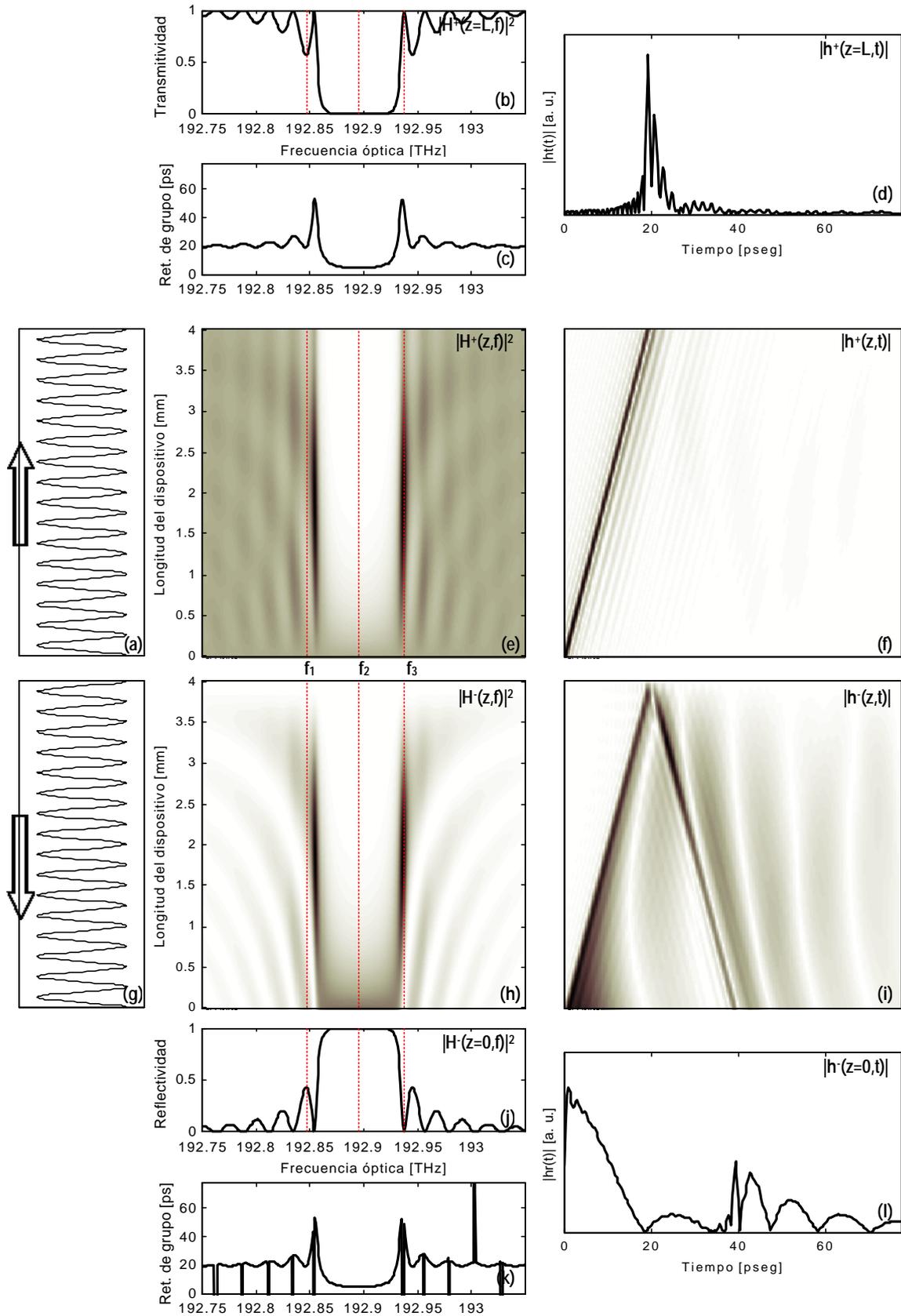


Figura 5.1. Red de difracción uniforme. Caracterización en transmisión: (a) $n(z)$; (b) Transmittancia $T(f)$; (c) $\tau_r(f)$; (d) $|h_r(t)|$; (e) Espectro de potencias interno codireccional $|H^+(z,f)|^2$; (f) Respuesta impulsiva interna codireccional $|h^+(z,t)|$. Caracterización en reflexión: (g) $n(z)$; (h) Espectro de potencias interno contradiaccional $|H^-(z,f)|^2$; (i) Respuesta impulsiva interna contradiaccional $|h^-(z,t)|$. (j) Reflectividad $R(f)$; (k) $\tau_r(f)$; (l) $|h_r(t)|$.

Finalmente, hay que hacer una discusión especial sobre la característica de fase de las funciones de transferencia en reflexión y transmisión. Las Fig. 5.1k y 5.1c muestran los retardos de grupo en reflexión y transmisión, respectivamente. De las figuras se desprende que son similares (los saltos en el retardo de grupo en reflexión son debidos a un muestreo insuficiente en frecuencias ópticas) como se predice analíticamente en la referencia [POLADIAN-97] ya que la estructura de la red es totalmente simétrica. Sin embargo, hay que hacer notar la influencia que tiene esta característica en el filtrado óptico de canales en cuanto a la dispersión que introducen [EGGLETO-97],[LENZ-98.1],[LENZ-98.2] ya que mientras las frecuencias ópticas centrales de la banda de paso sufren un retardo en torno a los 10pseg, las frecuencias más cercanas a los bordes de la banda de paso sufren retardos del orden de 40 psec. Esto se traduce en que el filtro óptico introduce una dispersión selectiva para las distintas frecuencias de la señal, lo cual redundará en interferencia entre símbolos y por tanto en una degradación de la calidad del sistema. En consecuencia, el ancho de banda efectivo del filtro óptico que puede ser utilizado sin efectos dispersivos disminuye por debajo de los 90GHz obtenidos a partir de la característica de reflectividad.

Finalmente, para entender un poco mejor como funciona la red de difracción uniforme se presenta en la Fig. 5.2 la dinámica de interacción de tres ondas monocromáticas con la red de difracción. Para ello se realizan tres cortes en los diagramas bidimensionales de caracterización microscópica del dispositivo en el dominio de la frecuencia (Fig. 5.1e y Fig. 5.1h) para tres ondas planas monocromáticas de interés en la característica de reflectividad. Así, f_1 se corresponde con el máximo del primer lóbulo secundario, f_2 es igual a la frecuencia de Bragg y f_3 ha sido fijada en el primer mínimo de la característica espectral a la derecha de la frecuencia de Bragg como se describe en la Fig. 5.1h. Para cada una de ellas se representa en la Fig. 5.2 el módulo de la función de transferencia hacia delante (codireccional), $|H^+(z, f_i)|$, el módulo de la función de transferencia hacia atrás (contradireccional), $|H^-(z, f_i)|$, y la envolvente de la función de transferencia estacionaria $H^+(z, f_i) + H^-(z, f_i)$ que vendrá dada por $|H^+(z, f_i) \pm H^-(z, f_i)|$. El primero de ellos está asociado al flujo de potencia que transporta la onda monocromática en sentido codireccional mientras que el segundo está asociado al flujo de potencia que transporta la onda en sentido contradireccional. Por tanto, mediante

el estudio de estos diagramas se localizan las zonas internas del dispositivo donde se produce el acoplo de potencias entre las ondas que viajan codireccional y contradireccionalmente. En este sentido, en la Fig. 5.2b, que representa el caso particular de la frecuencia de Bragg, se observa como el acoplo de potencia se produce progresivamente de más a menos desde la entrada del dispositivo hasta la salida. El efecto que se produce es que la onda que viaja hacia delante sufre múltiples reflexiones en los saltos de índice de refracción de la red de difracción, con lo cual se produce un acoplo de potencia hacia la onda que viaja en sentido contrario. Como puede verse esta sucesión de reflexiones interfieren constructivamente debido a que el flujo de potencia hacia atrás aumenta progresivamente. Como es lógico, la envolvente de la onda estacionaria varía entre $|H^+(z, f_2)| + |H^-(z, f_2)|$ y $|H^+(z, f_2)| - |H^-(z, f_2)|$ dependiendo de la diferencia de fases entre las ondas codireccional y contradireccional. Es importante hacer notar como hacia la mitad del dispositivo prácticamente ya se ha acoplado toda la potencia de la onda codireccional a la contradireccional. Esto quiere decir que la zona operativa de la red son los dos primeros milímetros mientras que la parte final de la red solo afecta en términos de las resonancias Fabry-Perot en los extremos de la red. Puede definirse por tanto una longitud efectiva de la red menor que la longitud total de la red, lo cual se traduce en un aumento del ancho de banda acoplado y una mayor influencia de los lóbulos secundarios. Estas redes son las que se conocen como redes de difracción de acoplo fuerte.

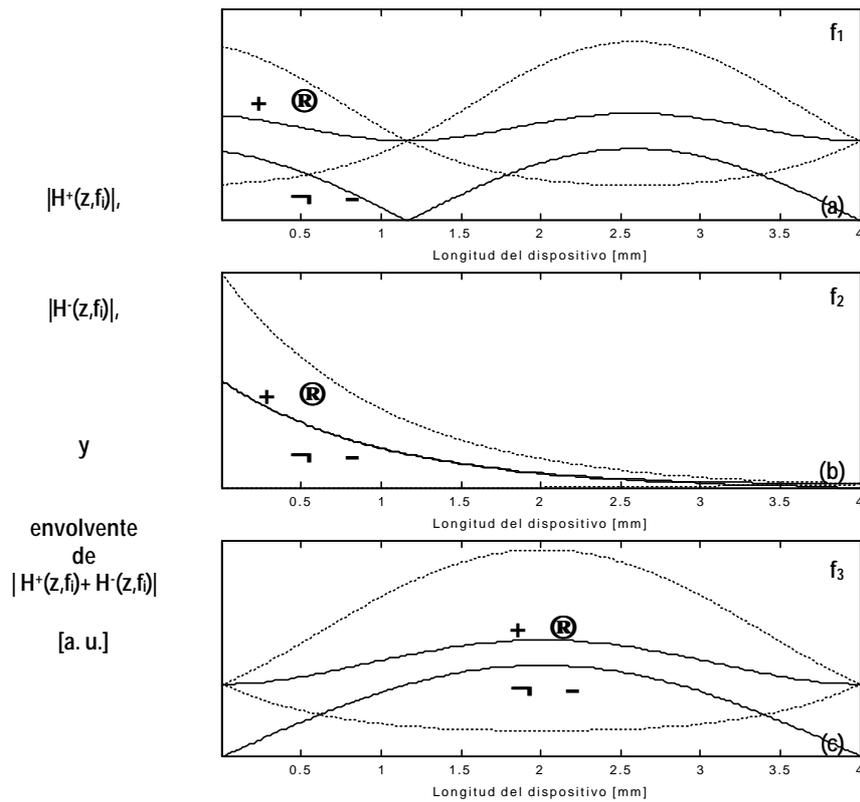


Figura 5.2. Red de difracción uniforme. (a)-(c) $|H^+(z, f)|$ Módulo de la función de transferencia codireccional marcada con "+ \oplus "; $|H^-(z, f)|$ Módulo de la función de transferencia contradireccional marcada con "- \ominus "; Envolvente de la función de transferencia estacionaria $|H^+(z, f) + H^-(z, f)|$ marcada con línea discontinua.

La Fig. 5.2c representa la interacción con la red de una onda plana monocromática de frecuencia $f_3=192.94\text{THz}$, que se corresponde con el primer mínimo de la característica en reflexión. Puede observarse como en este caso también se produce un acoplo de potencias entre las ondas codireccional y contradireccional a lo largo de todo el dispositivo teniendo su máximo en el centro del mismo. Sin embargo, las sucesivas reflexiones correspondientes a la estructura completa interfieren destructivamente (interferencia destructiva de primer orden) ya que se observa como el flujo de potencia hacia atrás es nulo a la salida de la red (condición de contorno) y a la entrada de la misma (interferencia destructiva), presentando un máximo justo en el centro del dispositivo.

Finalmente, la Fig. 5.2a representa la caracterización microscópica para la frecuencia $f_1=192.85\text{THz}$, que ha sido tomada en el máximo del primer lóbulo secundario. Lógicamente el hecho que haya flujo de potencia óptica hacia atrás quiere decir que existe

interferencia constructiva entre las múltiples reflexiones que forman la onda que viaja en sentido contradiereccional. Sin embargo, en este caso no ocurre lo mismo que para el caso de la frecuencia óptica de Bragg ya que como puede observarse la interferencia constructiva que da lugar a la salida hacia atrás se produce solamente entre la entrada de la red y el punto interior $z=1.2\text{mm}$, mientras que entre este punto y la salida de la red el acoplo de potencia hacia atrás interfiere destructivamente. Esto es lo que se conoce como interferencia constructiva de segundo orden.

Por tanto se puede concluir que la red de difracción uniforme analizada funciona como un resonador Fabry-Perot de longitud 4mm modulado por una perturbación de periodo constante igual a 535nm . En este sentido, el periodo de la perturbación fija la frecuencia óptica de Bragg y la forma de la misma determina los sucesivos órdenes de Bragg que pueden acoplarse. La longitud finita de la perturbación fija el resonador Fabry-Perot que se produce entre los extremos de la red de difracción. Esto hace que la característica espectral tenga un cierto ancho de banda y una serie de lóbulos secundarios. El ancho de banda acoplado vendrá determinado por la longitud efectiva de la red mientras que la separación entre los ceros en la característica espectral en reflexión vendrán determinados por la longitud total de la red.

Para la utilización de esta red en filtrado óptico sería deseable eliminar los lóbulos secundarios de la característica espectral originados por el resonador Fabry-Perot que se produce entre los extremos de la red, e intentar aplanar la característica de retardo de grupo en función de la frecuencia para evitar los efectos de la dispersión. Este hecho da lugar a que se desarrollen las redes de difracción con función de apodizado.

5.3. RED DE DIFRACCIÓN UNIFORME CON FUNCIÓN DE APODIZADO

La red de difracción uniforme con función de apodizado o suavizado de la envolvente de la perturbación del índice de refracción surge como solución al problema de los lóbulos secundarios que aparecen en la característica espectral de la red de difracción uniforme debido a las resonancias Fabry-Perot que se producen en los extremos de la red [ALBERT-95],[ERDOGAN-97]. Para disminuir estos saltos de índice de refracción efectivo, o índice de refracción medio en primera aproximación, a la entrada y salida de la estructura se apodiza la perturbación con una función de suavizado. Para este fin se han propuesto una gran cantidad de funciones de apodizado [PASTOR-96],[ENNSER-98], siendo las más utilizadas la función gaussiana y la función de coseno alzado.

En el caso particular que aquí se presenta, se estudia una red de difracción de longitud $L=10\text{mm}$, de periodo uniforme $\Lambda_0=534.54\text{nm}$, y cuya perturbación del índice de refracción viene descrita por la expresión:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{\max} A(z) \sin^2 \left(\frac{pz}{\Lambda_U} \right) \quad (5.6)$$

donde $n_0=1.452$ está tomado de la fibra óptica AT&T Accutheter, la modulación máxima del índice de refracción $\Delta n_{\max}=8 \times 10^{-4}$, y la función de apodizado fijada ha sido un coseno alzado dado por la expresión:

$$A(z) = \cos^2 \left(\frac{pz}{2} + \frac{pz}{L} \right) \quad (5.7)$$

y que se muestra de forma similar en las Fig. 5.3a y Fig. 5.3g.

Aplicando el modelo general para redes de difracción se obtiene la característica completa de la red que se muestra en la Fig. 5.3. El esquema de la Fig. 5.3 es el mismo que el de la Fig. 5.1 en cuanto a la representación de las caracterizaciones microscópica en el dominio de la frecuencia (Fig. 5.3e en sentido codireccional y Fig. 5.3h en sentido contradireccional) y en el dominio del tiempo (Fig. 5.3f en sentido codireccional y Fig. 5.3i en sentido contradireccional); así como la caracterización macroscópica en transmisión (coeficiente de transmisión en campo, Fig. 5.3b y Fig. 5.3c, y respuesta impulsiva,

Fig. 5.3d) y en reflexión (coeficiente de reflexión en campo, Fig. 5.3j y Fig. 5.3k, y respuesta impulsiva, Fig. 5.3l).

Del análisis de la representación de la Fig. 5.3 se ha de notar en primer lugar la caracterización espectral en reflexión dada por la reflectividad del dispositivo y que se muestra en la Fig. 5.3j. La frecuencia óptica para la cual la reflectividad es máxima es $f_1=193.09\text{THz}$ y puede definirse como la frecuencia óptica de Bragg de la estructura. Puede observarse igualmente como los lóbulos secundarios para frecuencias menores que la frecuencia de Bragg han sido eliminados pero no sin embargo los correspondientes a frecuencias mayores que la frecuencia de Bragg. El análisis de las Fig. 5.3h y 5.3e muestra un comportamiento asimétrico de la red con respecto a las frecuencias ópticas y sin embargo, la perturbación del índice de refracción es totalmente simétrica. Este efecto puede interpretarse a partir de la idea que la condición de Bragg que ve la radiación electromagnética conforme se propaga a lo largo de la estructura no se mantiene constante ya que mientras el periodo de la red si es constante a lo largo del eje de la fibra, no ocurre lo mismo con el índice de refracción efectivo debido a la variación que produce en él la función de apodizado.

Puede observarse en las figuras correspondientes a la caracterización en el dominio del tiempo como los lóbulos correspondientes a las resonancias Fabry-Perot de los extremos de la red han desaparecido, de ahí que no se de ningún pico en la respuesta impulsiva en reflexión (Fig. 5.3l) en el tiempo igual al tiempo de tránsito $t_{\text{transito}}=2 \times 10 \times 10^{-3} / (2.99793 \times 10^8 / 1.4522) = 96.88 \text{pseg}$ como ocurría en el caso anterior de la red uniforme. Pueden distinguirse sin embargo, un lóbulo principal que se ha suavizado debido a la influencia de la función de apodizado y un sublóbulo correspondiente a las resonancias internas que se producen en el interior de la red. Estas resonancias internas también dan lugar a un segundo pico en la respuesta impulsiva en transmisión (Fig. 5.3d), aunque los sublóbulos correspondientes a las resonancias Fabry-Perot de los extremos también han sido eliminados.

En cuanto a la característica de retardo de grupo en transmisión (Fig. 5.3c) y reflexión (Fig. 5.3k) siguen siendo iguales debido a que la estructura de red es simétrica [POLADIAN-97]. La dispersión que introduce la red se ha aplanado mucho en la zona espectral donde se

han eliminado los lóbulos secundarios pero se sigue teniendo el mismo problema de la dispersión en la zona donde no se han eliminado ya que la diferencia de retardo entre unas frecuencias ópticas y otras pueden ser del orden de unos 50pseg.

Por otro lado, el ancho de banda a 3dB acoplado por la red ha disminuido, siendo ahora de 60GHz, como consecuencia del aumento de la longitud de la red. Este hecho llega a ser un problema cuando se necesiten anchos de banda grandes ya que lógicamente el dispositivo no puede hacerse infinitamente pequeño ya que sino no hay dispositivo para acoplar la potencia al modo contradireccional. Este problema se solucionará en los siguientes apartados con el desarrollo de las redes chirpeadas o con variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra.

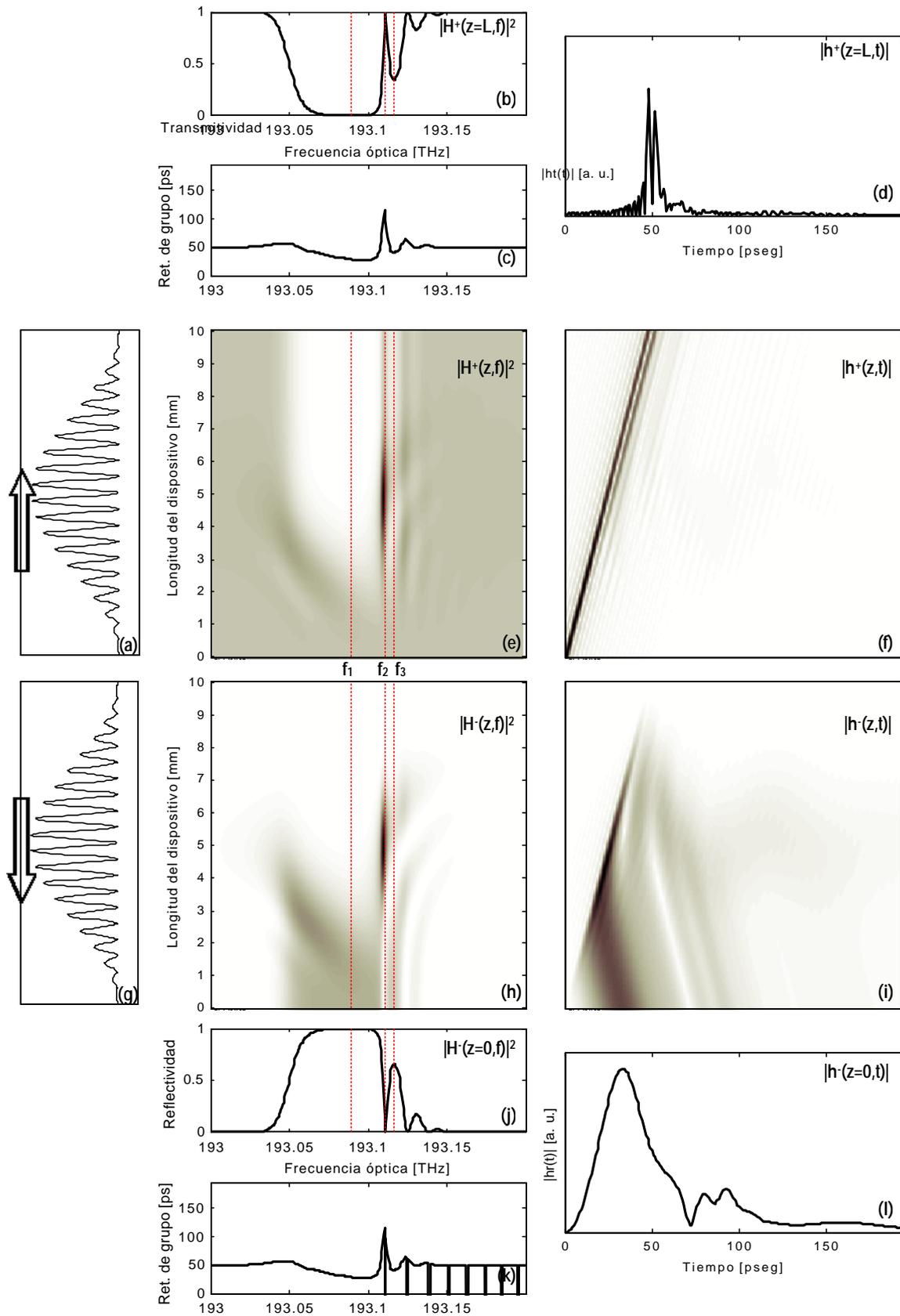


Figura 5.3. FG uniforme con función de apodizado coseno alzado. Caracterización en transmisión: (a) $n(z)$; (b) Transmitividad $T(f)$; (c) $\tau_r(f)$; (d) $|h_r(z=L,t)|$; (e) Espectro de potencias interno codireccional $|H_r(z,f)|^2$; (f) Respuesta impulsiva interna codireccional $|h_r(z,t)|$. Caracterización en reflexión: (g) $n(z)$; (h) Espectro de potencias interno contradireccional $|H_r(z,f)|^2$; (i) Respuesta impulsiva interna contradireccional $|h_r(z,t)|$. (j) Reflectividad $R(f)$; (k) $\tau_r(f)$; (l) $|h_r(z=0,t)|$.

Para entender un poco mejor el porqué de la asimetría de la característica espectral y el porqué de la no eliminación de los lóbulos secundarios a frecuencias ópticas mayores que la frecuencia de Bragg, se realizan tres cortes a tres frecuencias ópticas diferentes en la caracterización microscópica de la red y cuyos resultados se representan en la Fig. 5.4. En la Fig. 5.4a se representan los resultados correspondientes a la frecuencia óptica de Bragg ($f_1=193.09\text{THz}$) y como puede observarse el acoplo de potencias de la onda plana monocromática codireccional a la contradireccional se produce a lo largo de toda la red interfiriendo constructivamente. Como diferencia frente a la red uniforme puede notarse como ahora el acoplo no comienza ahora de forma abrupta a la entrada de la red sino que aumenta progresivamente a lo largo de la estructura teniendo su máximo alrededor de $z=2\text{mm}$ siendo una consecuencia directa de la función de apodizado. En la Fig. 5.4b se analiza la interacción de una onda plana monocromática de frecuencia $f_2=193.11\text{THz}$ con la red de difracción. Esta frecuencia óptica se corresponde con el primer cero en la característica espectral de reflectividad a la derecha de la frecuencia de Bragg. Se observa como se produce acoplo entre las ondas que viajan en sentido codireccional y en sentido contradireccional pero la interferencia que se produce en reflexión es destructiva debido a una resonancia Fabry-Perot selectiva en frecuencia que se produce entre $z=2\text{mm}$ y $z=8\text{mm}$. La interpretación de este efecto es que aunque se han eliminado las resonancias Fabry-Perot de los extremos de la red se ha introducido un nuevo resonador Fabry-Perot selectivo en frecuencia óptica fruto de la variación del índice de refracción efectivo a lo largo de la red y, en consecuencia, de la condición de Bragg a lo largo de la estructura. Esto quiere decir que el dispositivo acopla la misma frecuencia óptica en $z=2\text{mm}$ que en $z=8\text{mm}$, las cuales interfieren destructivamente resultando un cero en la característica de reflectividad y creándose por tanto un resonador Fabry-Perot selectivo en frecuencia óptica. El mismo efecto pero con interferencia constructiva de segundo orden se produce para el máximo del primer lóbulo secundario a una frecuencia óptica igual a $f_3=193.12\text{THz}$, y que se representa en la Fig. 5.4c. Puede verse como se continúa produciendo el efecto Fabry-Perot pero ahora entre las zonas de la red en torno a $z=1\text{mm}$ y $z=9\text{mm}$. La característica de interferencia constructiva es totalmente similar a la que ocurría en la red uniforme para el máximo del primer lóbulo secundario y que se presentaba en la Fig. 5.2a.

Resumiendo puede concluirse que tanto la red uniforme como la red uniforme con función de apodizado presentan lóbulos secundarios indeseables cuando son de acoplo fuerte (propiedad indispensable para conseguir reflectividades altas y por tanto minimizar las pérdidas de inserción). La solución siguiente será utilizar una red de difracción uniforme con función de apodizado pero manteniendo constante el índice de refracción medio de la red y por tanto el índice de refracción efectivo. Las redes así fabricadas funcionan muy bien ofreciendo una reducción de lóbulos secundarios del orden de 30dB, pero sin embargo necesitan de dos etapas para la fotoimpresión de la red en la fibra [ERDOGAN-97]. Otra de las estructuras que se ha utilizado ha sido la red uniforme con función de apodizado sinc y con índice de refracción medio constante. Esta función de apodizado es la consecuencia directa de aplicar la relación de transformada de Fourier entre la perturbación del índice de refracción y la característica espectral para conseguir el filtro cuadrado ideal.

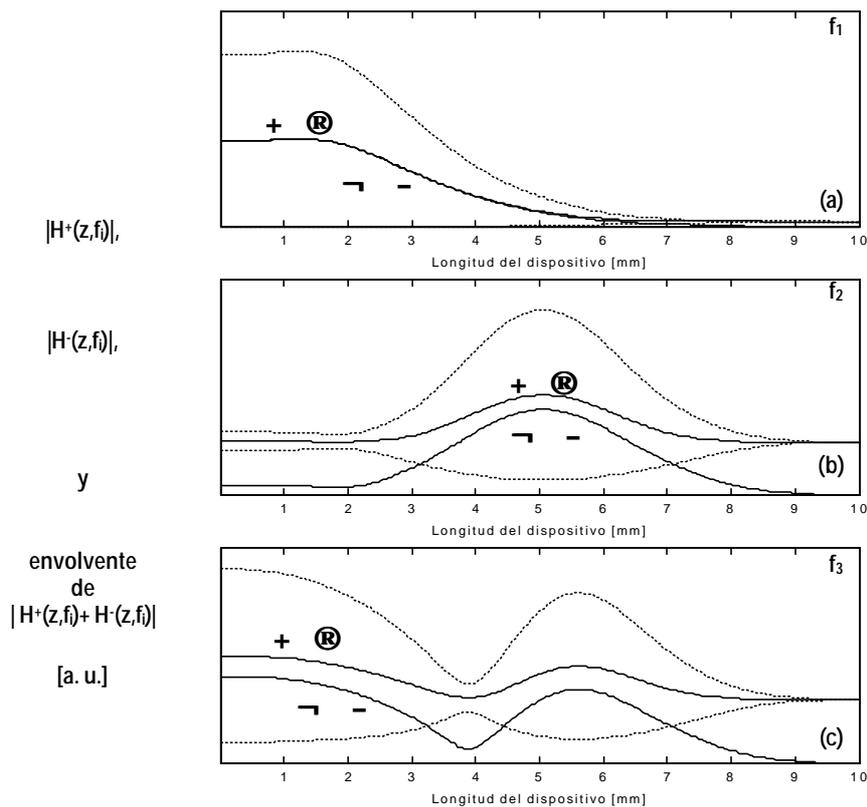


Figura 5.4. FG uniforme con función de apodizado coseno alzado. (a)-(c) $|H^+(z, f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia codireccional marcada con "+ \rightarrow "; $|H^-(z, f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia contradiereccional marcada con " \leftarrow -"; Envolvente de la función de transferencia estacionaria $|H^+(z, f) + H^-(z, f)|$ marcada con línea discontinua.

5.4. RED DE DIFRACCIÓN UNIFORME CON FUNCIÓN DE APODIZADO SINC E ÍNDICE DE REFRACCIÓN MEDIO CONSTANTE

El objetivo de la red de difracción uniforme con función de apodizado sinc e índice de refracción medio constante es conseguir unas características de filtrado óptico en reflexión que se aproximen al filtro cuadrado ideal, es decir, característica de amplitud igual a uno para un cierto ancho de banda y cero para el resto, y característica de fase lineal o lo que es equivalente, retardo de grupo constante [STOROY-97],[IBSEN-98.2],[IBSEN-98.3]. El diseño de la red está basado en la técnica de la transformada de Fourier aplicada a la síntesis de filtros de capa delgada [DELANO-67],[DOBROWO-78]. En este sentido, la relación de transformada de Fourier entre la envolvente de la perturbación y el coeficiente de reflexión en campo hace que para conseguir unas características de filtrado cuadrado se deba fijar una función de apodizado sinc. Así se deberá conseguir una característica de filtrado en amplitud donde se eliminen los lóbulos secundarios y una característica de fase que proporcione un retardo de grupo constante y por tanto, no introduzca efectos dispersivos [LENZ-98.2]. La principal diferencia que presenta este tipo de red frente a la red uniforme con función de apodizado es que el índice de refracción medio se mantiene constante para así poder asegurar que la condición de Bragg se mantiene constante a lo largo de la estructura. Este efecto se consigue mediante la fotoimpresión de la red de difracción en el núcleo de la fibra con un proceso de iluminación de dos etapas: la primera de ellas graba un índice de refracción medio a lo largo del eje de la fibra complementario a la función de apodizado mientras que en la segunda etapa se fotoimprime la perturbación que da lugar a la red y la función de apodizado en sí.

Considerando una red de difracción de longitud $L=10\text{mm}$, la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra viene dada por:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_0 + \Delta n_{\max} A(z) \sin\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_U}\right) \quad (5.8)$$

donde $n_0=1.452$ representa el índice de refracción de la fibra sin perturbar, $\Delta n_0=8 \times 10^{-4}$ es el índice de refracción medio y constante de la estructura de red, $\Delta n_{\max}=8 \times 10^{-4}$ es la modulación máxima del índice de

refracción de la perturbación, $\Lambda_U=534.32\text{nm}$ es el periodo de la red y $A(z)$ es la función de apodizado que para el caso bajo estudio viene dada por la función sinc:

$$A(z) = \text{sinc}\left(\frac{z-L/2}{\Lambda_A}\right) = \frac{\sin\left(\frac{2p(z-L/2)}{\Lambda_A}\right)}{\frac{2p(z-L/2)}{\Lambda_A}} \quad (5.9)$$

siendo $\Lambda_A=1.66\text{mm}$ el parámetro de la función de la función sinc que determina la periodicidad de los lóbulos de la función. La forma de la perturbación de la red se representa en las Fig. 5.5a y Fig. 5.5g. La elección de estos parámetros de diseño para la red de difracción está basada en la transformada de Fourier [DOBROWO-78] y sigue una serie de reglas:

- El periodo de la red Λ_U , junto con el índice de refracción medio de la estructura determinan la frecuencia óptica de Bragg, centro de la banda de paso, mediante la condición de Bragg dada por la expresión (3.2)
- El parámetro de la sinc Λ_A fija en primera aproximación el ancho de banda acoplado por la red, B , siguiendo la expresión:

$$B = \frac{c}{2n_{\text{eff}}\Lambda_A} \quad (5.10)$$

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la estructura. En este caso, $B=2.99793 \times 10^8 / (2 \times 1.4528 \times 1.66 \times 10^{-3}) = 62\text{GHz}$ (siendo 1.4528 el índice de refracción efectivo).

- La longitud de la red L también afecta al ancho de banda del filtro. Cuanto mayor sea la longitud de la red, más se aproxima el ancho de banda acoplado por el dispositivo al que se predice mediante la expresión (5.10). Es importante también hacer notar que el rizado de la banda de paso (fenómeno de Gibbs) dependerá directamente del número de lóbulos de la función sinc que presenta la perturbación (L/Λ_A-2) .

Con este diseño de red de difracción se aplica el modelo general de red de difracción y se obtiene la caracterización completa de la estructura representada en la Fig. 5.5. En primer lugar ha de destacarse la característica de reflectividad que se muestra en la Fig. 5.5j. Se observa como ésta se aproxima al filtro cuadrado ideal deseado gracias a la eliminación de los lóbulos secundarios fruto de las resonancias Fabry-Perot en los extremos de la red y gracias a que la condición de Bragg se mantiene constante a lo largo de toda la estructura. La característica de filtrado óptico presenta por tanto una frecuencia central que se puede denominar frecuencia de Bragg $f_2=2.99793 \times 10^8 / (2 \times 1.4528 \times 10^{-9}) = 193.1 \text{ THz}$ y un ancho de banda acoplado a 3dB igual a 100GHz. El filtro por tanto ha sido diseñado para trabajar de forma eficiente en sistemas de comunicaciones WDM con separación entre canales de 100GHz. Sin embargo, la principal desventaja que presenta el filtro es que los flancos laterales de la banda de paso no son abruptos, lo que conlleva a que se produzca diafonía entre canales adyacentes. Este efecto se debe a que el diseño ha sido realizado basándose en la técnica de transformada de Fourier, la cual solo funciona fielmente para redes de acoplo débil. Sin embargo, esta red es de acoplo fuerte ya que uno de los requerimientos del filtro es que presente reflectividades en torno a uno para así minimizar las pérdidas de inserción del dispositivo. Este acoplo fuerte se traduce por tanto en un ensanchamiento de la banda de paso acoplado por la red y unos flancos laterales de la banda de paso menos abruptos de lo deseado.

Atendiendo ahora a la caracterización microscópica espectral del dispositivo (Fig. 5.5e y Fig. 5.5h) se observa como la cuadratura de la característica de reflectividad se ha conseguido gracias a que el acoplo de potencia entre los modos codireccional y contradireccional se produce ahora de forma más distribuida en frecuencia y a lo largo de la red. En este caso no se producen picos de acoplo de potencia tan pronunciados como en los casos de redes uniforme y uniforme con función de apodizado fruto de las resonancias Fabry-Perot, y que originaban los molestos lóbulos secundarios.

El que este acoplo se produzca de forma distribuida se traduce en otra importante ventaja del filtro que es el aplanamiento de la característica de retardo de grupo en función de la frecuencia (Fig. 5.5c y Fig. 5.5k).

Los efectos de dispersión se han disminuido en gran medida ya que ahora no hay picos de retardos para las distintas frecuencias ópticas sino que dicha característica de retardo de grupo se mantiene constante en torno a los 50pseg con un pequeño rizado. Hay que hacer notar que la estructura sigue siendo simétrica y de ahí que los retardos de grupo en reflexión y en transmisión sean similares.

En cuanto a la característica en el dominio del tiempo ha de destacarse en primer lugar que la respuesta impulsiva en reflexión (Fig. 5.5l) está formada por una serie de lóbulos que en principio deberían de corresponderse con los lóbulos de la función de apodizado sinc. Este hecho es así para los dos primeros lóbulos ya que presentan un acoplo débil pero no ocurre igual con el siguiente que ya es de acoplo fuerte como puede desprenderse de la Fig. 5.5i. Este acoplo fuerte que se produce en el lóbulo central de la red de difracción da lugar a resonancias internas que hacen que aparezca un segundo pico en la respuesta impulsiva en transmisión (Fig. 5.5d). La Fig. 5.5f aclara como esta resonancia nace hacia la mitad del dispositivo, en torno a $z=5\text{mm}$.

El hecho de hablar de acoplo débil o acoplo fuerte cobra importancia debido a que una vez que se ha producido el acoplo, éste no puede volverse a producir. En el caso que aquí se trata de trabajar con estructuras que funcionan en reflexión esto quiere decir que una vez que una determinada onda monocromática se ha reflejado en su totalidad, ésta no puede volver a reflejarse más adelante en la estructura de red ya que allí no llega señal de esa determinada frecuencia, con lo cual no puede conocerse como responde esa parte de la estructura a dicha radiación. Esta es la diferencia entre acoplo débil y acoplo fuerte: en el primero de ellos toda la radiación está presente a lo largo de la estructura, mientras que para acoplo fuerte la zona del dispositivo donde se produce el acoplo de potencias es la zona inicial del mismo. En el caso que se analiza se observa como prácticamente todo el acoplo de potencias se produce entre la entrada de la red y la zona en torno a $z=5\text{mm}$.

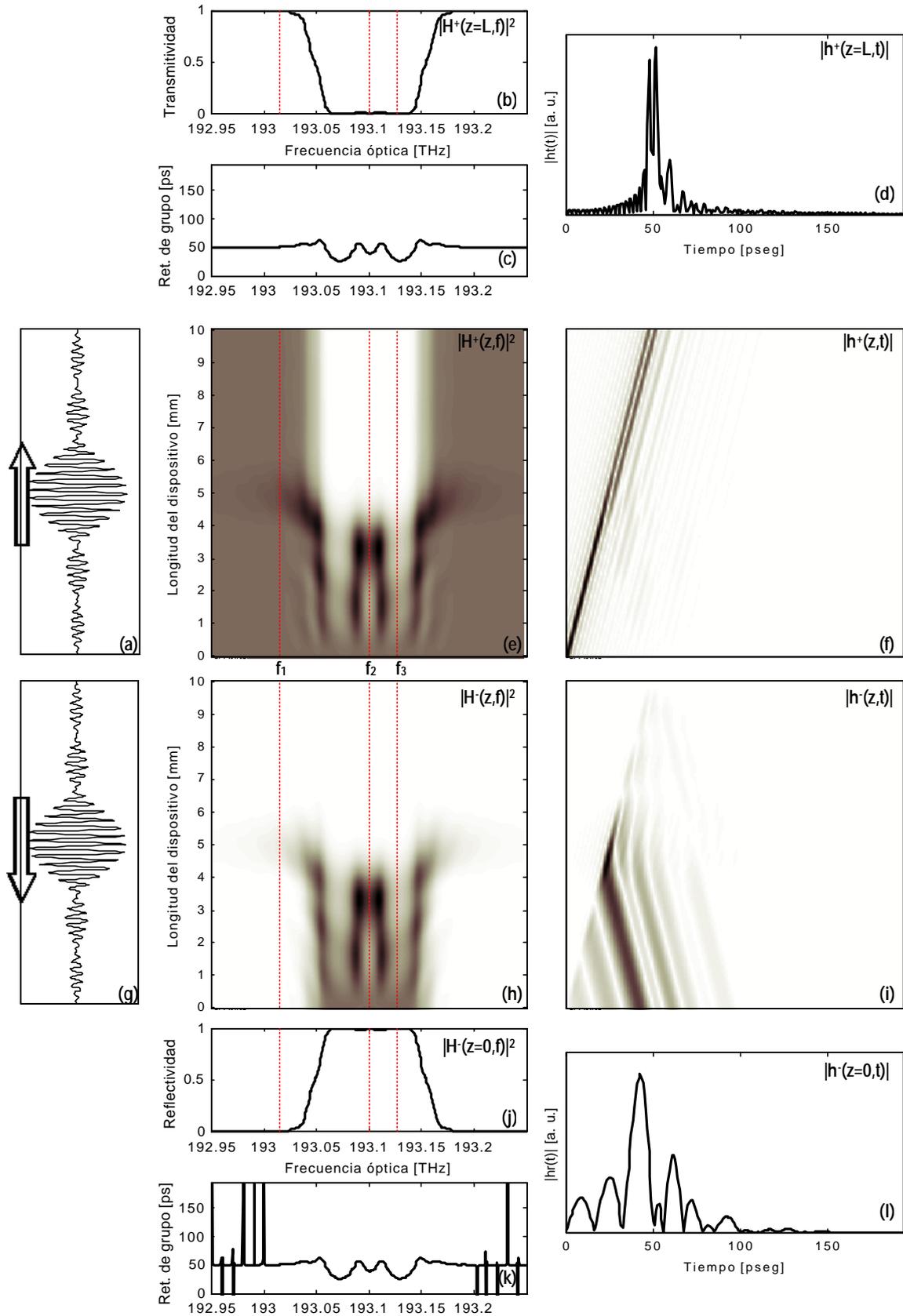


Figura 5.5. FG uniforme con función de apodizado sinc e índice de refracción medio constante. Caracterización en transmisión: (a) $n(z)$; (b) Transmitancia $T(f)$; (c) $\tau_i(f)$; (d) $|h_r(t)|$; (e) Espectro de potencias interno codireccional $|H^+(z,f)|^2$; (f) Respuesta impulsiva interna codireccional $|h^+(z,t)|$. Caracterización en reflexión: (g) $n(z)$; (h) Espectro de potencias interno contradireccional $|H^-(z,f)|^2$; (i) Respuesta impulsiva interna contradireccional $|h^-(z,t)|$. (j) Reflectividad $R(f)$; (k) $\tau_i(f)$; (l) $|h_r(t)|$.

Este hecho se pone un poco más de manifiesto en la Fig. 5.6 donde se representa de nuevo la interacción con la red de tres ondas monocromáticas determinadas. La primera de ellas, $f_1=193.01\text{THz}$, que se representa en la Fig. 5.6a, se fija para un cero de reflectividad. Se observa como en los cinco lóbulos de la función sinc se produce acoplo de potencias de la onda codireccional a la onda contradiereccional dependiendo de la amplitud de la modulación del índice de refracción, y sin embargo se produce un cero en la característica de reflectividad. Esto se debe a que en cada uno de los lóbulos de la sinc este acoplo de potencia hacia atrás interfiere destructivamente de forma independiente con respecto a los demás. A continuación se fijan frecuencias para los máximos de reflectividad: $f_2=193.1\text{THz}$ es la frecuencia central de la banda de paso o frecuencia de Bragg y $f_3=193.12\text{THz}$ es el máximo de la característica de reflectividad debido al rizado. Como se desprende de las Fig. 5.6b y 5.6c el comportamiento de estas dos ondas monocromáticas es distinto. El acoplo de potencia a la frecuencia de Bragg (Fig. 5.6b) se produce prácticamente en la zona de la red comprendida entre $z=3\text{mm}$ y $z=5\text{mm}$ ya que ahí es donde aumenta el módulo de la función de transferencia hacia atrás y se mantiene en la zona entre $z=0\text{mm}$ y $z=3\text{mm}$. Sin embargo, f_3 interacciona con la red de forma diferente ya que en la Fig. 5.6c se observa como el acoplo de potencias se produce sucesivamente en los tres primeros lóbulos de la sinc, interfiriendo entre ellos constructivamente ya que se ve como el módulo de la función de transferencia hacia atrás aumenta progresivamente desde $z=5\text{mm}$ hasta la entrada del dispositivo en $z=0\text{mm}$.

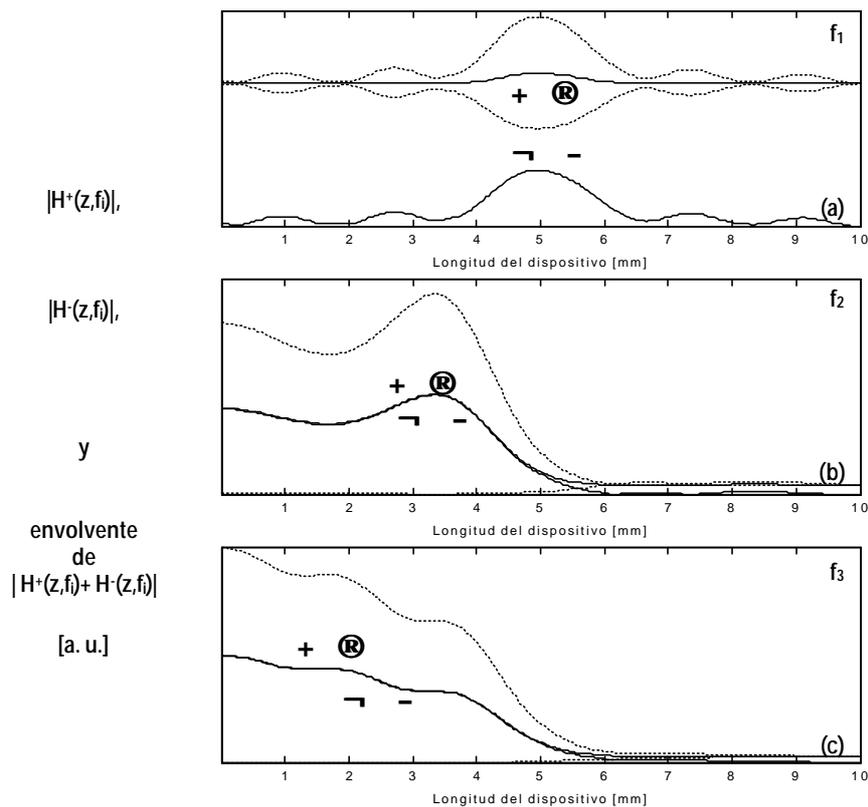


Figura 5.6. FG uniforme con función de apodizado sinc e índice de refracción medio constante. (a)-(c) $|H^+(z, f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia codireccional marcada con "+ \rightarrow "; $|H^-(z, f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia contradiireccional marcada con " \leftarrow -"; Envelope de la función de transferencia estacionaria $|H^+(z, f) + H^-(z, f)|$ marcada con línea discontinua.

Como resultado del análisis de la estructura puede concluirse que la técnica de transformada de Fourier puede utilizarse de forma intuitiva para el diseño de redes de difracción pero que el comportamiento de la red ha de ser caracterizado por métodos exactos. Con respecto a la estructura analizada puede resumirse que no cubre todas las expectativas que se proponían en su diseño pero que si presenta una serie de ventajas sobre las redes que se propusieron con anterioridad. Principalmente, este tipo de red no será utilizada como red discreta sino que su principal aplicación será en estructuras muestreadas como se verá más adelante. Esto se debe a que las redes con función de apodizado cosenoidal e índice de refracción medio constante proporcionan mejores características de filtrado tanto en reducción de lóbulos secundarios como flancos abruptos de la banda de paso en reflexión. Ahora bien, el conocimiento y el entender como funcionan estas redes con función de apodizado sinc será de gran importancia para el diseño de estructuras muestreadas y su utilización en filtrado óptico multicanal en sistemas de comunicaciones ópticas con WDM.

5.5. RED DE DIFRACCIÓN UNIFORME CON SALTO DE FASE "π"

Hasta ahora las redes de difracción en fibra de periodo corto que se han presentado trabajan en reflexión, es decir, la caracterización espectral de filtrado óptico paso banda se consigue para la señal reflejada. Esto hace que para usar estas redes de forma práctica en un sistema de comunicaciones tengan que utilizarse de forma conjunta con circuladores ópticos o montajes interferométricos que permitan recuperar la señal reflejada. Sería por tanto deseable disponer de estructuras basadas en redes de difracción en fibra que proporcionen una banda de paso en transmisión en vez de en reflexión. Este es el objetivo que se consigue con la inclusión de saltos de fase en la perturbación periódica del índice de refracción del núcleo de la fibra que da lugar a la red de difracción [AGRAWAL-94],[CANNING-94].

Para estudiar como se consigue esta banda de paso en transmisión se analiza a continuación la caracterización de una red uniforme de longitud $L=4\text{mm}$, periodo de la red $\Lambda_U=535\text{nm}$, modulación máxima del índice de refracción de la perturbación $\Delta n_{\text{max}}=7 \times 10^{-4}$, y en la que se ha introducido un salto de fase de " π " en el centro de la estructura, como se muestra en la Fig. 5.7a y Fig. 5.7b. La descripción analítica de la perturbación de esta red con salto de fase viene dada por:

$$n(z) = \begin{cases} n_0 + \Delta n_{\text{max}} \sin^2\left(\frac{\mathbf{p}z}{\Lambda_U}\right) & z \in \left[0, E\left(\frac{L/2}{\Lambda_U}\right)\Lambda_U\right] \\ n_0 + \Delta n_{\text{max}} \sin^2\left(\frac{\mathbf{p}}{2} + \frac{\mathbf{p}z}{\Lambda_U}\right) & z \in \left[E\left(\frac{L/2}{\Lambda_U}\right)\Lambda_U, L\right] \end{cases} \quad (5.11)$$

donde $n_0=1.452$ es el índice de refracción de la fibra sin perturbar, y $E((L/2)/\Lambda_U)$ representa el número entero de periodos de perturbación que hay en la primera mitad de la red. El salto de fase introducido en la expresión analítica (5.11) es de " $\pi/2$ " debido a que la forma senoidal de la perturbación está elevada al cuadrado.

Aplicando el modelo de red para la caracterización del dispositivo se obtienen los resultados que se presentan en la Fig. 5.7. Es importante hacer notar que el periodo de muestreo que se ha utilizado en este caso para la obtención de la estructura multicapa es

menor que en el caso de red uniforme debido a que se requiere una mayor precisión para el tratamiento del salto de fase localizado en un sitio puntual en el interior de la red. El análisis de la Fig. 5.7 se realiza mucho mejor haciendo una comparativa con la caracterización de la red uniforme que se presentaba en la Fig. 5.1. La diferencia fundamental en la caracterización espectral microscópica (Fig. 5.7e y Fig. 5.7h) es que el salto de fase introducido en el centro del dispositivo hace que para la frecuencia óptica $f_2=192.91\text{THz}$ el acoplo de potencia que se produce entre la onda que viaja hacia delante y la onda que viaja hacia atrás interfiera destructivamente. Este hecho se traduce en un mínimo en la característica de reflectividad (Fig. 5.7j) o lo que es equivalente, un máximo en la característica de transmitividad (Fig. 5.7b). Este pico espectral en transmisión es muy selectivo en frecuencia presentando un ancho de banda a 3dB igual a 5GHz. La estructura de la red de difracción sigue siendo simétrica, de ahí que los retardos de grupo en transmisión (Fig. 5.7c) y en reflexión (Fig. 5.7k) sean similares.

Puede verse como para la banda de paso en transmisión se producen retardos de grupo entre 40pseg y 55pseg, lo que quiere decir que dicho pico es fruto de sucesivas resonancias internas.

Analizando ahora la caracterización en el dominio del tiempo se observa como el salto de fase hace que aparezca un pico en la respuesta impulsiva en reflexión (Fig. 5.7j) en el tiempo de ida y vuelta hasta el salto de fase $t=2 \times 2 \times 10^{-3} / (2.99793 \times 10^8 / 1.45235) = 19.37\text{pseg}$. Esta respuesta impulsiva por tanto se compone de un lóbulo principal fruto del acoplo de potencia de la radiación electromagnética al modo contradireccional, un pico más estrecho que se forma a partir de la interferencia destructiva que se produce en el salto de fase, otro pico en el tiempo de tránsito de ida y vuelta debido a la reflexión en el final del dispositivo y los subsiguientes lóbulos fruto de las resonancias Fabry-Perot en los extremos de la red.

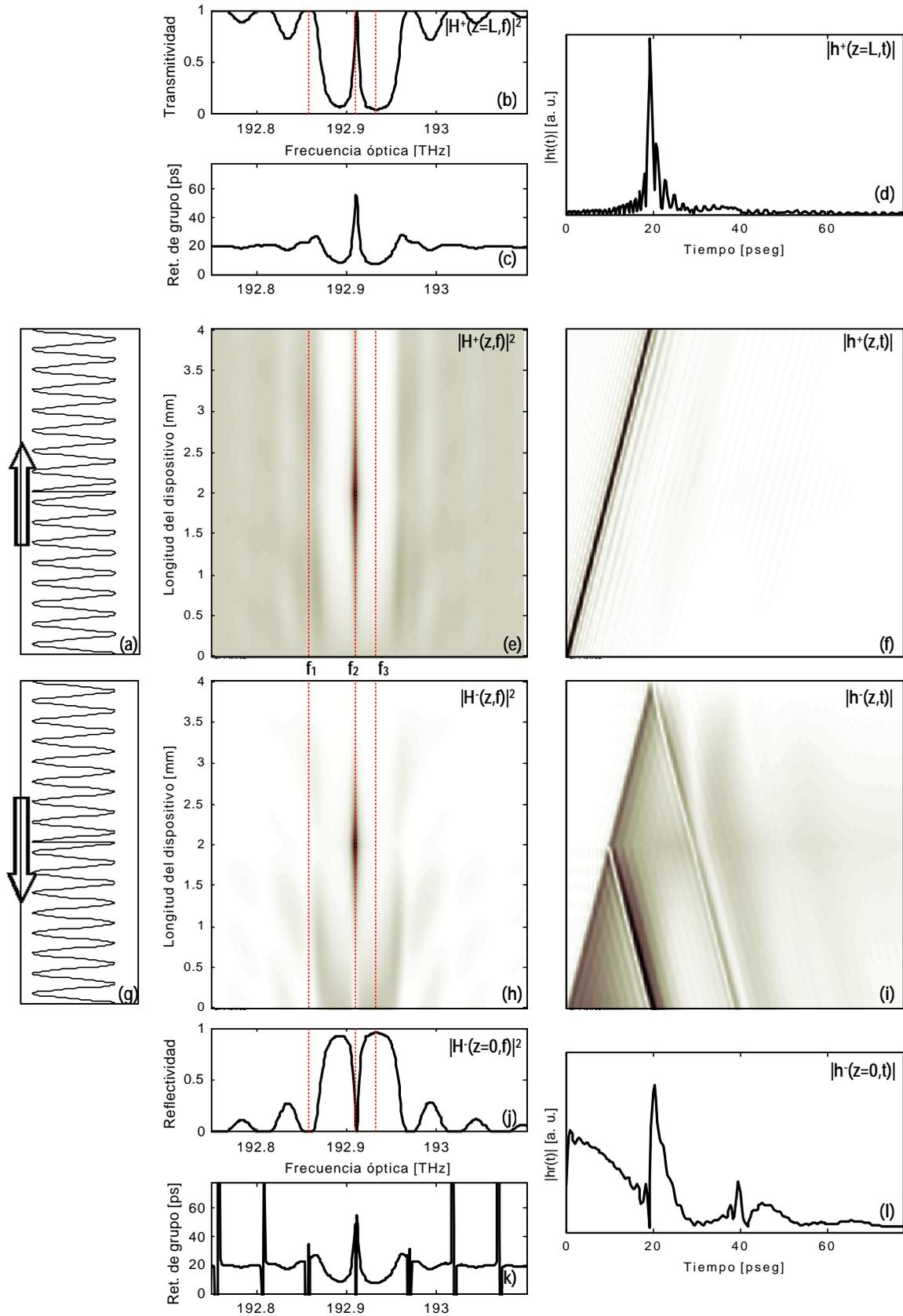


Figura 5.7. FG uniforme con salto de fase " π " en el centro del dispositivo. Caracterización en transmisión: (a) $n(z)$; (b) Transmitancia $T(f)$; (c) $\tau_g(f)$; (d) $|h^+(z=L,t)|$; (e) Espectro de potencias interno codireccional $|H^+(z,f)|^2$; (f) Respuesta impulsiva interna codireccional $|h^+(z,t)|$. Caracterización en reflexión: (g) $n(z)$; (h) Espectro de potencias interno contradiereccional $|H^-(z,f)|^2$; (i) Respuesta impulsiva interna contradiereccional $|h^-(z,t)|$. (j) Reflectividad $R(f)$; (k) $\tau_g(f)$; (l) $|h_r(t)|$.

Ahora bien, para profundizar un poco más en el funcionamiento de la red de difracción con salto de fase se analiza la interacción de tres ondas monocromáticas con la red y los resultados se presentan en la Fig. 5.8. La primera frecuencia que se fija es $f_1=192.85\text{THz}$ y coincide con el primer mínimo en reflexión a la izquierda de la banda de paso. En la Fig. 5.8a se observa como se produce acoplo de potencia de la onda codireccional a la onda contradireccional pero éste interfiere de forma destructiva independientemente en la primera y segunda mitad del dispositivo, lo que se conoce como interferencia destructiva de segundo orden. Ha de hacerse notar que este mismo mínimo en la red de difracción uniforme era debido a interferencia destructiva de primer orden (Fig. 5.2c). Esta diferencia se debe a que en la red de difracción con salto de fase la interferencia destructiva de primer orden viene impuesta por el salto de fase " π " en el centro del dispositivo. La fig. 5.8b representa como se propaga la onda monocromática de frecuencia $f_2=192.91\text{THz}$ (pico de la banda de paso en transmisión) a lo largo de la red. Puede observarse como el salto de fase " π " hace que la radiación acoplada a la onda contradireccional en la segunda mitad de la red interfiera destructivamente con la radiación acoplada en la primera parte de la red, lo cual impone un mínimo en la característica de reflexión o lo que es equivalente, un máximo o banda de paso en la característica de transmisión. Finalmente, la frecuencia $f_3=192.93\text{THz}$ se fija para el máximo de la característica de reflectividad representándose los resultados obtenidos en la Fig. 5.8c. Puede verse como el salto de fase " π " ahora no afecta a la interferencia constructiva que se produce en el acoplo de potencia a la onda contradireccional.

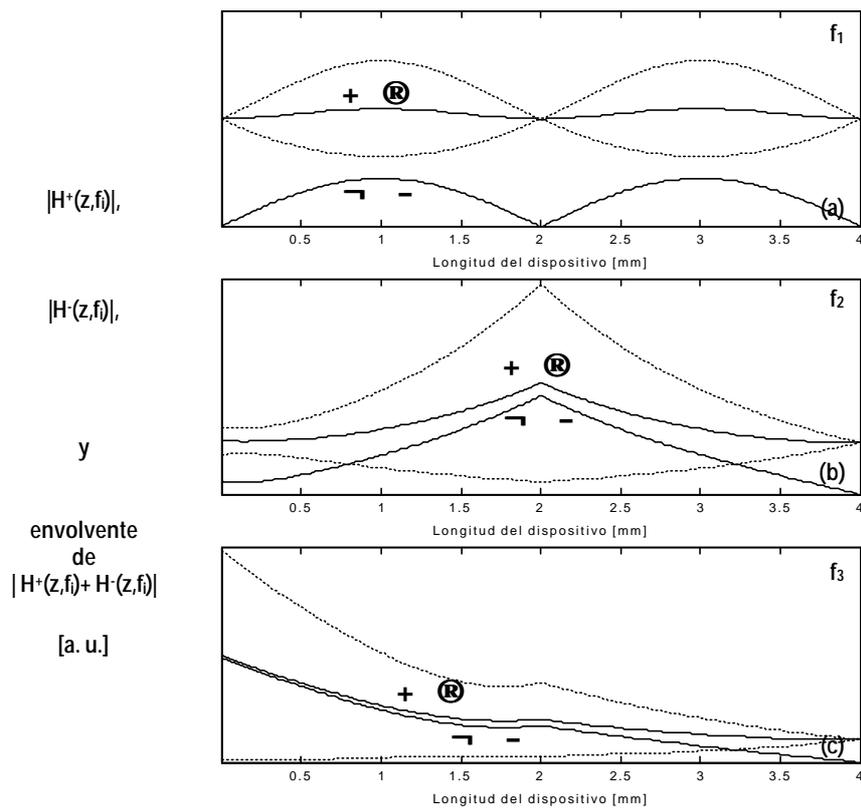


Figura 5.8. FG uniforme con salto de fase " π " en el centro del dispositivo. (a)-(c) $|H^+(z,f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia codireccional marcada con "+ \rightarrow "; $|H^-(z,f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia contradiereccional marcada con " \leftarrow -"; Envelope de la función de transferencia estacionaria $|H^+(z,f) + H^-(z,f)|$ marcada con línea discontinua.

5.6. RED DE DIFRACCIÓN CHIRPEADA CON FUNCIÓN DE APODIZADO

Las redes de difracción en fibra con función de chirp o lo que es equivalente, variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra [OUELLETT-87],[OUELLETT-91],[OUELLETT-94], surgen para solucionar dos problemas que presentaban las redes uniformes:

- el primero de ellos es el problema del *ancho de banda acoplado* por una red uniforme ya que éste puede hacerse todo lo estrecho que se desee aumentando la longitud de la red, pero es difícil conseguir anchos de banda acoplados grandes ya que la red no puede hacerse infinitamente pequeña en longitud debido a que sino no se produce el acoplo de potencias. La solución a este problema nace a partir de la idea que si idealmente una red de difracción con un periodo de red uniforme acopla una única frecuencia de Bragg, una red de difracción que contenga una serie de periodos acoplará una la serie de frecuencias ópticas. En consecuencia, una red de difracción con un periodo que varia a lo largo de su eje acoplará un ancho de banda compuesto por todas las frecuencias ópticas que verifiquen la condición de Bragg.
- el otro problema que solucionan estas redes es el conseguir un dispositivo pasivo en fibra que presenta un retardo de grupo lineal en función de la frecuencia. Esta característica es requerida por los *dispositivos compensadores de la dispersión* para cancelar el efecto de la dispersión cromática introducido en los enlaces de fibra de larga distancia. El principio de funcionamiento es sencillo ya que si el periodo de la red varia linealmente de mayor a menor a lo largo del eje de la fibra, las frecuencias ópticas menores se acoplarán al comienzo de la red y no sufrirán prácticamente ningún retardo en reflexión. Sin embargo, las frecuencias mayores se acoplarán en los periodos más cortos cerca de la salida de la red y por tanto, estas frecuencias sufrirán un retardo en reflexión igual al tiempo de tránsito. Las frecuencias intermedias se acoplarán en puntos intermedios y sufrirán retardos intermedios. He aquí por tanto un dispositivo pasivo en fibra que permite diseñar independientemente la dispersión del filtro y el ancho de banda acoplado ya que el primero vendrá determinado por la longitud del dispositivo y el segundo por la función de chirp (variación del periodo de red a lo largo del eje de fibra).

Generalmente estas redes de difracción chirpeadas incluyen funciones de apodizado para disminuir las resonancias Fabry-Perot que se producen en los extremos de la red y que se traducen en un alto rizado de la banda de paso y oscilaciones en la característica de retardo de grupo en función de la frecuencia. Se han realizado varios estudios sobre que funciones de apodizado son las más óptimas para este fin [PASTOR-96],[ENNSER-98], llegándose a la conclusión que la tangente hiperbólica presenta los mejores resultados.

Para el análisis de este tipo de redes se estudia a continuación un caso particular de red de difracción linealmente chirpeada con función de apodizado tangente hiperbólica, de longitud $L=50\text{mm}$, modulación máxima del índice de refracción de la perturbación $\Delta n_{\text{max}}=3 \times 10^{-4}$, y periodo de red variando linealmente entre 535.2nm y 534.8nm . Analíticamente, la perturbación del índice de refracción se describe por:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{\text{max}} A(z) \sin^2 \left(\int_0^z \frac{\mathbf{P}}{\Lambda(z')} dz' \right) \quad (5.12a)$$

$$A(z) = \begin{cases} \tanh\left(\frac{2az}{L}\right) & 0 \leq z \leq L/2 \\ \tanh\left(\frac{2a(L-z)}{L}\right) & L/2 \leq z \leq L \end{cases} \quad (5.12b)$$

$$\Lambda(z) = \Lambda(z=0) + \frac{\Delta\Lambda}{L} z \quad (5.12c)$$

donde $n_0=1.452$ es el índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar, $a=4$ es el parámetro de la tangente hiperbólica, $\Lambda(z=0)=535.2\text{nm}$ es el periodo de la red en el origen de la misma y $\Delta\Lambda=-0.4\text{nm}$ es el incremento en el periodo de la red a lo largo de toda su longitud. Como puede verse $\Delta\Lambda$ puede ser positivo o negativo según aumente o disminuya el periodo a lo largo de la estructura. La forma de la perturbación del índice de refracción diseñada se muestra a efectos gráficos en las Fig. 5.9a y Fig. 5.9g.

Aplicando el modelo general propuesto para red de difracción se obtiene la caracterización completa del dispositivo que se muestra en la Fig. 5.9. Como puede observarse en la caracterización microscópica

del dispositivo en el dominio de la frecuencia (Fig. 5.9e y Fig. 5.9h), la principal diferencia con respecto a las redes uniformes es que en este caso de red chirpeada el acoplo de las diferentes frecuencias se produce de forma distribuida linealmente a lo largo de la red. Como ya se había predicho, cada periodo de la red de difracción acopla una frecuencia óptica y por tanto, pueden conseguirse los anchos de banda que se requieran. Sin embargo, hay que hacer notar dos efectos que se producen en el interior de la red. El primero de ellos se refiere a que el lugar físico donde se acoplan las diferentes frecuencias a lo largo de la red no forma una línea recta como cabría esperar de la definición del periodo de la red sino que adquiere un ligero curvado en el comienzo y final de la red. Esto se debe a la influencia de la función de apodizado en el índice de refracción efectivo de la estructura, y por tanto, en la condición de Bragg que se verifica a lo largo de la misma. El segundo efecto se produce a la entrada de la red, observándose una cierta inercia de la radiación electromagnética a propagarse por la red. Esto se traduce en una fuerte oscilación en la caracterización macroscópica de la red en reflexión.

Con respecto a la reflectividad (Fig. 5.9j) solo ha de notarse que el ancho de banda acoplado ahora puede ser fácilmente diseñado a partir de la elección de los periodos correspondientes, fijados por la condición de Bragg. La no simetría de la característica espectral en amplitud es debida a la influencia de la función de apodizado. Es importante destacar en este punto que para acoplar grandes anchos de banda no solamente hay que aumentar el incremento de periodos en la función de chirp sino que además hay que aumentar la modulación máxima del índice de refracción de la perturbación, es decir, si se quiere aumentar el ancho de banda acoplado por la red que aquí se presenta y mantener la misma reflectividad se deberá de aumentar el incremento de periodos, $\Delta\Lambda$, y a la misma vez aumentar la modulación máxima del índice de refracción de la perturbación, Δn_{\max} , ya que de no hacerlo así se conseguiría acoplar el ancho de banda deseado pero con una reflectividad menor. En transmisión, la característica de transmitividad (Fig. 5.9b) sigue siendo la complementaria de la reflectividad ya que se han considerado medios sin pérdidas.

Con respecto a las características de retardo de grupo en reflexión (Fig. 5.9k) y en transmisión (Fig. 5.9c) se ha de decir que

ya no son similares ya que la estructura de red no es simétrica debido a la variación de periodos de red.

La característica que más interesa es la del retardo de grupo en reflexión que como puede observarse es lineal en el rango de frecuencias ópticas que acopla la red hacia atrás (ancho de banda a 3dB igual a 120GHz), proporcionando un retardo máximo igual al tiempo de tránsito de 484.37pseg. La mayor desviación de la característica lineal del retardo de grupo en función de la frecuencia se produce para las frecuencias ópticas menores que son las que se acoplan en el comienzo de la red, siendo una consecuencia directa del efecto que se comentó anteriormente de la inercia que sufre la radiación electromagnética al cambiar bruscamente de índice de refracción efectivo. Este efecto puede disminuirse utilizando funciones de apodizado con pendientes más suaves a la entrada y a la salida de la red pero por el contrario se modifica en gran medida la condición de Bragg a lo largo de la estructura y en consecuencia se pierde la linealidad de la característica de retardo en función de la frecuencia. Por tanto hay que llegar a una solución de compromiso, siendo la elección de la función de apodizado tangente hiperbólica la que ofrece mejores prestaciones. Este efecto puede observarse también claramente en la respuesta impulsiva en reflexión (Fig. 5.9l) ya que aunque tiene forma cuadrática y se ve el efecto de la apodización al empezar la respuesta en cero, se produce una fuerte oscilación al comienzo de la red para luego amortiguarse progresivamente.

Otra característica importante de la respuesta impulsiva en reflexión ha de ser deducida de la interpretación conjunta de las características microscópicas en reflexión en el dominio de la frecuencia (Fig. 5.9h) y dominio del tiempo (Fig. 5.9i). Las diferentes frecuencias ópticas que se acoplan en la red lo hacen en lugares físicos diferentes a lo largo de la estructura y por tanto, sufren diferentes retardos. Esto quiere decir que en la respuesta impulsiva a cada tiempo le corresponde una frecuencia óptica, o lo que es lo mismo, la red de difracción chirpeada funciona reordenando en el tiempo toda la serie de frecuencias ópticas que se acoplan en su interior. Este efecto se utiliza actualmente para monitorización de red, e implementación de transformadores de Fourier en tiempo real.

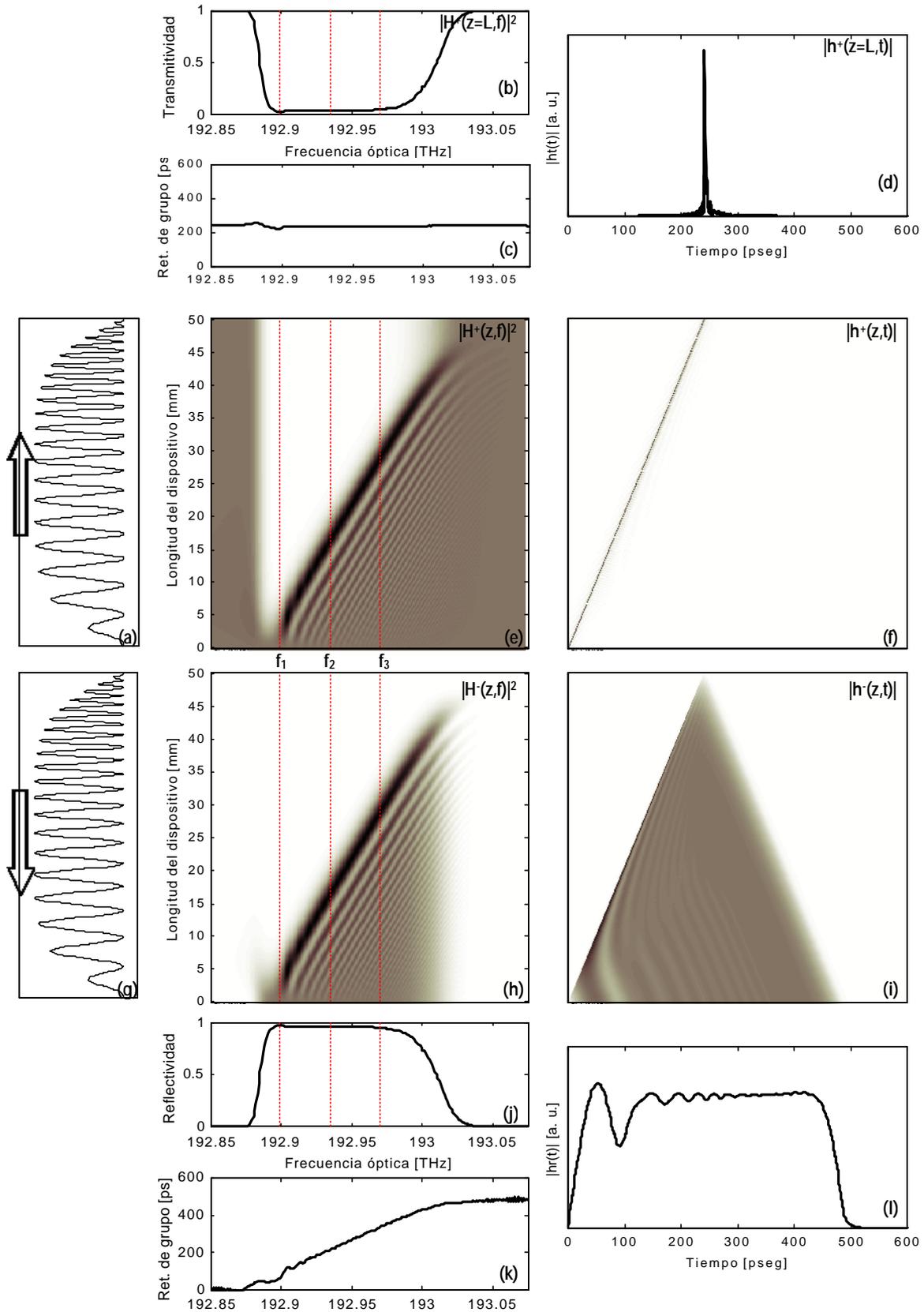


Figura 5.9. FG chirpeada con función de apodizado tangente hiperbólica. Caracterización en transmisión: (a) $n(z)$; (b) Transmitividad $T(f)$; (c) $\tau_g(f)$; (d) $|h^+(z=L,t)|$; (e) Espectro de potencias interno codireccional $|H^+(z,f)|^2$; (f) Respuesta impulsiva interna codireccional $|h^+(z,t)|$. Caracterización en reflexión: (g) $n(z)$; (h) Espectro de potencias interno contradireccional $|H^-(z,f)|^2$; (i) Respuesta impulsiva interna contradireccional $|h^-(z,t)|$. (j) Reflectividad $R(f)$; (k) $\tau_g(f)$; (l) $|h_r(t)|$.

Para finalizar, se estudia un poco más en profundidad el comportamiento de la red frente a tres frecuencias ópticas u ondas planas monocromáticas. Se seleccionan tres frecuencias $f_1=192.89\text{THz}$, $f_2=193.93\text{THz}$ y $f_3=192.97\text{THz}$, para localizar el lugar físico en el que se acoplan en el interior de la red y poder calcular así el parámetro de dispersión que proporciona el filtro. Los resultados se muestran en la Fig. 5.10. La interacción con el medio de las tres frecuencias seleccionadas se representan respectivamente en las Fig. 5.10a, Fig. 5.10b y Fig. 5.10c. Claramente se observa como la frecuencia f_1 se acopla a la entrada de la red (sobre $z=7\text{mm}$), la frecuencia f_2 en torno a $z=20\text{mm}$, y f_3 en un entorno de $z=32.5\text{mm}$ hacia la salida del dispositivo. Los retardos que sufren cada una de ellas se calcula a partir del tiempo de tránsito de ida y vuelta hasta el lugar donde se acoplan y serán respectivamente $\tau_1=67.81\text{pseg}$, $\tau_2=193.75\text{pseg}$ y $\tau_3=314.84\text{pseg}$, como puede verse en la Fig. 5.9k. Para calcular la dispersión real que puede compensar la red se halla la relación entre los incrementos de retardo partido por los incrementos de frecuencia

obteniéndose $D = \frac{t_3 - t_1}{2p(f_3 - f_1)} = 546\text{pseg}^2$. Esta red por tanto podría

compensar los efectos de dispersión cromática provocados en un enlace de fibra óptica estándar de 27.3Km con una dispersión de $-20\text{pseg}^2/\text{Km}$ en el ancho de banda proporcionado. Para conseguir valores mayores del parámetro de dispersión D deberá de aumentarse la longitud para aumentar el retardo máximo y se deberá de disminuir el ancho de banda acoplado. En trabajos de laboratorio se ha conseguido compensar la dispersión cromática en enlaces de fibra de 100Km y 200Km.

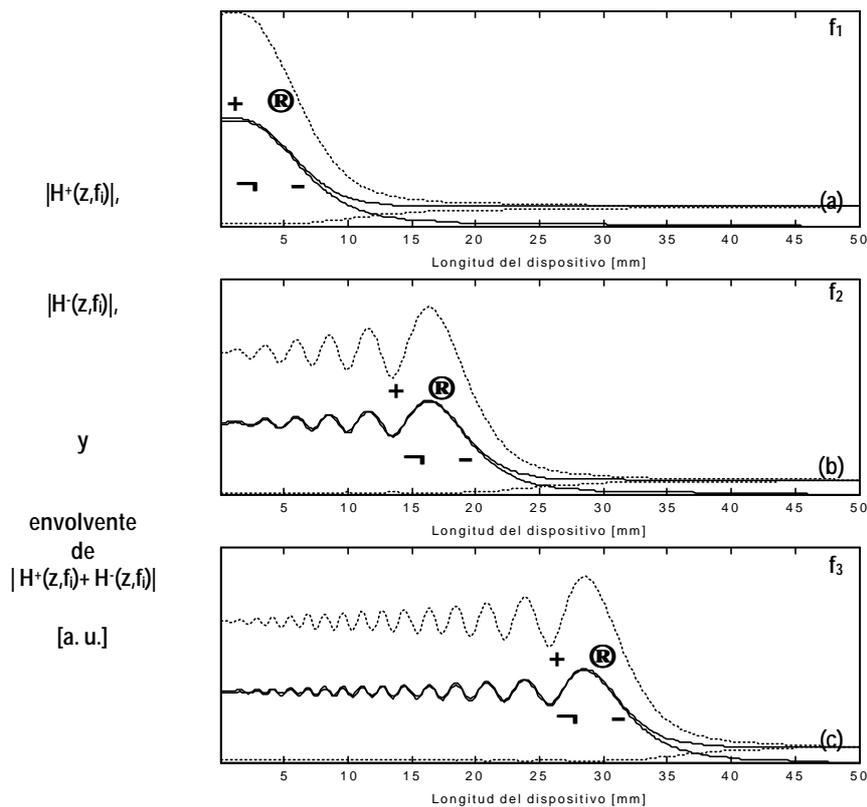


Figura 5.10. FG chirpeada con función de apodizado tangente hiperbólica. (a)-(c) $|H^+(z,f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia codireccional marcada con "+ →"; $|H^-(z,f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia contradireccional marcada con "← -"; Envolvente de la función de transferencia estacionaria $|H^+(z,f)+H^-(z,f)|$ marcada con línea discontinua.

5.7. RED DE DIFRACCIÓN MUESTREADA

Las redes de difracción muestreadas nacen para proporcionar idéntico filtrado multicanal en sistemas de comunicaciones ópticas con WDM [IBSEN-98.2],[IBSEN-98.3]. Anteriormente, para filtrar diversos canales se ha utilizado la concatenación de redes de difracción discretas pero en consecuencia cada canal era afectado por un filtrado diferente, bien debido a los diferentes retardos que se producían fruto de la concatenación de las redes discretas o bien debido a la característica de amplitud del filtro que lógicamente es casi imposible que sean similares [CHEN-97.1]. Otras estructuras muestreadas que han sido propuestas son los resonadores Fabry-Perot en fibra con espejos formados por redes de difracción [SHI-94],[TOWN-95], pero las características espectrales que proporciona no pueden ser alteradas con facilidad para conseguir el diseño deseado. De esta forma, nacen las redes de difracción muestreadas, estando su diseño basado en la teoría de Fourier aplicada a la síntesis de filtros de capa delgada.

En este apartado se presenta el diseño, análisis y caracterización de una red de difracción muestreada para ser utilizada en filtrado multicanal en sistemas de comunicaciones ópticas con WDM. La red de difracción en fibra se compone de 20 redes con función de apodizado sinc e índice de refracción constante, similares a la presentada en el apartado 5.4. Cada muestra de la red tiene una longitud de $516\mu\text{m}$ y la perturbación del índice de refracción del núcleo vendrá dado por las expresiones (5.8) y (5.9). En este caso, $\Delta n_0 = \Delta n_{\text{max}} = 4 \times 10^{-4}$ (índice de refracción medio de la red y modulación máxima del índice de refracción de la perturbación, respectivamente), el periodo de la red es constante $\Lambda_0 = 535\text{nm}$ y el parámetro de la sinc $\Lambda_A = 129\text{mm}$. Para el diseño de la característica espectral en reflexión se utiliza la normalización de frecuencias ópticas para sistemas WDM de la ITU (Unión Internacional de Telecomunicaciones), fijando una separación entre canales de 200GHz .

La perturbación del índice de refracción del núcleo, que da lugar a la red de difracción, se muestra en las Fig. 5.11a y Fig. 5.11g. Aplicando el modelo general de red de difracción propuesto se obtiene la caracterización completa de la estructura que se representa en la Fig. 5.11. En la Fig. 5.11j se muestra la reflectividad del dispositivo donde pueden distinguirse cuatro bandas de paso a las frecuencias 192.6THz , 192.8THz , 193THz y 193.2THz . Por tanto, en un sistema WDM tenemos seleccionados cuatro canales con una separación entre ellos igual a 200GHz . Los cuatro canales son idénticos proporcionando un ancho de banda a 3dB igual a 17GHz .

Como ya se ha comentado, el diseño de los parámetros de la red está basado en la teoría de Fourier para la síntesis de filtros [DELANO-67],[DOBROWO-78] y por tanto, la elección de éstos siguen las siguientes reglas:

- La modulación máxima del índice de refracción Δn_{max} y la longitud total de la red determinan la reflectividad del filtro y su elección está basada en la experiencia en el diseño y en una optimización sucesiva.
- El periodo de la red Λ_0 y el índice de refracción medio de la red Δn_0 fijan la frecuencia central de la característica espectral mediante la condición de Bragg. Así:

$f=2.99793 \times 10^8 / (2 \times 1.4524 \times 535 \times 10^{-9}) = 192.9 \text{ THz}$ (donde 1.4524 es el índice de refracción efectivo).

- La longitud de cada muestra de red de difracción $L=516 \mu\text{m}$ fija la separación entre canales Δf siguiendo la expresión (5.10). En este caso $\Delta f=B=2.99793 \times 10^8 / (2 \times 1.4524 \times 516 \times 10^{-6}) = 200 \text{ GHz}$. En este sentido, si se requiere disminuir el espaciado entre canales hasta 100GHz será necesario duplicar la longitud de cada muestra de red.
- El parámetro de la sinc Λ_A determina el ancho de banda de la envolvente del filtro cuadrado que fija la función de apodizado sinc según la expresión (5.10). El valor $\Lambda_A=129 \mu\text{m}$ se traduce en un ancho de banda acoplado de 800GHz. Como la separación entre canales ha sido fijada en 200GHz, cuatro canales han sido seleccionados. Para aumentar el número de canales seleccionados manteniendo la misma separación entre ellos, solamente se tendrá que aumentar el parámetro Λ_A de la sinc.
- Finalmente, el ancho de banda a 3dB de los canales individuales (17GHz) está gobernado por la longitud total de la estructura ($20 \times 516 \mu\text{m} = 10.32 \text{ mm}$). Conforme mayor sea la longitud total de la misma menor será el ancho de banda acoplado por cada canal.

Como puede desprenderse de la caracterización de la red en la Fig. 5.11 los cuatro canales sufren el mismo filtrado tanto en amplitud como en fase. En este sentido es importante destacar las Fig. 5.11k y Fig. 5.11c que representan respectivamente los retardos de grupo en reflexión y en transmisión. Son idénticos ya que la estructura de red de difracción es simétrica y se ve como el retardo que afecta a cada uno de los canales son similares, con lo cual no aparecerán efectos de dispersión entre ellos.

Con respecto a la caracterización microscópica en el dominio del tiempo en reflexión (Fig. 5.11i) y en transmisión (Fig. 5.11f) se ha de notar como cada muestra de red de difracción acopla potencia al modo contradiereccional, dependiendo su amplitud de que en su propagación interfiera de forma constructiva o destructiva con las demás. La Fig. 5.11l muestra la respuesta impulsiva en reflexión y puede verse como su envolvente se asemeja a la respuesta impulsiva de la red uniforme formada por un lóbulo principal, un pico situado en el tiempo de tránsito de ida y vuelta y una serie de sublóbulos

procedentes de las resonancias Fabry-Perot en los extremos de la red. Esta envolvente está formada por una sucesión de deltas temporales equiespaciadas que provienen de las sucesivas reflexiones que se producen en cada una de las muestras de la red. El que la envolvente de la respuesta impulsiva en reflexión sea similar a la de la red uniforme es lógico ya que el índice de refracción efectivo por el que se propaga la radiación electromagnética sufre un salto a la entrada y a la salida de la red, manteniéndose constante a lo largo de ésta, al igual que ocurría en las redes uniformes.

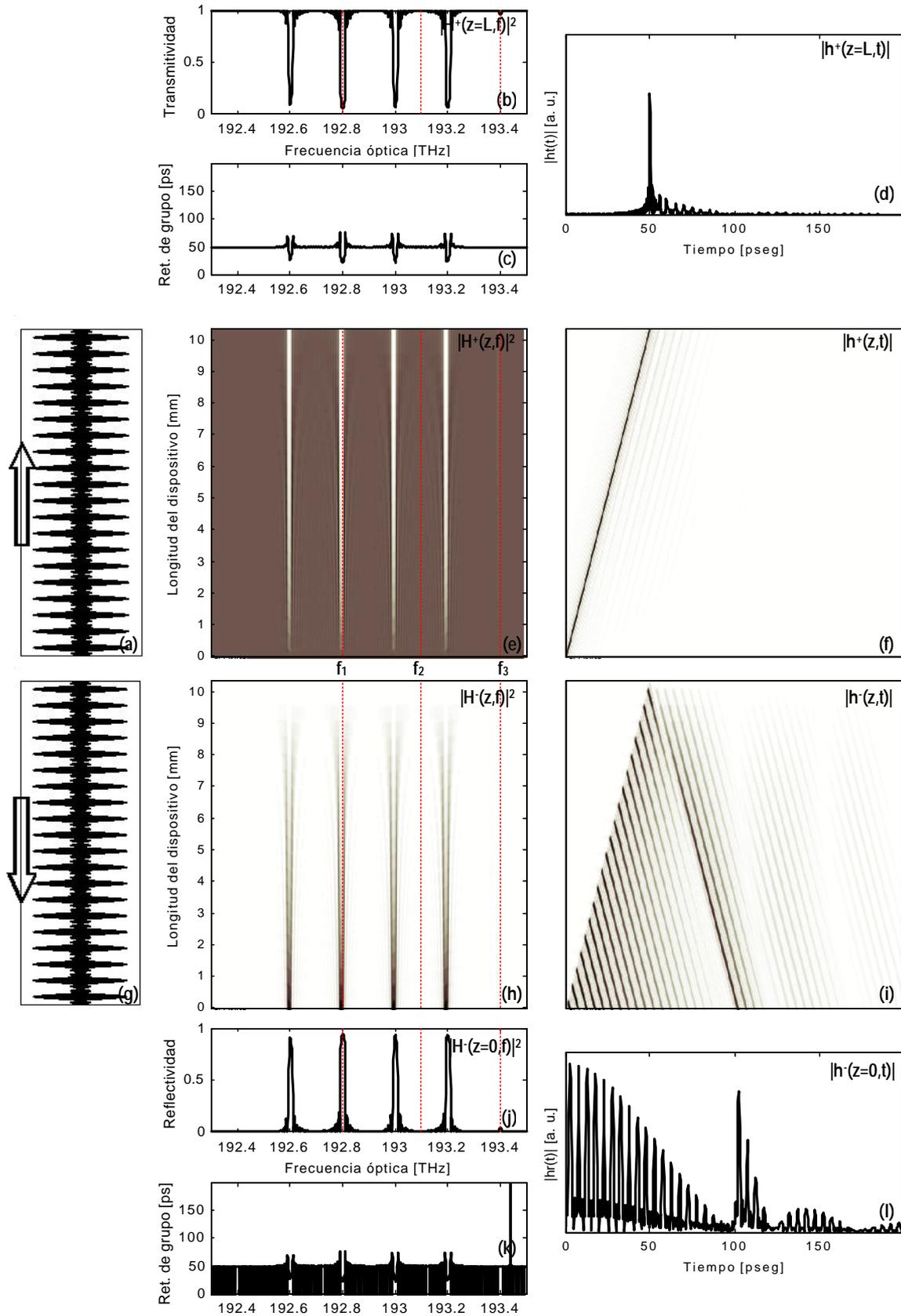


Figura 5.11. FG muestreada. Caracterización en transmisión: (a) $n(z)$; (b) Transmitividad $T(f)$; (c) $\tau_g(f)$; (d) $|h^+(z,t)|$; (e) Espectro de potencias interno codireccional $|H^+(z,f)|^2$; (f) Respuesta impulsiva interna codireccional $|h^+(z,t)|$. Caracterización en reflexión: (g) $n(z)$; (h) Espectro de potencias interno contradireccional $|H^-(z,f)|^2$; (i) Respuesta impulsiva interna contradireccional $|h^-(z,t)|$. (j) Reflectividad $R(f)$; (k) $\tau_g(f)$; (l) $|h_r^-(z,t)|$.

Para finalizar el análisis de las redes muestreadas se presenta en la Fig. 5.12 el proceso de interacción de tres ondas planas monocromáticas con la red de difracción y así poder entender el porque de la selección de unos canales y otros no. En primer lugar, $f_1=192.6\text{THz}$ se fija para el primer canal seleccionado. Como se muestra en la Fig. 5.12a se produce un acoplo de potencias progresivo de la onda codireccional a la onda contradireccional, interfiriendo ésta última constructivamente ya que el flujo de potencia aumenta hacia atrás. Los escalones que se ven en dicho flujo de potencia representan la aportación de cada una de las muestras de red. $f_2=193.1\text{THz}$ (Fig. 5.12b) se fija para uno de los mínimos dentro del ancho espectral de los canales seleccionados. Como puede verse, se produce acoplo de potencias entre las ondas codireccional y contradireccional, sin embargo el salto de fase de " π " que hay en la perturbación del índice de refracción entre las distintas muestras de red hace que el flujo de potencia hacia atrás interfiera de forma destructiva, con lo cual se consigue un mínimo en la característica de reflectividad. El caso de $f_3=193.4\text{THz}$ (Fig. 5.12c) es distinto. A esta frecuencia se produce un mínimo de reflectividad y por tanto la interferencia que se produce en el flujo de potencia que viaja hacia atrás es destructiva. Sin embargo, esta interferencia destructiva se produce independientemente en cada uno de los lóbulos de la función sinc al igual que ocurría en el caso representado en la Fig. 5.6a.

Por tanto, este método de diseño de estructuras muestreadas ofrece unas características de filtrado multicanal idéntica para todos los canales, lo que es de extrema importancia para sistemas de comunicaciones ópticas con WDM. Otros diseños han sido también propuestos para compensación de la dispersión cromática multicanal utilizando redes muestreadas con función de chirp [IBSEN-98.1], siendo el principio de funcionamiento análogo al aquí descrito.

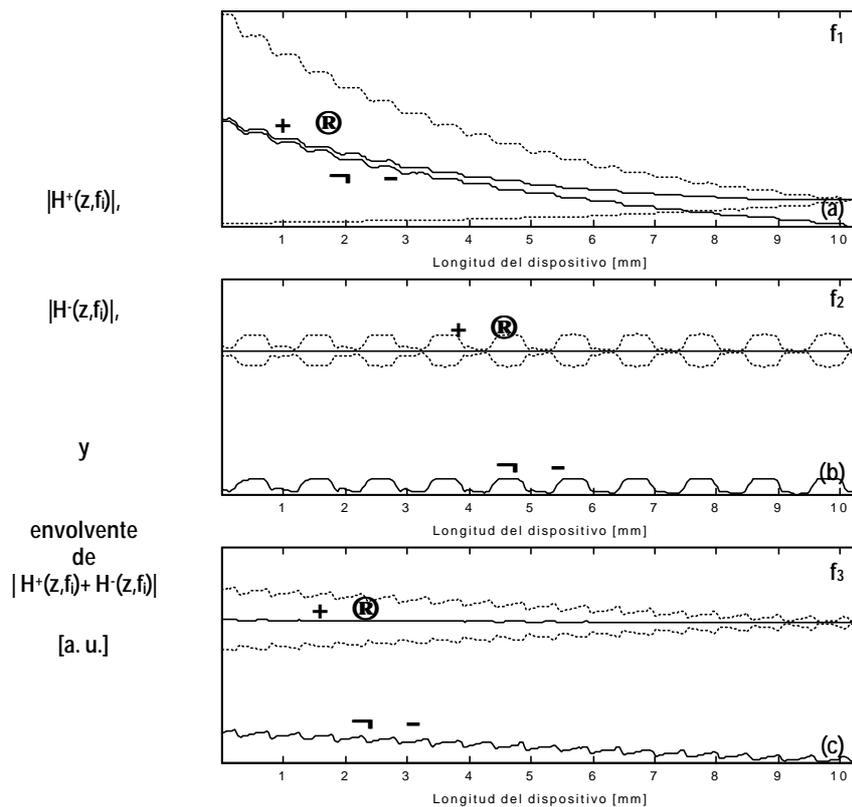


Figura 5.12. FG muestreada. (a)-(c) $|H^+(z, f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia codireccional marcada con "+ →"; $|H^-(z, f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia contradireccional marcada con "← -"; Envolvente de la función de transferencia estacionaria $|H^+(z, f) + H^-(z, f)|$ marcada con línea discontinua.

5.8. RED DE DIFRACCIÓN MOIRÉ CHIRPEADA

Estas redes de difracción Moiré son redes de difracción en fibra que están compuestas por dos perturbaciones del índice de refracción superpuestas [LEGOUBI-91]. El objetivo que se persigue con el desarrollo de estas redes ha sido principalmente conseguir características de filtrado espectral que trabajen en transmisión, bien mediante la ausencia de perturbación que se produce en algunos puntos a lo largo del eje de la fibra consecuencia del patrón Moiré [EVERALL-97],[IBSEN-98.1], o bien reflejando bandas espectrales anchas y dejando entre ellas bandas de paso estrechas que se transmiten [ZHANG-95]. Estas redes también están siendo utilizadas recientemente para conseguir filtros ópticos cuadrados en transmisión y ser utilizados en sistemas de comunicaciones para acceso al medio por división de código [CHEN-98.1],[CHEN-98.2].

En este apartado, el diseño que se presenta, persigue como objetivo conseguir un filtrado óptico multicanal susceptible de ser utilizado en sistemas de comunicaciones con WDM, y que trabajen en transmisión. El espaciado entre canales está estandarizado por la ITU (Unión Internacional de Telecomunicaciones), y en este caso ha sido fijado a 100GHz. El diseño de red que se presenta tiene una longitud $L=20\text{mm}$, estando la perturbación del índice de refracción de la perturbación dada por la expresión:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_1(z) + \Delta n_2(z) \quad (5.13a)$$

$$\Delta n_i(z) = \Delta n_{\max,i} \sin^2 \left(\int_0^z \frac{P}{\Lambda_i(z')} dz' \right), \quad i=1,2 \quad (5.13b)$$

donde $n_0=1.452$ es el índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar e $\Delta n_1(z)$ e $\Delta n_2(z)$ son las dos perturbaciones del índice de refracción superpuestas que originan la red de difracción y dan lugar al patrón Moiré. Las modulaciones máximas del índice de refracción para cada una de las perturbaciones son iguales y de valor $\Delta n_{\max,1} = \Delta n_{\max,2} = 5 \times 10^{-4}$, variando los periodos de cada una de las redes de forma lineal entre 535.41nm y 534.61nm para la primera y entre 535.367nm y 534.567nm para la segunda. Analíticamente:

$$\Lambda_1(z) = 535.41 \times 10^{-9} + \frac{-0.8 \times 10^{-9}}{L} z \quad (5.14a)$$

$$\Lambda_2(z) = 535.367 \times 10^{-9} + \frac{-0.8 \times 10^{-9}}{L} z \quad (5.14b)$$

La perturbación así diseñada se representa gráficamente en las Fig. 5.13a y Fig. 5.13g.

Aplicando el modelo general para redes de difracción en fibra se obtiene la caracterización completa del dispositivo, la cual se representa en la Fig. 5.13. Como puede observarse en la característica de transmitividad (Fig. 5.13b) el dispositivo proporciona un filtrado compuesto por tres bandas de paso en transmisión para las frecuencias $f_1=192.8\text{THz}$, $f_2=192.9\text{THz}$ y $f_3=193\text{THz}$. Constituyen por tanto un filtrado óptico multicanal para sistemas WDM con separación entre canales igual a 100GHz. Es importante hacer notar también la característica de retardo de grupo en transmisión que se representa en

la Fig. 5.13b ya que el retardo para los tres canales es prácticamente el mismo y en consecuencia los efectos dispersivos entre ellos son muy pequeños. De la característica microscópica espectral en transmisión (Fig. 5.13) se deduce que estos máximos de transmitividad vienen impuestos por los lugares físicos dentro de la red de difracción donde el patrón Moiré anula la perturbación del índice de refracción, es decir, en los puntos $z_1=3.33\text{mm}$, $z_2=10\text{mm}$ y $z_3=16.64\text{mm}$. El espaciamiento por tanto de los canales se fija mediante la pendiente de la función lineal de variación de periodo de red a lo largo del eje de la fibra. La situación de estos puntos donde se anula la perturbación se describen analíticamente en [CHEN-98.1],[EVERALL-97].

Del análisis de la característica de la reflectividad (Fig. 5.13j) se desprende que los tres canales seleccionados en transmisión se encuentran dentro de una banda espectral eliminada fijada por la superposición de las dos redes chirpeadas que componen la red Moiré. En consecuencia, para poder seleccionar un mayor número de canales será necesario aumentar la longitud de la red manteniendo las mismas pendientes en las funciones lineales de chirp de los periodos de las dos redes. En cuanto a la característica de retardo de grupo en reflexión (Fig. 5.13k) puede observarse como ya no es similar a su análoga en transmisión debido a que la red ya no es simétrica. El retardo de grupo en función de la frecuencia es lineal debido a las variaciones lineales del periodo a lo largo de la estructura con unos picos que se producen en los mínimos de reflectividad.

A partir de la característica microscópica espectral en reflexión (Fig. 5.13h) puede darse otra interpretación a los mínimos que se producen en la característica de reflectividad y que constituyen los canales seleccionados en transmisión. Esta interpretación se basa en la idea que la primera de las dos perturbaciones determina una condición de Bragg que varía linealmente a lo largo de la estructura, y la segunda perturbación determina una condición de Bragg similar pero desplazada en frecuencia debido a la diferencia de periodos entre ambas. Por tanto, en la red existen dos puntos físicos con el mismo periodo de red y que por tanto acoplan la misma frecuencia. Este efecto no es más que un resonador Fabry-Perot selectivo en frecuencias, situándose los mínimos de reflectividad a las frecuencias a las que se cumple la condición de interferencia destructiva en la onda contradiereccional.

Con respecto a la caracterización en el dominio del tiempo puede decirse que es prácticamente similar a la que presenta la red chirpeada (Fig. 5.9) con la diferencia de los máximos y mínimos que se producen fruto del patrón Moiré.

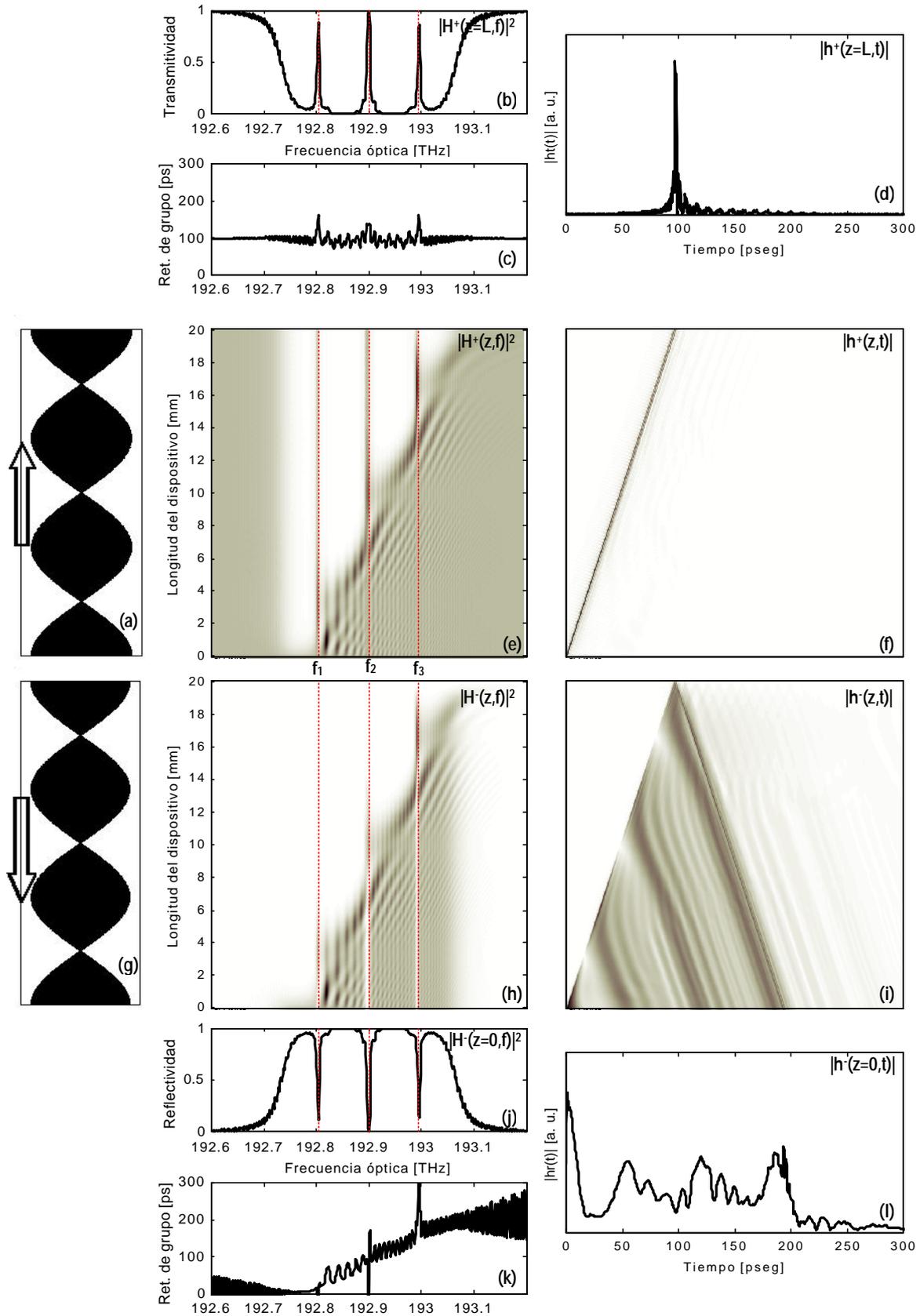


Figura 5.13. Moiré FG chirpeada. Caracterización en transmisión: (a) $n(z)$; (b) Transmitedad $T(f)$; (c) $\tau_g(f)$; (d) $|h_+(z=L,t)|$; (e) Espectro de potencias interno codireccional $|H_+(z,f)|^2$; (f) Respuesta impulsiva interna codireccional $|h_+(z,t)|$. Caracterización en reflexión: (g) $n(z)$; (h) Espectro de potencias interno contradireccional $|H_-(z,f)|^2$; (i) Respuesta impulsiva interna contradireccional $|h_-(z,t)|$. (j) Reflectividad $R(f)$; (k) $\tau_g(f)$; (l) $|h_-(z=0,t)|$.

Finalmente, en la Fig. 5.14 se representa como se produce la interacción con la red de tres ondas planas monocromáticas de frecuencias iguales a las frecuencias centrales de los canales seleccionados. Como puede verse en la Fig. 5.14a, el mínimo de reflectividad (máximo de transmitividad) que se produce para la frecuencia f_1 es consecuencia del efecto Fabry-Perot con interferencia destructiva que se da entre las zonas de $z=0\text{mm}$ y $z=7\text{mm}$ de la red. El acoplo de potencias de la onda codireccional a la onda contradireccional solo se produce en esta zona de la red ya que es aquí donde se encuentran los periodos que verifican la condición de Bragg. De la misma forma, el mínimo de reflectividad que se produce en f_2 es fruto de la resonancia Fabry-Perot destructiva que se produce entre $z=5.5\text{mm}$ y $z=14.5\text{mm}$. Como puede verse en la Fig. 5.14b existe acoplo de potencias de la onda codireccional a la onda contradireccional, pero el salto de fase " π " que se produce en la perturbación en $z=10\text{mm}$ hace que el flujo de potencia hacia atrás entre $z=14.5\text{mm}$ y $z=10\text{mm}$ interfiera destructivamente con el flujo de potencia hacia atrás entre $z=10\text{mm}$ y $z=5.5\text{mm}$. Para terminar, el mismo efecto Fabry-Perot se produce para la frecuencia óptica f_3 , entre $z=13\text{mm}$ y $z=20\text{mm}$.

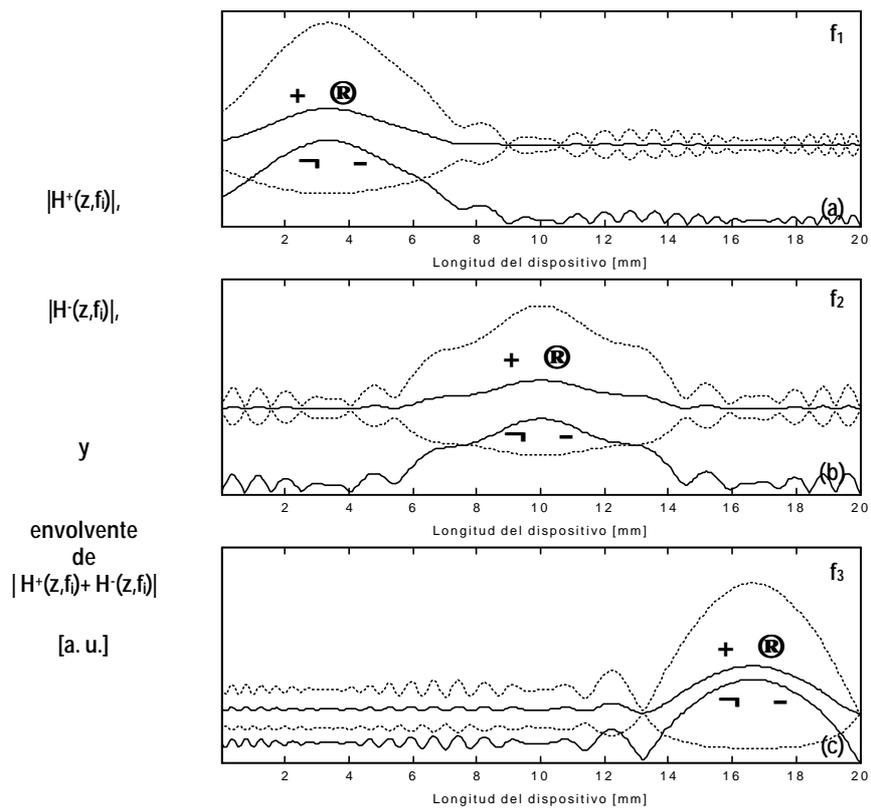


Figura 5.14. Moiré FG chirpeada. (a)-(c) $|H^+(z,f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia codireccional marcada con "+ →"; $|H^-(z,f)|$ Módulo de la función de la función de transferencia contradiereccional marcada con "← -"; Envolvente de la función de transferencia estacionaria $|H^+(z,f)+H^-(z,f)|$ marcada con línea discontinua.

Como conclusión puede decirse que estas redes están teniendo un amplio desarrollo para conseguir estructuras de redes de difracción que trabajen en transmisión. Esta será la base de uno de los diseños que se propondrán en el Capítulo 9.

Capítulo 6

Reconstrucción de la fase a partir de la reflectividad en Redes de difracción en fibra

Como se ha demostrado en el Capítulo de caracterización de redes de difracción en fibra, para tener totalmente caracterizado el comportamiento de una red de difracción en fibra que trabaja en reflexión será necesario conocer su función de transferencia hacia atrás que está dada por el coeficiente de reflexión en campo, compuesto de un módulo y una fase. La medida de este coeficiente de reflexión se realiza por tanto, a partir de cada una de sus componentes. La característica en amplitud se obtiene fácilmente a partir de medidas de potencia utilizando un Analizador de Espectros Óptico, mientras que la medida de la característica de fase es complicada, estando basada en complejos montajes interferométricos y requiriendo por tanto de costosos equipos.

En este capítulo se presenta el desarrollo de un algoritmo matemático para la reconstrucción de la característica de fase a partir de la medida de la característica en amplitud [MURIEL-96]. Este algoritmo está basado en las condiciones de causalidad y estabilidad que debe cumplir cualquier dispositivo físico, y utilizará las transformadas de Hilbert y Wiener-Lee. A continuación, se estudia la aplicabilidad del algoritmo a los distintos redes de difracción utilizando técnicas de simulación, y así poder analizar cuales son las restricciones del mismo. Finalmente, se aplica el algoritmo al caso real de dos redes de difracción uniforme y chirpeada, y mediante ingeniería inversa se calculan sus parámetros físicos de diseño.

6.1. INTRODUCCIÓN

Para tener caracterizado el comportamiento de una red de difracción en fibra que trabaja en reflexión es necesario conocer su función de transferencia compleja en reflexión, compuesta de módulo y fase, y que viene dada por el coeficiente de reflexión en campo. Por tanto, a partir de una red de difracción física cualquiera, la caracterización de la misma pasa por la medida de la característica en amplitud y la característica de fase. La característica de amplitud se obtiene fácilmente a partir de medidas de potencia mediante un analizador de espectros óptico (OSA - Optical Spectrum Analyzer) [KASHYAP-95] como se muestra en la Fig. 6.1, mientras que la medida de la característica de fase está basada en complicados montajes interferométricos, siendo muy difícil, y requiriendo equipamiento muy costoso [BROOKS-95],[BARCELO-95],[VOLANTHE-96].

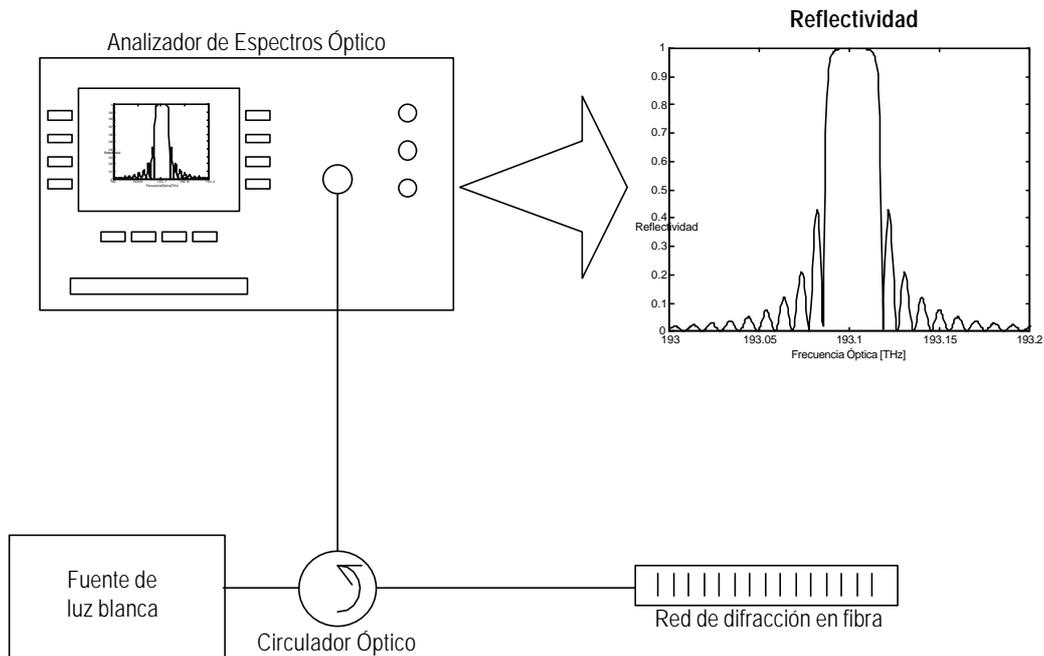


Figura 6.1. Diagrama de bloques para la medida de la reflectividad en Redes de difracción en fibra.

El objetivo que se plantea en este capítulo es el desarrollo de un algoritmo matemático que permita reconstruir la característica de fase de la función de transferencia en reflexión a partir de la característica en amplitud. El algoritmo se basa en la idea de que

cualquier dispositivo físico y real ha de cumplir las condiciones de causalidad y estabilidad [MURIEL-96], por lo que las partes real e imaginaria de su función de transferencia no son independientes sino que están relacionadas por la transformada de Hilbert [OPPENHEI-89],[PAPOULIS-62]. Por tanto, al igual que las partes real e imaginaria están relacionadas debe de existir una relación entre el módulo y la fase de dicha función de transferencia. Por tanto, la meta que se pretende conseguir es, primeramente obtener la característica en amplitud de la función de transferencia en reflexión mediante la medida de la reflectividad con un OSA, y obtener la característica de fase mediante la aplicación de un algoritmo de reconstrucción. Una vez que se tienen las características de módulo y fase se tiene caracterizado completamente el comportamiento macroscópico del dispositivo, y en consecuencia se podrán calcular el retardo de grupo y la respuesta impulsiva. Basados en el estudio de caracterización de redes realizado en el capítulo anterior, estas funciones nos proporcionarán información acerca de la estructura de la red de difracción y acerca de los parámetros físicos que se han utilizado para su fabricación.

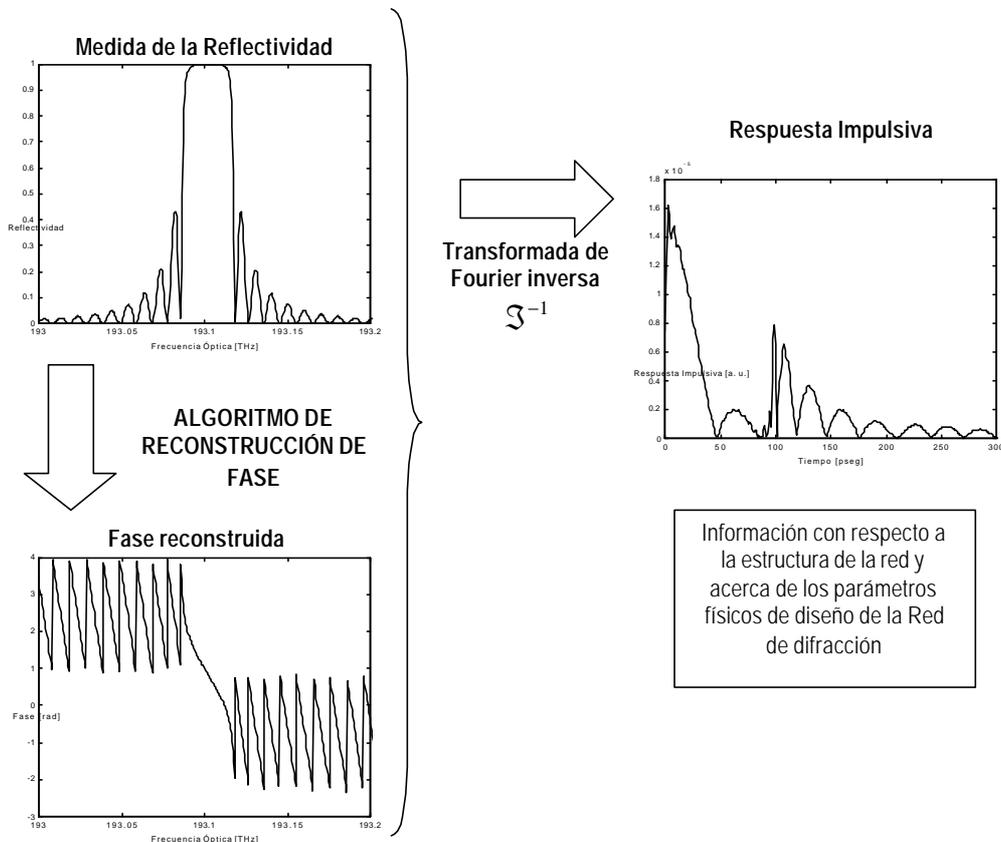


Figura 6.2. Aplicación del algoritmo de reconstrucción de la fase.

Es importante hacer notar que el objetivo que se persigue es muy ambicioso ya que el desarrollo del este algoritmo de reconstrucción de fase general daría al traste con una gran cantidad de equipos de alto coste utilizados para la medida de la característica de fase. Sin embargo, como se verá a continuación, el algoritmo solo funcionará correctamente cuando se den una serie de condiciones. Por tanto, a lo largo del capítulo se presenta el desarrollo teórico en el que se basa el algoritmo y que fija las condiciones para su correcto funcionamiento. Luego se presenta el algoritmo de reconstrucción de fase paso a paso. A continuación se estudia la aplicabilidad del algoritmo para los distintos tipos de redes de difracción y finalmente, se aplica el algoritmo a dos casos experimentales de medidas de reflectividad y mediante ingeniería inversa se obtiene una estimación de los parámetros que se han utilizado en su fabricación.

6.2. DESARROLLO TEÓRICO

Todo dispositivo físico, modelado como un sistema lineal invariante, está totalmente caracterizado bien por su respuesta impulsiva en el dominio del tiempo $h(t)$, o bien por su función de transferencia en el dominio de la frecuencia $H(\omega)$, siendo ω la pulsación angular y estando relacionada con la frecuencia óptica f por $\omega=2\pi f$ [OPPENHEI-83]. $h(t)$ y $H(\omega)$ están relacionadas por la transformada de Fourier. De forma general, la función de transferencia de un dispositivo físico real es una función compleja, por lo que se compone de una parte real y una parte imaginaria, o bien de módulo y fase:

$$H(\omega) = \text{Re}[H(\omega)] + j \text{Im}[H(\omega)] = |H(\omega)| e^{j\phi(\omega)} \quad (6.1)$$

En el caso particular de trabajar con redes de difracción, las funciones de transferencia vendrán dadas por los coeficientes de reflexión y transmisión en campo.

Ahora bien, todo dispositivo físico real, modelado como un sistema lineal invariante y caracterizado por sus repuesta impulsiva $h(t)$ y función de transferencia $H(\omega)$, ha de cumplir las condiciones de causalidad y estabilidad. La condición de causalidad quiere decir que

la salida del sistema en un instante de tiempo dado solo depende de ese instante y de los anteriores y que se traduce en que:

$$\text{Causal} \Leftrightarrow h(t) = 0, \quad \forall t < 0 \quad (6.2)$$

La condición de estabilidad se define como si la entrada del sistema está acotada, la salida del sistema también está acotada. Analíticamente:

$$\text{Estable} \Leftrightarrow \int_{-\infty}^{\infty} |h(t)| \quad \text{completamente integrable} \quad (6.3)$$

Como la respuesta impulsiva $h(t)$ verifica estas condiciones, puede descomponerse en sus partes par e impar (Fig. 6.3):

$$h(t) = h_e(t) + h_o(t) \quad (6.4)$$

donde $h_e(t)$ y $h_o(t)$ representan las partes par e impar de la respuesta impulsiva, respectivamente, y se obtienen mediante las expresiones:

$$h_e(t) = \frac{h(t) + h(-t)}{2} \quad (6.5a)$$

$$h_o(t) = \frac{h(t) - h(-t)}{2} \quad (6.5b)$$

A partir de estas dos relaciones puede verse como las partes par e impar de la respuesta impulsiva no son independientes sino que están relacionadas por las ecuaciones:

$$h_e(t) = h_o(t) \cdot \text{sign}(t) \quad (6.6a)$$

$$h_o(t) = h_e(t) \cdot \text{sign}(t) \quad (6.6b)$$

donde $\text{sign}(t)$ representa la función signo del tiempo siendo igual a +1 para los tiempos positivos y -1 para los tiempos negativos.

Las expresiones (6.6a) y (6.6b) tienen su análogo en el dominio de la frecuencia ya que como se comentó anteriormente la respuesta impulsiva $h(t)$ y la función de transferencia $H(\omega)$ están relacionadas por la transformada de Fourier. Teniendo en cuenta que las

transformadas de Fourier de las partes par e impar de la respuesta impulsiva, $h_e(t)$ y $h_o(t)$, son respectivamente las partes real e imaginaria de la función de transferencia, $\text{Re}[H(\omega)]$ e $\text{Im}[H(\omega)]$, y que la transformada de Fourier de la función $\text{sign}(t)$ es igual a $\frac{2}{j\omega}$, se concluye que $\text{Re}[H(\omega)]$ e $\text{Im}[H(\omega)]$ están relacionadas por las expresiones:

$$\text{Re}[H(\omega)] = \frac{1}{2\mathbf{p}} \left[j \cdot \text{Im} \left[H(\omega) * \frac{2}{j\omega} \right] \right] \quad (6.7a)$$

$$j \cdot \text{Im}[H(\omega)] = \frac{1}{2\mathbf{p}} \left[\text{Re} \left[H(\omega) * \frac{2}{j\omega} \right] \right] \quad (6.7b)$$

donde * representa la integral de convolución. De las expresiones (6.7a) y (6.7b) se desprende que la parte real de la función de transferencia está relacionada unívocamente con la parte imaginaria y viceversa. Estas dos expresiones son conocidas como transformada de Hilbert [OPPENHEI-89] y se representan de forma gráfica en la Fig. 6.3.

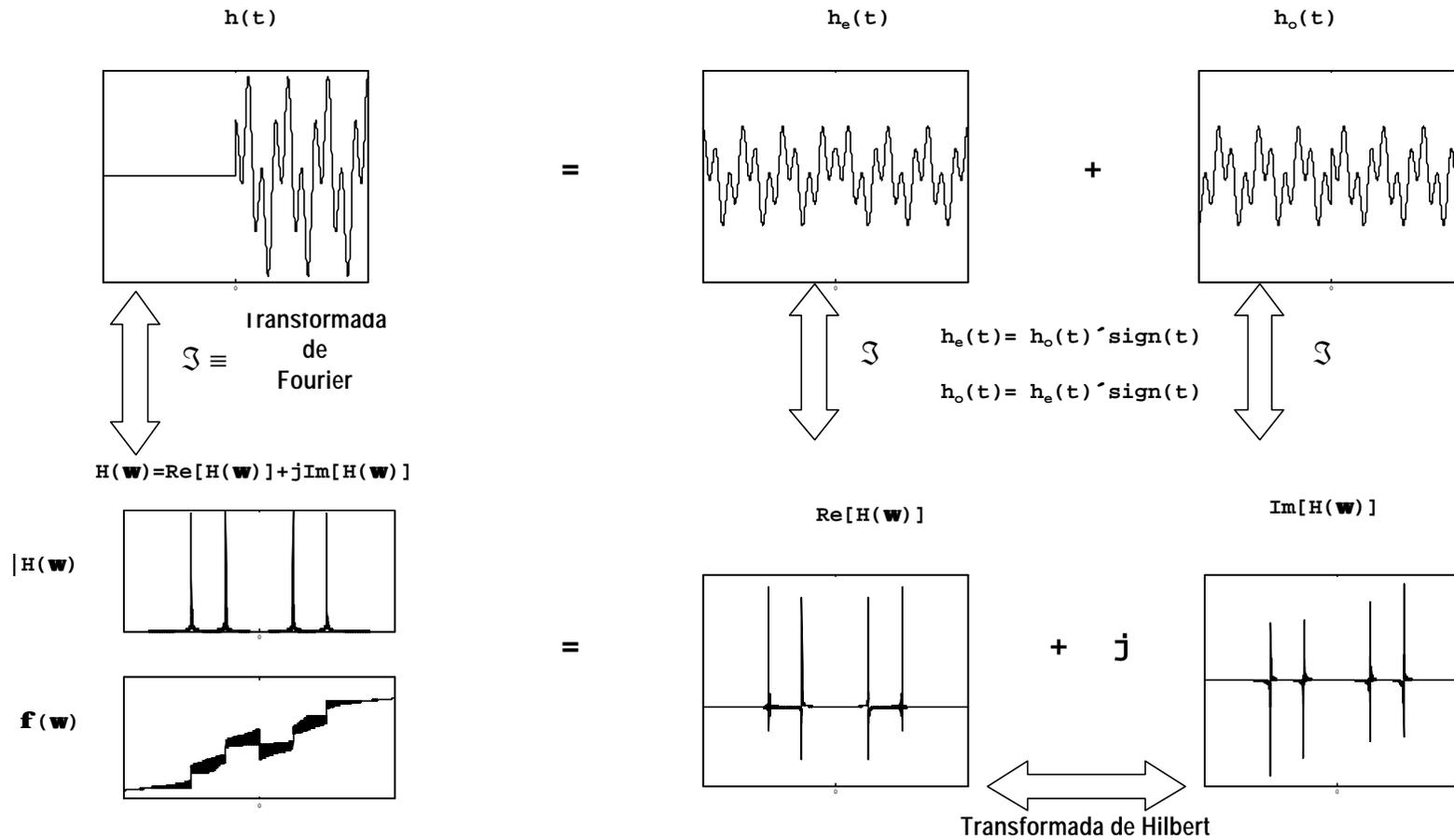


Figura 6.3. Relaciones entre las parte real y parte impar de la respuesta impulsiva $h(t)$ y las relaciones análogas en el dominio de la frecuencia, entre las partes real e imaginaria de la función de transferencia $H(\omega)$, conocidas como relaciones de Hilbert.

Ahora bien, la transformada de Hilbert relaciona de forma unívoca las partes real e imaginaria de la función de transferencia, y se necesita una relación entre el módulo y la fase de la misma. Para hallarla se hace uso de una construcción intermedia. Considérese el sistema determinado por el logaritmo neperiano de la función de transferencia anterior:

$$H'(\mathbf{w}) = \ln(H(\mathbf{w})) = \ln(|H(\mathbf{w})|) + j \cdot (\mathbf{f}_{min}(\mathbf{w}) + 2k\pi), \quad k=0,1,2,.. \quad (6.8)$$

donde $\phi_{min}(\omega)$ toma valores entre $-\pi$ y π . $H'(\omega)$ tiene su correspondiente respuesta impulsiva $h'(t)$ que se calcula mediante la transformada de Fourier inversa. $h'(t)$ es real, causal y estable, por lo que en consecuencia las partes real e imaginaria de la función de transferencia $H'(\omega)$ están relacionadas por la transformada de Hilbert (expresiones 6.7a y 6.7b). Sin embargo, es importante hacer notar que ahora la relación entre $\ln(|H(\omega)|)$ y $(\phi_{min}(\omega) + 2k\pi)$ no es unívoca debido a la ambigüedad que producen los saltos de fase de 2π en la definición de la parte imaginaria. Se hace necesario por tanto definir de forma unívoca la parte imaginaria de dicha función de transferencia, lo que da lugar a la función de transferencia de fase mínima definida como:

$$H_{min}(\mathbf{w}) = \ln(|H(\mathbf{w})|) + j \cdot \mathbf{f}_{min}(\mathbf{w}) \quad (6.9)$$

donde $\phi_{min}(\omega)$ es conocida como la fase mínima. Con esta definición de función de transferencia de fase mínima, las partes real e imaginaria están unívocamente determinadas una a partir de la otra, por lo que se obtiene la relación buscada de respuesta de fase a partir de la respuesta en amplitud de la función de transferencia mediante la expresión (6.7b). Analíticamente este resultado puede expresarse de forma integral mediante [MURIEL-96]:

$$\mathbf{f}_{min}(\mathbf{w}) = \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{p}} \left[P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(|H(\Omega)|)}{\Omega^2 - \mathbf{w}^2} d\Omega \right] \quad (6.10)$$

donde P.V. significa el valor principal de la integral de Cauchy y Ω es una variable de integración. La función $\phi_{min}(\omega)$ corresponde a la respuesta de fase mínima de la respuesta en amplitud $|H(\omega)|$ y es importante hacer notar que dicha respuesta de fase a una determinada

frecuencia depende de la respuesta en amplitud en todo el espectro. La interpretación de respuesta de fase mínima se traduce en una función de transferencia con mínimo retardo de grupo.

En general, la evaluación numérica de la integral dada en la expresión (6.10) es complicada por lo que en este sentido se aplicará la transformada de Wiener-Lee para obtener la característica de fase a partir de la característica en amplitud [PAPOULIS-62].

Considerando una función de transferencia de fase mínima $H(\mathbf{w}) = |H(\mathbf{w})|e^{j\mathbf{f}_{min}(\mathbf{w})} = e^{-\mathbf{a}(\mathbf{w})}e^{j\mathbf{f}_{min}(\mathbf{w})}$, su respuesta impulsiva asociada $h(t)$ será real, causal y estable. En consecuencia, la respuesta de fase mínima $\phi_{min}(\omega)$ puede ser calculada de forma unívoca a partir del módulo de la función de transferencia $|H(\omega)|$ o a partir de la función de atenuación $\alpha(\omega)$. Las funciones $|H(\omega)|$ y $\alpha(\omega)$ son funciones pares, mientras que la función de fase mínima $\phi_{min}(\omega)$ es impar. Introduciendo el cambio de variable $\mathbf{w} = -\tan(\mathbf{d}/2)$, $\alpha(\delta)$ y $\phi_{min}(\delta)$ pueden ser expresadas en serie de cosenos y en serie de senos, respectivamente:

$$\mathbf{a}(\mathbf{d}) = d_0 + d_1 \cos(\mathbf{d}) + d_2 \cos(2\mathbf{d}) + \dots \quad (6.11a)$$

$$\mathbf{f}_{min}(\mathbf{d}) = c_1 \text{sen}(\mathbf{d}) + c_2 \text{sen}(2\mathbf{d}) + \dots \quad (6.11b)$$

siendo d_n los coeficientes asociados a la serie de cosenos de la función par y c_n los coeficientes asociados a la serie de senos de la función impar. Siendo $h(t)$ real, causal y estable, estos coeficientes están relacionados por la transformada de Wiener-Lee que se expresa:

$$c_n = -d_n \quad (6.12)$$

En el siguiente apartado se esquematiza de forma práctica este desarrollo teórico para implementar el algoritmo que permita reconstruir la respuesta de fase mínima a partir de la respuesta en amplitud.

6.3. ALGORITMO DE RECONSTRUCCIÓN DE FASE MÍNIMA

Basados en el desarrollo teórico anterior, el algoritmo de reconstrucción de fase mínima que se propone para la obtención de la

fase a partir de la característica del módulo de la función de transferencia se esquematiza en la Fig. 6.4 y se detalla gráficamente paso a paso en la Fig. 6.5.

El algoritmo de reconstrucción de fase mínima se compone de ocho pasos que se analizan a continuación:

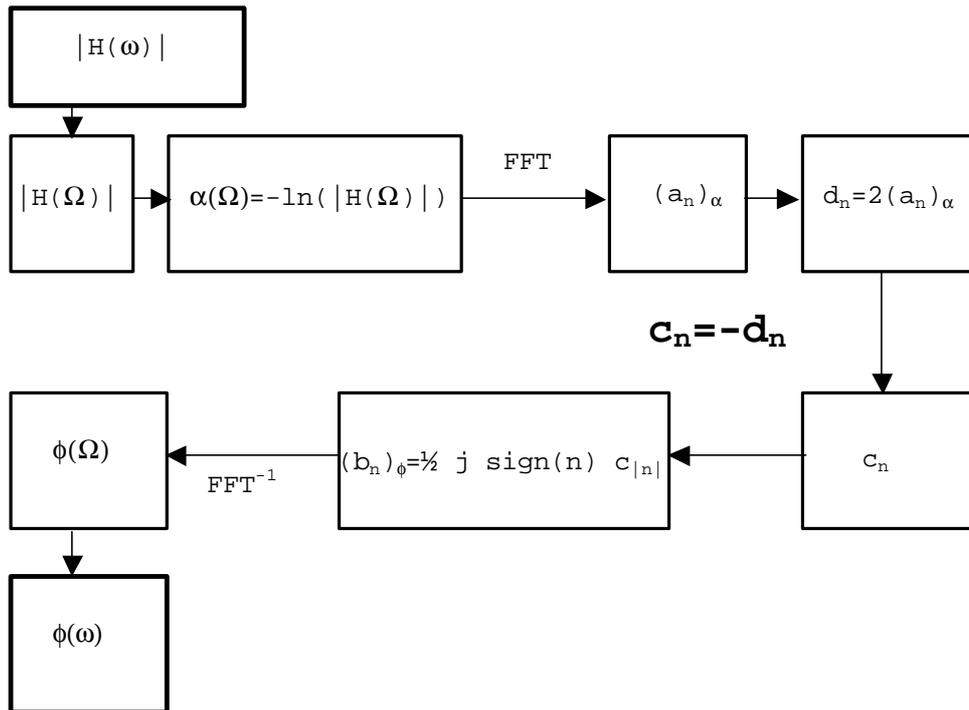


Figura 6.4. Diagrama de bloques del algoritmo de reconstrucción de fase mínima.
FFT's significa Transformada Rápida de Fourier.

- 1.- Los datos de partida del algoritmo serán los referentes a la característica del módulo de la función de transferencia. Estos datos se obtienen fácilmente a partir de medidas de potencia mediante un analizador de espectros óptico, el cual proporcionará la reflectividad o transmitividad del dispositivo (en nuestro caso red de difracción) en un rango espectral determinado por las condiciones de medida. Como es lógico pensar, este rango espectral no puede ser infinito y sin embargo, en la expresión (6.10) se observa como la característica de fase a una determinada frecuencia depende de todo el rango espectral. Por tanto, se ha de tener en cuenta que la repuesta de fase mínima reconstruida será una aproximación, que será tanto mejor cuanto mayor sea el rango espectral considerado. Sin embargo, la medida de reflectividad o

transmitividad que proporciona el OSA es una medida discreta, es decir, está formada por un número fijo de puntos, N , en el rango espectral determinado. Por tanto, tampoco se podrá considerar un rango espectral demasiado grande ya que sino se perderá la resolución del detalle de la característica de fase. Se trabajará con redes de difracción de periodo corto y con su característica de reflectividad que está relacionada con el módulo de la función de transferencia en reflexión por la expresión (3.14). De esta forma, los datos de partida son los del módulo de la función de transferencia en reflexión $|H(\omega)|$ en el rango espectral determinado por ω_1 y ω_2 (Fig. 6.5-1):

$$|H(\omega)| \quad \omega \in [\omega_1, \omega_2] \quad (6.13)$$

N puntos o muestras

2.- En el siguiente paso se hace una traslación al origen de frecuencias para trabajar con las señales analíticas, y se forma el módulo del sistema discreto equivalente, expandiendo la característica de partida también a las frecuencias negativas. Por tanto, se obtiene la característica en amplitud del sistema discreto equivalente, $|H(\Omega)|$, en el rango de frecuencias completo, y formado por $2N$ muestras:

$$|H(\Omega)| \quad \Omega \in [-p, p] \quad (6.14)$$

$2N$ muestras

A continuación se calcula la función de atenuación discreta $\alpha(\Omega)$ que es una función par (Fig. 6.5-2):

$$\mathbf{a}(\omega) = -\ln(|H(\Omega)|) \quad \Omega \in [-p, p] \quad (6.15)$$

$2N$ muestras

3.- Esta función de atenuación puede ser expresada en serie de Fourier de exponenciales mediante la transformada rápida de Fourier (Fast Fourier Transform - FFT), obteniéndose los coeficientes $(a_n)_\alpha$ que son reales puros (Fig 6.5-3):

$$(a_n)_\alpha = FFT(\mathbf{a}(\omega)) \quad n = -N, \dots, 0, \dots, N-1 \quad (6.16)$$

4.- A partir de la relación entre el desarrollo en serie de Fourier de exponenciales y el desarrollo en serie de Fourier de cosenos, se obtienen los coeficientes d_n correspondientes al desarrollo en serie de cosenos de la función de atenuación $\alpha(\Omega)$ (Fig. 6.5-4):

$$d_n = 2(a_n)_a \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (6.17)$$

5.- En este punto se aplica la transformada de Wiener-Lee a los coeficientes d_n para obtener los coeficientes c_n correspondientes al desarrollo en serie de Fourier de senos de la función de fase mínima (Fig. 6.5-5):

$$c_n = -d_n \quad n = 1, \dots, N-1 \quad (6.18)$$

6.- Se pasa el desarrollo en serie de senos a desarrollo en serie de Fourier de exponenciales y se calculan los coeficientes $(b_n)_\phi$ correspondientes a la función de fase mínima, que serán imaginarios puros (Fig. 6.5-6):

$$(b_n)_f = \frac{1}{2} j \cdot \text{sign}(n) \cdot c_{|n|} \quad n = -N, \dots, 0, \dots, N-1 \quad (6.19)$$

7.- A continuación se aplica la transformada rápida de Fourier inversa (FFT^{-1}) a los coeficientes $(b_n)_\phi$ y se obtiene la función de fase mínima $\phi_{\min}(\Omega)$ de la función de transferencia del sistema discreto equivalente (Fig. 6.5-7):

$$\mathbf{f}_{\min}(\Omega) = FFT^{-1}((b_n)_f) \quad \Omega \in [-\mathbf{p}, \mathbf{p}] \quad (6.20)$$

2N muestras

8.- Finalmente, se realiza una cancelación de pendientes, fruto de haber considerado un rango espectral limitado, y se deshace la traslación de frecuencias que se realizó en el paso 2 del algoritmo, para conseguir la respuesta de fase mínima $\phi_{\min}(\omega)$ en el rango espectral delimitado por ω_1 y ω_2 , correspondiente a la respuesta en amplitud de los datos de partida (Fig. 6.5-8):

$$\mathbf{f}_{\min}(\mathbf{w}) \quad \mathbf{w} \in [\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2] \quad (6.21)$$

N puntos o muestras

Puede concluirse diciendo que se ha reconstruido la respuesta de fase mínima de la función de transferencia de un sistema lineal invariante, a partir de su respuesta en módulo. Hay que hacer notar por tanto que la aplicabilidad práctica del algoritmo dependerá de que el dispositivo físico a analizar esté caracterizado por una función de transferencia de fase mínima o no. Cuando así sea, se podrá asegurar que la fase mínima reconstruida es similar a la fase real de la función de transferencia, estando por tanto totalmente caracterizado el dispositivo. En otro cualquier caso, el algoritmo de reconstrucción de fase también podrá ser aplicado, pero sin embargo, la fase mínima reconstruida no coincidirá con la fase real de la función de transferencia del sistema, aunque podrá obtenerse una información importante acerca del "dispositivo de fase mínima" asociado. En el siguiente apartado se pone de manifiesto un estudio para la aplicación del algoritmo desarrollado a los distintos tipos de redes de difracción.

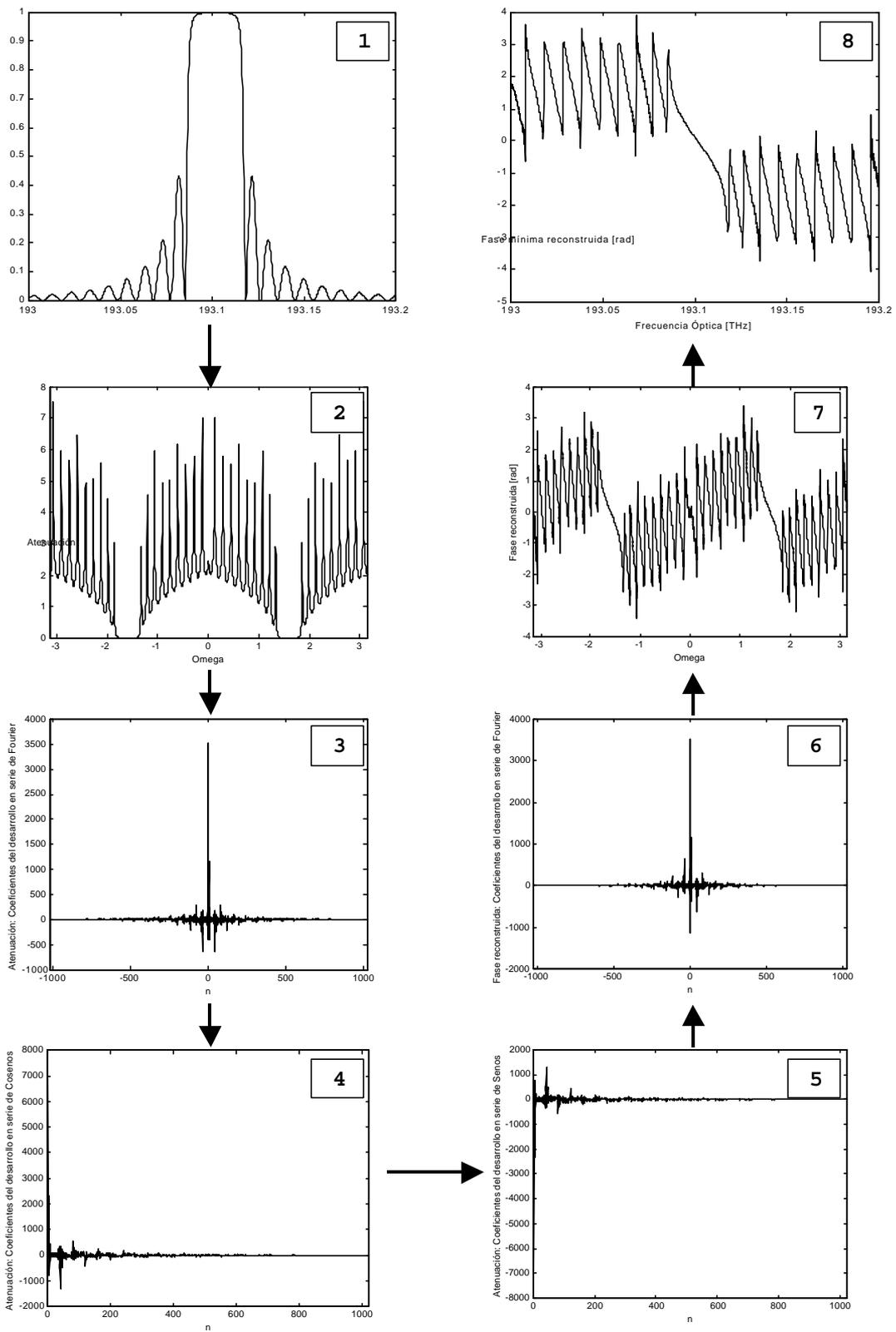


Figura 6.5. Algoritmo gráfico de reconstrucción de fase mínima.

6.4. APLICABILIDAD DEL ALGORITMO A REDES DE DIFRACCIÓN

En este apartado se aplica el algoritmo propuesto de reconstrucción de fase mínima a resultados de simulación de distintos tipos de redes de difracción en fibra, para estudiar en que casos se consigue una reconstrucción exacta de la característica de fase y en que casos solo puede obtenerse alguna información de la estructura de la red de difracción.

Como se ha demostrado en el desarrollo teórico anterior, la relación entre la característica de fase de la función de transferencia de una red de difracción (dispositivo físico pasivo real, causal y estable) y su característica en amplitud no es biunívoca, es decir, mientras que a una respuesta de fase le corresponde una única característica en amplitud, a una característica en amplitud le corresponden infinitas características de fase. De ahí que sea necesario la definición de función de transferencia de fase mínima, para la cual, la relación de correspondencia entre las características de amplitud y fase es biunívoca. Por tanto, cuando la función de transferencia de un determinado tipo de red de difracción sea de fase mínima, la fase reconstruida por el algoritmo a partir de su módulo será exacta, mientras que cuando no lo sea, la fase mínima reconstruida proporcionará alguna información sobre la estructura de la red de difracción.

El método de trabajo que se utilizará estará basado en el conocimiento exacto de la función de transferencia en reflexión (coeficiente de reflexión en campo) de los diferentes tipos de redes de difracción, que proporciona el modelo general de simulación de redes de difracción, basado en teoría de matrices de transferencia y propagación de radiación electromagnética a través de medios dieléctricos. En este sentido, se aplicará el algoritmo de reconstrucción de fase mínima a la característica de reflectividad de diferentes tipos de redes de difracción, y obtener así la fase mínima reconstruida. Esta fase mínima reconstruida será comparada con la característica de fase exacta que proporciona el modelo de simulación de redes de difracción. Diferenciando ambas características de fase se compararán también los retardos de grupo reconstruido y simulado. De los datos de partida de reflectividad y de la fase mínima reconstruida se calcula el coeficiente de reflexión en campo reconstruido, y tomando la transformada de Fourier inversa se calcula la respuesta

impulsiva en reflexión reconstruida que podrá ser comparada con la obtenida mediante el modelo general de simulación.

Los distintos casos de redes de difracción a los que se aplica el algoritmo de reconstrucción de fase mínima son los mismos que se utilizaron para el estudio de la caracterización de las redes de difracción en Capítulo 5, presentándose los resultados obtenidos en las siguientes figuras:

- Red de difracción uniforme Fig. 6.6
- Red de difracción uniforme con función de apodizado Fig. 6.7
- Red de difracción uniforme con función de apodizado e índice de refracción medio constante Fig. 6.8
- Red de difracción uniforme con salto de fase Fig. 6.9
- Red de difracción chirpeada con función de apodizado Fig. 6.10
- Red de difracción muestreada Fig. 6.11
- Red de difracción Moiré linealmente chirpeada Fig. 6.12

Cada una de estas figuras se compone de 4 subfiguras. En la subfigura (a) se representa la característica del módulo de la función de transferencia en reflexión de la red de difracción que viene dada por la reflectividad, y que se conoce a partir del modelo de simulación general para redes de difracción. El modelo también proporciona las respuestas de fase, retardo de grupo y respuesta impulsiva simulados. En la subfigura (b) se comparan la respuesta de fase mínima reconstruida a partir de la reflectividad (línea continua) y la respuesta de fase exacta que proporciona el modelo de simulación (línea discontinua). Igualmente, en las subfiguras (c) y (d) se comparan los retardos de grupo reconstruido y simulado y las respuestas impulsivas reconstruida y simulada, respectivamente.

Del análisis de las Fig. 6.6 - Fig. 6.12 pueden extraerse las siguientes conclusiones:

- Para las redes de difracción uniformes sin función de apodizado, la función de transferencia en reflexión dada por el coeficiente de reflexión en campo es de fase mínima, de ahí que la fase mínima reconstruida, el retardo de grupo reconstruido y la respuesta impulsiva reconstruida coincidan con sus análogas que proporciona el modelo de simulación (Fig. 6.6). Este hecho se obtiene directamente de la teoría de modos acoplados que calcula analíticamente la expresión del coeficiente de reflexión en campo y demostrando que es de fase mínima. Por tanto, el algoritmo de reconstrucción de fase mínima podrá aplicarse con toda generalidad a cualquier red de difracción uniforme, bien sea de acoplo débil o de acoplo fuerte. Es importante hacer notar

como a partir de la respuesta impulsiva reconstruida puede hacerse una estimación de la longitud de la red de difracción mediante la identificación del pico correspondiente a la reflexión en el extremo de la red y que estará situado en el tiempo de tránsito de ida y vuelta a través de la red. Este pico se identifica fácilmente en la Fig. 6.6d ya que es el que está seguido de los lóbulos que decaen exponencialmente y que son los originados por las resonancias Fabry-Perot en los extremos de la red.

Del análisis de la Fig. 6.9 también puede afirmarse que la función de transferencia en reflexión de las redes de difracción uniformes con saltos de fase son de fase mínima, pudiendo identificarse en la respuesta impulsiva reconstruida (Fig. 6.9d) tanto el pico originado por la reflexión en el salto de fase como el pico originado por la reflexión en el extremo de la red.

- Con respecto a las redes de difracción uniformes con función de apodizado (Fig. 6.7 y Fig. 6.8) se concluye que los coeficientes de reflexión en campo no son de fase mínima ya que las características correspondientes a la función de transferencia de fase mínima reconstruida no coinciden con las proporcionadas por el modelo de simulación. Este hecho se interpreta físicamente como que existe otra red de difracción de menor longitud que la considerada y que proporciona la misma característica de amplitud o reflectividad. Es importante hacer notar que esta red de difracción de menor longitud es realizable ya que verifica las condiciones de presentar una respuesta impulsiva real, causal y estable. Otra cosa será que la tecnología disponible lo permita.

En relación con la posible determinación de la longitud de la red se ha de decir que en estos casos es imposible debido a que las funciones de apodizado eliminan los saltos de índices de refracción en los extremos de la red, por lo que no puede identificarse ningún pico en la respuesta impulsiva de la red (Fig. 6.7d y Fig. 6.8d) situado en el tiempo de tránsito de ida y vuelta. En el caso en que las funciones de apodizado no eliminen completamente los saltos de índice de refracción en los extremos de la red (funciones de apodizado gaussianas) si podrá identificarse este pico y en consecuencia hacerse una estimación de la longitud de la red.

También se ha de destacar que la respuesta impulsiva reconstruida contiene información sobre la función de apodizado de la

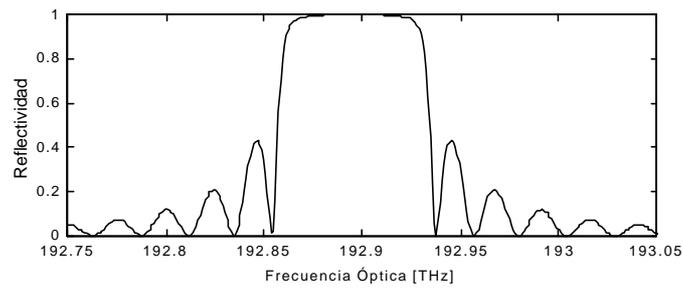
red ya que puede verse como estas no comienzan de forma abrupta a la entrada de la red sino que el acoplo de potencia se produce progresivamente.

- El caso más desfavorable para que la red de difracción presente una función de transferencia de fase mínima es el de las redes chirpeadas o con variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra, bien sean simples (Fig. 6.10) o bien sean Moiré (Fig. 6.12). Como ya es conocido, en este tipo de redes el acoplo de potencias para las distintas frecuencias se produce progresivamente a lo largo de todo el dispositivo, con lo que se convierte en el caso más desfavorable para que presente un retardo de grupo mínimo. Como puede observarse en las Fig. 6.10 y Fig. 6.12, la fase mínima reconstruida junto con la característica de reflectividad deben de corresponder a una red de difracción más corta y mayor modulación del índice de refracción inducido, y que proporciona la misma característica de amplitud que la red chirpeada. Esta red existe teóricamente. Otra cosa será que la tecnología pueda implementarla o no.

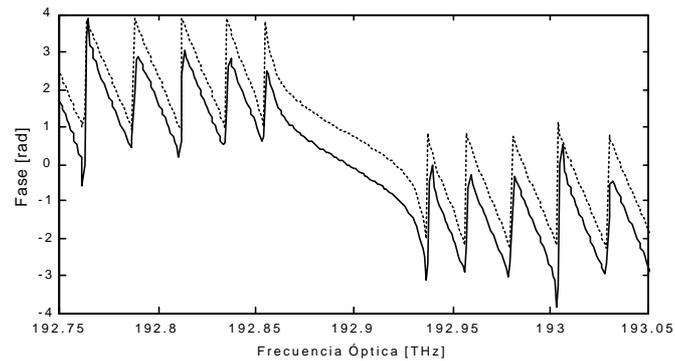
Es importante hacer notar como para la red Moiré (Fig. 6.12), que no presenta función de apodizado, puede hacerse una estimación de su longitud a partir del pico que presenta la respuesta impulsiva reconstruida (Fig. 6.12d) en torno al tiempo 190pseg y que se corresponde con el tiempo de tránsito de ida y vuelta de la radiación electromagnética a través de la red. Esta información de la longitud del dispositivo se mantiene en la función de transferencia de fase mínima ya que se encuentra implícita en el rizado de la característica en amplitud. En el caso de la red de difracción chirpeada con función de apodizado (Fig. 6.10) esto no es posible ya que dicha función de apodizado elimina los saltos de índice de refracción en los extremos de la red.

- Finalmente, en la Fig. 6.11 se presentan los resultados obtenidos para la reconstrucción de la fase mínima a partir de la reflectividad en una red de difracción muestreada. Puede observarse como la reconstrucción de la fase no es exacta, pero sin embargo, la función de transferencia de fase mínima reconstruida contiene toda la información referente a la estructura de la red, tanto el número de muestras que la componen como su longitud. Por tanto, en general las redes de difracción muestreadas no presentan una función de transferencia de fase mínima, pero sin embargo, la función de

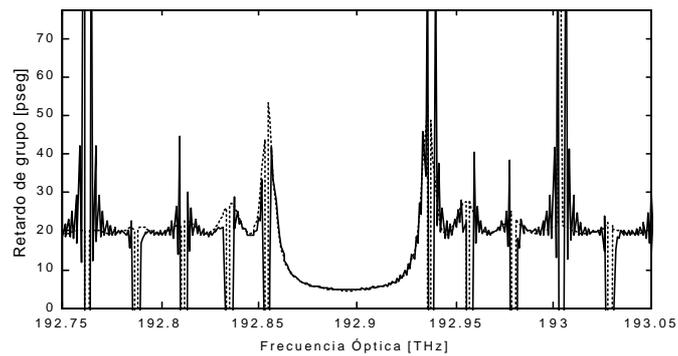
transferencia de fase mínima reconstruida contiene la práctica totalidad de la información de la estructura de la red.



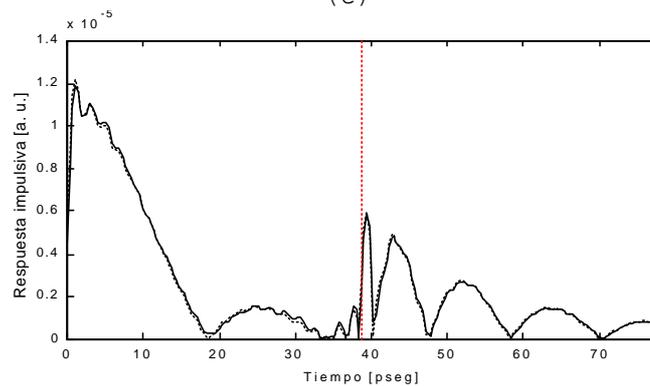
(a)



(b)

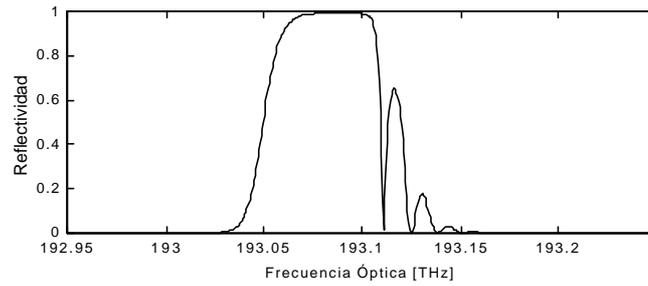


(c)

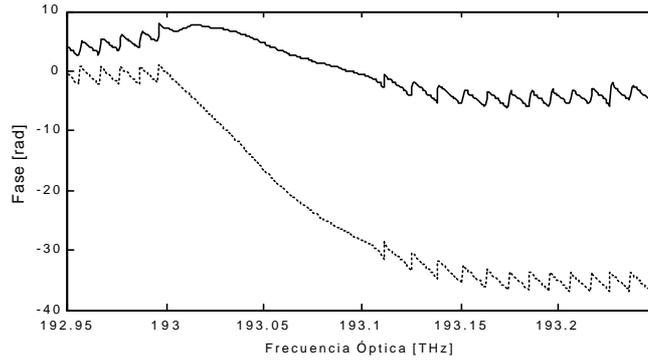


(d)

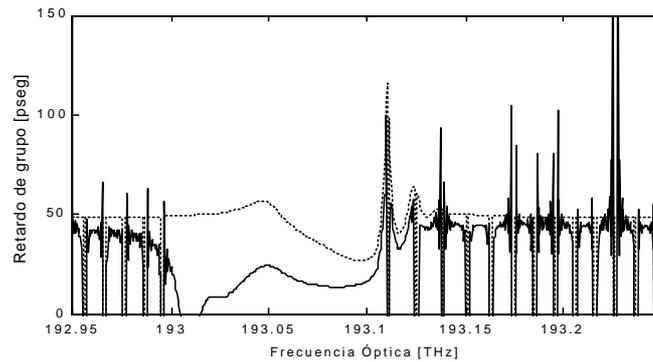
Figura 6.6. Red de difracción uniforme: (a) Reflectividad; (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase exacta simulada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y retardo de grupo exacto simulado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y exacta simulada (línea discontinua). La línea a trazos vertical representa el tiempo de tránsito de ida y vuelta.



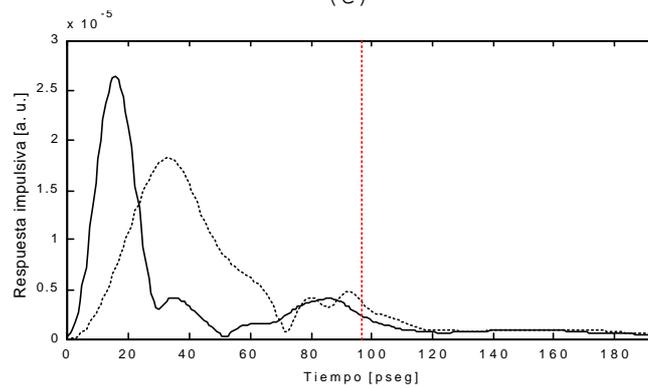
(a)



(b)

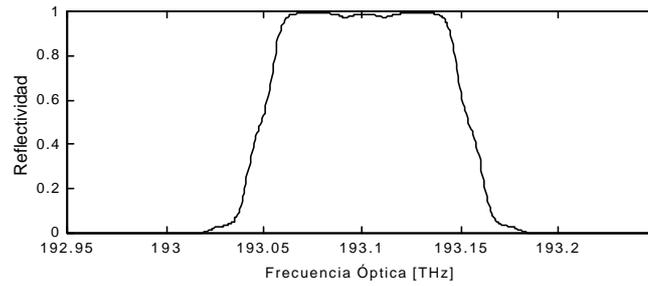


(c)

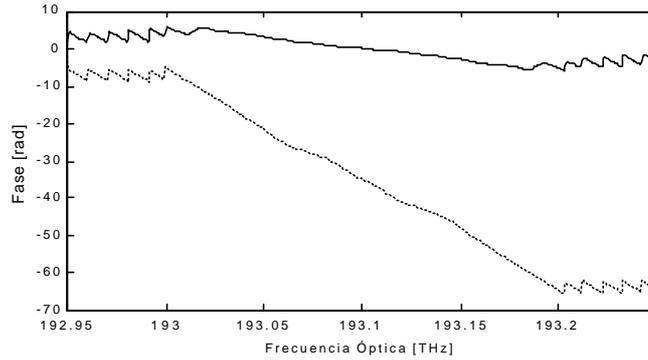


(d)

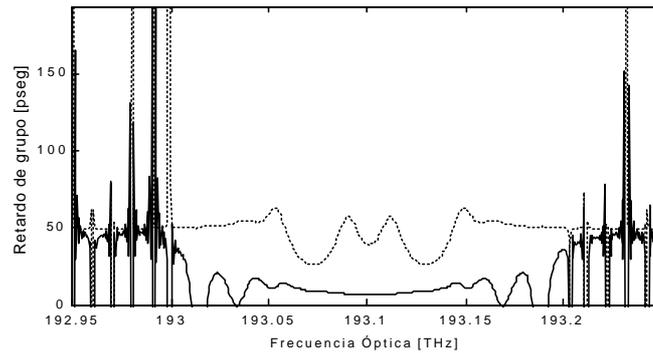
Figura 6.7. Red de difracción uniforme con función de apodizado: (a) Reflectividad; (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase exacta simulada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y retardo de grupo exacto simulado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y exacta simulada (línea discontinua). La línea a trazos vertical representa el tiempo de tránsito de ida y vuelta.



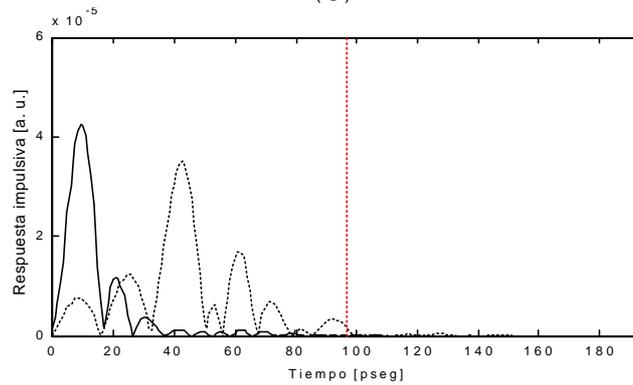
(a)



(b)

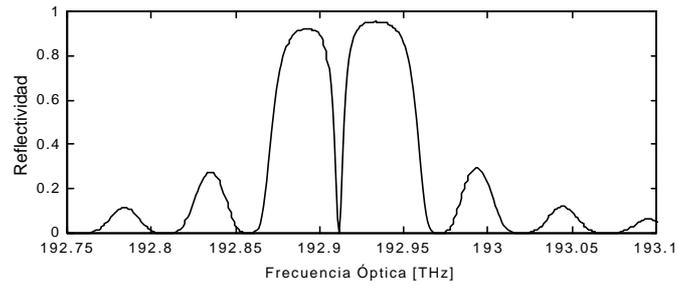


(c)

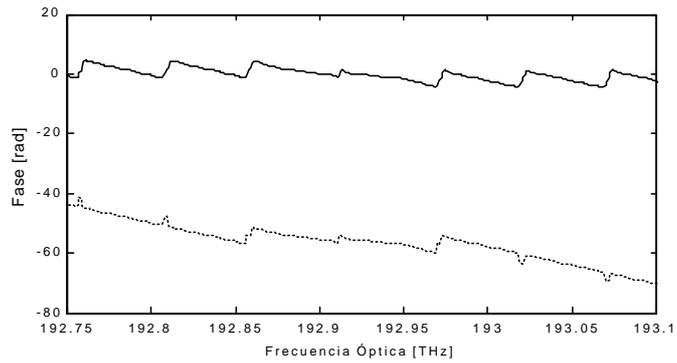


(d)

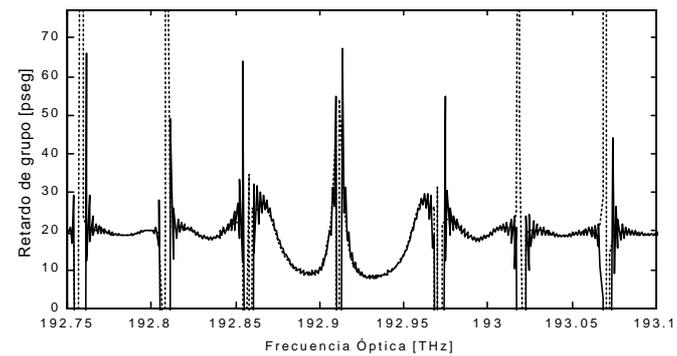
Figura 6.8. Red de difracción uniforme con función de apodizado e índice de refracción constante: (a) Reflectividad; (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase exacta simulada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y retardo de grupo exacto simulado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y exacta simulada (línea discontinua). La línea a trazos vertical representa el tiempo de tránsito de ida y vuelta.



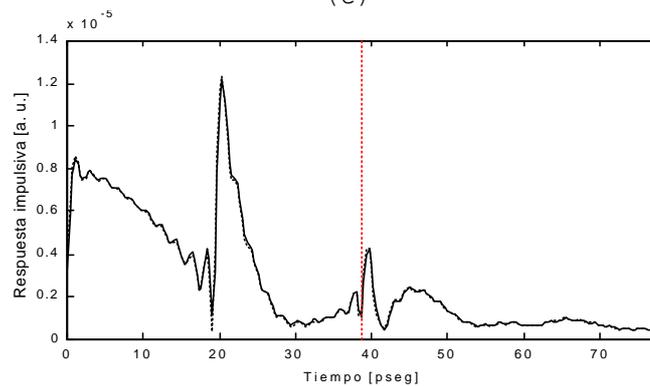
(a)



(b)

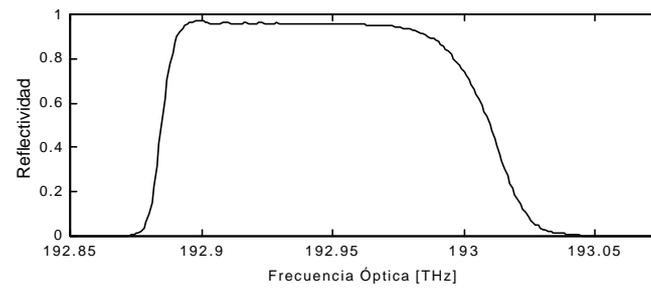


(c)

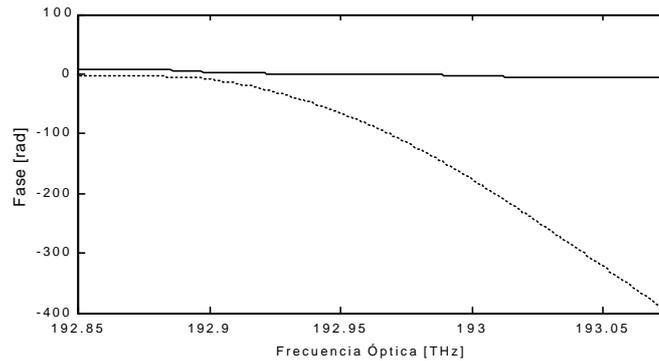


(d)

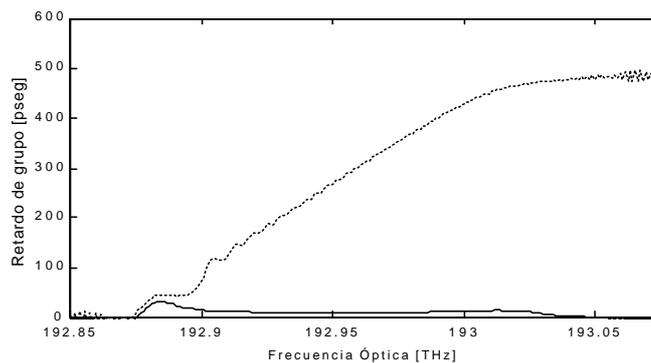
Figura 6.9. Red de difracción uniforme con salto de fase: (a) Reflectividad; (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase exacta simulada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y retardo de grupo exacto simulado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y exacta simulada (línea discontinua). La línea a trazos vertical representa el tiempo de tránsito de ida y vuelta.



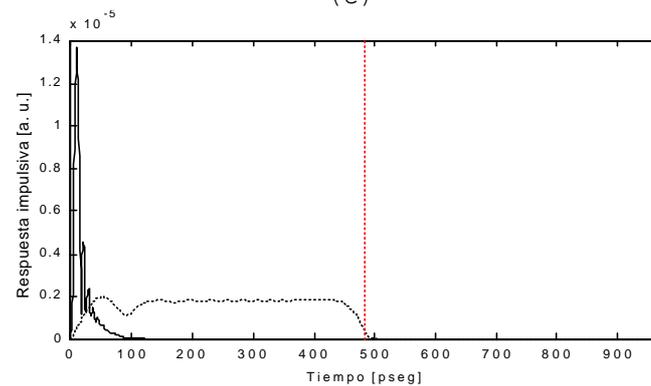
(a)



(b)

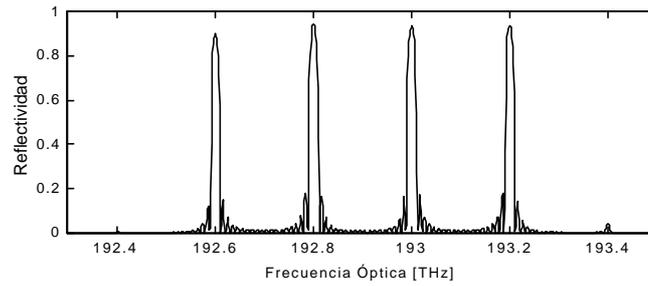


(c)

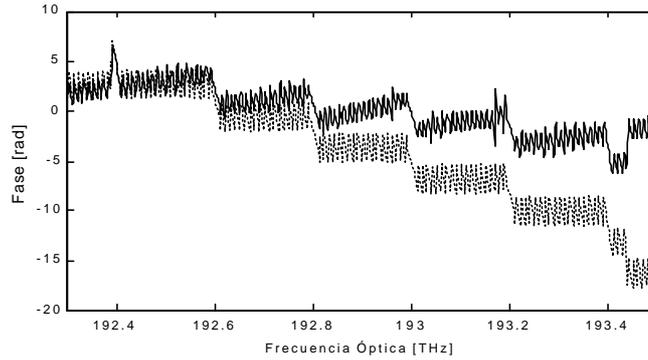


(d)

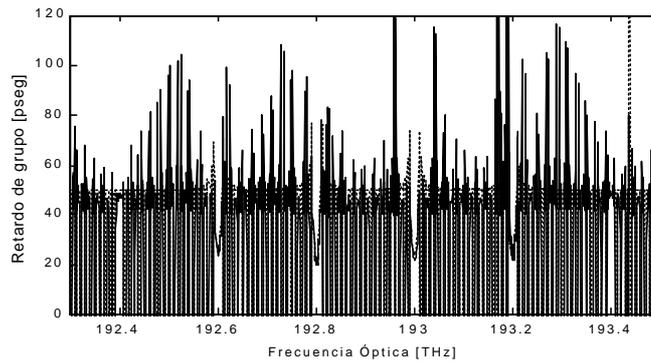
Figura 6.10. Red de difracción chirpeada con función de apodizado: (a) Reflectividad; (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase exacta simulada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y retardo de grupo exacto simulado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y exacta simulada (línea discontinua). La línea a trazos vertical representa el tiempo de tránsito de ida y vuelta.



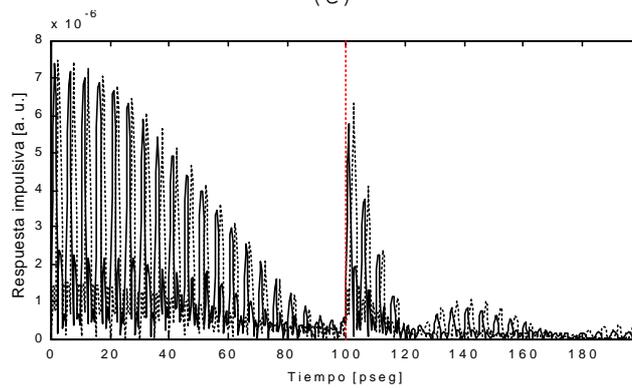
(a)



(b)

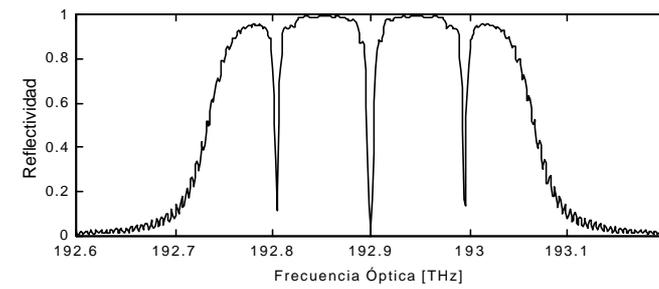


(c)

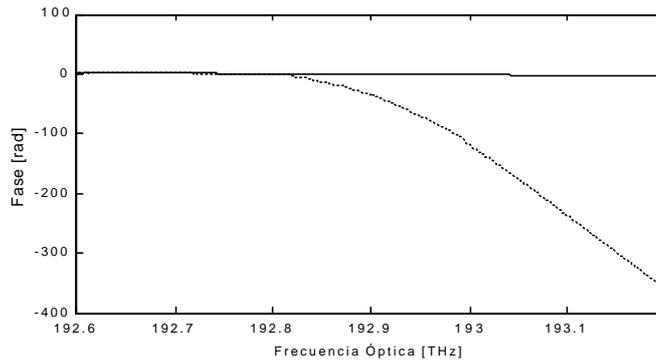


(d)

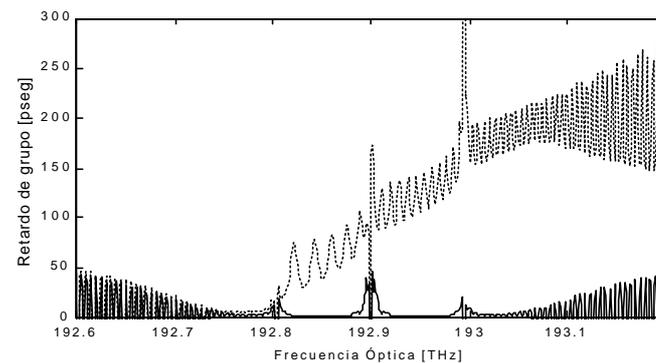
Figura 6.11. Red de difracción muestreada: (a) Reflectividad; (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase exacta simulada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y retardo de grupo exacto simulado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y exacta simulada (línea discontinua). La línea a trazos vertical representa el tiempo de tránsito de ida y vuelta.



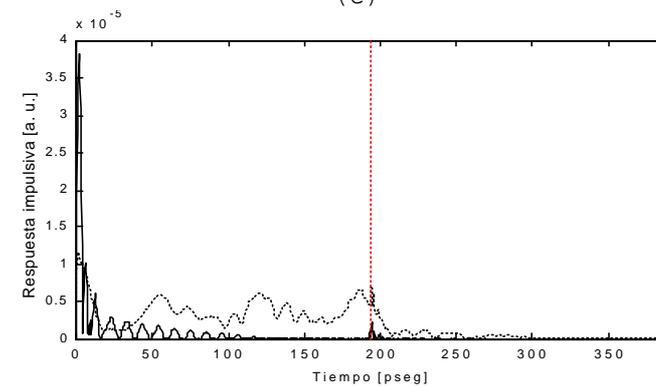
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 6.12. Red de difracción Moiré linealmente chirpeada: (a) Reflectividad; (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase exacta simulada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y retardo de grupo exacto simulado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y exacta simulada (línea discontinua). La línea a trazos vertical representa el tiempo de tránsito de ida y vuelta.

6.5. APLICACIÓN A CASOS EXPERIMENTALES

Finalmente, se aplica el algoritmo de reconstrucción de fase mínima propuesto a dos medidas experimentales de reflectividad correspondientes a una red de difracción uniforme y a una red de difracción linealmente chirpeada. El primer caso corresponde a una red de difracción uniforme, la cual presenta un coeficiente de reflexión en campo que es una función de transferencia de fase mínima, por lo que la fase mínima reconstruida será exacta y por tanto la caracterización del comportamiento de la red en reflexión será completo. El segundo caso corresponde a una red de difracción chirpeada cuyo coeficiente de reflexión en campo ya no es una función de transferencia de fase mínima, por tanto, la reconstrucción de fase mínima no será exacta. Sin embargo, se mostrará como puede obtenerse información acerca de la estructura de la red que permita mediante ingeniería inversa hacer una estimación de los parámetros físicos del índice de refracción del núcleo de la red que se han utilizado para su fabricación y así poder caracterizar de forma completa a la red.

6.5.1. Red de difracción uniforme

Considérese una red de difracción uniforme que ha sido caracterizada mediante la medida de su transmitividad con un OSA. Esta medida se muestra en la Fig. 6.13. La medida se ha realizado en escala lineal y para un rango espectral centrado en 1550nm y anchura de 10nm. Transformando el eje de abscisas de longitudes de onda a frecuencias ópticas, y teniendo en cuenta que la reflectividad y la transmitividad de la red son complementarias, se obtiene la característica en reflexión de amplitud al cuadrado de la red, y que se muestra en la Fig. 6.14a en línea continua. Esta característica de reflectividad constituye los datos de partida para el algoritmo de reconstrucción de fase mínima.

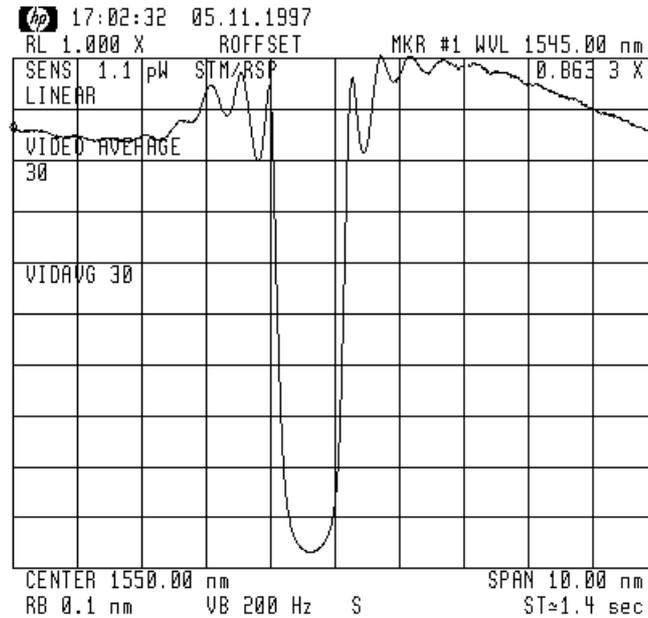


Figura 6.13. Medida de la transmitividad de una red de difracción uniforme.

Aplicando el algoritmo de reconstrucción de fase mínima se obtiene la respuesta de fase mínima, la cual se presenta en la Fig. 6.14b en línea continua. Diferenciando esta fase con respecto a la frecuencia óptica se calcula el retardo de grupo en reflexión reconstruido (Fig. 6.14c - línea continua) y finalmente se calcula la respuesta impulsiva reconstruida que se muestra en la Fig. 6.14d con línea continua.

A partir de las características de reflectividad medida y fase, retardo de grupo y respuesta impulsiva reconstruida puede hacerse mediante ingeniería inversa una estimación de los parámetros físicos del índice de refracción del núcleo de la fibra que da lugar a la red de difracción. De esta forma, siguiendo la expresión (5.3) que define la perturbación de una red de difracción uniforme se estiman los siguientes valores:

- Índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar $n_0=1.452$
- Longitud de la red de difracción $L=1.62\text{mm}$
- Periodo de la red de difracción $\Lambda_U=533.34\text{nm}$
- Modulación máxima del índice de refracción inducido $\Delta n_{\text{max}}=1.5 \times 10^{-3}$

Con estos datos se simula el comportamiento macroscópico en reflexión de la red mediante el modelo general de redes de difracción y se obtienen los resultados que se presentan en la Fig. 6.14 en línea discontinua. Como puede verse, la similitud de los resultados

experimentales con los resultados simulados es bastante buena. Las diferencias que existen entre ambos resultados se deben principalmente a que el modelo de simulación no considera las pérdidas en los medios dieléctricos. El efecto de las pérdidas se traduce en una pérdida de los ceros de reflectividad en la característica de amplitud que hace que se suavice la característica de fase, y en consecuencia se pierdan los saltos bruscos de fase.

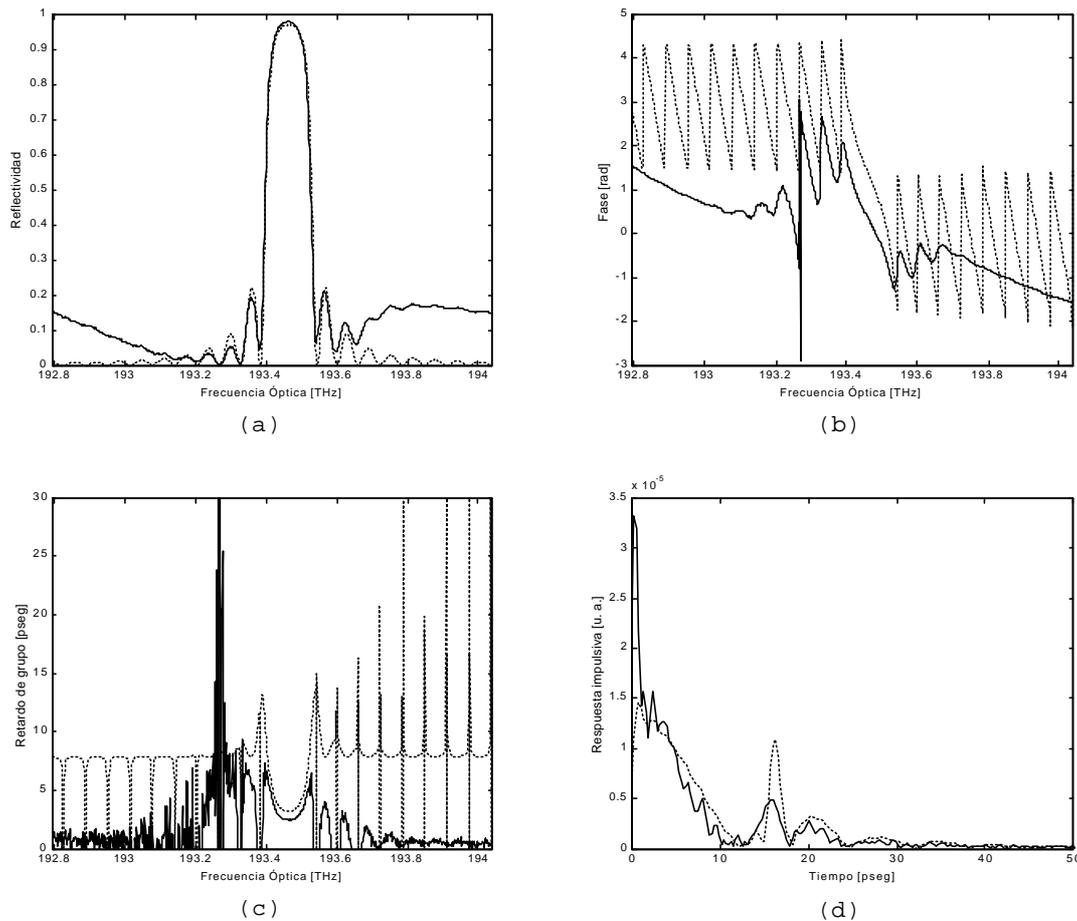


Figura 6.14. Red de difracción uniforme: (a) Medida de la reflectividad (línea sólida) y reflectividad estimada mediante simulación (línea discontinua); (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase estimada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y estimado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y estimada (línea discontinua).

6.5.2. Red de difracción linealmente chirpeada

El segundo caso de red de difracción física experimental es una red de difracción con variación lineal del periodo de red a lo largo de su eje (linealmente chirpeada), y cuya característica de transmitividad se ha medido con un OSA, presentándose el resultado en la Fig. 6.15. Como puede observarse, la medida se ha realizado en

escala lineal en un intervalo de longitudes de onda centrado en 1551.91nm y una anchura de 8nm.

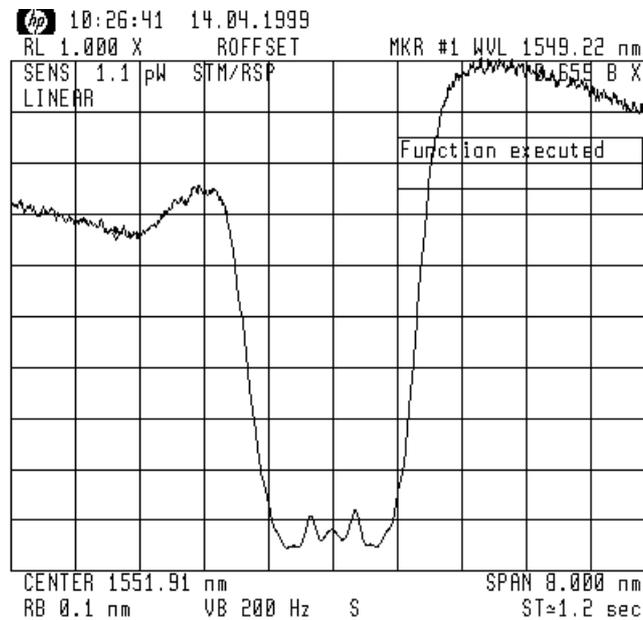


Figura 6.15. Medida de la transmitividad de una red de difracción linealmente chirpeada.

Pasando el eje de longitudes de onda a frecuencias ópticas y transformando la característica de transmitividad a reflectividad, se obtiene la característica en amplitud de la función de transferencia en reflexión de la red de difracción, la cual se muestra en línea continua en la Fig. 6.16a. Por el estudio realizado en el apartado 6.4 se conoce que el coeficiente de reflexión en campo para este tipo de redes no constituye una función de transferencia de fase mínima. Sin embargo, aplicando el algoritmo de reconstrucción de fase se obtiene la respuesta de fase mínima reconstruida, el retardo de grupo reconstruido y la respuesta impulsiva reconstruida, que se presentan en línea continua, respectivamente, en las Fig. 6.16b, Fig. 6.16c y Fig. 6.16d.

A partir de estas gráficas la información más relevante que puede obtenerse es la longitud de la red de difracción ya que la respuesta impulsiva reconstruida presenta un pico en torno a los 62ps que se corresponde con el tiempo de tránsito de ida y vuelta de la red debido a la reflexión en el extremo final de la red. Este pico aparece en la respuesta impulsiva reconstruida gracias al rizado que presenta la banda de paso. Con este tiempo de tránsito y con la característica de reflectividad experimental se hace una estimación de

los parámetros físicos de índice de refracción que determinan la perturbación del núcleo de la fibra que da lugar a la red de difracción. Siguiendo las expresiones (5.12a) y (5.12c) que define analíticamente a las redes de difracción chirpeadas se estiman los siguientes parámetros:

- Índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar $n_0=1.452$
- Longitud de la red de difracción $L=6.4\text{mm}$
- Periodo de la red de difracción $\Lambda(z) = 534.565\text{nm} + \frac{-0.7\text{nm}}{L}$
- Modulación máxima del índice de refracción inducido ... $\Delta n_{\text{max}}=1.03 \times 10^{-3}$

Con estos valores se simula el comportamiento de la red de difracción en reflexión, obteniéndose las características de reflectividad, fase, retardo de grupo y respuesta impulsiva, que se presentan en línea discontinua en la Fig. 6.16. Se observa como las características de reflectividad experimental y reflectividad simulada prácticamente están superpuestas, mostrando algunas diferencias como consecuencia de las pérdidas en los medios dieléctricos y como consecuencia del daño que se hace a la estructura de la fibra al grabar la red. Puede verse ahora en la Fig. 6.16c como el retardo de grupo simulado presenta su dependencia lineal en función de la frecuencia, por lo que este método de ingeniería inversa puede ser también utilizado para hacer una estimación de la dispersión que proporciona la red.

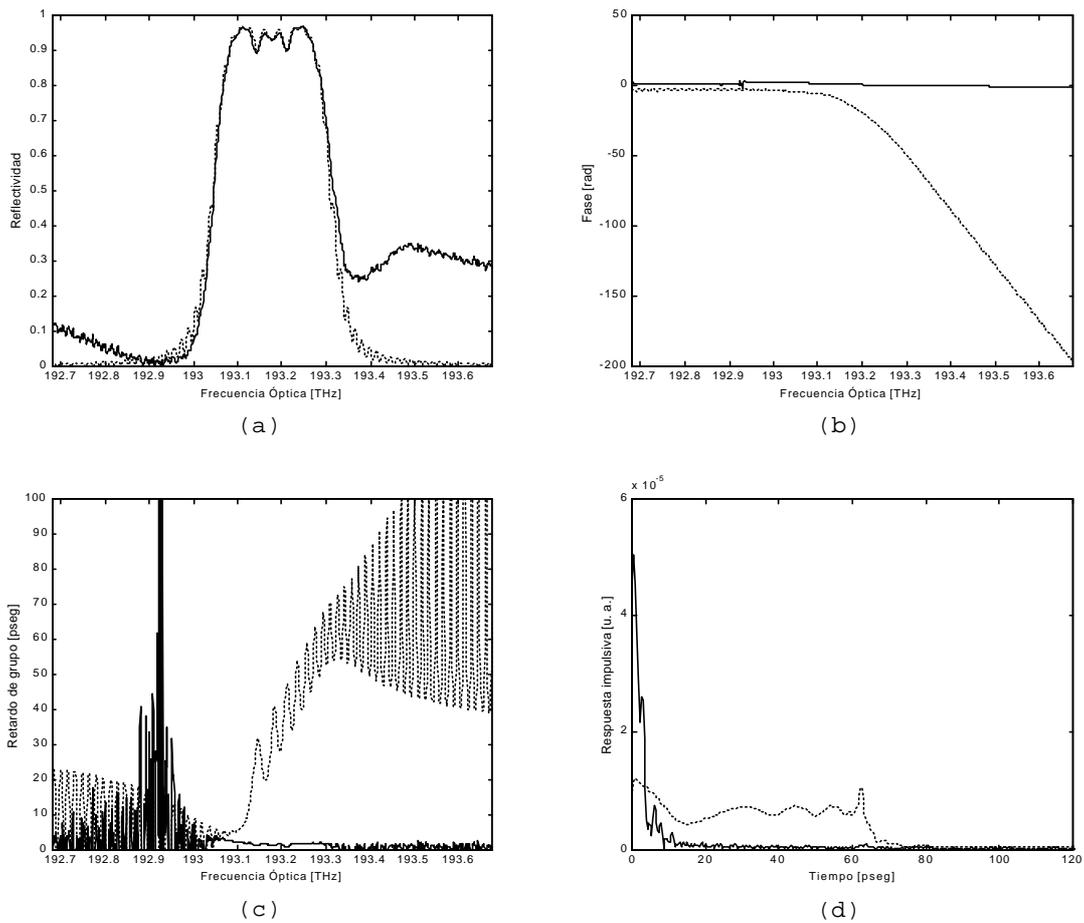


Figura 6.16. Red de difracción chirpeada: (a) Medida de la reflectividad (línea sólida) y reflectividad estimada mediante simulación (línea discontinua); (b) Fase mínima reconstruida (línea sólida) y fase estimada (línea discontinua); (c) Retardo de grupo reconstruido (línea sólida) y estimado (línea discontinua); y (d) Respuesta impulsiva reconstruida (línea sólida) y estimada (línea discontinua).

En consecuencia puede concluirse que el algoritmo de reconstrucción de fase mínima puede aplicarse en cualquier caso a la medida de reflectividad de las redes de difracción en fibra. Para los casos en que el coeficiente de reflexión en campo sea función de transferencia de fase mínima, la fase reconstruida coincide con la que proporciona el dispositivo y por tanto se tendrá caracterizado completamente el comportamiento de la red de difracción trabajando en reflexión. En el caso en que el coeficiente de reflexión en campo no sea función de transferencia de fase mínima, la fase reconstruida proporciona información acerca de la estructura de la red, pero no podrá caracterizarse con exactitud el comportamiento en reflexión de la red de difracción.

Capítulo 7

Análisis de Señal aplicado a la Síntesis de Redes de Difracción en fibra

La caracterización completa de las redes de difracción en fibra se ha basado en un proceso de análisis para obtener las funciones de transferencia y las respuestas impulsivas de la red de difracción a partir del diseño de la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra. Ahora bien, también es importante desarrollar algoritmos de síntesis de redes de difracción que proporcionen la perturbación del índice de refracción necesaria para conseguir unas características de filtrado óptico específicas. En este sentido, se han aplicado herramientas de análisis de señal para el proceso de síntesis de redes de difracción.

En particular, se ha trabajado con la ya conocida aproximación de Fourier para conseguir un algoritmo que da como resultado una estimación del coeficiente de reflexión en campo a partir de los parámetros físicos de la red, y además se ha implementado el proceso inverso que proporciona la perturbación del índice de refracción de la red de difracción a partir de una especificaciones de filtrado determinadas. Por otro lado, se han aplicado las distribuciones tiempo-frecuencia del análisis de señal a la caracterización de las redes de difracción, obteniéndose información de su estructura y del periodo de la red, partiendo del coeficiente de reflexión en campo.

Conjugando estas dos herramientas del análisis de señal se desarrolla finalmente un algoritmo general para la síntesis de redes de difracción en fibra a partir de especificaciones en el dominio espectral y en el dominio del tiempo. Este algoritmo se testea mediante la síntesis de estructuras de filtrado típicas como son el filtro óptico en rampa lineal, el filtro óptico rectangular ideal sin dispersión y el filtro óptico con característica de retardo de grupo lineal en función de la frecuencia.

7.1. ANÁLISIS DE FOURIER

Alternativamente a otros métodos de caracterización de Redes de Difracción en fibra (Fiber Gratings - FGs) como la teoría de modos acoplados [YARIV-73],[MATUSCH-97], y matrices de transferencia e índice efectivo [WINICK-92], puede utilizarse la conocida aproximación de Fourier, desarrollada por Delano y Sossi, para el análisis y caracterización de los diferentes tipos de redes de difracción. Además, implementando el proceso inverso al método de análisis se consigue desarrollar un método de síntesis de FG que proporciona la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra a partir de unas especificaciones de filtrado óptico determinadas [DELANO-67].

En el proceso de análisis se desarrolla un método aproximado que da como resultado una estimación del coeficiente de reflexión en campo obtenido como transformada de Fourier de la respuesta impulsiva en primera reflexión [MURIEL-97]. Este método trabaja directamente con los parámetros físicos de la red, incluyendo todo tipo de no uniformidades y estructuras dentro de la FG. La principal ventaja del método es su reducido tiempo de cómputo. En cuanto al proceso de síntesis se implementa el algoritmo [MURIEL-97] inverso al de análisis y así se obtiene el diseño de los parámetros físicos de la FG a partir de las características de filtrado óptico requeridas. Un esquema de estos algoritmos de análisis y síntesis de FG basados en el análisis de Fourier se representa en la Fig. 7.1.

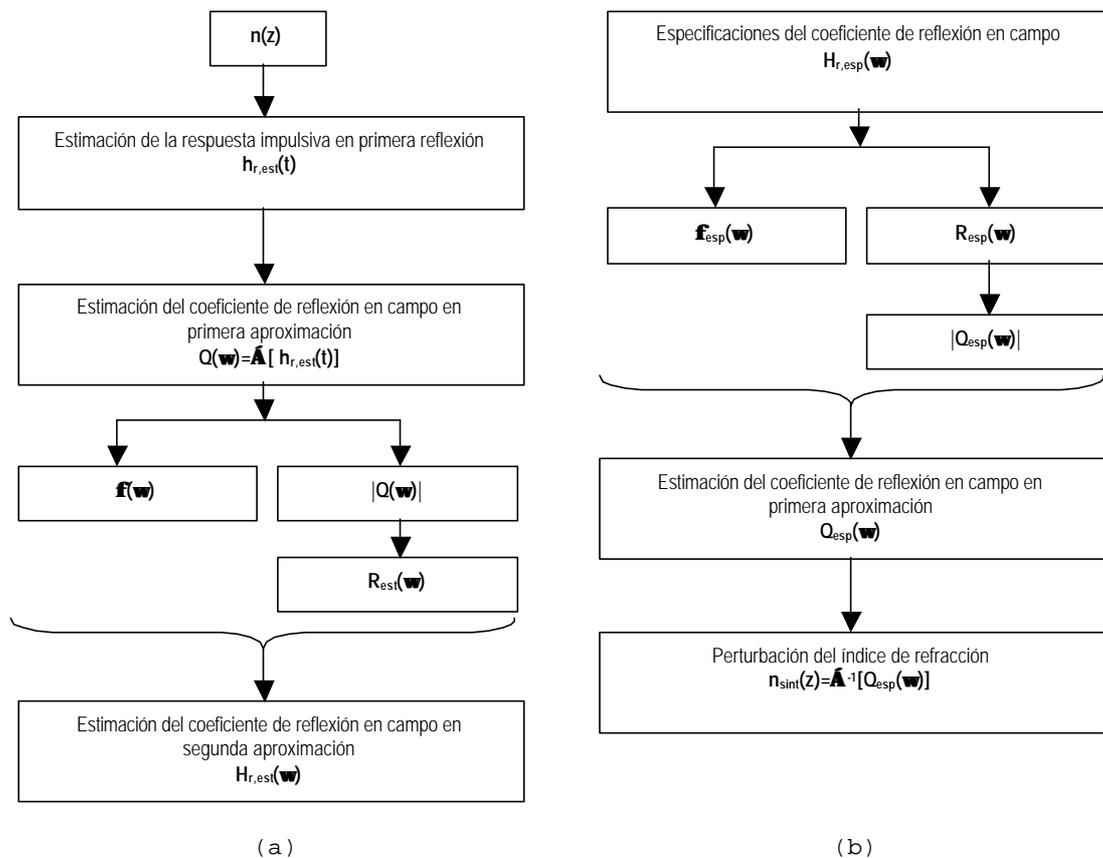


Figura 7.1. Análisis de Fourier aplicado al análisis y síntesis de Redes de difracción en fibra: (a) Algoritmo de análisis para la estimación del coeficiente de reflexión en campo, y (b) Algoritmo de síntesis para la obtención de la perturbación del índice de refracción del núcleo a partir de unas especificaciones de filtrado óptico.

Aunque la aproximación de Fourier ya ha sido ampliamente utilizada para la síntesis de filtros ópticos de capa delgada [DOBROWO-78] y para la síntesis de filtro ópticos con guías de ondas periódicas [WINICK-90], en los algoritmos que a continuación se desarrollan se aporta como principal novedad el trabajar directamente con la estructura multicapa obtenida del muestreo de la perturbación del índice de refracción de la red de difracción con un periodo de muestreo mucho menor que el periodo de la red. Esta estructura multicapa es equivalente a la que se utilizó para el tratamiento de la red de difracción mediante propagación de ondas electromagnéticas a través de medios dieléctricos y matrices de transferencia, y en consecuencia, la misma en la que se basa el modelo general de FG. De esta forma, una vez que se ha obtenido la estructura multicapa correspondiente a la red de difracción, podrá caracterizarse completamente la estructura mediante el modelo general de redes de difracción. Además, de la estructura multicapa obtenida mediante el

algoritmo de síntesis se obtendrán directamente los parámetros físicos de la red como son su longitud, la modulación máxima del índice de refracción inducido, la función de apodizado y el periodo de la red.

7.1.1. Análisis de Redes de Difracción en Fibra

La principal desventaja del modelo general propuesto para la caracterización de FG es el tiempo de proceso que requieren las simulaciones. En un proceso de diseño de estructuras FG es deseable disponer de una herramienta o algoritmo que requiera tiempos de proceso muy cortos y que proporcione una estimación de la caracterización macroscópica del dispositivo. Esta estimación podrá ser utilizada de forma eficiente en el diseño y propuesta de estructuras FG siguiendo el método de ensayo, prueba y error. Es muy importante que el algoritmo trabaje directamente con los parámetros físicos de la FG como son su longitud, periodo de red, función de apodización y modulación máxima del índice de refracción inducido.

7.1.1.1. Estimación del coeficiente de reflexión en campo

Basados en la analogía existente entre el coeficiente de reflexión en campo y la transformada de Fourier de la perturbación del índice de refracción de la FG [DELANO-67], el método que se propone para la estimación del coeficiente de reflexión en campo se compone de los siguientes pasos [MURIEL-97]:

1.- Obtención de la respuesta impulsiva en primera reflexión $h_{r,est}(t)$:

A partir de los datos de la perturbación del índice de refracción de la FG, $n(z)$ se realiza una estimación de la respuesta impulsiva en primera reflexión, despreciando las resonancias internas que se producen en el interior de la red. Por las leyes de Snell de reflexión y refracción, se conoce que el coeficiente de reflexión entre dos medios dieléctricos de índices n_1 y n_2 viene dado por la expresión $r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$. En el caso de una red de difracción en fibra

donde el índice de refracción varía de forma continua a lo largo de su eje, cada diferencial de longitud dz_p contribuirá a la respuesta impulsiva total con una delta proporcional a la derivada del índice de refracción en dicho punto, y situada en el tiempo correspondiente al camino óptico recorrido por la radiación electromagnética [MURIEL-97].

Este fenómeno se representa gráficamente en la Fig. 7.2 y analíticamente se expresa mediante:

$$h_{r,est}(z_p) = -\frac{n'(z_p)}{2 \cdot n(z_p)} \quad (7.1)$$

$$t_p = \frac{2 \cdot z_p}{c / \tilde{n}(z_p)} \quad (7.2)$$

donde c representa la velocidad de la luz en el vacío y $\tilde{n}(z_p)$ representa el índice de refracción que ve la radiación electromagnética en su camino óptico de ida y vuelta desde la entrada de la red hasta el punto $z=z_p$. Analíticamente viene expresado por:

$$\tilde{n}(z_p) = \frac{1}{z_p} \int_0^{z_p} n(z) dz \quad (7.3)$$

Este parámetro $\tilde{n}(z_p)$ será de especial importancia para el tratamiento de las redes no uniformes ya que da cuenta de los diferentes retardos que sufre la radiación electromagnética en su propagación por la estructura de red.

La respuesta impulsiva total se computará sumando a la entrada del dispositivo todas las contribuciones en primera reflexión que aporta la perturbación del índice de refracción de la red y considerando los retardos que sufren cada uno de ellas debido a los diferentes caminos ópticos recorridos. Así:

$$h_{r,est}(t) = \int_0^L -\frac{n'(z_p)}{2 \cdot n(z_p)} \mathbf{d}(t - \frac{2}{c} \int_0^{z_p} n(z) dz) dz_p \quad (7.4)$$

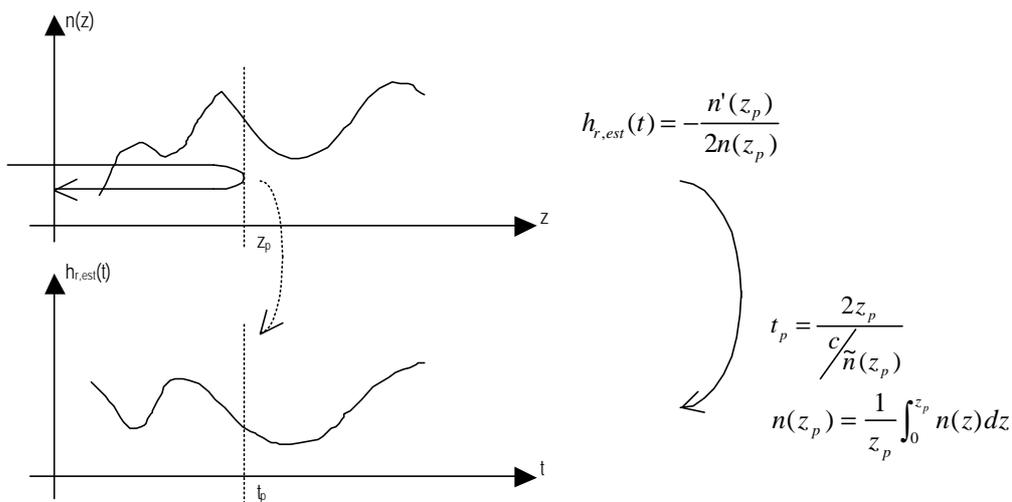


Figura 7.2. Estimación de la respuesta impulsiva en primera reflexión, $h_{r,est}(t)$, a partir de la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra que da lugar a la red de difracción, $n(z)$.

2.- Obtención del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q(\omega)$:

Una vez obtenida la estimación de la respuesta impulsiva $h_{r,est}(t)$ basada en la aproximación de primera reflexión, se obtiene el coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación $Q(\omega)$ tomando la transformada de Fourier de $h_{r,est}(t)$ [MURIEL-97]. Por tanto:

$$Q(\omega) = \mathcal{F}[h_{r,est}(t)] = \int_0^L -\frac{n'(z_p)}{2 \cdot n(z_p)} \cdot e^{-j\omega \frac{2z_p}{c} \int_0^{z_p} n(z) dz} dz_p \quad (7.5)$$

Este paso se esquematiza gráficamente en la Fig. 7.3 y como puede observarse este coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación es complejo y se compone por tanto de módulo y fase:

$$Q(\omega) = |Q(\omega)| \cdot e^{j\phi(\omega)} \quad (7.6)$$

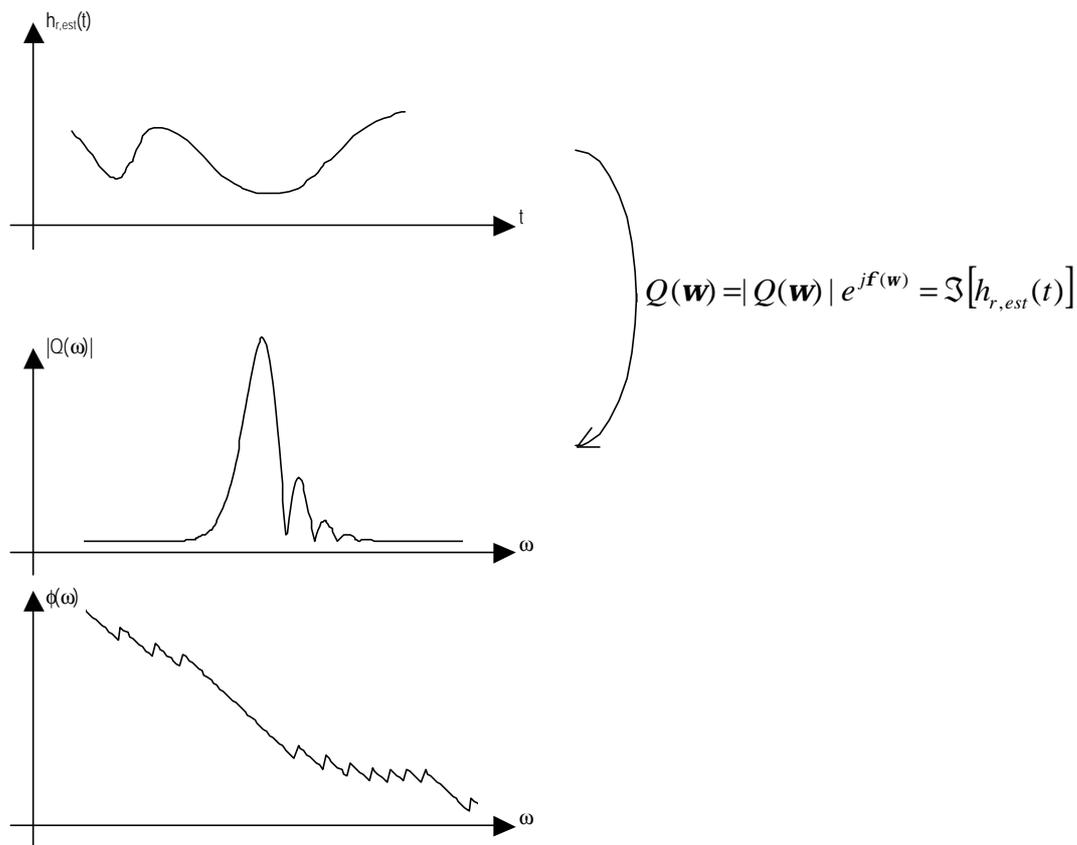


Figura 7.3. Estimación del coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación, $Q(\omega)$, obtenido como transformada de Fourier de la respuesta impulsiva en primera reflexión, $h_{r,est}(t)$.

3.- Obtención de la estimación de la característica de reflectividad $R_{est}(\omega)$:

A partir del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación, $Q(\omega)$, se obtiene una primera aproximación de la característica de reflectividad, $R_{est}(\omega)$, mediante la expresión:

$$R_{est}(\omega) = |Q(\omega)|^2 \quad (7.7)$$

que es conocida en la literatura como aproximación de Born. Físicamente esta aproximación no es buena ya que no considera el valor máximo unidad que puede tomar la reflectividad. De ahí que hasta ahora se haya considerado que la aproximación de Fourier solamente funciona adecuadamente para reflectividades bajas o dicho de otra forma para redes de acoplo débil. Sin embargo, se han propuesto una serie de funciones de aproximación [MURIEL-97] para hacer una mejor estimación de la característica de reflectividad y por tanto que esta

aproximación de Fourier pueda ser utilizada también para redes de acoplo fuerte. Esta serie de funciones de aproximación se presentan analíticamente en la Tabla 7.1 y se representan gráficamente en la Fig. 7.4.

Tabla 7.1. Funciones de aproximación propuestas para la estimación de la característica de la reflectividad.		
<u>Función de aproximación</u>	<u>Variables</u>	<u>Expresión: $Q =f(R_{est})$</u>
Born	$R_{est}, Q $	$ Q = \sqrt{R_{est}}$
Delano	$R_{est}, T_{est}=1-R_{est}, Q $	$ Q = \sqrt{R_{est} / T_{est}}$
Sossi	$T_{est}=1-R_{est}, Q $	$ Q = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_{est}} - T_{est} \right)}$
Logarítmica 1	$T_{est}=1-R_{est}, Q $	$ Q = \sqrt{-\ln(T_{est})}$
Compuesta	$R_{est}, T_{est}=1-R_{est}, Q $	$ Q = a\sqrt{R_{est}} + (1-a)\sqrt{\frac{R_{est}}{T_{est}}}$
Logarítmica 2	$T_{est}=1-R_{est}, \gamma=1+1/4(1/T_{est}-T_{est}), Q $	$ Q = \ln(g + \sqrt{g^2 - 1})$
Bouard 2	$T_{est}=1-R_{est}, Q $	$ Q = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{T_{est}}} - \sqrt{T_{est}}}$
Bouard	$R_{est}, Q $	$ Q = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \sqrt{R_{est}}}{1 - \sqrt{R_{est}}}$
Mihailov	$R_{est}, T_{est}=1-R_{est}, Q $	$ Q = sh^{-1} \left(\sqrt{\frac{R_{est}}{T_{est}}} \right)$
Tanh	$R_{est}, Q $	$ Q = th^{-1}(\sqrt{R_{est}})$

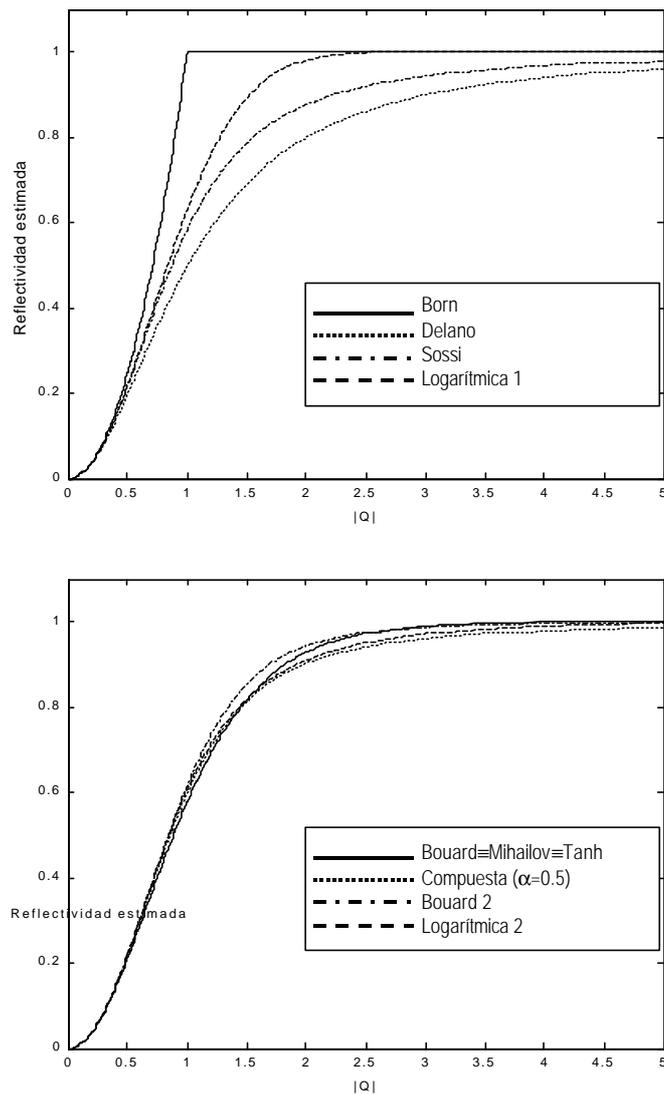


Figura 7.4. Funciones de aproximación propuestas para la estimación de la característica de la reflectividad, R_{est} , a partir del módulo del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $|Q|$.

Por tanto, una mejor aproximación de la característica de reflectividad para las redes de difracción de acoplamiento fuerte se consigue con la aplicación de estas funciones de aproximación:

$$R_{est} = f^{-1}(|Q|) \quad (7.8)$$

donde f representa las distintas funciones de aproximación propuestas en la Tabla 7.1. Del estudio realizado se deduce que no hay una función de aproximación que presente resultados óptimos, dependiendo su comportamiento de la estructura FG considerada. En lo sucesivo se trabajará con las funciones de aproximación Bouard, Mihailov y tangente hiperbólica que son idénticas y por tanto,

presentan resultados similares. Además, esta elección también está basada en el hecho que la expresión de tangente hiperbólica coincide con la expresión analítica de la reflectividad en función del producto coeficiente de acoplo por longitud en una red de difracción uniforme [RUSSELL-93], por lo que se deduce que el parámetro $|Q|$ tiene una gran relación con dicha magnitud obtenida por teoría de modos acoplados.

4.- Obtención del coeficiente de reflexión en campo de segunda aproximación $H_{r,est}(\omega)$:

Finalmente, con la estimación de la característica de reflectividad obtenida mediante la función de aproximación de Bouard y la característica de fase estimada en primera aproximación se calcula la estimación del coeficiente de reflexión en campo de segunda aproximación $H_{r,est}(\omega)$, y que será utilizado en una primera etapa de diseño de estructuras de red de difracción en fibra:

$$H_{r,est}(\omega) = \sqrt{R_{est}} \cdot e^{jf(\omega)} \quad (7.9)$$

7.1.1.2. Resultados numéricos y discusión

Para comprobar el grado de aproximación de la estimación que se hace del coeficiente de reflexión en campo $H_{r,est}(\omega)$, se aplica el algoritmo propuesto al análisis de los diferentes tipos de redes de difracción y se comparan los resultados obtenidos con los resultados exactos que proporciona el modelo general propuesto en el capítulo 3. Para ello se analizan los mismos casos de estructuras FG que se han caracterizado en el capítulo 5. Los resultados obtenidos se representan en las Fig. 7.5 - 7.11, donde en línea continua se representan las características de reflectividad y retardo de grupo estimados por la aproximación de Fourier, mientras que en línea discontinua se representan las características de reflectividad y retardo de grupo exactos obtenidos mediante el modelo general de FG propuesto.

A.- Red de difracción uniforme

Las especificaciones de diseño de la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra de la red de difracción uniforme considerada se detallan en el apartado 5.2. Resumidamente la estructura presenta una longitud de 4mm, un periodo de red igual a 535nm y una modulación máxima del índice de refracción inducido igual

a 1×10^{-3} . En la Fig. 7.5 se representan los resultados de la comparación del coeficiente de reflexión estimado mediante el análisis de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto.

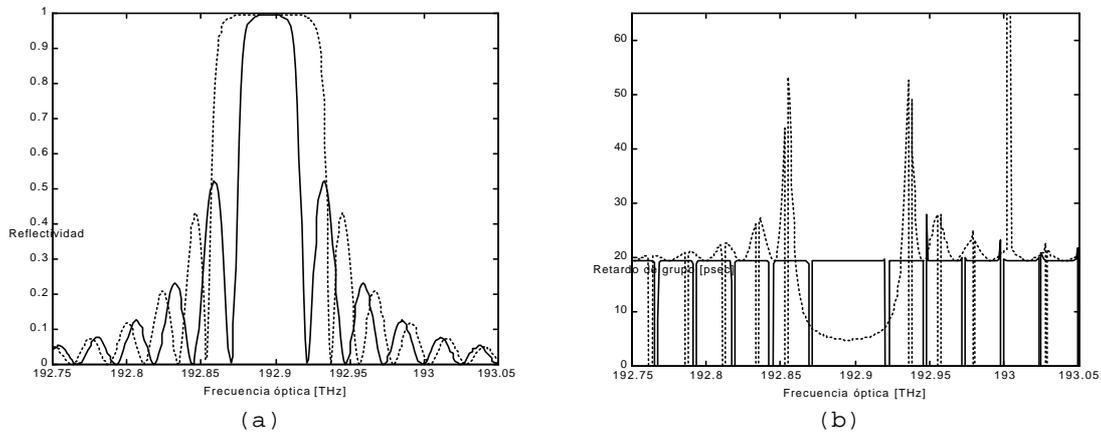


Figura 7.5. Red de difracción uniforme. Comparativa entre el coeficiente de reflexión estimado mediante la aproximación de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto que proporciona el modelo general de FG propuesto: (a) Características de reflectividad estimada (línea continua) y exacta (línea punteada), y (b) Característica de retardo de grupo estimado (línea continua) y exacto (línea punteada).

En la Fig. 7.5a se observa como la característica de reflectividad estimada (línea sólida) presenta un ancho de banda menor que la característica de reflectividad exacta (línea punteada). Este hecho se debe a que la aproximación de la respuesta impulsiva de primera reflexión no tiene en cuenta las resonancias internas en el interior de la red ni tampoco el hecho que aparece en las redes de acoplo fuerte de acoplar prácticamente toda la radiación electromagnética al comienzo de la estructura, pudiéndose definir una longitud efectiva de red. Este hecho hace que en realidad la longitud efectiva de la red sea menor que la longitud física, lo cual se traduce en un aumento del ancho de banda, mientras que la aproximación de Fourier solamente tiene en cuenta que la longitud de la red es la longitud física del dispositivo, proporcionando en consecuencia un ancho de banda menor. Este hecho también se traduce en que la posición de los ceros de reflectividad en uno y otro caso están desplazados.

En cuanto a la característica de fase, representada por el retardo de grupo en reflexión (Fig. 7.5b) se observa como el coeficiente de reflexión estimado linealiza la fase proporcionando un retardo de grupo constante, lo cual contradice a los efectos físicos de resonancias que se producen en el interior de la red, explicados

anteriormente, que hacen que el retardo de grupo real se curve y sea algo menor.

B.- Red de difracción uniforme con función de apodizado de coseno alzado

Los parámetros físicos de la red de difracción uniforme con función de apodizado de coseno alzado considerada se detallan en el apartado 5.3 y principalmente pueden resumirse en: longitud del dispositivo igual a 10mm, periodo de la red igual a 535.54nm y modulación máxima del índice de refracción inducido igual a 8×10^{-4} . En la Fig. 7.6 se presentan los resultados del coeficiente de reflexión estimado por la aproximación de Fourier (línea continua) y el coeficiente de reflexión exacto (línea punteada).

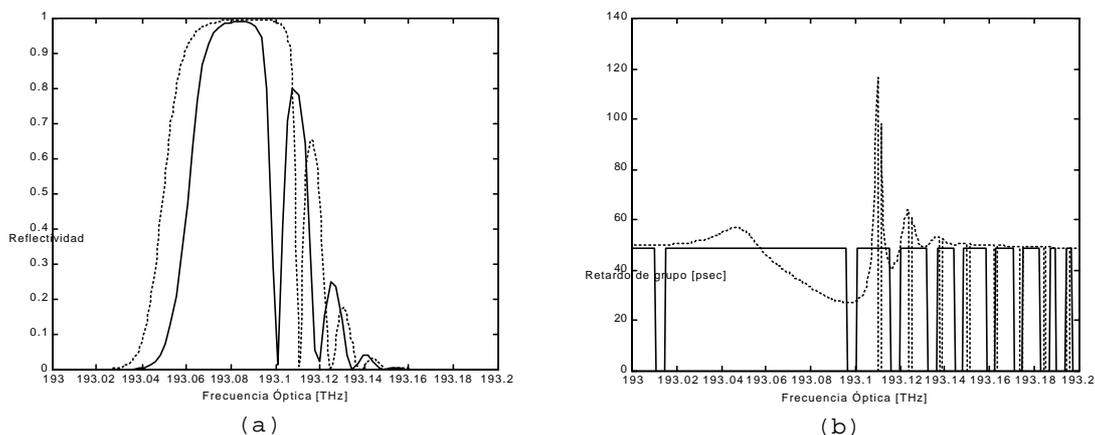


Figura 7.6. Red de difracción uniforme con función de apodizado de coseno alzado. Comparativa entre el coeficiente de reflexión estimado mediante la aproximación de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto que proporciona el modelo general de FG propuesto: (a) Características de reflectividad estimada (línea continua) y exacta (línea punteada), y (b) Característica de retardo de grupo estimado (línea continua) y exacto (línea punteada).

Se observa como debido a que la red de difracción es de acoplo fuerte se siguen produciendo los mismos problemas que en la red de difracción uniforme en cuanto al ancho de banda acoplado. Sin embargo, la característica más relevante es que la característica de reflectividad estimada (Fig. 7.6a) presenta la misma asimetría en los lóbulos secundarios que la característica de reflectividad exacta. Esto quiere decir que el algoritmo de análisis de FG basado en la aproximación de Fourier implementado permite tratar todo tipo de no uniformidades en la red provenientes de funciones de apodizado. Esto ha sido posible gracias al hecho de considerar un índice de refracción medio función de la longitud de red que hace que los tiempos de

propagación de la radiación electromagnética no sean uniformes como se desprende de las expresiones (7.2) y (7.3).

C.- Red de difracción uniforme con función de apodizado sinc e índice de refracción medio constante

Para testear el algoritmo de estimación del coeficiente de reflexión en campo basado en la aproximación de Fourier con estructuras más complicadas, se analiza la red de difracción uniforme con función de apodizado sinc e índice de refracción medio constante que se presentó en el apartado 5.4. Los resultados de los coeficientes de reflexión estimado y exacto se muestran en la Fig. 7.7.

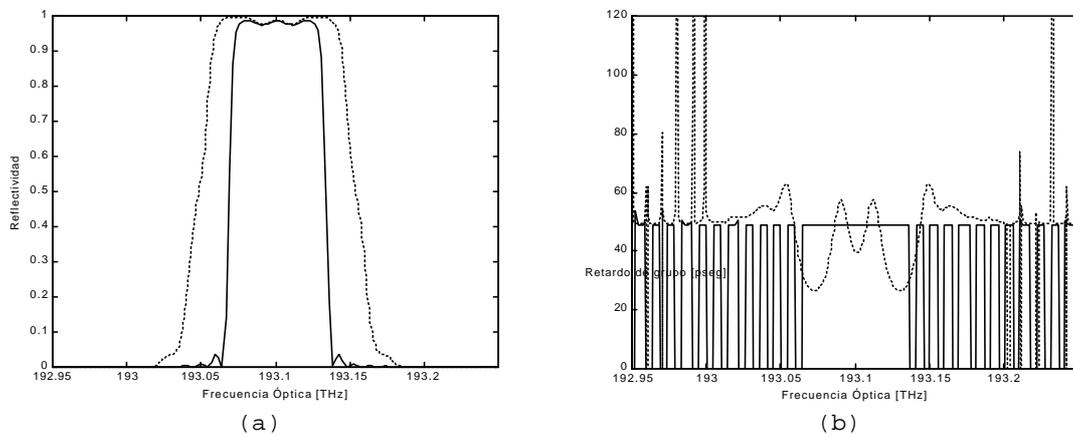


Figura 7.7. Red de difracción uniforme con función de apodizado sinc e índice de refracción constante. Comparativa entre el coeficiente de reflexión estimado mediante la aproximación de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto que proporciona el modelo general de FG propuesto: (a) Características de reflectividad estimada (línea continua) y exacta (línea punteada), y (b) Característica de retardo de grupo estimado (línea continua) y exacto (línea punteada).

Los resultados muestran la concordancia entre las dos formas de las características estimada y exacta, aunque se sigue produciendo el mismo efecto de la diferencia entre los anchos de banda acoplados debido a la no consideración de las resonancias internas por parte de la aproximación de Fourier.

D.- Red de difracción uniforme con salto de fase " π "

A continuación se testea el comportamiento del método de estimación del coeficiente de reflexión con una estructura de red de difracción que incluye un salto de fase " π " en el centro de la misma. El diseño y especificaciones de la perturbación del índice de refracción que origina la red se detalla en el apartado 5.5. Aplicando

el método propuesto a dicha red se obtienen los resultados que se muestran en la Fig. 7.8.

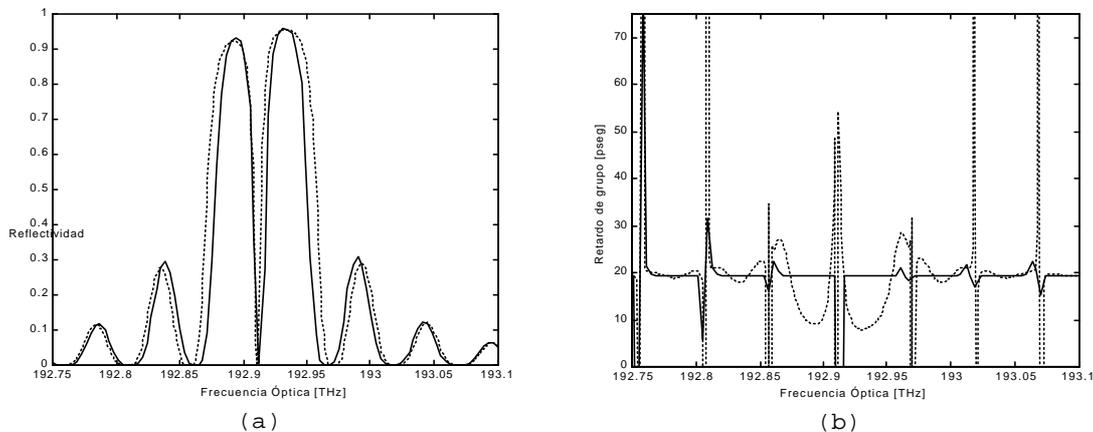


Figura 7.8. Red de difracción uniforme con salto de fase " π ". Comparativa entre el coeficiente de reflexión estimado mediante la aproximación de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto que proporciona el modelo general de FG propuesto: (a) Características de reflectividad estimada (línea continua) y exacta (línea punteada), y (b) Característica de retardo de grupo estimado (línea continua) y exacto (línea punteada).

Como puede observarse en la Fig. 7.8 el método funciona correctamente también para estructuras con saltos de fase ya que predice y contempla la banda de paso eliminada en el centro del ancho de banda acoplado por la red (Fig. 7.8a). Estructuras más complicadas con múltiples saltos de fase han sido tratadas de igual forma y con idénticos resultados. En cuanto a la característica de retardo de grupo, el método de estimación basado en la primera reflexión no contempla las resonancias internas de la red, lo cual se traduce en que el retardo de grupo estimado sea constante (Fig. 7.8b - línea continua) en contra de la curvatura que presenta el retardo de grupo exacto (Fig. 7.8b - línea punteada).

E.- Red de difracción chirpeada con función de apodizado

Se pasa ahora a testear el algoritmo con estructuras no uniformes con variación del periodo de red a lo largo de su eje y función de apodizado. El diseño de la red de difracción considerada se presenta en el apartado 5.6 y sus parámetros físicos principales son longitud de red igual a 50 nm, periodos de red variando linealmente entre 535.2 nm y 534.8 nm, función de apodizado tangente hiperbólica y modulación máxima del índice de refracción inducido igual a 3×10^{-4} . A partir de estos datos se estima el coeficiente de reflexión en campo mediante la aproximación de Fourier y se compara con el coeficiente de

reflexión exacto que proporciona el modelo general de red de difracción. Los resultados se presentan en la Fig. 7.9.

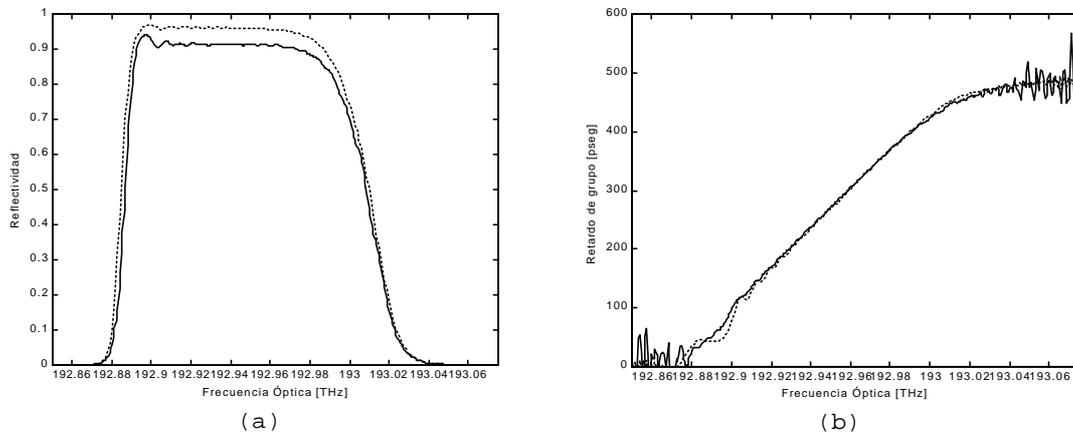


Figura 7.9. Red de difracción chirpeada con función de apodizado tangente hiperbólica. Comparativa entre el coeficiente de reflexión estimado mediante la aproximación de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto que proporciona el modelo general de FG propuesto: (a) Características de reflectividad estimada (línea continua) y exacta (línea punteada), y (b) Característica de retardo de grupo estimado (línea continua) y exacto (línea punteada).

Como puede observarse el algoritmo sigue funcionando correctamente para el caso de redes con variación del periodo de red a lo largo de su estructura. En la característica de reflectividad (Fig. 7.9a) se destaca el hecho de cómo en este caso la aproximación con respecto al ancho de banda acoplado por la red es ahora mucho mejor ya que en estas redes chirpeadas ya no es tan crítico el efecto del acoplo fuerte. En cuanto a la característica de retardo de grupo (Fig. 7.9b) se observa como el coeficiente de reflexión en campo estimado ofrece la característica de retardo de grupo lineal en función de la frecuencia. Este hecho es muy importante ya que permitirá en el proceso de síntesis hacer especificaciones para la característica de fase.

F.- Red de difracción muestreada

Otra de las estructuras de red de difracción en fibra que están cobrando actualmente mucha importancia debido a su aplicación en los sistemas WDM son las redes de difracción muestreadas. Para comprobar que el algoritmo de análisis de red de difracción en fibra basado en la aproximación de Fourier opera correctamente con estas estructuras se analiza la red muestreada que se diseñó en el apartado 5.7. Aplicando el algoritmo y comparando con el coeficiente de reflexión en campo exacto se obtienen los resultados de la Fig. 7.10.

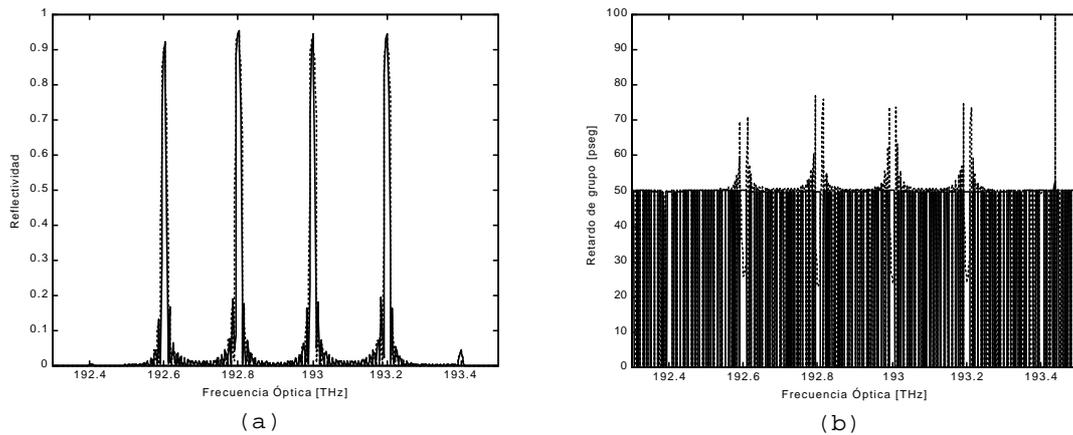


Figura 7.10. Red de difracción muestreada. Comparativa entre el coeficiente de reflexión estimado mediante la aproximación de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto que proporciona el modelo general de FG propuesto: (a) Características de reflectividad estimada (línea continua) y exacta (línea punteada), y (b) Característica de retardo de grupo estimado (línea continua) y exacto (línea punteada).

Los resultados muestran que el algoritmo continúa funcionando correctamente, lo cual es lógico ya que esta teoría de análisis de Fourier fue la que se utilizó para el diseño de la estructura de red.

G.- Red de difracción Moiré chirpeada

Finalmente se aplica el algoritmo de estimación del coeficiente de reflexión en campo a una red de difracción en fibra Moiré chirpeada. Estas estructuras son quizás las más complejas ya que se componen de dos perturbaciones de índice de refracción superpuestas, y en el caso que se considera además con variación lineal del periodo de cada una de ellas. La red de difracción Moiré chirpeada a tratar se presentó en el apartado 5.8 y su propósito es conseguir varias bandas de paso en transmisión, o lo que es equivalente, obtener varias bandas eliminadas en reflexión dentro del ancho de banda acoplado por la red. Aplicando el algoritmo para obtener la estimación del coeficiente de reflexión en campo y comparándolo con el exacto se obtienen los resultados que se muestran en la Fig. 7.11.

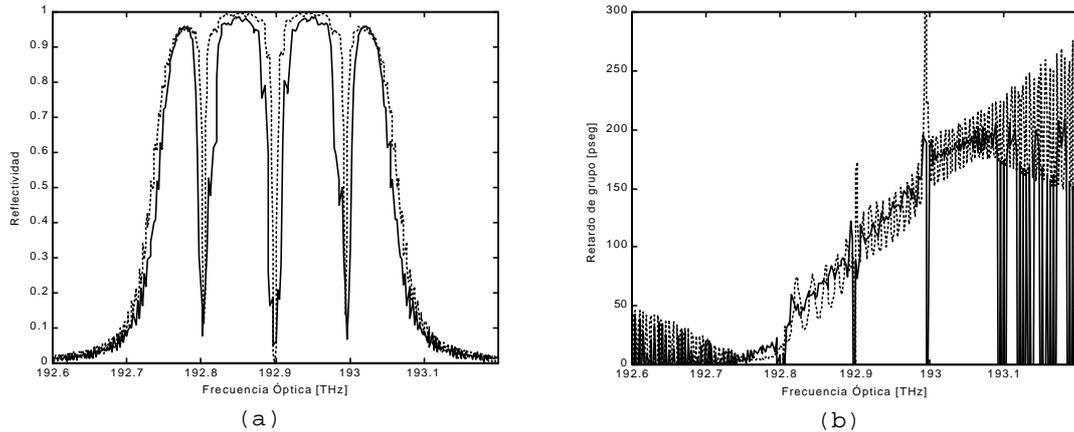


Figura 7.11. Red de difracción Moiré chirpeada. Comparativa entre el coeficiente de reflexión estimado mediante la aproximación de Fourier y el coeficiente de reflexión exacto que proporciona el modelo general de FG propuesto: (a) Características de reflectividad estimada (línea continua) y exacta (línea punteada), y (b) Característica de retardo de grupo estimado (línea continua) y exacto (línea punteada).

Como se desprende tanto de la característica de reflectividad (Fig. 7.11a) como de la de retardo de grupo (Fig. 7.11b), la aproximación de Fourier sigue funcionando correctamente ofreciendo de esta forma una manera rápida y precisa de conocer una estimación de las características espectrales en reflexión que proporcionan las diferentes redes de difracción.

En consecuencia, a partir del diseño de una red de difracción cualquiera de periodo corto, la aproximación de Fourier puede utilizarse en una primera etapa de diseño para refinar sucesivamente los distintos parámetros físicos de la red. Una vez que el diseño de red ofrece las características espectrales deseadas, se calcula la caracterización exacta mediante el modelo general de red de difracción propuesto. De esta forma pueden reducirse considerablemente los tiempos de diseño de las diferentes estructuras.

7.1.2. Síntesis de Redes de difracción en fibra

El proceso inverso al análisis de FG mediante la aproximación de Fourier ha sido ampliamente utilizado en la síntesis de estructuras multicapa para filtrado óptico [DOBROWO-78],[WINICK-90]. El algoritmo de síntesis que aquí se presenta es una extensión natural de estos trabajos para la obtención de la estructura multicapa que origina la red de difracción en fibra. Como se muestra en la Fig. 7.1, el objetivo de este proceso de síntesis es obtener el diseño de la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra, que da

lugar a la red de difracción, a partir de unas especificaciones de filtrado óptico dadas por el coeficiente de reflexión en campo $H_{r,esp}(\omega)$. Sin embargo, el proceso de síntesis mediante la aproximación de Fourier parte de las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación, $Q_{esp}(\omega)$, para conseguir la perturbación del núcleo de la fibra $n_{sint}(z)$. Por tanto se necesita una etapa para pasar las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo, $H_{r,esp}(\omega)$, a especificaciones de coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación, $Q_{esp}(\omega)$, y que consistirá en aplicar las funciones de aproximación para la estimación de la reflectividad listadas en la Tabla 7.1.

7.1.2.1. Obtención de la perturbación del índice de refracción

El algoritmo inverso de la aproximación de Fourier consiste en obtener la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra $n_{sint}(z)$, que da lugar a la red de difracción, partiendo de las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q_{esp}(\omega)$. De la expresión (7.5) y teniendo en cuenta las propiedades de la transformada de Fourier [OPPENHEI-83] se deduce que:

$$n_{sint}(t) = \text{Re} \left[e^{-2\Im^{-1} \left[\frac{Q_{esp}(\omega)}{j\omega} \right]} \right] = \text{Re} \left[e^{\frac{2}{p} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q_{esp}(\omega)}{j\omega} e^{j\omega t} d\omega} \right] \quad (7.10)$$

donde $n_{sint}(t)$ es el índice de refracción sintetizado correspondiente a la perturbación, t representa el tiempo correspondiente al camino óptico de ida y vuelta (tiempo de eco) recorrido por la radiación electromagnética y $\text{Re}[\]$ significa la parte real. Denotando por t_{end} al tiempo de eco correspondiente a la estructura completa, se define n_{eff} como el índice de refracción efectivo de la perturbación del índice de refracción sintetizada:

$$n_{eff} = \frac{1}{t_{end}} \int_0^{t_{end}} n_{sint}(t) dt \quad (7.11)$$

y se realiza el cambio de variable necesario para ya obtener la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra a lo largo del eje de la misma $n_{sint}(z)$:

$$z = \frac{t \ c}{2 \ n_{eff}} \quad (7.12)$$

El proceso de síntesis de estructuras FG basado en la aproximación de Fourier se esquematiza gráficamente en la Fig. 7.12. Como puede observarse este algoritmo de síntesis proporciona la perturbación del índice de refracción de forma sencilla, y trabajando directamente con los parámetros físicos de la red de difracción como son su longitud, el periodo de red, la función de apodizado y la modulación máxima del índice de refracción inducido en el núcleo. Es importante hacer notar que aunque la aproximación de Fourier ya ha sido ampliamente utilizada para la síntesis de estructuras de filtrado óptico, se presentan ahora una serie de novedades. La primera de ellas consiste en trabajar con una estructura multicapa obtenida mediante el muestreo de la perturbación por debajo del periodo de red, con lo cual todos los parámetros físicos de la red, así como todas las no uniformidades son consideradas conjuntamente; y la segunda ha sido la reformulación analítica de las expresiones para el caso de estructuras multicapa correspondientes a redes de difracción.

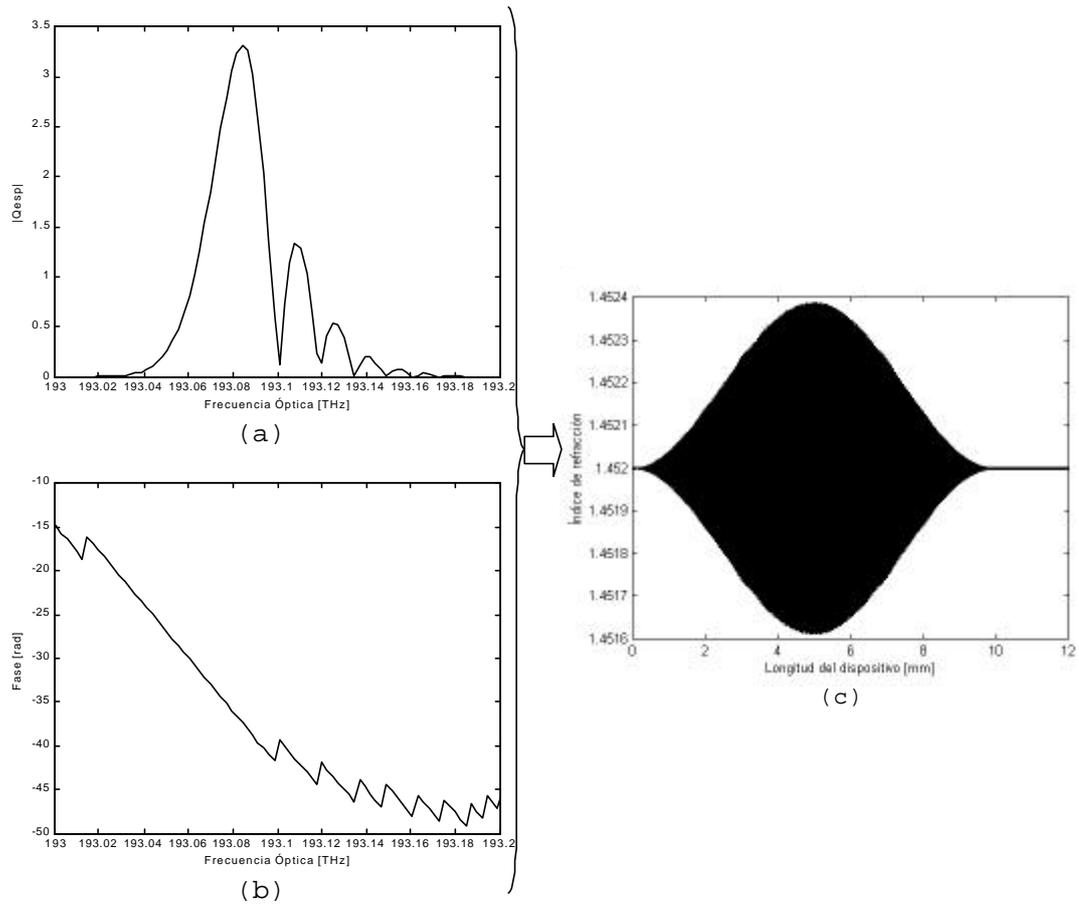


Figura 7.12. Esquema gráfico del proceso de obtención de la perturbación del índice de refracción inducida en el núcleo a partir de las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo en primera reflexión. (a) Módulo del coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación, (b) Fase del coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación, y (c) Perturbación del índice de refracción del núcleo sintetizada.

7.2. ANÁLISIS TIEMPO - FRECUENCIA

Por teoría de señal se conoce que la representación de señales puede hacerse bien en el dominio del tiempo o bien en el dominio de la frecuencia, y que ambas representaciones están relacionadas por la transformada de Fourier [OPPENHEI-83]. Sin embargo, la información que ofrecen estas representaciones de la señal es limitada ya que generalmente las señales que se tratan son no estacionarias y presentan un espectro que varía a lo largo del tiempo. Es por tanto deseable el disponer de una representación conjunta Tiempo-Frecuencia (T-F) que permita analizar las señales de forma más completa [COHEN-95],[QIAN-96]. En esencia, la representación Tiempo - Frecuencia debe de ofrecer una imagen de la dinámica de formación, a lo largo del tiempo, del espectro de la señal.

Recientemente, este análisis Tiempo - Frecuencia está tomando mucho auge en teoría de señal debido a la información más dinámica que proporciona de las mismas. En este sentido, está siendo ampliamente utilizado en el análisis de señales biomédicas, en reconocimiento automático del habla, en el análisis de señales musicales, al igual que en aplicaciones de sonar y radar [LOUGHLIN-96].

La idea que aquí se presenta es el aplicar este análisis Tiempo - Frecuencia a la caracterización de redes de difracción en fibra [MURIEL-96]. Como ya se ha comentado, una red de difracción cualquiera está caracterizada macroscópicamente en el dominio del tiempo por sus respuestas impulsivas en reflexión $h_r(t)$ y transmisión $h_t(t)$; y en el dominio de la frecuencia por sus funciones de transferencia en reflexión $H_r(f)$ y transmisión $H_t(f)$, que vendrán dadas por los coeficientes de reflexión y transmisión en campo, respectivamente. Sin embargo, el análisis Tiempo - Frecuencia aplicado a estas señales debe de ofrecer una caracterización más completa de la red, y además, proporcionar información sobre la estructura interna de la red. Esta información de la estructura interna de la red puede obtenerse ya que la variable tiempo del análisis Tiempo - Frecuencia hace referencia al tiempo de eco o tiempo empleado por la radiación electromagnética en recorrer el camino óptico, mientras que la variable frecuencia está relacionada con las frecuencias de Bragg que se acoplan en los sucesivos tiempos de eco a lo largo de la estructura.

La aplicación de estas herramientas Tiempo - Frecuencia a la síntesis de redes de difracción en fibra proviene del hecho de poder obtener información de la estructura de red solamente a partir de la característica macroscópica de la red, y en particular, del coeficiente de reflexión en campo. Este coeficiente puede obtenerse experimentalmente mediante la medida de la característica de reflectividad con un analizador de espectros óptico [KASHYAP-95], y la medida de la característica de fase mediante la utilización de montajes interferométricos [BROOKS-95]. El análisis de este coeficiente de reflexión en campo mediante herramientas Tiempo - Frecuencia proporcionará información con respecto a la estructura de la red, es decir, longitud de la misma y variación del periodo a lo largo de su eje, por lo que podrá ser utilizado para la síntesis de redes de difracción en fibra.

7.2.1. Distribuciones Tiempo - Frecuencia

Las características deseables que se le exigen a cualquier distribución Tiempo - Frecuencia es que presente una buena resolución conjunta a la vez en tiempo y en frecuencia, y además que la distribución no presente términos interferentes. Buscando estos objetivos se han propuesto una gran cantidad de distribuciones T-F [COHEN-95],[QIAN-96], siendo las más utilizadas la distribución Espectrograma y la distribución Wigner-Ville.

Para presentar las características de estas dos distribuciones se caracteriza mediante análisis T-F una estructura de red de difracción muestreada compuesta de tres redes uniformes de longitud 4mm, separadas 2mm y de periodos 534.56nm, 535.67nm y 535.12nm, respectivamente. Aplicando el modelo general propuesto para la caracterización de redes de difracción en fibra se obtiene el coeficiente de reflexión en campo $H_r(\omega)$, el cual se utilizará como datos de partida para el análisis Tiempo - Frecuencia de esta estructura. Igualmente se podría tomar como dato de partida la respuesta impulsiva en reflexión $h_r(t)$, pero como ya se ha comentado la medida que puede hacerse experimentalmente es la del coeficiente de reflexión en campo. En la Fig. 7.13 se representa el coeficiente de reflexión en campo mediante sus características de reflectividad (Fig. 7.13a) y de fase en reflexión (Fig. 7.13b).

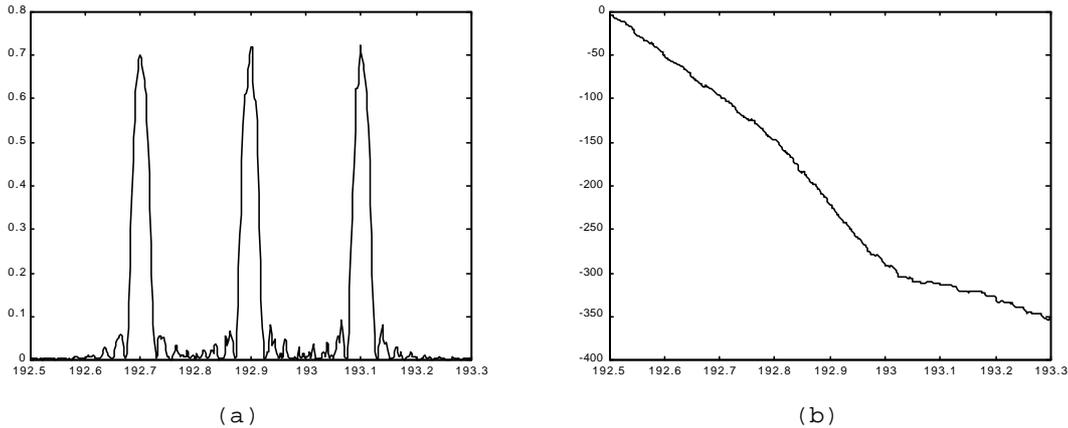


Figura 7.13. Coeficiente de reflexión en campo correspondiente a una red de difracción muestreada, utilizada para presentar las distribuciones Tiempo – Frecuencia aplicadas a la caracterización de redes de difracción: (a) Característica de reflectividad, y, (b) Característica de fase en reflexión.

A.- Espectrograma

El espectrograma es la distribución Tiempo – Frecuencia que nace de forma natural en cuanto que analiza a la señal total dividiéndola en una serie de señales más cortas y que se obtienen mediante una ventana de longitud finita que se desplaza a lo largo de la misma. A cada una de estas señales más cortas se le toma su transformada de Fourier para así conseguir la distribución Tiempo – Frecuencia. La definición analítica del espectrograma puede hacerse tanto en el dominio del tiempo como en el dominio de la frecuencia. Sea $h_r(t)$ la respuesta impulsiva en reflexión de una red de difracción cualquiera y sea $H_r(\omega)$ su correspondiente función de transferencia, las cuales están relacionadas por la transformada de Fourier. El espectrograma en el dominio del tiempo se define a partir de la función $h_r(t)$ como:

$$SP(t, \omega) = |STFT(t, \omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} h_r(\tau) w(\tau - t) e^{-j\omega\tau} d\tau \right|^2 \quad (7.13)$$

donde STFT (Short-Time-Fourier-Transform) representa la transformada de Fourier de la señal corta ventaneada, $w(t)$ es la función ventana que se utiliza para la obtención de la señal corta desplazándose a lo largo de la señal total, y τ representa una variable de integración en el dominio del tiempo.

De forma análoga se obtiene la distribución Tiempo – Frecuencia espectrograma en el dominio de la frecuencia, a partir de la función $H_r(\omega)$:

$$SP(t, \mathbf{w}) = |SFFT(t, \mathbf{w})|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} H_r(\Omega) W(\Omega - \mathbf{w}) e^{-j\Omega t} d\Omega \right|^2 \quad (7.14)$$

donde SFFT (Shot-Frequency-Fourier-Transform) representa la transformada de Fourier de la señal ventaneada en el dominio de la frecuencia, $W(\omega)$ es la ventana utilizada para obtener la señal corta (relacionada con $w(t)$ por la transformada de Fourier), y Ω representa una variable de integración en el dominio de la frecuencia.

Es importante hacer notar que la distribución espectrograma obtenida a partir de la señal en el dominio del tiempo y la obtenida a partir de la señal en el dominio de la frecuencia son totalmente idénticas.

Aplicando la definición de espectrograma, dada por la expresión (7.14) al coeficiente de reflexión en campo de la red de difracción muestreada que se representa en la Fig. 7.13 se obtiene la distribución Tiempo - Frecuencia que se representa en la Fig. 7.14b. En la Fig. 7.14a se representa la característica de reflectividad de la red correspondiente al coeficiente de reflexión en campo que se toma como dato de partida. En la Fig. 7.14c se representa el módulo de la envolvente de la potencia óptica de la respuesta impulsiva de la red y calculada como transformada de Fourier inversa del coeficiente de reflexión. En la Fig. 7.14b se representa la distribución espectrograma que caracteriza a la red de difracción muestreada. Para el cálculo de esta distribución espectrograma se ha utilizado una ventana gaussiana de anchura espectral a 3dB igual a 50GHz.

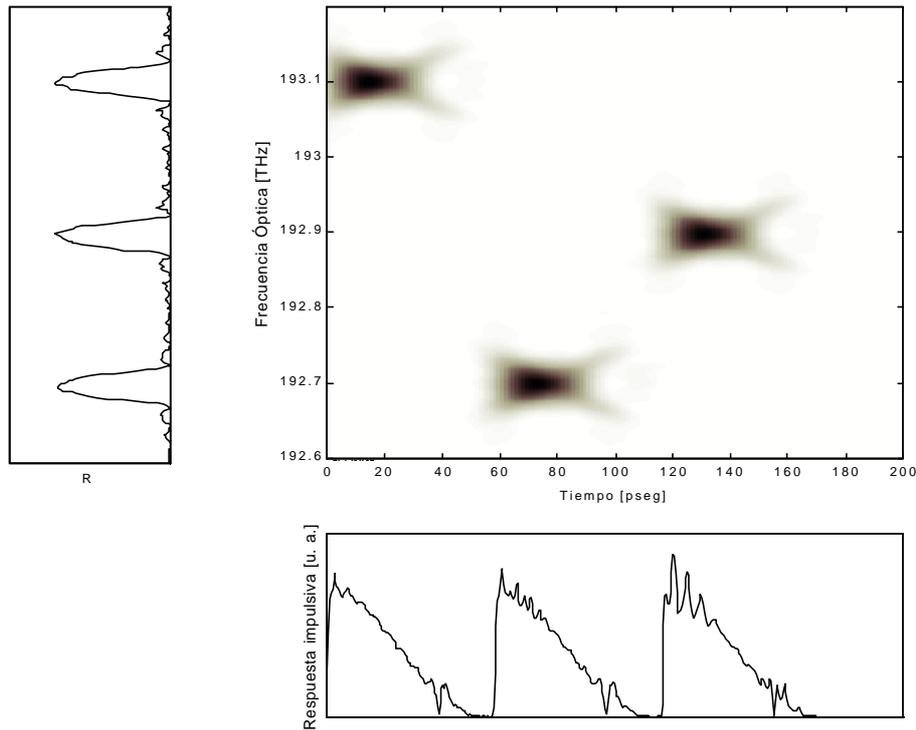


Figura 7.14. Distribución espectrograma correspondiente a una FG muestreada: (a) Característica de reflectividad, (b) Distribución tiempo - frecuencia espectrograma, y, (c) Respuesta impulsiva en reflexión de la estructura.

Como puede observarse, la distribución Tiempo - Frecuencia de la Fig. 7.14b proporciona una caracterización más completa de la red de difracción que el coeficiente de reflexión y la respuesta impulsiva ya que no solamente se obtiene la información de qué frecuencias ópticas acopla la estructura de red sino además dice en qué tiempos, con lo cual puede obtenerse información con respecto a la estructura de red. La Fig. 7.14b muestra como las frecuencias mayores se acoplan de forma uniforme al comienzo de la estructura, las frecuencias menores lo hacen sobre el centro de la misma y las frecuencias intermedias lo hacen sobre el final de la estructura.

La característica deseable de la distribución Tiempo - Frecuencia es que proporcione la máxima resolución tanto en tiempo como en frecuencia, para así poder localizar exactamente en que tiempos se acoplan las distintas frecuencias. Esta resolución dependerá de la forma y la duración de la ventana utilizada para obtener las señales cortas. En el caso que se trata de espectrograma en el dominio de la frecuencia, ventanas de anchura espectral pequeña ofrecerán muy buena resolución en frecuencia y muy pobre resolución en tiempo, y al contrario, ventanas con anchuras espectrales muy grandes

proporcionarán una resolución muy pobre en frecuencia y muy buena en tiempo. Por tanto, será necesario llegar a una solución de compromiso con respecto a la anchura de la ventana a utilizar y generalmente dependerá de la señal considerada. En cuanto a la forma de la ventana, la forma gaussiana es la que presenta una resolución óptima conjunta a la vez en tiempo y en frecuencia.

B.- Distribución Wigner-Ville

La otra distribución Tiempo - Frecuencia que se está utilizando más ampliamente es la distribución Wigner-Ville y el porqué se debe a que es la distribución que presenta una mejor resolución conjunta a la vez en tiempo y en frecuencia. De igual forma que para el espectrograma, la distribución Wigner-Ville puede definirse a partir de la señal en el dominio del tiempo y a partir de la señal en el dominio de la frecuencia. De esta forma, la distribución Wigner-Ville a partir de la señal en el tiempo $h_r(t)$ viene dada por:

$$WV(t, \mathbf{w}) = \int_{-\infty}^{\infty} h_r\left(t + \frac{1}{2}\mathbf{t}\right) h_r^*\left(t - \frac{1}{2}\mathbf{t}\right) e^{-j\mathbf{w}\mathbf{t}} d\mathbf{t} \quad (7.15)$$

donde el asterisco "*" denota señal conjugada compleja y \mathbf{t} es una variable de integración en el dominio del tiempo.

Análogamente, la definición de la distribución Wigner-Ville a partir del coeficiente de reflexión en campo $H_r(\omega)$ de la red de difracción está dada por:

$$WV(t, \mathbf{w}) = \int_{-\infty}^{\infty} H_r^*\left(\mathbf{w} + \frac{1}{2}\Omega\right) H_r\left(\mathbf{w} - \frac{1}{2}\Omega\right) e^{-j\Omega t} d\Omega \quad (7.16)$$

donde Ω es la variable de integración en el dominio de la frecuencia.

De las expresiones (7.15) y (7.16) se deduce que el caso de la distribución Wigner-Ville es totalmente distinto al de la distribución espectrograma ya que en este caso la señal no ha sido ventaneada, sino que la distribución tiempo - frecuencia se obtiene a partir de la señal completa considerada. Esta es la razón por la cual la distribución Wigner-Ville ofrece una resolución óptima conjunta en tiempo y en frecuencia.

Aplicando la definición de la distribución Wigner-Ville, dada en la expresión (7.16), al coeficiente de reflexión en campo de la red de difracción muestreada que se representa en la Fig. 7.13, se obtiene la distribución tiempo - frecuencia de la Fig. 7.15. El esquema de presentación de esta figura es equivalente al de la Fig. 7.14, y de la comparación de ambas puede deducirse como en el caso de la distribución Wigner-Ville se ha mejorado la resolución conjunta en tiempo y en frecuencia. Sin embargo, la distribución presenta el aspecto desfavorable de la existencia de términos interferentes. Este hecho hace que se definan en la distribución tiempo - frecuencia los autotérminos que son aquellos que aparecen de forma natural a partir de la señal, y los términos cruzados que aparecen en la distribución fruto de la interferencia entre los autotérminos. En la Fig. 7.15b se indican que términos son autotérminos y que términos son cruzados.

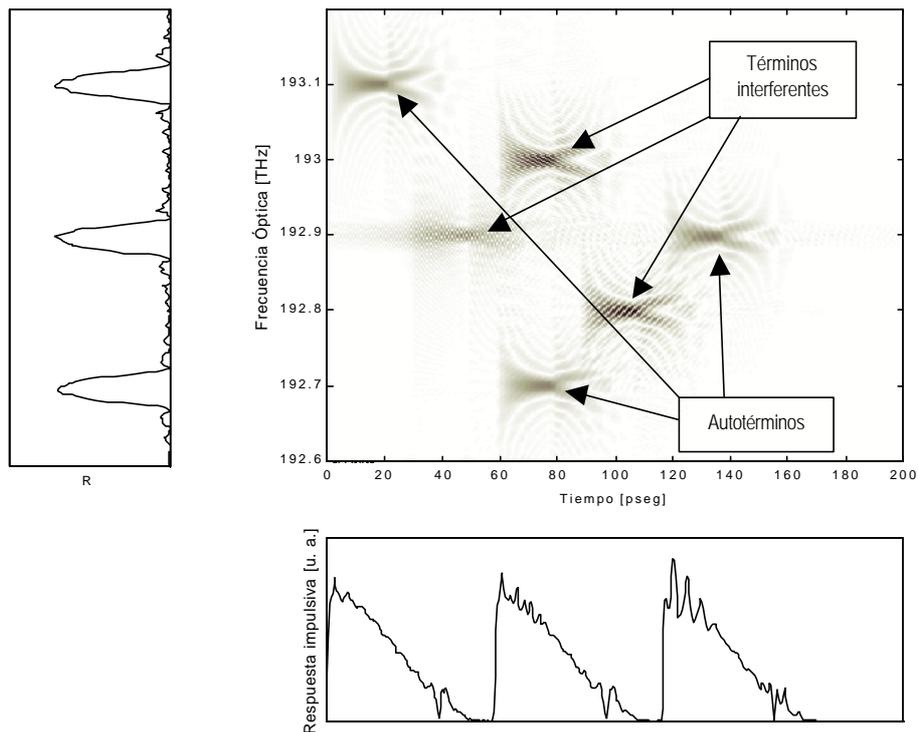


Figura 7.15. Distribución Wigner-Ville correspondiente a una FG muestreada: (a) Característica de reflectividad, (b) Distribución tiempo - frecuencia espectrograma, y, (c) Respuesta impulsiva en reflexión de la estructura.

A priori, en la distribución Wigner-Ville no podrían identificarse qué términos son cruzados y cuales son autotérminos, por lo que un buen método de trabajo será el utilizar la distribución espectrograma para la identificación de autotérminos (ya que esta

distribución no presenta términos cruzados) y utilizar la distribución Wigner-Ville para obtener una resolución óptima conjunta a la vez en tiempo y en frecuencia [MURIEL-96].

7.2.2. Aplicación a la identificación de estructuras FG y reconstrucción del periodo de red.

Como se ha indicado en el punto anterior, el análisis Tiempo - Frecuencia aplicado al coeficiente de reflexión en campo de estructuras FG ofrece una caracterización interna de la red en cuanto que proporciona los tiempos de reflexión en los cuales se acoplan las diferentes frecuencias ópticas. Este hecho puede ser utilizado para el proceso de síntesis de redes de difracción mediante la identificación de estructuras, y la reconstrucción del periodo de red a lo largo de su eje.

El algoritmo que se propone para la identificación de estructuras de red y la reconstrucción del periodo de red se compone de los siguientes pasos:

- Los datos de partida que se tomarán para el análisis Tiempo - Frecuencia son los correspondientes al coeficiente de reflexión en campo $H_r(f)$ de una estructura cualquiera. Este coeficiente puede obtenerse de forma experimental mediante la medida de la reflectividad con un analizador de espectros óptico y la medida de la característica de fase mediante montajes interferométricos.

Para mostrar el correcto funcionamiento del algoritmo, considérese el coeficiente de reflexión en campo de la estructura FG muestreada que se presentó en la Fig. 7.13.

- A continuación se aplica el análisis Tiempo - Frecuencia a dicho coeficiente de reflexión para obtener bien la distribución espectrograma (Fig. 7.14) o bien la distribución Wigner-Ville (Fig. 7.15). En el caso que nos ocupa se trabajará con la distribución espectrograma ya que no presenta términos interferentes. Como puede observarse por tanto en la Fig. 7.14, la distribución espectrograma proporciona la información de los tiempos en los que se acopla cada una de las frecuencias ópticas que resuenan en el interior de la red. Esta distribución Tiempo - Frecuencia puede considerarse como una caracterización microscópica en reflexión de la red de difracción.

- Teniendo en cuenta que el tiempo de reflexión está relacionado con la longitud de la estructura a lo largo de su eje, y que la frecuencia óptica acoplada en cada instante está relacionada con el periodo de red, pueden hacerse los siguientes cambios de variable:

- El tiempo de reflexión o tiempo de eco representa el tiempo que tarda la radiación electromagnética en recorrer el camino óptico de ida y vuelta hasta el lugar físico dentro de la red en el que se acopla. Por tanto, definiendo n_{eff} como el índice de refracción efectivo en el interior de la estructura, se deduce que la longitud del dispositivo a lo largo de su eje, z , estará relacionado con el tiempo de eco, t , mediante la expresión:

$$z = \frac{t \cdot c}{2 n_{eff}} \quad (7.17)$$

donde c representa la velocidad de la luz en el vacío.

- Por otro lado, la frecuencia óptica que se acopla en cada instante de tiempo, f , está relacionada con el periodo de la red de difracción, Λ , a través de la condición de Bragg. En consecuencia, para pasar el eje de frecuencias a eje de periodos de red se realiza el siguiente cambio de variable:

$$\Lambda = \frac{c}{2 n_{eff} f} \quad (7.18)$$

De esta forma, aplicando los cambios de variable dados por las expresiones (7.17) y (7.18) a la distribución tiempo - frecuencia de la Fig. 7.14, se obtiene el diagrama de la Fig. 7.16, el cual representa el periodo de red de la estructura a lo largo del eje de la misma. Este diagrama es el que se utilizará para la identificación de estructuras FG y para la reconstrucción del periodo de red a partir de los datos del coeficiente de reflexión en campo.

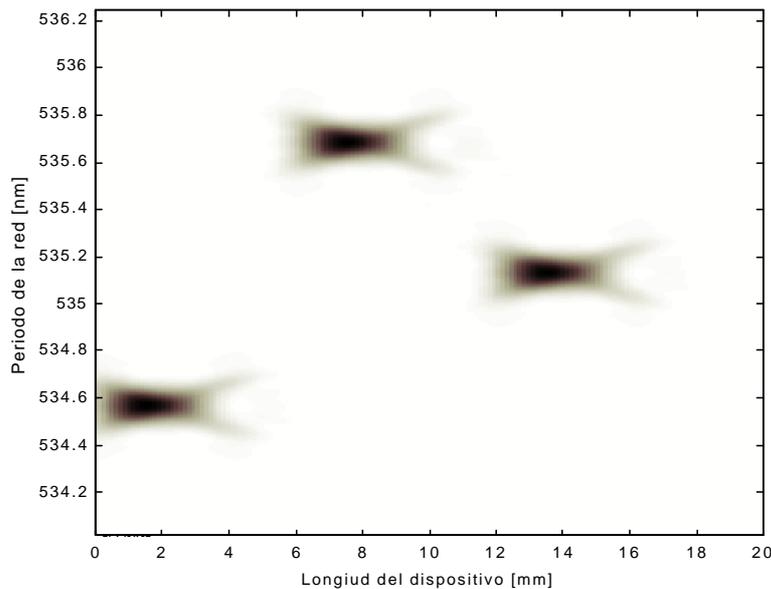


Figura 7.16. Diagrama bidimensional que representa la variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra.

De la Fig. 7.16 se desprende que la estructura de red de difracción que proporciona el coeficiente de reflexión considerado se compone de tres redes uniformes independientes, de longitudes en torno a los 4mm y separadas unos 2mm entre sí. Los periodos de red reconstruidos coinciden con los que se especificaron en el diseño, siendo iguales a 534.56nm para la primera red, 535.67nm para la segunda e igual a 513.12nm para la tercera. Esta estructura de red de difracción ha sido propuesta [CHEN-97.1] para descomponer a la vez, en frecuencia y en tiempo, un pulso ultracorto de espectro amplio. Como puede verse, es el análisis Tiempo - Frecuencia quien mejor proporciona la información de cómo funciona el dispositivo. Además se ha demostrado como simplemente a partir de los datos del coeficiente de reflexión en campo puede obtenerse información sobre la estructura de red y sobre la variación del periodo de red a lo largo de su eje. Por tanto, el algoritmo presentado podrá ser utilizado tanto en ingeniería inversa como en la síntesis de estructuras FG para obtener características de filtrado específicas.

• Resultados numéricos y discusión

A continuación se aplica el algoritmo propuesto a dos coeficientes de reflexión en campo de dos estructuras complejas basadas en redes de difracción en fibra. Estos coeficientes de reflexión han sido obtenidos mediante el modelo general propuesto para

la caracterización de redes. El primero de ellos corresponde a un resonador Fabry-Perot en fibra cuyos espejos han sido realizados mediante redes de difracción; y el segundo corresponde a una red de difracción Moiré.

A.- Resonador Fabry-Perot en fibra basado en redes de difracción

El objetivo de este resonador Fabry-Perot en fibra [SHI-94],[TOWN-95] es conseguir un coeficiente de reflexión en campo que proporcione una serie de bandas en transmisión. Conocido este coeficiente de reflexión, que se representa en la Fig. 7.17, se utilizará el algoritmo propuesto anteriormente para la identificación de la estructura y la reconstrucción del periodo de red.

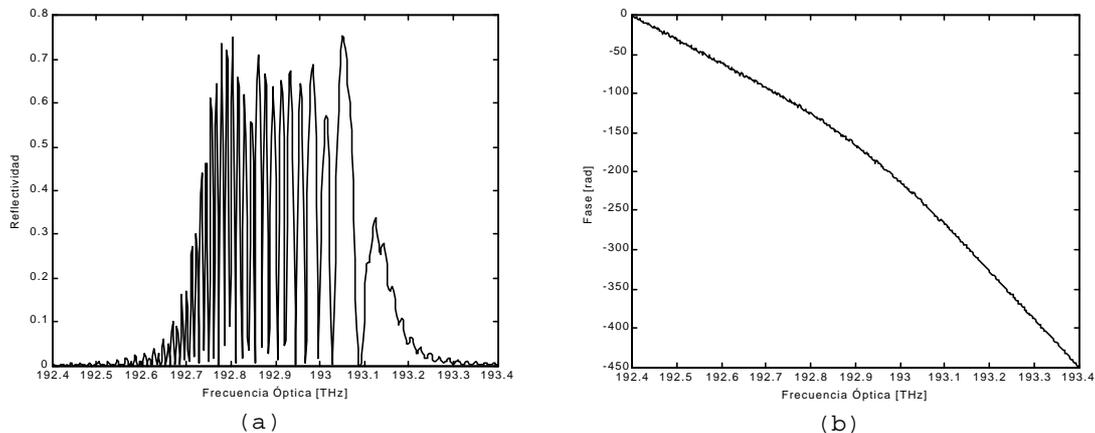


Figura 7.17. Coeficiente de reflexión en campo correspondiente al resonador Fabry-Perot en fibra basado en redes de difracción. (a) Característica de reflectividad, y (b) Característica de fase.

Aplicando el análisis Tiempo - Frecuencia a este coeficiente de reflexión en campo se obtiene la distribución espectrograma que se representa en la Fig. 7.18. Para su cálculo se ha utilizado una ventana gaussiana con anchura espectral igual a 70GHz. Puede observarse como entre los tiempos 50psec y 100psec se reflejan las frecuencias ópticas que van desde 192.72GHz a 193.16GHz, mientras que entre los tiempos 100psec y 150psec se acoplan las mismas frecuencias, pero ahora desde a 193.16GHz a 192.72GHz. El hecho de que las mismas frecuencias se acoplen en dos tiempos de reflexión es lo que da lugar al efecto Fabry-Perot. Las bandas de paso en transmisión se producen cuando hay interferencia destructiva entre las dos reflexiones y dependerá, como es conocido, de la diferencia de tiempos en los que se acoplan la misma frecuencia. De esta forma, cuanto menor es esta

diferencia de tiempos, más espaciadas estarán las bandas de paso y viceversa (Fig. 7.17a).

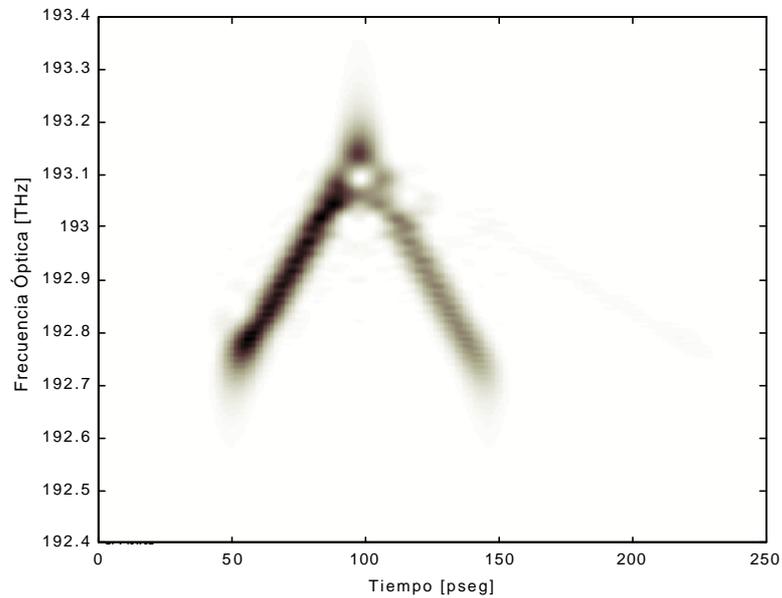


Figura 7.18. Distribución espectrograma correspondiente al coeficiente de reflexión del resonador Fabry-Perot en fibra basado en redes de difracción.

Finalmente, a la distribución espectrograma de la Fig. 7.18 se aplican los cambios de variable de las expresiones (7.17) y (7.18) y se obtiene el diagrama bidimensional de la Fig 7.19 que representa la variación del periodo de red a lo largo del eje de la estructura. Se ha considerado un índice de refracción efectivo de la estructura igual a 1.4522.

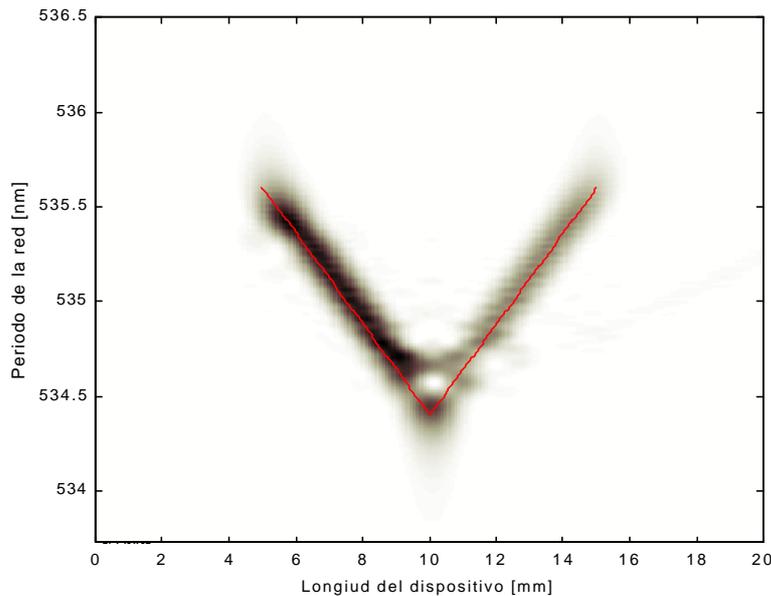


Figura 7.19. Diagrama bidimensional que representa la variación del periodo de red a lo largo de la estructura para el resonador Fabry-Perot en fibra basado en redes de difracción. En línea continua se representa la variación del periodo original de la estructura.

De la Fig. 7.19 se deduce que la estructura de la red de difracción está compuesta por dos redes concatenadas linealmente chirpeadas con pendientes opuestas, de longitudes $L=5\text{mm}$. El periodo de la primera de ellas aproximadamente varía linealmente entre 535.6nm y 534.4nm , mientras que la segunda de ellas lo hace desde 534.4nm y 535.6nm . Para ver la bondad del método propuesto, en la Fig. 7.19 se han superpuesto la variación original de periodos de red a lo largo de la estructura de la fibra. Como puede observarse la concordancia entre los resultados del periodo reconstruido y los del periodo original es muy buena.

Por tanto se ha conseguido identificar la estructura de red de difracción que proporciona el coeficiente de reflexión en campo de partida, y se ha logrado hacer una reconstrucción del periodo de red a lo largo del eje de la fibra.

B.- Red de difracción Moiré

El segundo caso que se considera es el coeficiente de reflexión en campo correspondiente a una red de difracción Moiré que ha sido diseñada para proporcionar una banda de paso en transmisión situada entre dos bandas eliminadas [ZHANG-95]. El coeficiente de reflexión en campo de partida se representa en la Fig. 7.20. Como puede observarse

en la característica de reflectividad (Fig. 7.20a) la estructura de red de difracción proporciona una banda de paso de anchura espectral igual a 100GHz situada entre dos bandas eliminadas de anchura 550GHz.

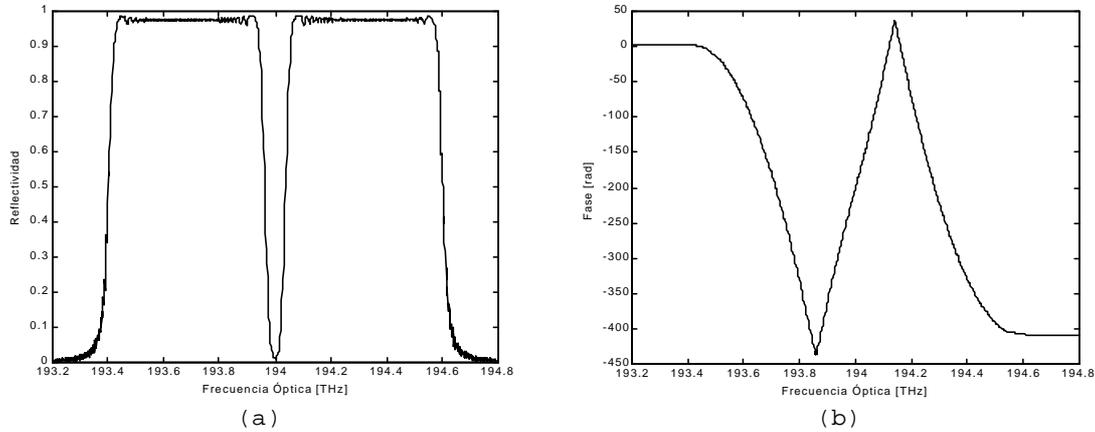


Figura 7.20. Coeficiente de reflexión en campo correspondiente a la red de difracción Moiré. (a) Característica de reflectividad, y (b) Característica de fase.

Aplicando en primer lugar el análisis Tiempo - Frecuencia al coeficiente de reflexión en campo para obtener la distribución espectrograma (utilizando una ventana gaussiana de anchura espectral igual a 25GHz) y haciendo a continuación los cambios de variable dados por las expresiones (7.17) y (7.18) se obtiene el diagrama bidimensional de la variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra que se representa en la Fig. 7.21. El índice de refracción efectivo que se ha tomado es igual a 1.4527.

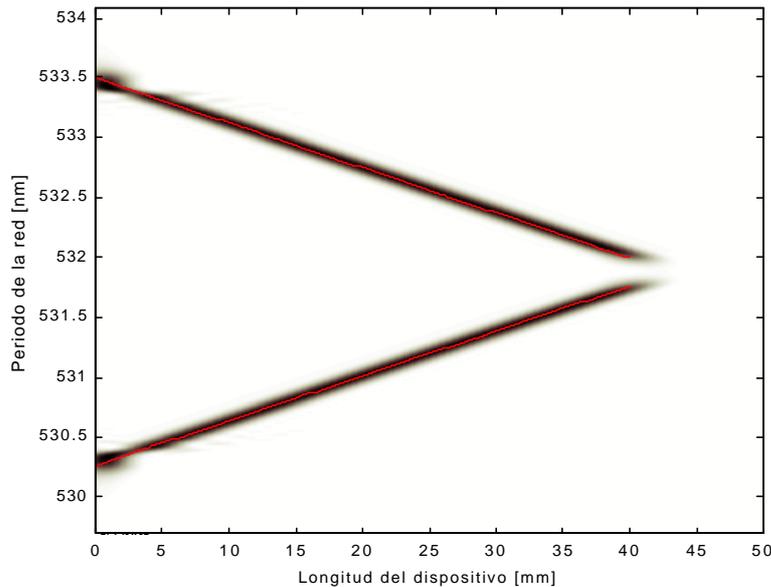


Figura 7.21. Diagrama bidimensional que representa la variación del periodo de red a lo largo de la estructura de red de difracción Moiré. En línea continua se representa la variación del periodo original de la estructura.

De la Fig. 7.21 se desprende que la estructura de red de difracción que da lugar al coeficiente de reflexión considerado consiste en una red de difracción Moiré compuesta por dos perturbaciones de índice de refracción superpuestas, ya que como muestra la figura para una misma posición en el interior de la red, la estructura presenta dos periodos diferentes. Las dos perturbaciones superpuestas corresponden a dos redes de difracción linealmente chirpeadas de longitud igual a 40mm y de pendientes opuestas. Una de ellas presenta periodos de red variando linealmente entre 533.5nm y 532nm, mientras que la otra presenta periodos que varían entre 530.25nm y 531.75nm. Se observa que hay una franja de periodos que no incluye la red de difracción, que van desde 531.75nm a 532nm, los cuales son los responsables de la banda de paso en transmisión. En la Fig. 7.21 se ha superpuesto en línea continua la variación del periodo de red original para poder comprobar la validez del método propuesto. Como puede observarse prácticamente los resultados del periodo reconstruido y los del periodo original son indistinguibles.

En consecuencia, se ha demostrado que el algoritmo para la identificación de estructuras y reconstrucción del periodo de red funciona correctamente con estructuras de red más complicadas como son las redes de difracción Moiré. Este algoritmo puede ser igualmente aplicado a la síntesis de redes de difracción en fibra para obtener la

estructura de red necesaria que proporcione unas características de filtrado espectral específicas.

7.3. SÍNTESIS Y DISEÑO DE REDES DE DIFRACCIÓN EN FIBRA

Una vez que se ha conseguido caracterizar cualquier tipo de red de difracción a partir de su perturbación del índice de refracción del núcleo, el siguiente paso es realizar el proceso inverso o proceso de síntesis y diseño de redes de difracción en fibra, por el cual, dadas unas especificaciones de filtrado mediante el coeficiente de reflexión en campo, ha de conseguirse la perturbación del índice de refracción del núcleo que proporciona dichas especificaciones de filtrado. Por tanto, el objetivo que se persigue es dadas unas especificaciones de coeficiente de reflexión en campo $H_{r,esp}(f)$, obtener la perturbación del índice de refracción del núcleo $n_{sint}(z)$ que proporciona dicha característica macroscópica.

Hasta ahora, en el proceso de síntesis y diseño de redes de difracción en fibra se han seguido dos líneas de trabajo:

- La primera está basada en la aproximación de Fourier que relaciona la perturbación del índice de refracción del núcleo con el coeficiente de reflexión en campo de la estructura mediante la transformada de Fourier [DELANO-67],[DOBROWO-78]. Winick y Roman utilizaron esta técnica para el diseño de filtros ópticos con guías de ondas periódicas [WINICK-90]. Este método es sencillo de implementar, pero presenta como principal desventaja que es aproximado y solamente presenta buenos resultados para filtros con reflectividades bajas. Para solventar este problema se han propuesto diversas funciones de aproximación que permiten utilizar esta técnica también con reflectividades altas.
- La segunda línea de trabajo está basada en la solución de las ecuaciones integrales acopladas de Gel'Fand-Levitan-Marchenko que aparecen en mecánica cuántica. Song y Shin resolvieron de forma exacta estas integrales pero con la restricción de que los coeficientes de reflexión en campo pudieran ser expresados de forma racional [SONG-85]. Esta restricción fue solventada por Peral, Capmany y Martí mediante una solución iterativa de las ecuaciones integrales de Gel'Fand-Levitan-Marchenko [PERAL-97]. Los resultados proporcionados por este método han sido utilizados de forma exitosa para fabricar redes de difracción con una característica de filtrado que se aproxime al filtro cuadrado ideal [SKAAR-98.2].

El método de síntesis que aquí se desarrolla es una extensión natural de la técnica de la aproximación de Fourier desarrollada por Winick y Roman para la síntesis de filtros ópticos, pero presenta una serie de novedades. En primer lugar, la discretización de la perturbación de la red se hace con un periodo de muestreo mucho menor que el periodo de la red, lo cual permite obtener como resultado una estructura multicapa que engloba a la vez todos los parámetros físicos de la red así como no uniformidades debidas a funciones de apodizado y funciones de chirp. Como consecuencia de este muestreo, el método de síntesis trabaja directamente sobre los datos de la perturbación del índice de refracción y no con parámetros normalizados como la constante de acoplo. Finalmente, se introduce el análisis Tiempo - Frecuencia, y en este caso su variante en el espacio, análisis Espacio - Frecuencia espacial, para obtener los datos del periodo de red a partir de la estructura multicapa sintetizada de índice de refracción del núcleo.

7.3.1. Algoritmo para síntesis y diseño de redes de difracción en fibra.

El algoritmo general que se presenta para la síntesis y diseño de redes de difracción en fibra está basado en las herramientas de análisis de señal que se han descrito anteriormente. La aproximación de Fourier será utilizada para obtener la perturbación del índice de refracción del núcleo a partir de las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo, mientras que una variante del análisis tiempo - frecuencia (análisis Espacio - Frecuencia espacial) será utilizado para la obtención del periodo de red a partir de la estructura multicapa sintetizada. El esquema de bloques del algoritmo de síntesis y diseño para redes de difracción en fibra se muestra en la Fig. 7.22.

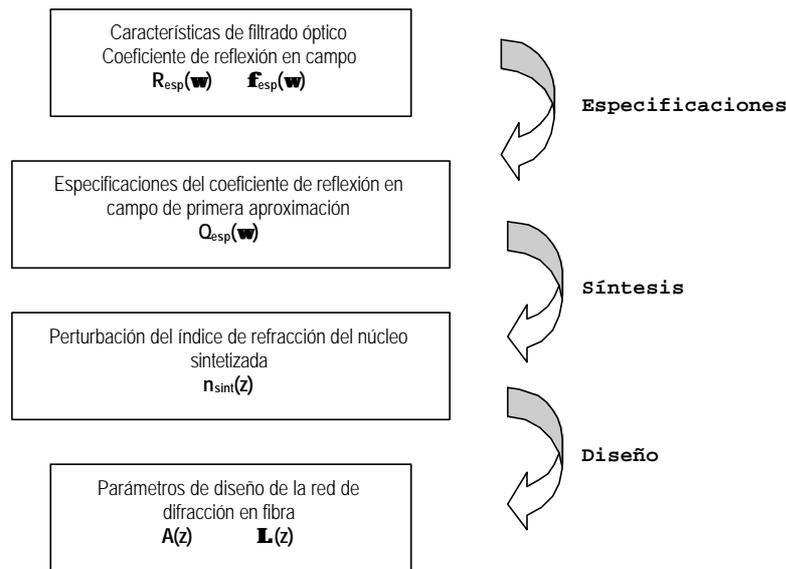


Figura 7.22. Esquema de bloques del algoritmo para síntesis y diseño de redes de difracción en fibra.

7.3.1.1.- Especificaciones

Se denota como etapa de especificaciones a aquella donde se fijan las características de filtrado deseadas. Éstas vendrán dadas por el coeficiente de reflexión en campo $H_{r,esp}(\omega)$ y deberán de ser traducidas al coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q_{esp}(\omega)$. Esta etapa de especificaciones dependerá de las restricciones que se quieran imponer al diseño de red de difracción y podrá ser llevada a cabo de formas diferentes:

A.- Especificaciones de reflectividad y característica de fase mínima.

Dadas unas especificaciones de reflectividad $R_{esp}(\omega)$, como característica de filtrado óptico, se calcula la característica de fase mínima $\phi_{min}(\omega)$ mediante el algoritmo de reconstrucción descrito en el Capítulo 6. El coeficiente de reflexión en campo que se toma como especificaciones se obtiene por tanto como:

$$H_{r,esp}(\omega) = \sqrt{R_{esp}(\omega)} e^{j\phi_{min}(\omega)} \quad (7.19)$$

A continuación se pasan estas especificaciones al coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q_{esp}(\omega)$ para lo cual se aplican a la característica de reflectividad especificada las funciones de aproximación listadas en la Tabla 7.1, obteniéndose el

módulo del coeficiente de reflexión en campo $|Q_{\text{esp}}(\omega)|$. El coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación se obtiene por tanto como:

$$Q_{\text{esp}}(\mathbf{w}) = |Q_{\text{esp}}(\mathbf{w})| e^{jf_{\text{min}}(\mathbf{w})} \quad (7.24)$$

B.- Especificaciones de reflectividad y respuesta impulsiva en primera aproximación causal y estable.

Partiendo de unas características de reflectividad $R_{\text{esp}}(\omega)$ dadas se calcula el módulo del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $|Q_{\text{esp}}(\omega)|$ mediante la aplicación de las funciones de aproximación listadas en la Tabla 7.1. A partir de $|Q_{\text{esp}}(\omega)|$ se toma la transformada de Fourier inversa para calcular la respuesta impulsiva en primera reflexión, la cual se desplaza y se trunca para hacerla causal y estable. Haciendo la transformada de Fourier a la respuesta impulsiva causal y estable se obtiene las especificaciones en módulo y fase del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q_{\text{esp}}(\omega)$.

C.- Especificaciones de fase y respuesta impulsiva en primera aproximación causal y estable.

En el caso que las especificaciones vengan dadas por la característica de fase $\phi_{\text{esp}}(\omega)$, es necesario especificar unas características de reflectividad, $R_{\text{esp}}(\omega)$, para determinar el ancho de banda acoplado en reflexión. En general, las características de reflectividad junto con la característica de fase no tienen porque dar lugar a un dispositivo causal y estable, por lo que se utilizará la respuesta impulsiva en primera reflexión para conseguirlo.

Las especificaciones del módulo del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación se obtienen a partir de las especificaciones de reflectividad mediante las funciones de aproximación listadas en la Tabla 7.1. Este módulo junto con la característica de fase da lugar a una respuesta impulsiva en primera reflexión que se hace causal y estable mediante un desplazamiento y un truncado de la misma. Volviendo a tomar la transformada de Fourier de ésta se consiguen ya las especificaciones en módulo y fase del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q_{\text{esp}}(\omega)$.

7.3.1.2.- Síntesis

En la etapa de síntesis se obtiene la perturbación del índice de refracción del núcleo $n_{\text{sint}}(z)$ a partir de las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q_{\text{esp}}(\omega)$. Este paso se lleva a cabo mediante el algoritmo descrito en el apartado 7.1.2 basado en la aproximación de Fourier.

Esta etapa está basada en las expresiones (7.10), (7.11) y (7.12). Los resultados que se obtienen de la estructura multicapa correspondiente a la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra proporciona directamente los datos de diseño de la red de difracción como son su longitud y la modulación máxima del índice de refracción inducido. Sin embargo, los datos de diseño referentes a la función de apodizado y al periodo de red quedan encubiertos debido al gran número de capas, lo cual hace necesario otra etapa adicional para obtenerlos.

Es importante destacar que esta perturbación de índice de refracción sintetizada ya puede ser tratada mediante el modelo general propuesto para la caracterización de redes de difracción en fibra.

7.3.1.3.- Diseño

La etapa de diseño consistirá en obtener los parámetros físicos de la red de difracción tales como la función de apodizado $A(z)$ y la variación del periodo de red $\Lambda(z)$ a partir de la estructura multicapa sintetizada $n_{\text{sint}}(z)$. La función de apodizado se obtiene fácilmente mediante la señal analítica de la estructura multicapa sintetizada pero el periodo de red queda encubierto por el gran número de capas que contiene la estructura multicapa, ya que el periodo de muestreo es mucho menor que el periodo de red. La solución que se ha adoptado es utilizar el equivalente del análisis Tiempo - Frecuencia en el espacio, es decir, el análisis Espacio - Frecuencia espacial. De esta forma, se aplicará a la estructura multicapa el análisis Espacio - Frecuencia espacial para obtener la variación del periodo de red de la estructura sintetizada.

7.3.2. Ejemplos

Para analizar el comportamiento del algoritmo de síntesis y diseño de redes de difracción, y comprobar la precisión del mismo, se

tratan tres casos de diseño típicos: el filtro óptico en rampa lineal, el filtro cuadrado ideal sin dispersión, y el filtro óptico con retardo de grupo lineal en función de la frecuencia.

7.3.2.1.- Filtro óptico en rampa lineal

El primer diseño de red de difracción en fibra que se analiza es el correspondiente a un filtro óptico con unas especificaciones en su característica de reflectividad de rampa lineal. Dadas estas especificaciones de reflectividad (Fig. 7.23a) se obtiene la característica de fase y las especificaciones de $Q_{\text{esp}}(\omega)$ tal y como se ha indicado en el apartado A de "Especificaciones de reflectividad y característica de fase mínima". En la Fig. 7.23 se representan las especificaciones de filtrado, tanto para el coeficiente de reflexión en campo como para el coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación.

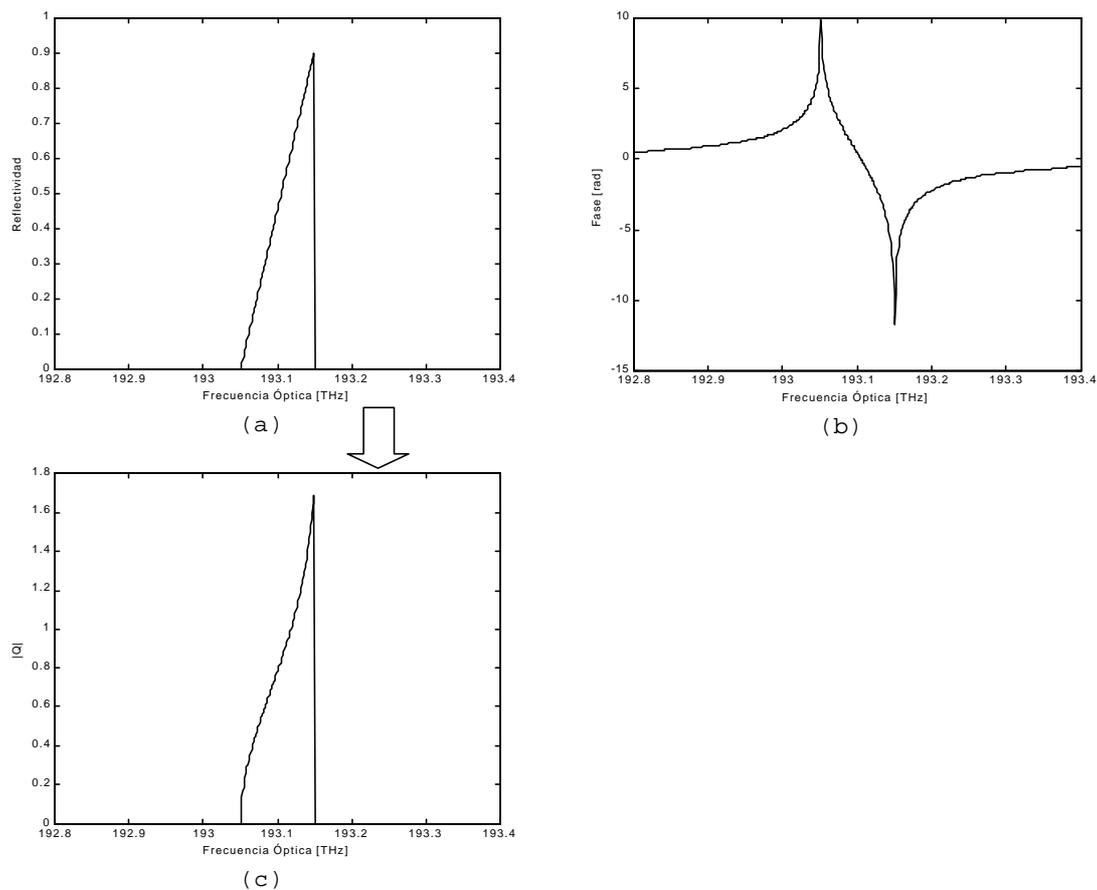


Figura 7.23. Especificaciones del coeficiente de reflexión en campo $H_{r,\text{esp}}(\omega)$ y coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $Q_{\text{esp}}(\omega)$ para el filtro óptico en rampa lineal. (a) Característica de reflectividad especificada, (b) Fase mínima reconstruida, y (c) Módulo del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación.

Aplicando el algoritmo de síntesis se obtiene la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra que se muestra en la Fig. 7.24a y de la cual se extraen los parámetros de diseño de la red. La red de difracción correspondiente a la perturbación sintetizada deberá tener una longitud $L=43.8\text{mm}$, un índice de refracción medio igual a 1.452 y una modulación máxima del índice de refracción inducido igual a 3.17×10^{-4} . La función de apodizado normalizada se representa en la Fig. 7.24b, mientras que la variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra se representa en la Fig. 7.24c y ha sido obtenido mediante el análisis Espacio - Frecuencia espacial.

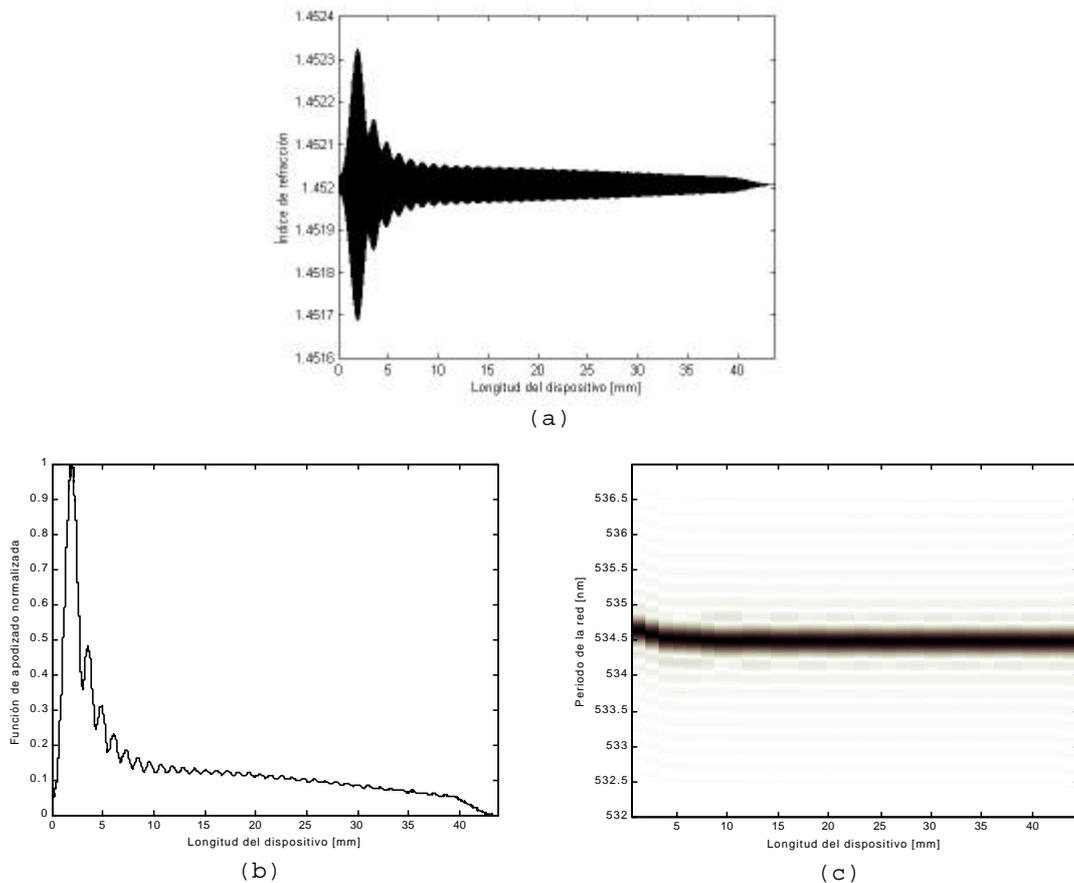


Figura 7.24. Red de difracción sintetizada y parámetros de diseño para el filtro óptico en rampa lineal. (a) Perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra, (b) Función de apodizado, y (c) Variación del periodo de red a lo largo de la estructura.

Para comprobar la bondad del método de síntesis y diseño de redes de difracción se caracteriza la red de difracción sintetizada mediante el modelo general propuesto para redes, calculando el coeficiente de reflexión en campo $H_{r,sint}(\omega)$. Este coeficiente se compara con el coeficiente de reflexión en campo especificado,

$H_{r,esp}(\omega)$, y los resultados se muestran en la Fig. 7.35. En la Fig. 7.35a se representan las características de reflectividad sintetizada (línea continua) y especificada (línea discontinua), mientras que en la Fig. 7.35b se representan de forma análoga las características de retardo de grupo. Como puede verse la similitud entre los datos especificados y los resultados sintetizados es muy alta.

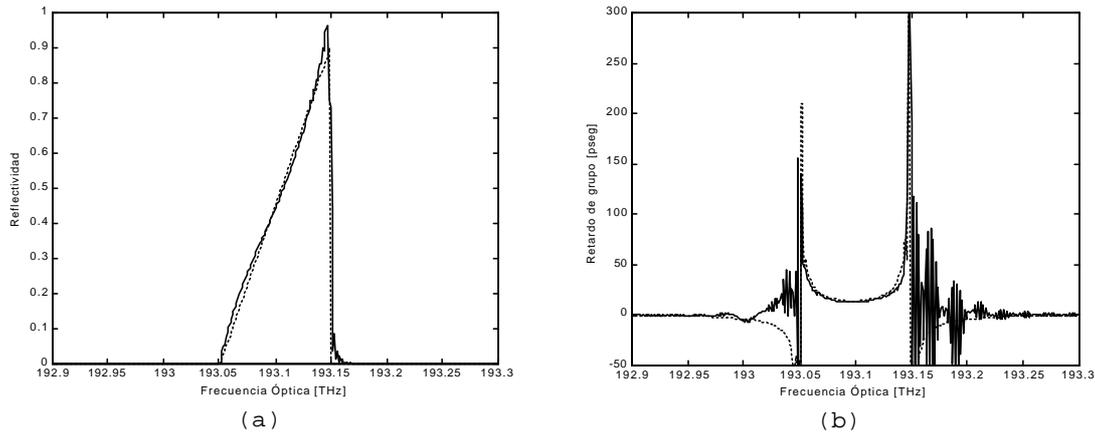


Figura 7.25. Comparativa entre los coeficientes de reflexión en campo sintetizado (línea discontinua) y especificado (línea discontinua) para el filtro óptico en rampa lineal. (a) Característica de reflectividad, y (b) Característica de retardo de grupo

7.3.2.2.- Filtro rectangular ideal sin dispersión

El segundo caso de diseño de red de difracción que se sintetiza es el de un filtro rectangular ideal sin dispersión. El proceso de especificaciones del coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación en este caso es mas elaborado ya que mediante las especificaciones de reflectividad y fase mínima reconstruida no se consigue una característica de filtrado sin dispersión. El proceso de especificaciones está basado en el hecho conocido que el lóbulo principal de la característica de filtrado espectral de una red de difracción uniforme de acoplo muy fuerte tiene una forma cuasirectangular que se aproxima a la forma del filtro ideal. El problema de esta característica de filtrado viene impuesta por los altos lóbulos secundarios. Por tanto, para sintetizar una estructura con característica de filtrado rectangular ha de partirse del módulo del coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación, en el cual se ha reducido la influencia de los lóbulos secundarios mediante ponderación. En la Fig. 7.26 se esquematiza la secuencia seguida para conseguir las especificaciones del módulo del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación a partir de las correspondientes a una red de difracción uniforme de acoplo fuerte.

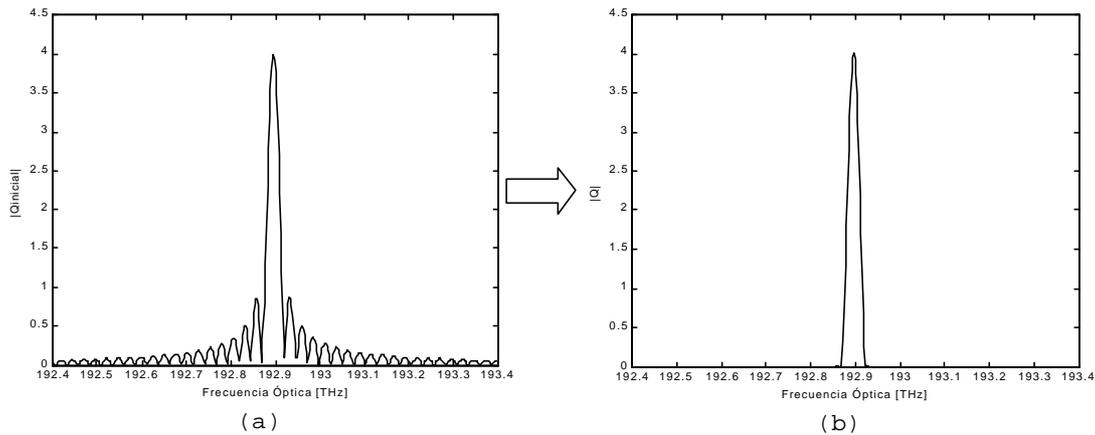


Figura 7.26. Obtención de las especificaciones del módulo del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación $|Q_{\text{esp}}(\omega)|$ para el filtro óptico rectangular ideal sin dispersión.

Para conseguir la característica de fase del coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación se utiliza el método de "especificaciones en reflectividad y respuesta impulsiva en primera reflexión causal y estable". Tomando la transformada de Fourier inversa de $|Q_{\text{esp}}(\omega)|$ se obtiene la respuesta impulsiva en primera reflexión que se hace causal y estable mediante un desplazamiento en el tiempo y truncando su longitud. Tomando de nuevo la transformada de Fourier de la respuesta impulsiva en primera reflexión así conseguida (causal y estable) se obtiene el coeficiente de reflexión en campo de primera aproximación especificado $Q_{\text{esp}}(\omega)$.

Aplicando el algoritmo de síntesis se obtiene la perturbación del índice de refracción del núcleo que se representa en la Fig. 7.27a. Puede observarse como la forma de la envolvente de la perturbación tiende a ser una función sinc. Los parámetros de diseño de la red de difracción correspondiente a esta estructura sintetizada son: longitud del dispositivo $L=22.4\text{mm}$, índice de refracción medio de la estructura igual a 1.452 y modulación máxima del índice de refracción inducido igual a 5.83×10^{-4} . La función de apodizado normalizada se representa en la Fig. 7.27b y la función de chirp o periodo de red se representa en la Fig. 7.27c.

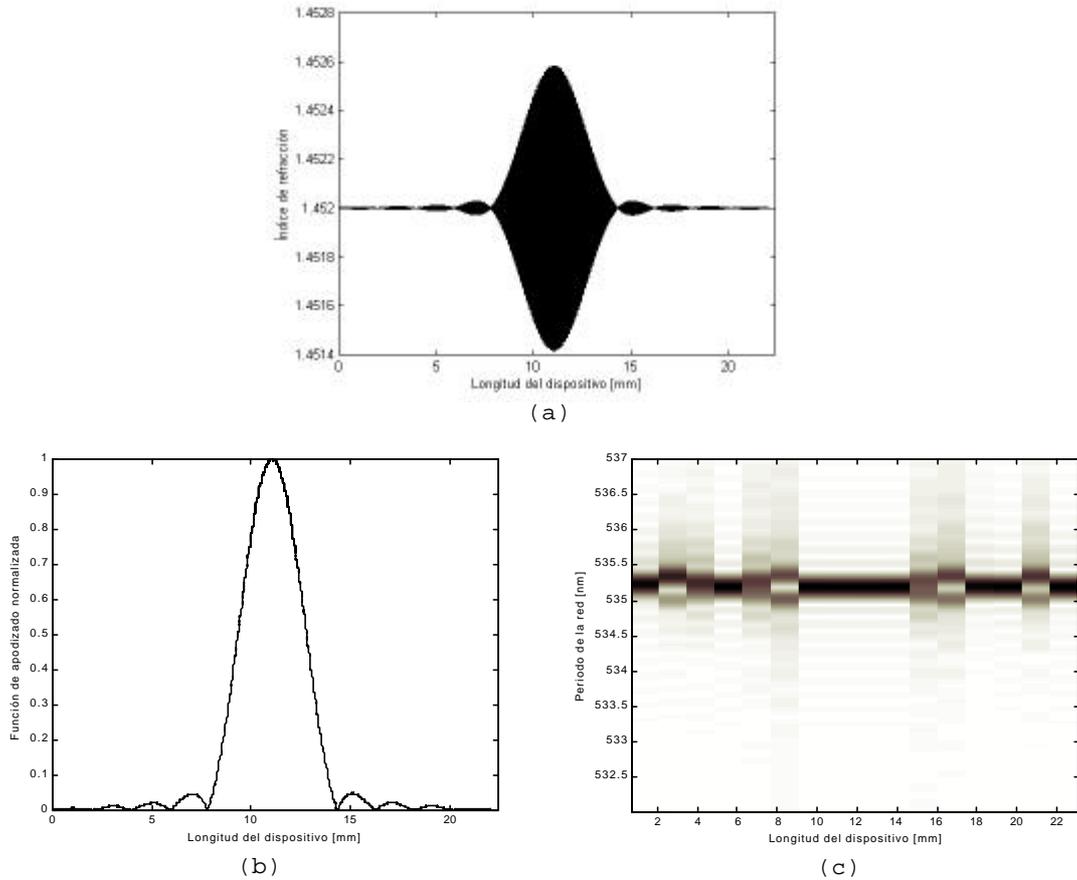


Figura 7.27. Red de difracción sintetizada y parámetros de diseño para el filtro óptico rectangular ideal sin dispersión. (a) Perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra, (b) Función de apodizado, y (c) Variación del periodo de red a lo largo de la estructura.

Finalmente para analizar el comportamiento de la estructura sintetizada se calcula el coeficiente de reflexión en campo mediante el modelo general propuesto para la caracterización de redes de difracción en fibra. Este se muestra en la Fig. 7.28. Se observa como la característica de reflectividad (Fig. 7.28a) es prácticamente rectangular, y la característica de retardo de grupo en función de la frecuencia es prácticamente plana (Fig. 7.28b) por lo que el filtro óptico presenta unas características dispersivas muy óptimas.

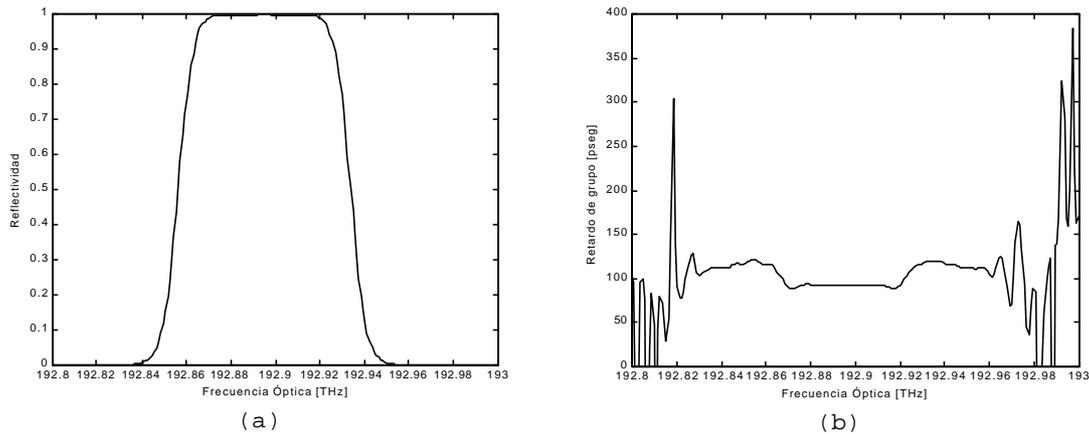


Figura 7.28. Coeficiente de reflexión en campo sintetizado para el filtro óptico rectangular sin dispersión. (a) Característica de reflectividad, y (b) Característica de retardo de grupo

7.3.2.3.- Filtro óptico con característica de retardo de grupo lineal

El último caso de diseño de red de difracción en fibra a analizar es el de un filtro óptico con unas especificaciones de fase que se corresponden con un retardo de grupo lineal en función de la frecuencia dentro de un ancho de banda igual a 100GHz. Las especificaciones del filtro se detallan gráficamente en la Fig. 7.29. En la Fig. 7.29a se representan la característica de reflectividad, y en la Fig. 7.29b la característica de retardo de grupo.

Las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación se obtienen siguiendo las indicaciones del apartado C de "Especificaciones de fase y respuesta impulsiva en primera aproximación causal y estable". De esta forma, en la Fig. 7.29c se representa el módulo del coeficiente de reflexión en campo especificado.

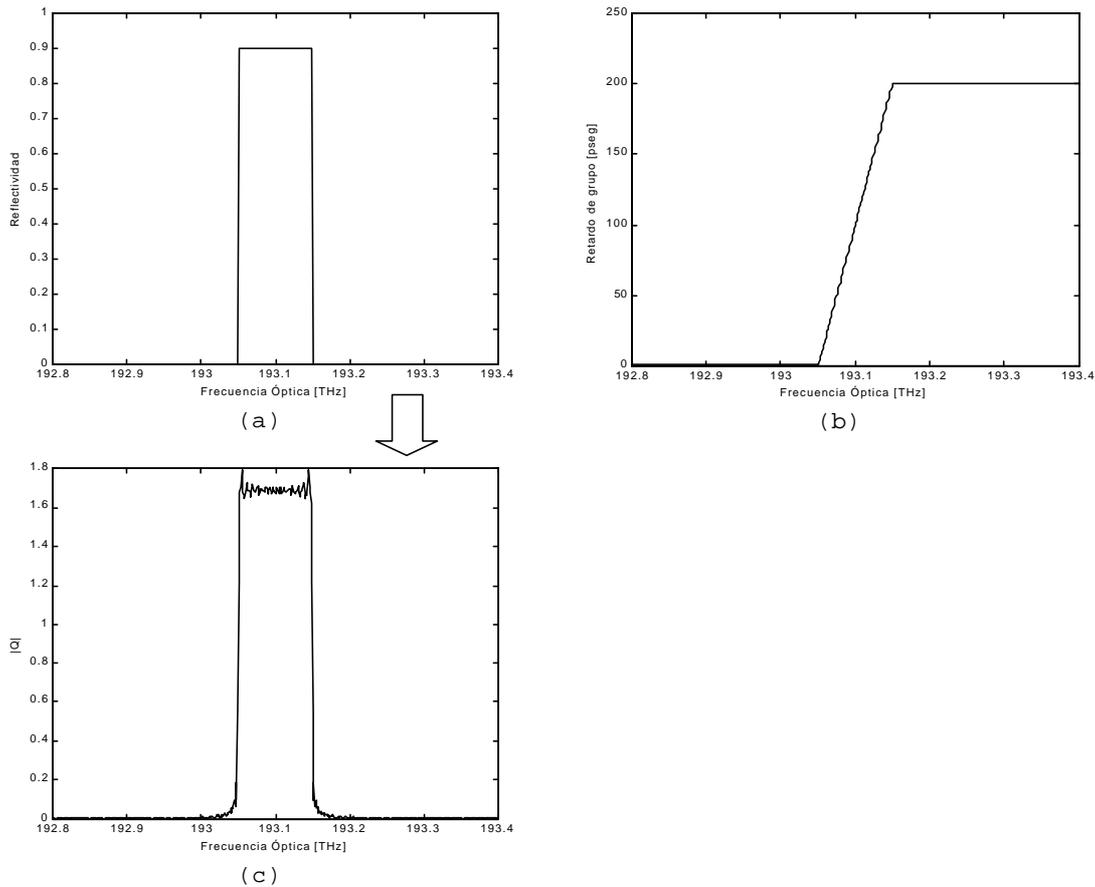


Figura 7.29. Especificaciones del coeficiente de reflexión en campo $H_{r,esp}(\omega)$ y coeficiente de reflexión en primera aproximación $Q_{esp}(\omega)$ para el filtro óptico compensador de la dispersión. (a) Característica de reflectividad especificada, (b) Fase mínima reconstruida, (c) Característica de retardo de grupo lineal en función de la frecuencia óptica, y (d) Módulo del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación.

Aplicando el algoritmo de síntesis se obtiene la perturbación del índice de refracción sintetizada que se muestra en la Fig. 7.30a. De esta perturbación se deduce que el diseño de la red de difracción deberá presentar una longitud igual a 43mm, un índice de refracción medio de la estructura igual a 1.452 y una modulación máxima del índice de refracción inducido igual a 2.17×10^{-4} . Las funciones de apodizado y de variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra se representan en las Fig. 7.30b y 7.30c, respectivamente. En la Fig. 7.30c puede observarse la variación lineal esperada del periodo de red a lo largo del eje de la fibra.

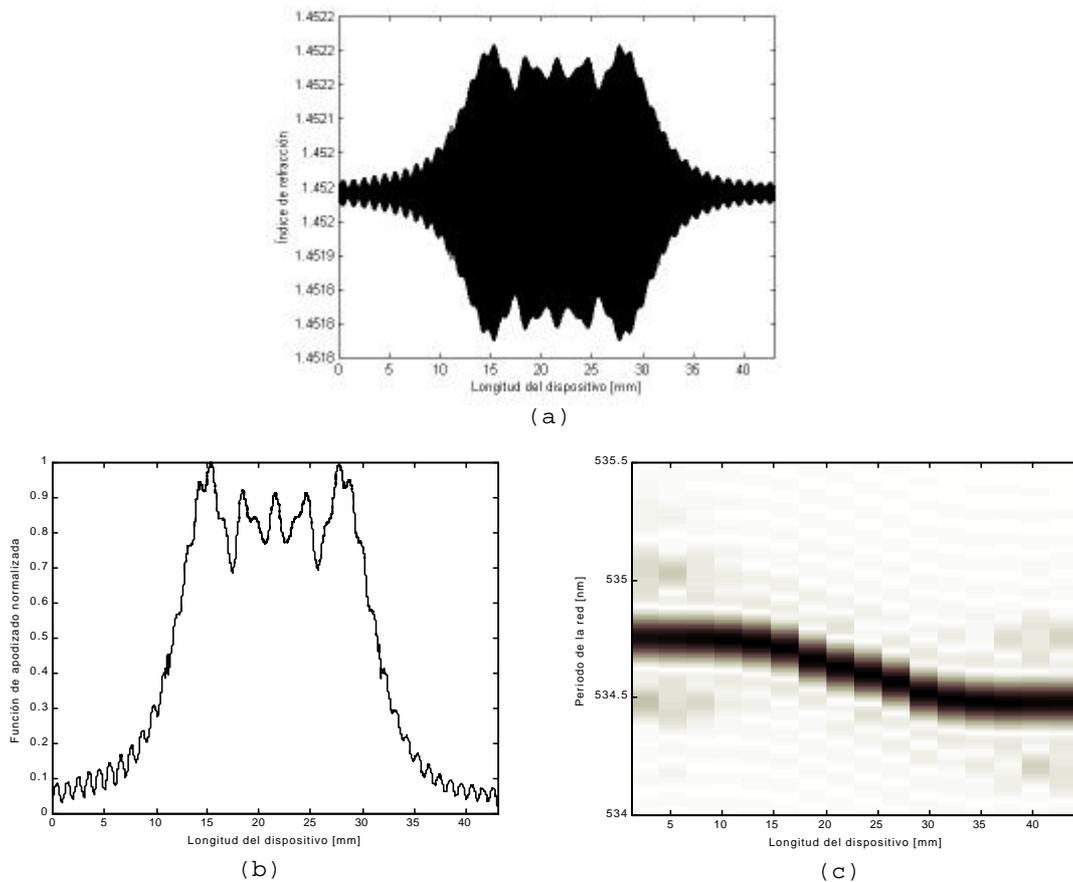


Figura 7.30. Red de difracción sintetizada y parámetros de diseño para el filtro óptico compensador de la dispersión. (a) Perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra, (b) Función de apodizado, y (c) Variación del periodo de red a lo largo de la estructura.

Finalmente, para comprobar la bondad del diseño se calcula el coeficiente de reflexión exacto de la perturbación sintetizada, y se compara con el coeficiente de reflexión especificado. Los resultados se representan en la Fig. 7.31. Como puede verse en la Fig. 7.31a la similitud entre los datos de reflectividad especificados y los resultados sintetizados es alta. Por el contrario, en la Fig. 7.31b puede observarse un salto entre las características de retardo de grupo especificada y sintetizada. Este salto es debido al desplazamiento que se ha realizado en la respuesta impulsiva de primera reflexión para conseguir las especificaciones del coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación.

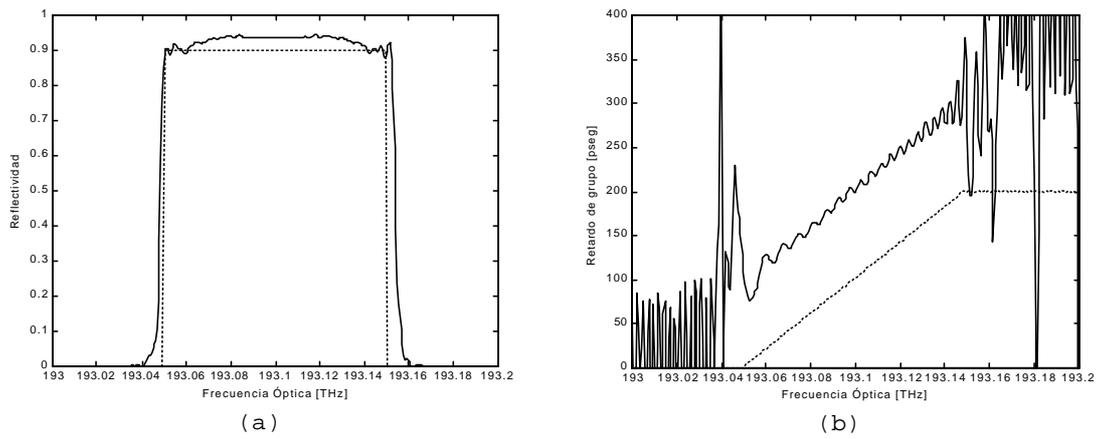


Figura 7.31. Comparativa entre los coeficientes de reflexión en campo sintetizado (línea continua) y especificado (línea discontinua) para el filtro óptico compensador de la dispersión. (a) Característica de reflectividad, y (b) Característica de retardo de grupo

Capítulo 8

Aplicación de las Redes de Difracción en fibra en Comunicaciones Ópticas

Los estudios realizados en la caracterización de redes de difracción en fibra han desembocado en la propuesta y diseño de nuevos dispositivos fotónicos basados en redes de difracción para su aplicación en comunicaciones ópticas. Estos nuevos dispositivos pretenden aportar soluciones a problemas actuales que surgen en los sistemas de comunicaciones con multiplexación en longitud de onda (Wavelength Division Multiplexing - WDM).

En este sentido se proponen dos nuevos dispositivos fotónicos basados en redes de difracción en fibra para el filtrado óptico en sistemas de comunicaciones ópticas con WDM. El primero de ellos constituye un selector de canal sintonizable que opera en modo transmisión y que puede ser de gran utilidad en las futuras redes ópticas conmutadas por longitud de onda. El diseño de este dispositivo se basa en una red de difracción Moiré linealmente chirpeada, la cual proporciona la característica en transmisión, montada sobre un estirador de fibra con un cristal piezoeléctrico, que es el responsable de la sintonizabilidad. El segundo diseño de red de difracción en fibra proporciona una característica de filtrado óptico que se aproxima a la característica de filtrado ideal con respuesta en amplitud rectangular y respuesta en fase lineal. El diseño se basa en una red de difracción apodizada cuyo periodo de red varía a lo largo de su eje para conseguir mantener constante la condición de Bragg a lo largo de todo el dispositivo.

8.1. INTRODUCCIÓN

Las redes de difracción en fibra están siendo ampliamente utilizadas en el filtrado óptico de los actuales sistemas de comunicaciones ópticas por fibra gracias a sus ventajosas propiedades de alta selectividad en longitud de onda, bajas pérdidas de inserción e inmunidad a la polarización [HILL-97],[GILES-97]. En este sentido, se han convertido en un componente clave para el desarrollo de los sistemas con multiplexación por longitud de onda (WDM) donde el espaciamiento entre canales ha sido estandarizado por la ITU (Unión Internacional de Telecomunicaciones) con una separación mínima igual a 100GHz. Más recientemente las redes de difracción en fibra también han comenzado a ser utilizadas en el procesado óptico de la señal para la codificación y decodificación de pulsos y para el acceso al medio por división de códigos [CHEN-98.2].

Uno de los principales problemas que presentan las redes de difracción de periodo corto es que trabajan en reflexión con lo que han de ser utilizadas junto con circuladores ópticos o en montajes interferométricos para recuperar la señal reflejada. Este hecho hace que el dispositivo completo se encarezca y que las pérdidas de inserción sean mayores. En este sentido se han hecho diversos estudios para conseguir trabajar con las redes de difracción en transmisión bien introduciendo saltos de fase en el interior de la estructura de la red [CANNING-94] o bien con redes de difracción Moiré [LEGOUBI-91]. Por otro lado, es deseable conseguir la sintonizabilidad la banda de paso de la característica espectral ya que esto permitirá seleccionar diferentes canales en recepción de redes ópticas basadas en difusión y selección. De esta forma, se presenta el diseño de un dispositivo basado en redes de difracción en fibra que trabaja en modo transmisión como selector de canal en sistemas WDM.

Otro de los aspectos que se ha descuidado en el filtrado óptico de sistemas WDM ha sido la influencia de los efectos dispersivos que introducen las redes de difracción para los distintos canales y que se traduce en una reducción de la calidad del sistema [EGGLETO-97],[LENZ-98.1],[LENZ-98.2]. En este sentido se propone el diseño de una red de difracción cuya característica de filtrado óptico se aproxima a la característica de filtrado ideal de respuesta en amplitud rectangular y respuesta de fase lineal.

8.2. SELECTOR DE CANAL SINTONIZABLE PARA SISTEMAS WDM

La separación entre canales para los sistemas de comunicaciones ópticas con multiplexación WDM tiende a ser cada vez más estrecha estando estandarizada actualmente en un mínimo de 100GHz. Para poder seleccionar y filtrar estos canales se hace necesario un dispositivo fotónico que proporcione unas características espectrales de filtrado de bandas de paso muy estrechas, sintonizables, precisas y a la misma vez estables. En este sentido, las redes de difracción de Bragg en fibra están siendo ampliamente utilizadas [GILES-97]. Sin embargo, presentan el inconveniente de trabajar en reflexión por lo que han de ser utilizadas junto con circuladores ópticos o insertadas en un interferómetro Mach-Zehnder para recuperar la señal reflejada.

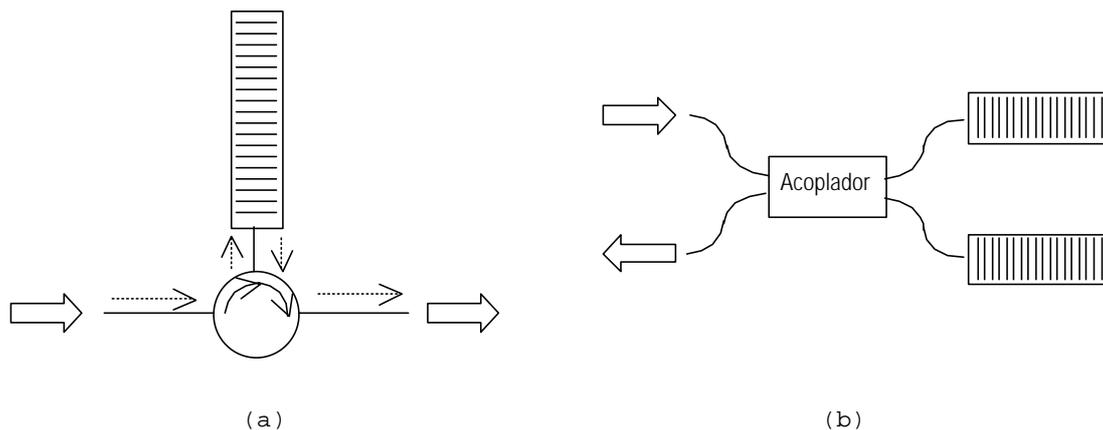


Figura 8.1. Montajes con redes de difracción de Bragg en fibra para recuperar la señal reflejada: (a) Montaje con circulador óptico, y (b) Montaje con interferómetro Mach-Zehnder.

Por tanto, el objetivo de diseño que se persigue es conseguir un dispositivo fotónico basado en redes de difracción en fibra que cumpla las siguientes especificaciones:

- Deberá trabajar en modo transmisión proporcionando una característica de filtrado óptico con respuesta espectral en amplitud igual a uno para las frecuencias correspondientes al canal seleccionado, e igual a cero para el resto; con un ancho de banda igual a 100GHz, y proporcionando una respuesta de fase lineal para eliminar los efectos dispersivos tanto en el propio canal como en los canales adyacentes.

- Además dicha banda de paso deberá de ser sintonizable para poder seleccionar los diferentes canales de una red óptica con multiplexación por longitud de onda.

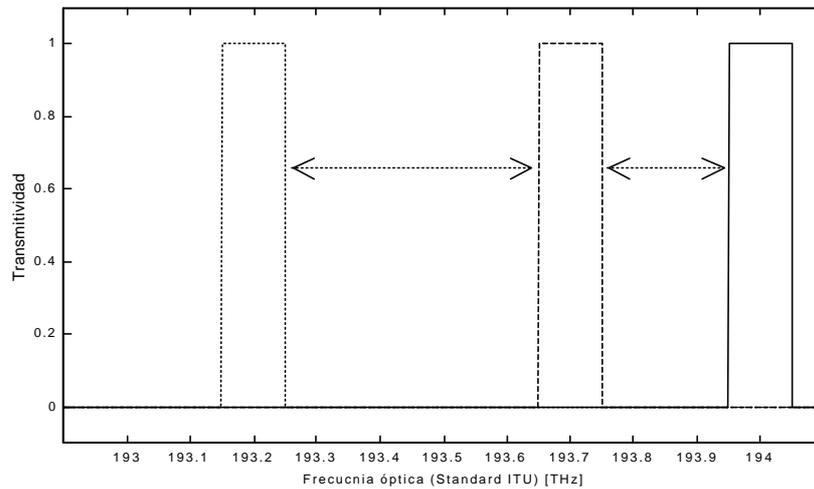


Figura 8.2. Especificaciones de diseño para el dispositivo selector de canal para sistemas WDM.

8.2.1.- Diseño del dispositivo y principio de operación

El esquema de bloques del dispositivo se muestra en la Fig. 8.3. Como puede observarse el dispositivo se compone de una red de difracción Moiré linealmente chirpeada (CMFG - Chirped Moiré Fiber Grating) montada sobre un estirador de fibra que amplifica las deformaciones de un cristal piezoeléctrico (PZT) controlado por una señal de voltaje [KIM-98]. La CMFG proporciona la característica de filtrado óptico en transmisión, mientras que el estirador de fibra será el responsable de la sintonizabilidad de la banda de paso.

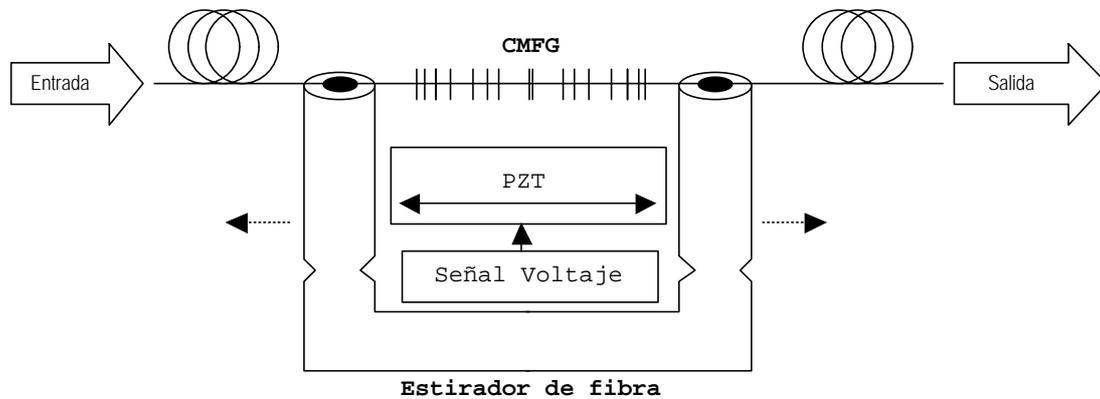


Figura 8.3. Configuración del dispositivo Selector de canal sintonizable.

La red de difracción CMFG proporciona la característica de filtrado óptico en transmisión mediante el coeficiente de transmisión en campo [ZHANG-95],[EVERALL-97],[IBSEN-98.1]. La red de difracción CMFG tiene una longitud $L=100\text{mm}$, y se compone de dos perturbaciones superpuestas, cada una de ellas correspondiente a una red de difracción linealmente chirpeada (Linearly Chirped Fiber Grating - LCFG), denotadas por $LCFG_1$ y $LCFG_2$, respectivamente. Siguiendo el modelo propuesto para redes de difracción Moiré del apartado 5.8 del capítulo de caracterización de redes de difracción, la perturbación del índice de refracción del núcleo de la fibra que da lugar a la CMFG vendrá dada por la expresión:

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{LCFG_1}(z) + \Delta n_{LCFG_2}(z) \quad (8.1)$$

donde $n_0=1.452$ es el índice de refracción de la fibra sin perturbar e $\Delta n_{LCFG_1}(z)$ e $\Delta n_{LCFG_2}(z)$ se corresponden con cada una de las dos perturbaciones superpuestas inducidas en el índice de refracción del núcleo, y que están dadas por:

$$\Delta n_{LCFG_i}(z) = \Delta n_{max} \cdot \sin^2(\mathbf{j}_i(z)) ; \quad i=1,2 \quad (8.2)$$

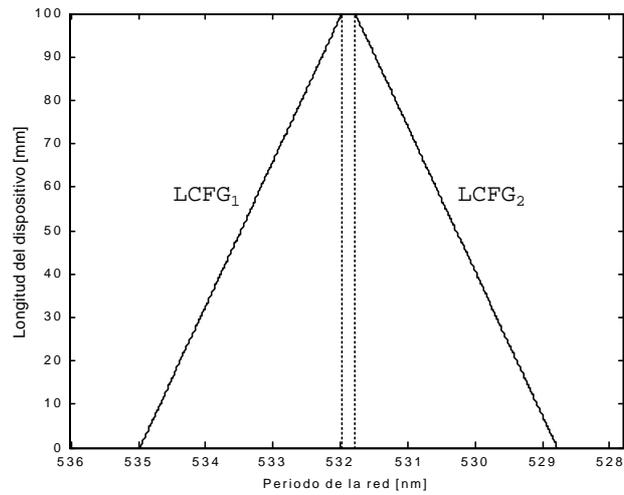
$$\mathbf{j}_i(z) = \int_0^z \frac{\mathbf{P}}{\Lambda_i(z')} dz' ; \quad i=1,2 \quad (8.3)$$

siendo $\Delta n_{\max}=7 \times 10^{-4}$ la modulación máxima del índice de refracción inducido para cada una de las perturbaciones, y $\phi_i(z)$ la fase en radianes, que está relacionada con los periodos de cada perturbación por la expresión (8.3). Los periodos de red para cada una de las perturbaciones superpuestas están dadas por las expresiones:

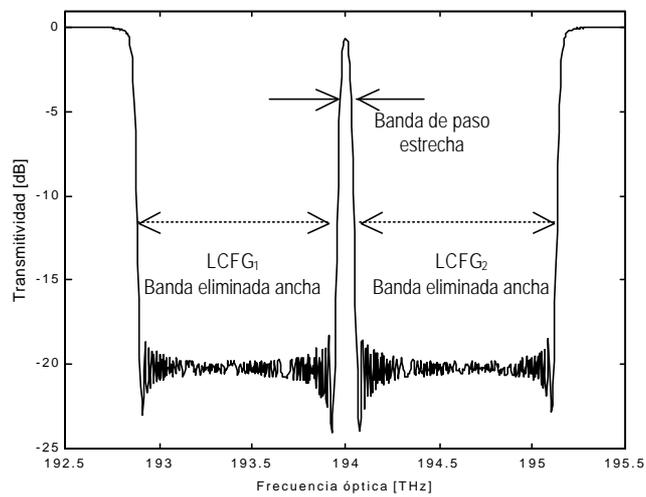
$$\Lambda_1(z) = 534.98 \times 10^{-9} + \frac{-3 \times 10^{-9}}{L} \quad (8.4a)$$

$$\Lambda_2(z) = 528.78 \times 10^{-9} + \frac{3 \times 10^{-9}}{L} \quad (8.4b)$$

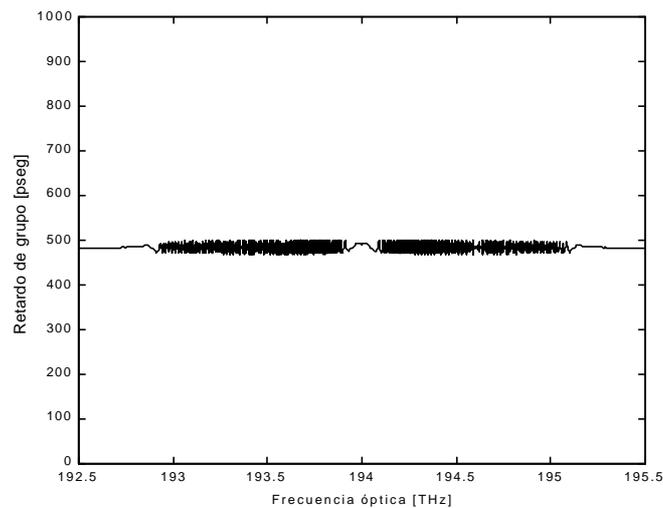
y se representan gráficamente en la Fig. 8.4a. Aplicando el modelo general de redes de difracción para la caracterización de las mismas se obtiene el coeficiente de transmisión en campo que se corresponde con la función de transferencia en transmisión. En la Fig. 8.4b se representa la característica de transmitividad del dispositivo. Puede observarse como cada $LCFG_i$ es responsable de una banda eliminada ancha [SUDGEN-98],[ZHANG-98]. Así, la $LCFG_1$ presenta los periodos más grandes por lo que refleja o elimina la banda de frecuencias menores, mientras que la $LCFG_2$ presenta los periodos menores y en consecuencia refleja la banda eliminada de frecuencias mayores. En el medio de las dos bandas eliminadas, la característica de transmitividad presenta una banda de paso estrecha que se corresponde con las frecuencias ópticas que no son reflejadas por la red de difracción CMFG. Este es principio de funcionamiento para que la red opere en modo transmisión. La banda de paso se caracteriza por presentar una anchura espectral a 3dB igual a 60GHz, unas pérdidas de inserción de 0.62dB y un rechazo frente a los canales adyacentes igual a 20dB. Es importante hacer notar que en contra de otros filtros ópticos para sistemas WDM, el diseño de red propuesto proporciona una característica de dispersión óptima en el rango de frecuencias ópticas de la banda de paso ya que estas frecuencias no son afectadas por la perturbación. En la Fig. 8.4c se representa el retardo de grupo en transmisión, y puede observarse que prácticamente es plano para todo el rango espectral.



(a)



(b)



(c)

Figura 8.4. Diseño de la red de difracción CMFG, y característica de filtrado espectral en transmisión: (a) Periodos correspondientes a las dos perturbaciones superpuestas LCFG₁ y LCFG₂ que dan lugar a la CMFG; (b) Característica de transmitividad, y (c) Característica de retardo de grupo en transmisión.

Por otro lado, el estirador de fibra es el encargado de sintonizar la banda de paso transmisiva de la característica espectral. El principio de operación se basa en provocar un aumento de la longitud de la red aplicando una señal de voltaje externa al PZT [KIM-98]. Este incremento de longitud en la CMFG se traduce en un incremento proporcional de todos los periodos de la red, y en consecuencia, se traduce en una traslación de la característica espectral de filtrado óptico completa hacia frecuencias menores. Suponiendo que el incremento en la longitud de la red se distribuye uniformemente a lo largo de la misma, la forma de la característica de filtrado no cambia y se mantiene inalterada ya que las dos perturbaciones, $LCFG_1$ y $LCFG_2$, al estar superpuestas, han sido afectadas en la misma medida. Este es el principio de operación para la sintonizabilidad del filtro óptico y se muestra gráficamente en la Fig. 8.5.

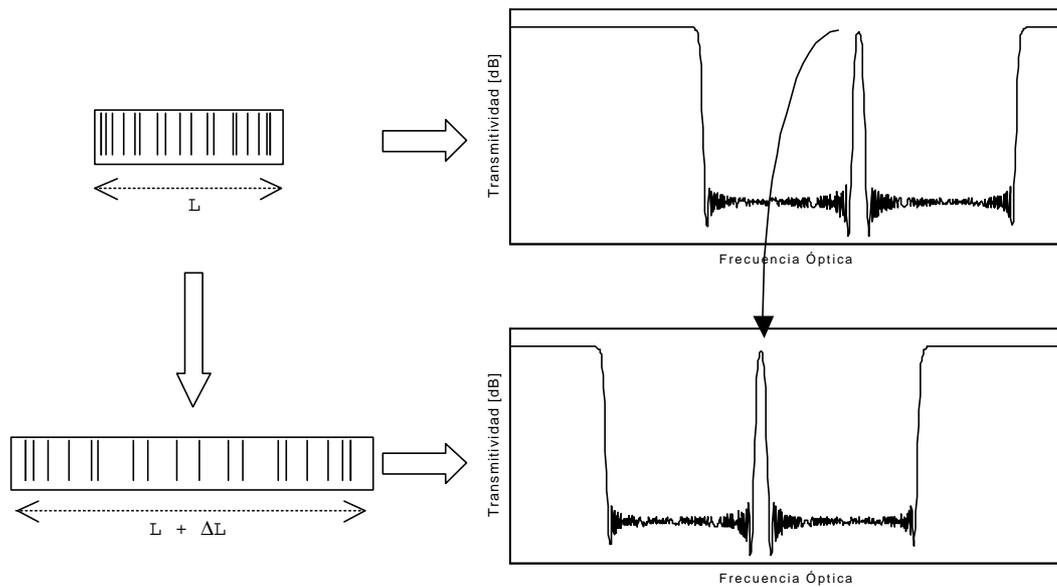


Figura 8.5. Principio de operación para la sintonizabilidad del filtro óptico.

Como puede observarse en la Fig. 8.5 la sintonizabilidad de la característica de filtrado en transmisión está limitada por las anchuras espectrales de las bandas de paso eliminadas que proporcionan las $LCFG_1$. En el caso en que no se aplica voltaje al PZT, la longitud de la red no sufre incremento alguno, y la banda de paso está centrada a la frecuencia óptica 194THz (Fig. 8.6 - línea continua). En este

caso, el rango de operación del filtro se encuentra entre 192.9THz y 195.1THz. Aplicando la señal de voltaje al PZT, se produce un incremento en la longitud de la red CMFG que hace que la banda de paso en transmisión se traslade a frecuencias menores (Fig. 8.6 - línea punteada). El límite máximo para esta traslación de la característica espectral se encuentra cuando la banda de paso en transmisión está centrada a la frecuencia óptica 193THz (Fig. 8.6 - línea a trazos) con un rango de operación válido entre 191.9THz y 194.1THz. Este hecho se representa en la Fig. 8.6. En consecuencia, el rango de operación total para la sintonizabilidad del dispositivo selector de canal se obtiene haciendo la intersección de los rangos de operación de los dos casos extremos, obteniéndose que el dispositivo funciona correctamente en un rango espectral de 1200GHz entre 192.9THz y 194.1THz.

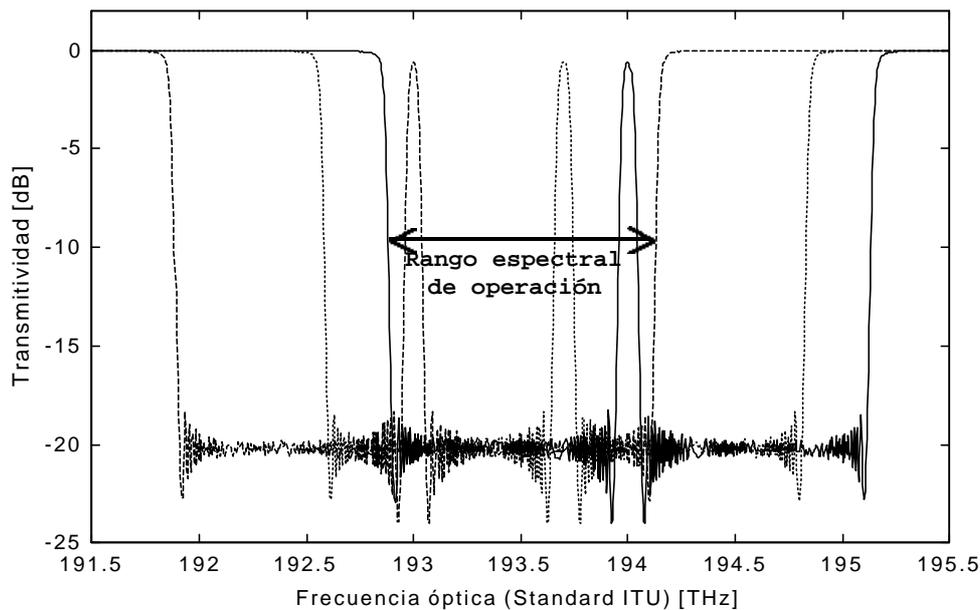
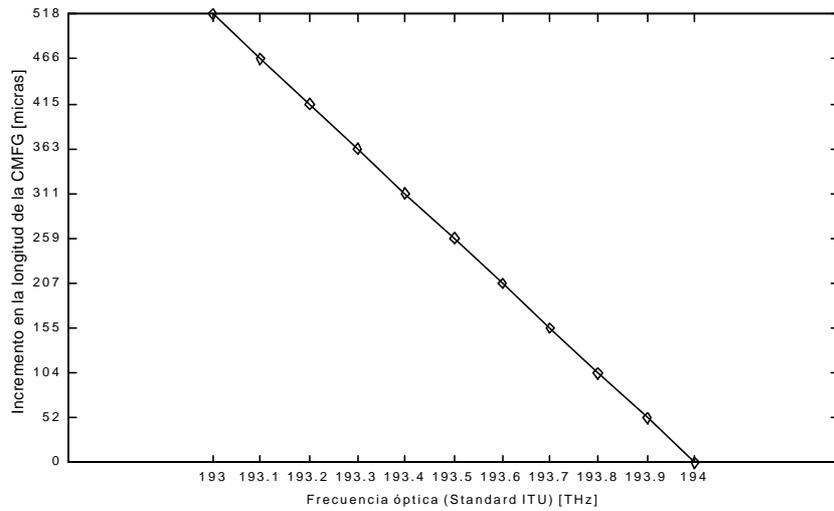


Figura 8.6. Rango espectral de operación válido para el dispositivo Selector de canal para sistemas WDM. Línea continua: Selección del canal correspondiente a la frecuencia óptica 194THz (Longitud de la CMFG = L), limitado por la anchura espectral correspondiente a LCFG₂. Línea a trazos: Selección del canal correspondiente a la frecuencia óptica 193THz (Longitud de la CMFG = L + ΔL), limitado por la anchura espectral correspondiente a LCFG₁.

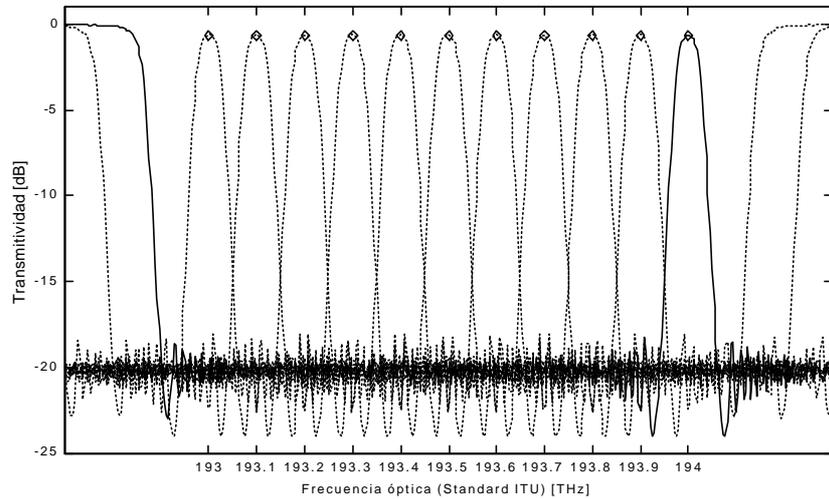
Fácilmente puede verse como para conseguir un mayor rango de operación solamente habrá que aumentar la longitud de la red, manteniendo constante la pendiente de la función de chirp para los periodos de las LCFG₁ y así aumentar las anchuras espectrales de las bandas eliminadas.

8.2.2 Resultados y aplicación a sistemas WDM.

Finalmente, para analizar el comportamiento del dispositivo selector de canal se realiza el estudio de la dependencia de la característica espectral de filtrado óptico en transmisión en función del incremento inducido en la longitud de la CMFG. El resultado de este análisis se muestra en la Fig. 8.7, donde puede observarse la dependencia lineal de la frecuencia central de la banda de paso seleccionada en función del incremento de longitud inducido (Fig. 7a), y como la característica espectral mantiene su forma a lo largo de todo el rango espectral de sintonizabilidad (Fig. 7b). En las figuras se han marcado los puntos correspondientes a los incrementos de longitud de la CMFG necesarios para que la frecuencia central de la banda de paso coincida con las frecuencias normalizadas por la ITU. Por tanto, en un sistema de comunicaciones ópticas con multiplexación WDM, donde el espaciado entre canales ha sido fijado a 100GHz, el dispositivo propuesto como selector de canal permite seleccionar 11 canales con bandas de paso entre 193THz y 194THz, en un rango espectral de 1200GHz. El dispositivo presenta las características de trabajar en transmisión con unas pérdidas de inserción de 0.62dB, una anchura espectral a 3 dB de la banda de paso igual a 60GHz y un rechazo frente a canales adyacentes igual a 20dB.



(a)



(b)

Figura 8.7. Resultados y aplicación a sistemas WDM: (a) Incremento de longitud en la CMFG necesario para seleccionar los diferentes canales ITU, y (b) Característica espectral para los 11 canales posibles a seleccionar.

En conclusión, se ha presentado un dispositivo selector de canal para sistemas WDM que trabaja en transmisión y que no presenta problemas en cuanto a efectos dispersivos en el filtrado. Este dispositivo podrá ser utilizado ampliamente para la recepción de canales en las redes ópticas de difusión y selección, y puede constituir un componente clave, junto con los conversores de longitud de onda, para las futuras redes ópticas conmutadas por longitud de onda.

8.3. NUEVO DISEÑO DE RED DE DIFRACCIÓN EN FIBRA PARA FILTRADO ÓPTICO

Como ya se ha comentado, las exigencias de las características de filtrado óptico para los sistemas de comunicaciones ópticas con WDM son cada vez más restrictivas. De ahí que sea deseable el conseguir filtros ópticos en fibra que presenten una función de transferencia con respuesta en amplitud que se aproxime al filtro rectangular ideal, es decir, respuesta plana e igual a uno para la banda de paso, e igual a cero para el resto [SKAAR-98.2]. Además, para conseguir una mayor anchura espectral de utilización por canal, la respuesta de fase de estos filtros ópticos cobra la misma importancia, siendo la ideal la respuesta de fase lineal, y por tanto, retardo de grupo constante para no presentar efectos dispersivos [EGGLETO-97],[LENZ-98.1],[LENZ-98.2]. En un sistema de comunicaciones con WDM y una separación de canal igual a 100GHz, la característica de filtrado óptico ideal ha de tener la forma que se presenta en la Fig. 8.8.

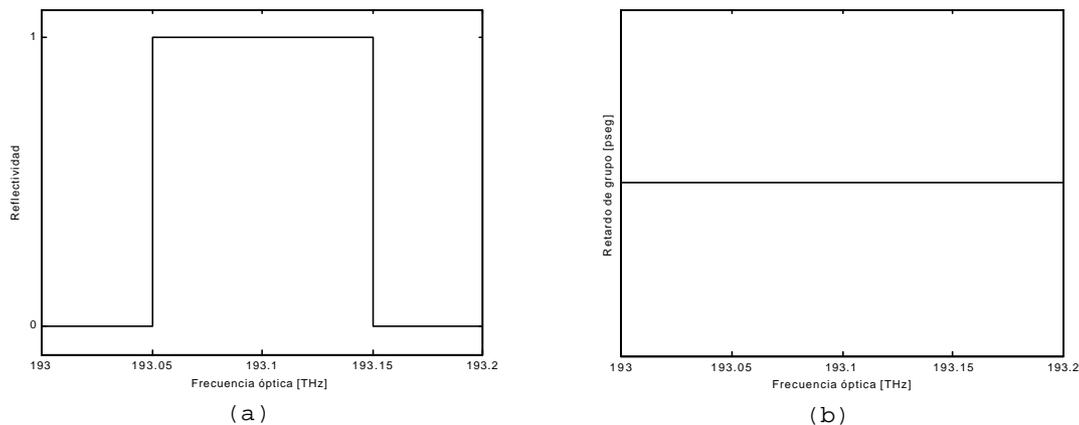


Figura 8.8. Características de filtrado óptico ideal para un sistema de comunicaciones ópticas con WDM.

Para este propósito se han propuesto a lo largo de su evolución diferentes estructuras de redes de difracción de periodo corto que trabajan en reflexión [ERDOGAN-97]. Las primeras estructuras propuestas fueron las redes de difracción uniformes (periodo constante y envolvente de la perturbación uniforme a lo largo de su eje) (Fig. 8.9). Siendo estas redes de acoplo fuerte presentan las ventajas de tener una banda de paso prácticamente plana, flancos muy abruptos y pérdidas de inserción prácticamente nulas; pero sin embargo presentan como desventajas el tener altos lóbulos secundarios en su

característica espectral debido a las resonancias Fabry-Perot en los extremos de la red y que producen una alta diafonía en los canales adyacentes dentro de un sistema WDM. Además, los efectos dispersivos que introducen son muy altos, tanto en los extremos de la banda de paso a seleccionar como en los canales adyacentes.

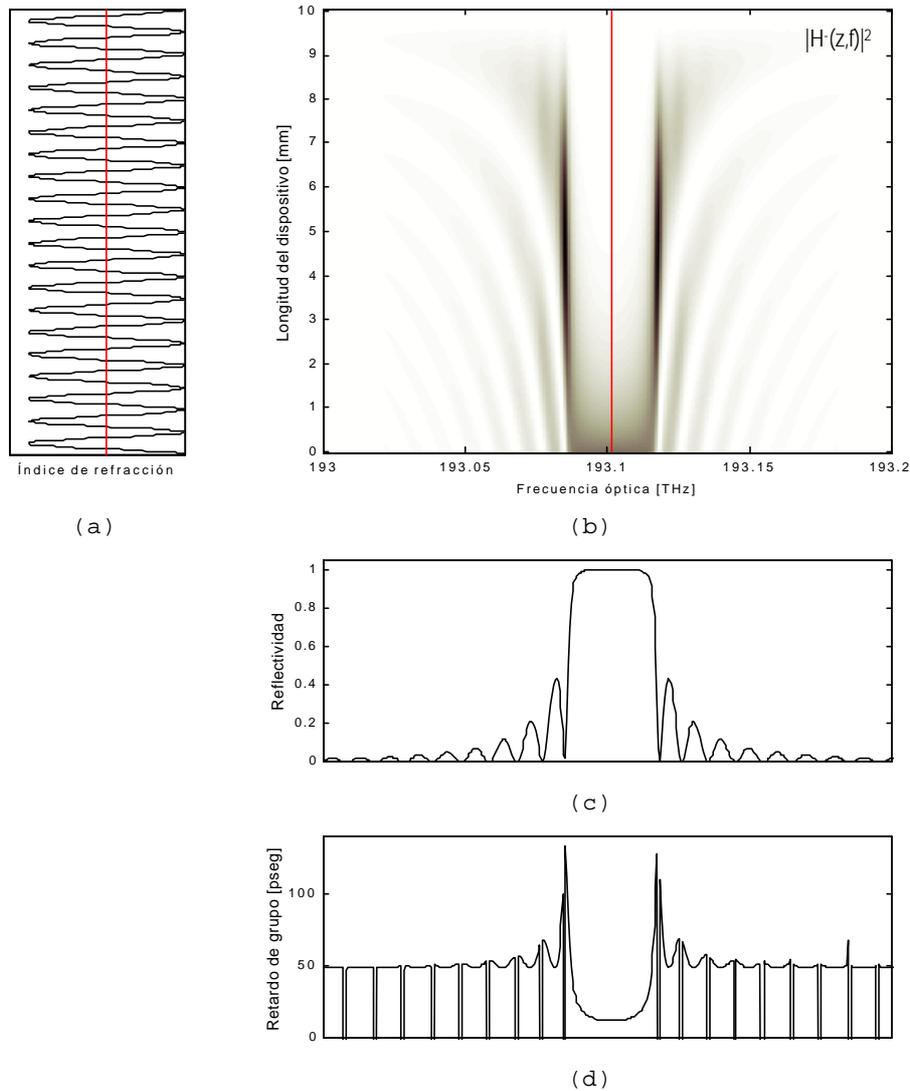


Figura 8.9. Red de difracción uniforme: (a) Perturbación del índice de refracción del núcleo donde se ha superpuesto el índice de refracción medio y el periodo de red se ha incrementado a efectos prácticos, (b) Flujo de potencia óptica contradireccional en función de la frecuencia para cada punto interior de la estructura y condición de Bragg a lo largo de la red superpuesta, (c) Característica de reflectividad, y (d) Característica de retardo de grupo.

Para eliminar el problema de los lóbulos secundarios de la característica espectral debidos a las resonancias Fabry-Perot de los extremos de la red se apodiza la envolvente de la perturbación del índice de refracción del núcleo de la red para eliminar los saltos de

índice de refracción medio efectivo que ve la radiación electromagnética al propagarse por la fibra (Fig. 8.10) [ALBERT-95]. Estas redes consiguen eliminar los lóbulos secundarios para las frecuencias menores que la banda de paso pero no lo consiguen para las frecuencias mayores, obteniéndose una respuesta de filtrado asimétrica [SIPE-94]. Estos altos lóbulos secundarios producen diafonía entre canales y su aparición se explica debido a resonancias Fabry-Perot en el interior de la red. El efecto que ocurre es que al apodizar la perturbación del índice de refracción, el índice de refracción medio de la red varía a lo largo de su eje y en consecuencia, la condición de Bragg local que se verifica a lo largo de la estructura no se mantiene constante. Este hecho se pone de manifiesto en la Fig. 8.10b donde la condición de Bragg que se verifica a lo largo de la estructura se ha superpuesto en el diagrama bidimensional que representa el flujo de potencia óptica, que viaja en sentido contradiereccional, en función de la frecuencia óptica y para cada punto interior del dispositivo (Fig. 8.10b). Como puede observarse las resonancias Fabry-Perot de los extremos de la red han sido eliminadas pero por el contrario se ha introducido un resonador Fabry-Perot selectivo en frecuencia óptica. Así, la frecuencia óptica igual a 193.11THz verifica la condición de Bragg en dos puntos a lo largo de la red, en $z=2\text{mm}$ y en $z=8\text{mm}$, produciéndose interferencia destructiva entre ambos, y por tanto produciendo un cero en la característica de reflectividad. En la Fig. 8.10d puede observarse como los efectos dispersivos que introduce el filtro siguen siendo muy altos en el rango espectral donde no se han eliminado las resonancias Fabry-Perot.

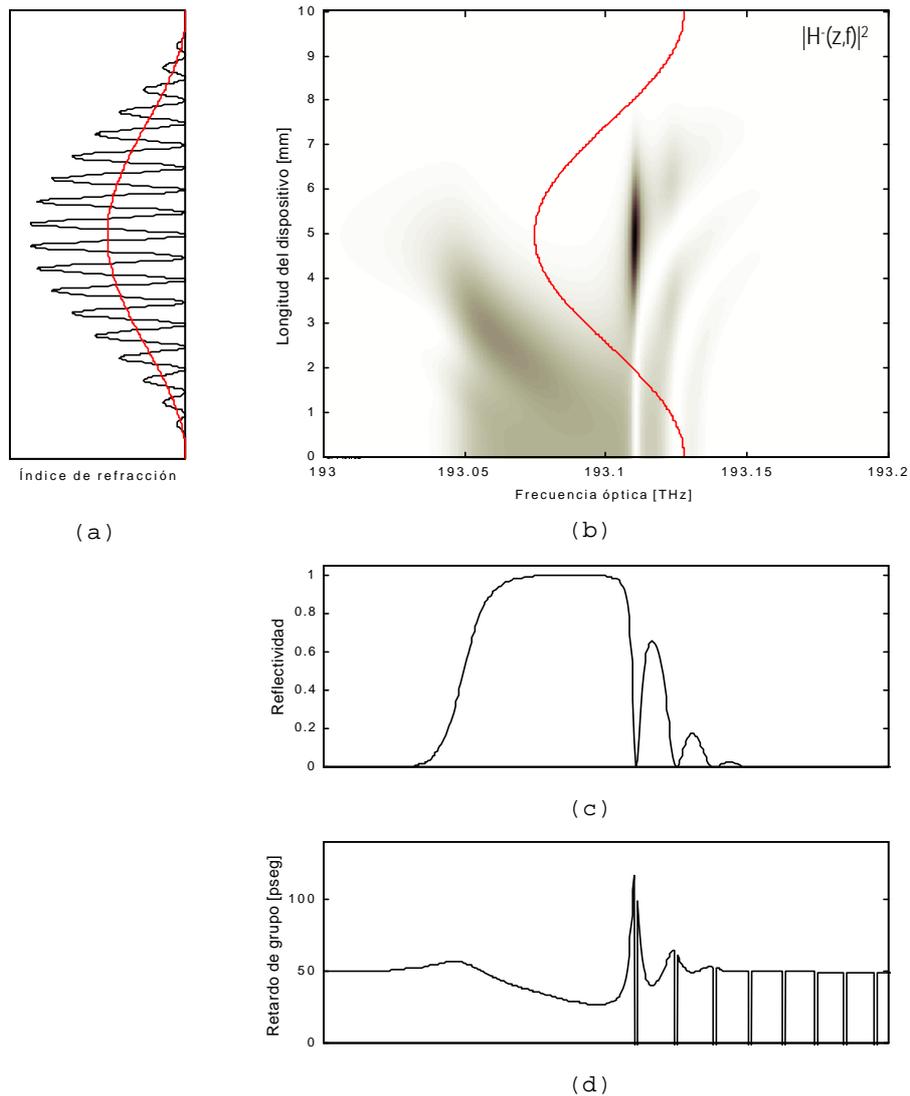


Figura 8.10. Red de difracción uniforme con función de apodizado: (a) Perturbación del índice de refracción del núcleo donde se ha superpuesto el índice de refracción medio y el periodo de red se ha incrementado a efectos prácticos, (b) Flujo de potencia óptica contradiereccional en función de la frecuencia para cada punto interior de la estructura y condición de Bragg a lo largo de la red superpuesta, (c) Característica de reflectividad, y (d) Característica de retardo de grupo.

La solución a este problema surge con las redes de difracción apodizadas con índice de refracción medio constante, que ya presentan una característica de filtrado espectral con respuesta en amplitud plana y con la completa eliminación de los lóbulos secundarios (Fig. 8.11). En cuanto a la respuesta de fase, el retardo de grupo en reflexión ya no presenta picos abruptos por lo que también se ha conseguido mejorar la característica de dispersión del filtro. Sin embargo, presentan la desventaja de necesitar un proceso de dos etapas de iluminación para su fotoimpresión en el núcleo de la fibra: en la primera de ellas se induce un índice de refracción medio a lo largo

del eje de la fibra complementario a la función de apodizado, y en la segunda se fotoimprime la función de apodización y la perturbación en sí que da lugar a la red. Recientemente, se ha presentado un método que permite fotoimprimir estas redes con un estado simple de iluminación [SINGH-98].

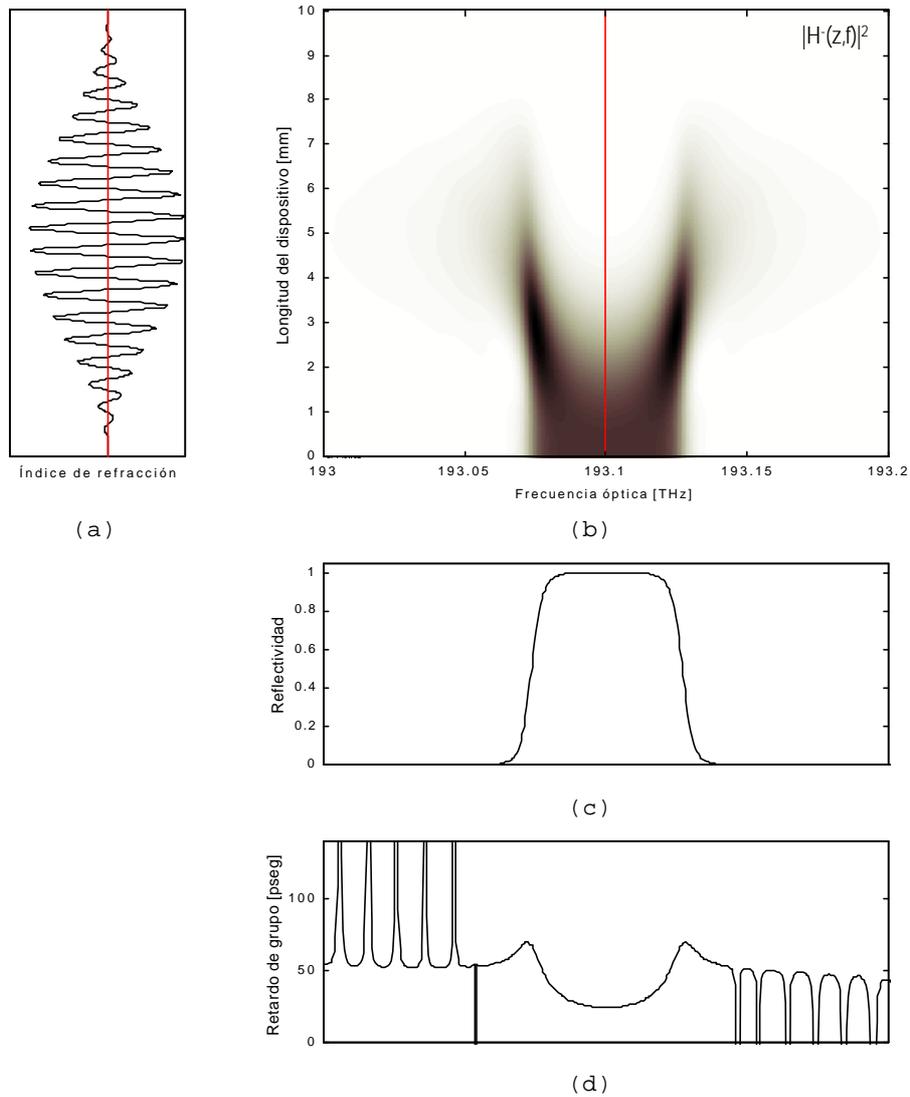


Figura 8.11. Red de difracción uniforme con función de apodizado e índice de refracción medio constante: (a) Perturbación del índice de refracción del núcleo donde se ha superpuesto el índice de refracción medio y el periodo de red se ha incrementado a efectos prácticos, (b) Flujo de potencia óptica contradireccional en función de la frecuencia para cada punto interior de la estructura y condición de Bragg a lo largo de la red superpuesta, (c) Característica de reflectividad, y (d) Característica de retardo de grupo.

El objetivo que se pretende conseguir por tanto es el diseño de una red de difracción que pueda ser fotoimpresa en un proceso de iluminación de una sola etapa, y cuya característica de filtrado

óptico se aproxime al filtro ideal de respuesta en amplitud rectangular y respuesta en fase lineal.

8.3.1.- Desarrollo teórico

De la teoría de modos acoplados aplicada al análisis de redes de difracción en fibra se conoce que la condición de Bragg para una red de difracción uniforme viene dada por la expresión [YARIV-73],[YARIV-84]:

$$f_B = \frac{c}{2n_{eff}\Lambda_U} \quad (8.5)$$

donde f_B representa la frecuencia óptica de Bragg y se corresponde con la frecuencia central de la banda de paso de la característica de reflectividad, Λ_U es el periodo de la red de difracción y n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la estructura que en primera aproximación puede calcularse como el índice de refracción medio de la perturbación.

Para el caso de una red de difracción apodizada, este índice de refracción efectivo o medio varia a lo largo de la estructura. Suponiendo que la función de apodizado utilizada viene dada por $A(z)$, el índice de refracción medio a lo largo del eje de la fibra vendrá dado por:

$$n_{eff}(z) = n_0 + \frac{\Delta n_{max}}{2} A(z) \quad (8.6)$$

siendo n_0 el índice de refracción del núcleo de la fibra sin perturbar, e Δn_{max} la modulación máxima del índice de refracción inducido en el núcleo. Esta variación del índice de refracción medio o efectivo hace que la condición de Bragg varíe también localmente a lo largo de la estructura según la expresión:

$$f_B(z) = \frac{c}{2n_{eff}(z)\Lambda_U} \quad (8.7)$$

Esta variación de la condición de Bragg a lo largo del eje de la fibra hace que la característica espectral sea asimétrica y que en

consecuencia no se eliminen completamente los lóbulos secundarios (Fig. 8.10).

La idea que se propone es, en vez de mantener constante el índice de refracción medio a lo largo de la estructura, introducir una variación del periodo de red, acorde con la variación del índice de refracción medio, para conseguir mantener constante la condición de Bragg a lo largo de la estructura. Por tanto, para una red de difracción de una determinada longitud L , una función de apodizado $A(z)$ dada y una modulación máxima del índice de refracción inducida fija Δn_{max} , la variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra necesaria para mantener la condición de Bragg constante e igual a f_B vendrá dada por:

$$\Lambda(z) = \frac{c}{2 \left(n_0 + \frac{\Delta n_{max}}{2} A(z) \right) f_B} \quad (8.8)$$

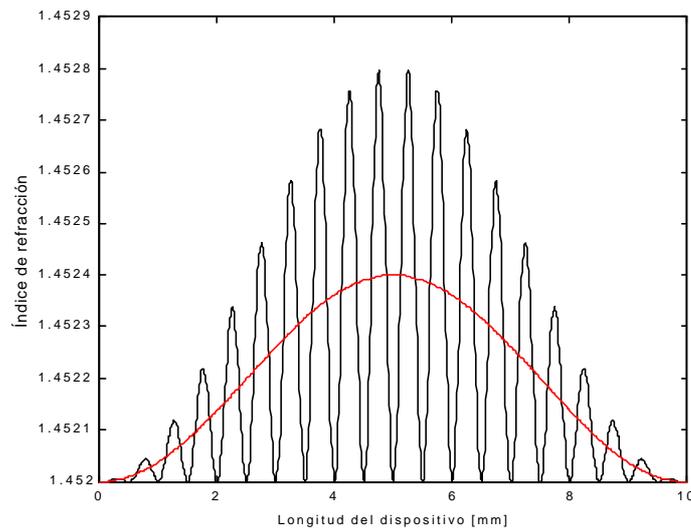
8.3.2.- Resultados y Discusiones

Para verificar la idea de diseño de red de difracción propuesta y analizar su comportamiento en reflexión proporcionando una característica de filtrado óptico que se aproxime a la del filtro ideal, se diseña una red de difracción para ser usada como filtro paso banda en un sistema de comunicaciones ópticas WDM con separación entre canales igual a 100GHz. La fibra fotorefractiva utilizada tiene un índice de refracción del núcleo $n_0=1.452$, la red de difracción tendrá una longitud $L=10\text{mm}$ y la modulación máxima del índice de refracción inducido $\Delta n_{max}=8 \times 10^{-4}$. Se utiliza una función de apodizado $A(z)$ de coseno alzado dada por:

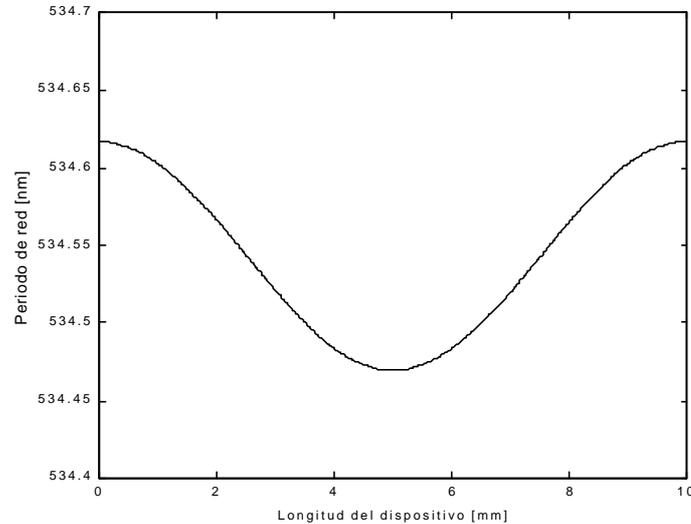
$$A(z) = \cos^2 \left(\frac{P}{2} + \frac{Pz}{L} \right) \quad (8.9)$$

Con estas condiciones de diseño, la variación del periodo de red a lo largo del eje de la fibra necesario, para mantener constante la condición de Bragg e igual a la frecuencia óptica ITU $f_B=193.1\text{THz}$ estará dado por la expresión (8.8). En la Fig. 8.12 se representa gráficamente el diseño físico completo de la red de difracción propuesta. En la Fig. 8.12a se representa la forma de la perturbación del índice de refracción del núcleo que da lugar a la red de

difracción, en el cual se ha superpuesto la línea que representa el índice de refracción medio a lo largo de la estructura; y en la Fig. 8.12b se representa el periodo de la red en función de la longitud del dispositivo necesario para mantener constante la condición de Bragg a lo largo de la estructura.



(a)



(b)

Figura 8.12. Diseño de la red de difracción propuesta: (a) Perturbación del índice de refracción inducido en el núcleo de la fibra e índice de refracción medio a lo largo de la estructura, y (b) Variación del periodo de red a lo largo de la estructura o función de chirp.

Para analizar el comportamiento de la red se aplica el modelo general de redes de difracción y se obtiene el flujo de potencia óptica viajando en sentido contradiereccional, en función de la

frecuencia óptica, para todo punto interior de la red, y que se muestra en la Fig. 8.13. Puede observarse como se ha conseguido de nuevo obtener una característica espectral simétrica en la cual se han eliminado las resonancias Fabry-Perot, tanto las de los extremos de la red como las producidas en su interior, y que daban lugar a altos lóbulos secundarios y picos abruptos en la característica de retardo de grupo. En este diagrama bidimensional se superpone la condición de Bragg a lo largo de la estructura pudiendo verificarse que se mantiene constante a lo largo de la misma.

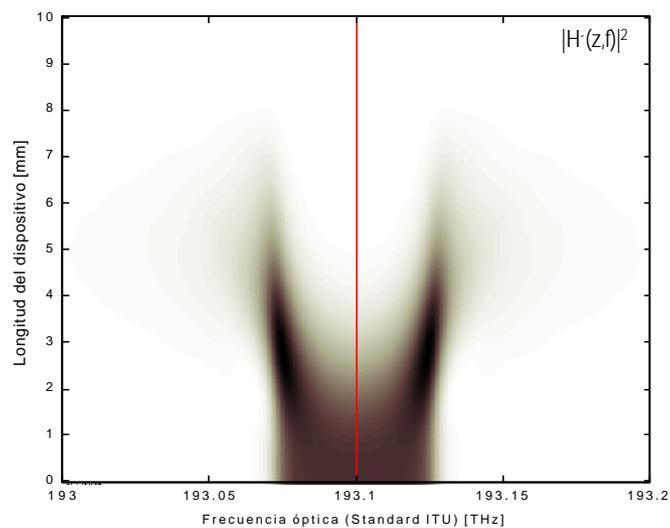
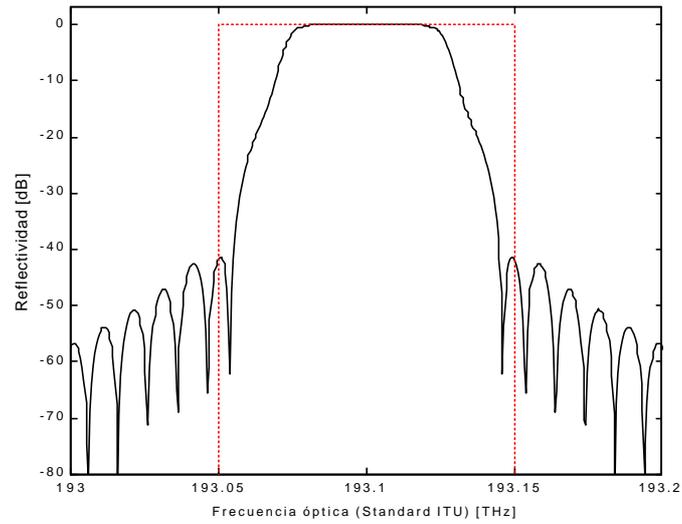
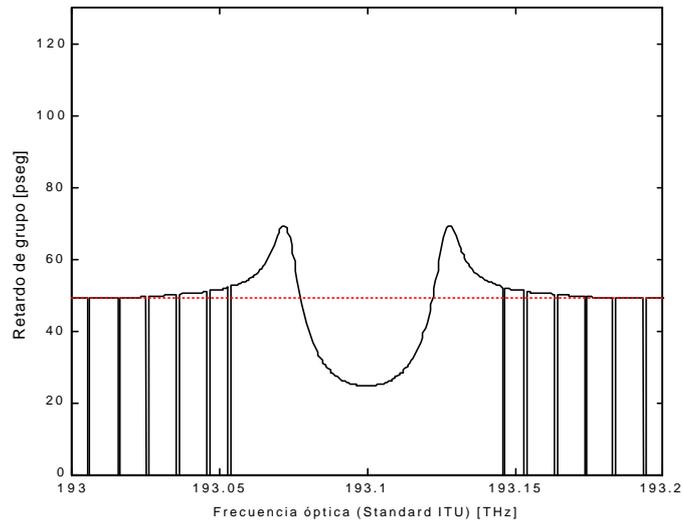


Figura 8.13. Flujo de potencia contradireccional en función de la frecuencia óptica para cada punto interior de la red, y condición de Bragg superpuesta representada en línea continua.

Finalmente, en la Fig. 8.14 se representa la caracterización macroscópica de filtrado óptico en reflexión y se compara con la característica de filtrado ideal. En la Fig. 8.14a se representa la característica de reflectividad en unidades logarítmicas, y de donde se obtiene que la red de difracción proporciona una anchura espectral a 3dB igual a 60GHz y una reducción de lóbulos secundarios mayor que 40dB. En la Fig. 8.14b se representa la característica de dispersión de la red mediante el retardo de grupo en función de la frecuencia, el cual se aproxima a la característica de retardo de grupo constante del filtro ideal.



(a)



(b)

Figura 8.14. Caracterización macroscópica en reflexión de la red de difracción propuesta comparada con la característica de filtrado ideal: (a) Reflectividad en unidades logarítmicas; y (b) Retardo de grupo.

En este punto es muy importante hacer notar que las respuestas en amplitud y fase de la característica de filtrado óptico no son independientes, estando relacionadas por la transformada de Hilbert como se demostró en el capítulo de reconstrucción de la fase. Este hecho se traduce en que cuanto más rectangular se quiera hacer la respuesta en amplitud mayores serán los efectos dispersivos de la red y por contra cuanto mas lineal sea la respuesta de fase menos rectangular será la respuesta en amplitud. Es por tanto necesario llegar a un compromiso de diseño, mostrándose la red de difracción

propuesta como una de las mejores opciones en cuanto a facilidad de diseño, fabricación y prestaciones.

Otras funciones de apodizado han sido probadas obteniéndose resultados similares, siendo el factor más importante que dicha función de apodizado elimine los saltos de índice de refracción en los extremos de la red.

Finalmente, se ha de decir que la red de difracción propuesta puede ser fabricada bien mediante una máscara de fase a medida o bien mediante el método de grabado con máscara de fase uniforme y movimiento de la fibra [COLE-95].

Capítulo 9

Conclusiones y Líneas Abiertas

La Tesis concluye con la revisión de las conclusiones que se pueden extraer de la realización de la misma y con la descripción de las líneas de trabajo que han quedado abiertas.

9.1. CONCLUSIONES

La principal aportación con la realización de esta Tesis Doctoral ha sido la aplicación de un modelo general para la caracterización de redes de difracción en fibra de periodo corto. Este modelo permite tratar de forma general cualquier tipo de red de difracción y ofrece una caracterización completa del dispositivo, tanto macroscópicamente como microscópicamente, y tanto en el dominio de la frecuencia como en el dominio del tiempo. Esta caracterización completa del dispositivo es posible gracias a que el modelo soporta el cálculo de los campos internos que viajan en sentido codireccional y en sentido contradireccional a través de la estructura de red de difracción.

Se ha aplicado al proceso de crecimiento de redes de difracción en fibra, en el cual se tienen en cuenta el tipo de fibra fotorefractiva utilizada para crecer la red de difracción, el patrón de interferencia óptico y potencia óptica incidente sobre la fibra, y finalmente el tiempo de exposición. El modelado y calibración del proceso de crecimiento de redes de difracción permite hacer una estimación de los tiempos de exposición necesarios para obtener unas determinadas características espectrales de filtrado.

Una vez que se ha modelado el proceso de crecimiento de redes de difracción en fibra se han analizado los diferentes tipos de redes de difracción que existen en la actualidad mediante el modelo propuesto. Se ha estudiado la influencia de cada uno de los parámetros físicos de la perturbación del índice de refracción del núcleo sobre la característica espectral, y se ha obtenido una caracterización mucho más completa del dispositivo, a la vez que se ha conseguido un mejor entendimiento de los fenómenos físicos que rigen su comportamiento.

Otra de las aportaciones de esta Tesis ha sido el desarrollo de un algoritmo para la reconstrucción de la característica de fase a partir de la característica en amplitud del coeficiente de reflexión en campo. Aunque el objetivo inicial había sido mucho más ambicioso reconstruyendo la fase de todos los tipos de red de difracción, se ha demostrado que la reconstrucción exacta solamente se consigue en el caso que el coeficiente de reflexión en campo sea una función de transferencia de fase mínima. Sin embargo, también se ha llegado a la conclusión que la fase mínima correspondiente a cualquier

característica en amplitud guarda información sobre la estructura de la red de difracción que la origina.

Por otro lado también se ha abordado la síntesis de redes de difracción en fibra pero desde una nueva perspectiva haciendo uso del análisis de señal, y en particular, del análisis de Fourier y análisis Tiempo - Frecuencia. El análisis de Fourier ha sido utilizado como una herramienta sencilla, rápida y potente, para la estimación del coeficiente de reflexión en campo de las diferentes estructuras de red de difracción y así poder ser usado en una primera etapa de diseño. Su proceso inverso ha sido implementado para la síntesis de redes de difracción, presentando como principal novedad la discretización del componente con un periodo de muestreo mucho menor que el periodo de la red. El análisis Tiempo - Frecuencia ha sido utilizado de forma exitosa para la identificación de estructuras de red de difracción en fibra y para la reconstrucción del periodo de red a partir de los datos del coeficiente de reflexión en campo. La conjunción de estas dos técnicas de análisis de señal ha desembocado en el desarrollo de un algoritmo general para la síntesis y diseño de redes de difracción, mediante el cual se obtienen los parámetros físicos de la red necesarios para conseguir unas determinadas especificaciones de filtrado espectral.

Finalmente, el conocimiento acumulado sobre el comportamiento de los diferentes tipos de redes de difracción en fibra se ha utilizado para proponer nuevos diseños de dispositivos fotónicos basados en redes de difracción en fibra para su aplicación en sistemas de comunicaciones ópticas, y en particular, para el filtrado y selección de canales en sistemas con multiplexación por longitud de onda.

9.2. LÍNEAS ABIERTAS

La realización de la presente Tesis Doctoral ha contribuido al estudio de una serie de líneas en el marco de trabajo de las redes de difracción en fibra, y a la misma vez abre otra serie de posibles líneas de investigación:

- En el análisis del proceso de crecimiento de redes de difracción han quedado abiertas las líneas de trabajo referentes al estudio del crecimiento de estructuras de red más complejas que incluyan no

uniformidades como funciones de apodizado, funciones de variación del periodo a lo largo del eje de la fibra, estructuras con salto de fase y estructuras Moiré.

En futuros trabajos, también podrá tenerse en cuenta el efecto no ideal de la máscara de fase de no anular completamente el orden cero de la luz difractada que pasa a su través. Considerando este efecto, se cree que podrán explicarse otra serie de fenómenos que se observan experimentalmente en el proceso de fotoimprimir la red en el núcleo de la fibra.

- En el tema de síntesis de redes de difracción utilizando herramientas de análisis de señal simplemente se ha hecho una primera aproximación para conseguir el diseño de estructuras típicas de filtrado. El siguiente paso será la depuración de estos algoritmos y conjugarlos con métodos iterativos que produzcan mejores resultados. Además, se podrá trabajar en la búsqueda de una función bilineal compleja que permita el paso de especificaciones de coeficiente de reflexión en campo a especificaciones de coeficiente de reflexión en campo en primera aproximación de forma exacta, y considerando a la vez las características de amplitud y fase.

- Por otro lado, con respecto a la línea de trabajo del análisis Tiempo - Frecuencia aplicado a la caracterización de las redes de difracción se trabajará en un futuro en el análisis de la propagación de pulsos y secuencias de pulsos a través de estos dispositivos, al igual que se aplicará a la caracterización de señales correspondientes a sistemas de comunicaciones ópticas con multiplexación por longitud de onda. Esta herramienta puede ser de gran interés para la monitorización de redes ópticas que conjuguen tanto las técnicas de multiplexación en el dominio del tiempo óptico como en frecuencia óptica.

- Finalmente, en el campo de las aplicaciones de redes de difracción en fibra a los sistemas de comunicaciones ópticas quedan abiertas las líneas de trabajo correspondientes a redes ópticas de sensores, sistemas con multiplexación en longitud de onda, sistemas con multiplexación en el dominio del tiempo óptico y aplicaciones de procesado óptico de señal en general.

En este último campo es donde actualmente se encuentra trabajando el grupo, y más en particular, en la propagación de pulsos y secuencias de pulsos a través de los diferentes tipos de redes de difracción, y en sus posibles aplicaciones para la codificación de pulsos y acceso a las redes ópticas.

Apéndice I

Bibliografía

- [ACTS – 98] Editor C. P. Descamps
Photonics Technologies in Europe
Publisher Telenor AS R&D, Norway 1998
- [AGRAWAL – 94] G. V. Agrawal and S. Radic
“Phase-Shifted Fiber Bragg Gratings and their Application for Wavelength Demultiplexing”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, pp. 995 – 997, 1994
- [AGRAWAL – 97] G. P. Agrawal
Fiber-Optic Communication Systems; Second Edition
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997
- [AIZENBERG – 94] G. E. Aizenberg, P. L. Swart, and B. M. Lacquet
“Bilinear transformed reflectance of materials with a spatially changing refractive index”
Optics Letters, vol. 19, pp. 239 – 241, 1994
- [ALBERT – 95] J. Albert, K. O. Hill, B. Malo, S. Theriault, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and L. E. Erickson
“Apodisation of the spectral response of fibre Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency”
Electronics Letters, vol. 31, pp. 222 – 223, 1995
- [ANDERSON – 93] D. C. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan and A. E. White
“Production of in-fiber gratings using a diffractive optical element”
Electronics Letters, vol. 29, pp. 566 – 568, 1993
- [ARCHAMB – 97] J. L. Archambault and S. G. Grubb
“Fiber Gratings in Lasers and Amplifiers”
Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1378 – 1391, 1997
- [ASSEH – 97] A. Asseh, H. Storoy, B. E. Sahlgren, S. Sandgren, and R. A. H. Stubbe
“A Writting Technique for Long Fiber Bragg Gratings with Complex Reflectivity Profiles”
Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1419 – 1423, 1997
- [ATKINS - 93] R. M. Atkins, V. Mizrahi, and T. Erdogan
“248nm induced vacuum UV spectral changes in optical fibre preform cores: Support for a colour centre model of photosensitivity”
Electronics Letters, vol. 29, pp. 385-387, 1993
- [AZAÑA – 97] J. Azaña
Comunicación interna
1997
- [BAKHTAZA – 95] A. Bakhtazak, H. Abiri, and M. H. Rahnavard
“Optimum Bandpass Optical Filter Synthesis Using Periodic Corrugated Waveguides with $\pi/2$ Phase Shifts”
Journal of Lightwave Technology, vol. 13, pp. 1780 – 1786, 1995

- [BARCELO – 95] S. Barcelos, M. N. Zervas, R. I. Laming, D. N. Payne, L. Reekie, J. A. Tucknott, R. Kashyap, P. F. McKee, F. Sladen and B. Wojciechowicz
“High accuracy dispersion measurements of chirped fibre gratings”
Electronics Letters, vol. 31, pp. 1280 – 1282, 1995
- [BAUMANN – 96] I. Baumann, J. Seifert, W. Nowat, and M. Sauer
“Compact All-Fiber Add-Drop-Multiplexer Using Fiber Bragg Gratings”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, pp. 1331 – 1333, 1996
- [BERKOFF – 96] T. A. Berkoff and A. D. Kersey
“Fiber Bragg Grating Array Sensor System Using a Bandpass Wavelength Division Multiplexer and Interferometric Detection”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, pp. 1522 – 1524, 1996
- [BILODEAU – 94] F. Bilodeau, K. O. Hill, B. Malo, D. C. Johnson and J. Albert
“High-Return-Loss Narrowband All-Fiber Bandpass Bragg Transmission Filter”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, pp. 80 – 82, 1994
- [BILODEAU – 95] F. Bilodeau, D. C. Johnson, S. Theriault, B. Malo, and K. O. Hill
“An All-Fiber Dense-Wavelength-Division Multiplexer/Demultiplexer Using Photoimprinted Bragg Gratings”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, pp. 388 – 390, 1995
- [BJORK – 87] G. Björk and O. Nilson
“A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: Properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 5, pp. 140 – 146, 1987
- [BORELLA – 97] M. S. Borella, J. P. Jue, D. Banerjee, B. Ramamurthy, and B. Mukherjee
“Optical Components for WDM Lightwave Networks”
Proceedings of the IEEE, vol. 85, pp. 1274 – 1307, 1997
- [BOUZID – 96] A. Bouzid and M. A. G. Abushagur
“Thin-film approximate modeling of in-core fiber gratings”
Optical Engineering, vol. 35, pp. 2793 – 2797, 1996
- [BROOKS – 95] C. J. Brooks, G. L. Vossler, and K. A. Winick
“Phase response measurement technique for waveguide grating filters”
Applied Physics Letters, vol. 66, pp. 2168 – 2170, 1995
- [BULGAKO – 98] S. A. Bulgakov and M. Nieto-Vespertinas
“Field distribution inside one-dimensional random photonic lattices”
Journal of Optical Society of America A, vol. 15, pp. 503 – 510, 1998
- [CANNING – 94] J. Canning and M. G. Sceats
“ π -phase-shifted periodic distributed structures in optical fibres by UV post-processing”
Electronics Letters, vol. 30, pp. 1344 – 1345, 1994
- [CANNING – 95] J. Canning, M. G. Sceats, H. G. Inglis, and P. Hill
“Transient and permanent gratings in phosphosilicate optical fibers produced by the flash condensation technique”
Optics Letters, vol. 20, pp. 2189 – 2191, 1995
- [CAPMANY – 90] J. Capmany and M. A. Muriel
“A New Transfer Matrix Formalism for the Analysis of Fiber Ring Resonators: Compound Coupled Structures for FDMA Demultiplexing”
Journal of Lightwave Technology, vol. 8, pp. 1904 – 1919, 1990

- [CAPMANY – 91] J. Capmany and M. A. Muriel
“Optical Pulse Sequence Transmission Through Single-Mode Fibers: Interference Signal Analysis”
Journal of Lightwave Technology, vol. 9, pp. 27 – 36, 1991
- [CAPMANY – 98] J. Capmany, F. J. Fraile-Pelaez y J. Martí
Fundamentos de Comunicaciones Ópticas
Editorial Síntesis, Madrid 1998
- [CHAWKI – 95] M. J. Chawki, V. Tholey, E. Delewaque, S. Boj, E. Gay
“Wavelength reuse in a WDM unidirectional ring network by using a fiber-grating add/drop multiplexer”
Proceedings of OFC’95, 1995, pp. 272 – 273
- [CHEN – 97.1] L. R. Chen, S. D. Benjamin, P. W. E. Smith, J. E. Sipe, and S. Juma
“Ultrashort pulse propagation in multiple-grating fiber structures”
Optics Letters, vol. 22, pp. 402 – 404, 1997
- [CHEN – 97.2] L. R. Chen, S. D. Benjamin, H. Jung, P. W. E. Smith, and J. E. Sipe
“Dynamics of Ultrashort Pulse Propagation Through Fiber Gratings”
Optics Express, vol. 1, pp. 242 – 249, 1997
- [CHEN – 97.3] L. R. Chen, S. D. Benjamin, P.W. E. Smith, and J. E. Sipe
“Fiber Bragg Gratings in the Ultrasort Pulse Regime”
Optics & Photonics News, pp. 17 – 18, 1997
- [CHEN – 97.4] L. R. Chen, S. D. Benjamin, P.W. E. Smith and J. E. Sipe
“Ultrashort Pulse Reflection from Fiber Gratings: A Numerical Investigation”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1503 – 1512, 1997
- [CHEN – 98.1] L. R. Chen, D. J. F. Copper, and P. W. E. Smith
“Transmission Filters with Multiple Flatened Passbands Based on Chirped Moiré Gratings”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, pp. 1283 - 1285, 1998
- [CHEN – 98.2] L. R. Chen, S. D. Benjamin, P. W. E. Smith, and J. E. Sipe
“Applications of Ultrashort Pulse Propagation in Bragg Gratings for Wavelength-Division Multiplexing and Code-Division Multiple Access”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, pp. 2117 – 2129, 1998
- [COHEN – 95] L. Cohen
Time-Frequency Analysis
Prentice Hall Signal Processing Series , Englewood Cliffs, New Jersey, 1995
- [COLE – 95] M. J. Cole, W. H. Loh, R. I. Laming, M. N. Zervas and S. Barcelos
“Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask”
Electronics Letters, vol. 31, pp. 1488 – 1490, 1995
- [DELANO – 67] E. Delano
“Fourier Synthesis of Multilayer Filters”
Journal of the Optical Society of America, vol. 57, pp. 1529 – 1533, 1967
- [DIANOV – 97] E. M. Dianov, D. S. Stardubov, S. A. Vasiliev, A. A. Frolov, and O. I. Medvedkov
“Refractive-index gratings by written by near-ultraviolet radiation”
Optics Letters, vol. 22, pp. 221 – 223, 1997
- [DOBROWO – 78] J. A. Dobrowolski and D. Lowe
“Optical thin film synthesis program based on the use of Fourier transform”
Applied Optics, vol. 17, pp. 3039 – 3050, 1978

-
- [DODS – 97] S. R. A. Dods and M. Ogura
“Dispersive mirror in AlGaAs designed by the inverse spectral theory”
Applied Optics, vol. 36, pp. 7741 – 7749, 1997
- [DONG – 97] L. Dong, L. Reekie, J. L. Cruz, J. E. Caplen, J. P. de Sandro, and D. N. Payne
“Optical Fibers with Depressed Cladings for Suppression of Coupling into Cladding Modes in Fiber Bragg Gratings”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, pp. 64 – 66, 1997
- [DOUAY - 97] M. Douay, W. X. Xie, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, P. Cordier, B. Poumellec, L. Dong, J. F. Bayon, H. Poignant, and E. Deleuaque
“Densification Involved in the UV-Based Photosensitivity of Silica Glasses and Optical Fibers”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1329-1342, 1997
- [EGGLETO – 94] B. J. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladian and F. Ouellette
“Long periodic superstructure Bragg gratings in optical fibres”
Electronics Letters, vol. 30, pp. 1620 – 1622, 1994
- [EGGLETO – 97] B. J. Eggleton, G. Lenz, N. Litchinistser, D. B. Patterson, and R. E. Slusher
“Implications of Fiber Grating Dispersion for WDM Communication Systems”
IEEE Photonics Technoogy Letters, vol. 9, pp. 1403 – 1405, 1997
- [ENNSER – 98] K. Ennsner, M. N. Zervas, and R. I. Laming
“Optimization of Apodized Linearly Chirped Fiber Gratings for Optical Communications”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, pp. 770 – 778, 1998
- [ERDOGAN – 97] T. Erdogan
“Fiber Grating Spectra”
Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1277 – 1294, 1997
- [ERDOGAN – 98] T. Erdogan
“Fiber Gratings”
Photonics Spectra, pp. 96 – 97, 1998
- [ERIKSSON – 94] U. Eriksson, P. Blixt, and J. A. Tellefsen
“Design of fiber gratings for total dispersion compensation”
Optics Letters, vol. 19, pp. 1028 – 1030, 1994
- [EVERALL – 97] L. A. Everall, K. Sugden, J. A. R. Williams, I. Bennion, X. Liu, J. S. Aitchison, S. Thoms, and R. M. De La Rue
“Fabrication of multipassband moiré resonators in fibers by the dual-phase-mask exposure method”
Optics Letters, vol. 22, pp. 1473 – 1475, 1997
- [FRIEBELE – 98] E. J. Friebele
“Fiber Bragg Grating Strain Sensors: Present and Future Applications in Smart Structures”
Optics & Photonics News, pp. 33 – 37, 1998
- [GEIGER – 98] H. Geiger, M. Ibsen, and R. I. Laming
“Optimum receivers with fiber gratings”
Proceedings of OFC’98, 1998, pp. 152 – 154
- [GILES – 97] C. R. Giles
“Lightwave Applications if Fiber Bragg Gratings”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1391 – 1404, 1997
- [GISIN – 96] B. Gisin, N. Gisin, and F. Cochet
“Transmission gratings for chromatic dispersion compensation”
Optics Letters, vol. 21, pp. 686 – 688, 1996
-

- [GLANCE – 96] B. Glance
“Wavelength-Tunable Add/Drop Optical Filter”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, pp. 245 – 247, 1996
- [GLANCE – 96] B. Glance, C. R. Doerr, I. P. Kaminov, and R. Montagne
“Optically Restorable WDM Ring Network Using Simple Add/Drop Circuitry”
Journal of Lightwave Technology, vol. 14, pp. 2453 – 2456, 1996
- [GU – 98] X. J. Gu
“Wavelength-division multiplexing isolation fiber filter and light source using cascaded long-period fiber gratings”
Optics Letters, vol. 23, pp. 509 – 510, 1998
- [HENRY – 89] C. H. Henry, Y. Shany, R. C. Kistler, T. E. Jewell, V. Pol, N. A. Olsson, R. F. Kazarinov, and K. J. Orlowsky
“Compound Bragg Reflection Filters Made By Spatial Frequency Lithography”
Journal of Lightwave Technology, vol. 7, pp. 1379 – 1385, 1989
- [HIBINO – 96] Y. Hibino, T. Kitagawa, K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, J. Albert, and D. C. Johnson
“Wavelegth Division Multiplexer with Photoinduced Bragg Gratings Fabricated in a Planar-Lightwave-Circuit-Type Asymmetric Mach-Zehnder Interferometer on Si”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, pp. 84 – 86, 1996
- [HILL – 78] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki
“Photosensitivity in optical fiber waveguides: Aplication to reflection filter fabrication”
Applied Physics Letters, vol. 32, pp. 647 – 649, 1978
- [HILL – 90] K.O. Hill, B. Malo, K. A. Vineberg, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and I. Skinner
“Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings”
Electronics Letters, vol. 26, pp. 1270 – 1272, 1990
- [HILL – 93.1] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson and J. Albert
“Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask”
Applied Physics Letters, vol. 62, pp. 1035 – 1037, 1993
- [HILL – 93.2] K. B. Hill and D. J. Brady
“Impulse responses of strong reflection holograms”
Applied Optics, vol. 32, pp. 4305 – 4316, 1993
- [HILL – 95] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, S. Theriault, D. C. Johnson, and J. Albert
“Variable-spectral response optical waveguide Bragg grating filters for optical signal processing”
Optics Letters, vol. 20, pp. 1438 – 1440, 1995
- [HILL – 97] K. O. Hill, and G. Meltz
“Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1263 – 1276, 1997
- [HUANG – 95] S. Huang, M. Leblanc, M. M. Ohn, R. Lee, R. M. Measures
“Bragg intragrating structural sensing”
Applied Optics, vol. 34, pp. 5003 – 5009, 1995
- [IBSEN – 98.1] M. Ibsen, M.K. Durkin, and R. I. Laming
“Chirped Moiré Fiber Gratings Operating on Two-Wavelength Channels for Use as Dual-Channel Dispersion Compensators”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, pp. 84 – 86, 1998
- [IBSEN – 98.2] M. Ibsen, M. K. Durkin, and M. J. Cole
“Sinc-sampled fiber Bragg grating for identical multiwavelength operation”
Proceedings of OFC’98, 1998, pp. 5 – 6

- [IBSEN – 98.3] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. J. Cole, and R. I. Laming
“Sinc-Sampled Fiber Bragg Gratings for Identical Multiple Wavelength Operation”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, pp. 842 – 844, 1998
- [KAKUI – 96] M. Kakui, M. Shigehara, A. Inoue, T. Iwashima, K. Nakazato, M. Nishimura, and Y. Hattori
“Improved erbium-doped fiber amplifiers employing chirped fiber gratings as ASE rejection filters for WDM transmission”
Proceedings of OFC’96, 1996, pp. 118 – 119
- [KASHYAP – 94] R. Kashyap, P. F. McKee, R. J. Campbell and D. L. Williams
“Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings”
Electronics Letters, vol. 30, pp. 996 – 998, 1994
- [KASHYAP – 95] R. Kashyap, P. F. Mackee, D. J. Armes, M. Shabeer, and D. Cotter
“Measurement of ultra-steep edge, high rejection fiber Bragg gratings filters”
Electronics Letters, vol. 31, pp.1282 - 1283, 1995
- [KASHYAP – 99] R. Kashyap
Fiber Bragg Gratings (Optics and Photonic Series)
The Academic Press, 1999
- [KERSEY – 97] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. Leblanc, K. P. Koo, C. G. Askins, M. A. Putnam, and E. J. Friebele
“Fiber Gratings Sensors”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1442 – 1463, 1997
- [KIM – 79] S. – H. Kim and C. G. Fonstad
“Tunable Narrow-Band Thin-Film Waveguides Grating Filters”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 15, pp. 1405 – 1408, 1979
- [KIM – 98] S. Y. Kim, S. B. Lee, S. W. Kwon, S. S. Choi, and J. Jeong
“Channel-switching active add/drop multiplexer with tunable gratings”
Electronics Letters, vol. 34, pp. 104 – 105, 1998
- [KOGELNIK – 76] H. Kogelnik
“Filter Response of Nonuniform Almost-Periodic Structures”
The Bell System Technical Journal, pp. 109 – 126, 1976
- [KY – 98] N. H. Ky, H. G. Limberger, and R. P. Salathé
“Efficient broadband intracore grating LP₀₁-LP₀₂ mode converters for chromatic-dispersion compensation”
Optics Letters, vol. 23, pp. 445 – 447, 1998
- [LEGOUBI – 91] S. Legoubin, E. Fertein, M. Douay, P. Bernage, and P. Niay
“Formation of Moiré grating in core of germanosilicate fibre by transverse holographic double exposure method”
Electronics Letters, vol. 27, pp. 1945 – 1946, 1991
- [LEGOUBIN – 95] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, and P. Niay
“Free spectral range variations of grating-based Fabry-perot filters photowritten in optical fibers”
Journal of Optical Society of America A, vol. 12, pp. 1687 – 1694, 1995
- [LENZ – 98.1] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. K. Madsen, C. R. Giles, and G. Nykolak
“Optimal Dispersion of Optical Filters for WDM Systems”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, pp. 567 – 569, 1998
- [LENZ – 98.2] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. R. Giles, C. K. Madsen, and R. E. Slusher
“Dispersive Properties of Optical Filters for WDM Systems”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, pp. 1390 – 1402, 1998

-
- [LOH – 95] W. H. Loh, M. J. Cole, M. N. Zervas, S. Barcelos, and R. I. Laming
“Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber – scanning beam technique”
Optics Letters, vol. 20, pp. 2051 – 2053, 1995
- [LOUGHLIN – 96] P. J. Loughlin, ed.,
“Special issue on time-frequency analysis”
Proceedings of IEEE, vol. 84, 1996
- [LYTEL – 86] R. Lytel and G. F. Lipscomb
“Narrowband electrooptic tunable notch filter”
Applied Optics, vol. 25, pp. 3889 – 3895, 1986
- [MALO – 93] B. Malo, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, and K. O. Hill
“Single-excimer-pulse writing of fiber gratings by use of a zero-order nulled phase mask: gratings spectral response and visualization of index perturbations”
Optics Letters, vol. 18, pp. 1277 – 1279, 1993
- [MATUSCH – 97] N. Matuschek, F. X. Kärtner, and U. Keller
“Exact Coupled-Mode Theories for Multilayer Interference Coatings with Arbitrary Strong Index Modulations”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, pp 295 – 302, 1997
- [MELTZ – 89] G. Meltz, W. W. Morey and W. H. Glenn
“Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method”
Optics Letters, vol. 14, pp. 823 – 825, 1989
- [MITSCHKE – 98] F. Mitschke and U. Morgner
“The Temporal Talbot Effect”
Optics & Photonics News, pp. 45 – 47, 1998
- [MIZRAHI – 93] V. Mizrahi and J. E. Sipe
“Optical Properties of Photosensitive Fiber Phase Gratings”
Journal of Lightwave Technology, vol. 11, pp. 1513 – 1517, 1993
- [MOREY – 94] W. W. Morey, G. A. Ball, G. Meltz
“Photoinduced Bragg Gratings in Optical Fibers”
Optics & Photonics News, pp. 8 – 14, 1994
- [MURIEL – 96] M. A. Muriel
Comunicación interna
1996
- [MURIEL – 97] M. A. Muriel
Comunicación interna
1997
- [NYKOLAK – 98] G. Nykolak, G. Lenz, B. J. Eggleton, and T. A. Strasser
“Impact of fiber grating dispersion on WDM system performance”
Proceedings of OFC’98, 1998, pp. 4 – 5
- [OHN – 96] M. M. Ohn, A. T. Alavie, R. Maaskant, M. G. Xu, F. Bilodeau, and K. O. Hill
“Dispersion variable fibre Bragg grating using a piezoelectric stack”
Electronics Letters, vol. 32, pp. 2000 – 2001, 1996
- [OPPENHEI – 83] A. V. Oppenheim and A. V. Willsky
Signals & Systems
Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1983
-

-
- [OPPENHEI – 89] A. V. Oppenheim and R. W. Schaffer
Discrete-Time Signal Processing
Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1989
- [ORLOV – 97] S. S. Orlov, A. Yariv, and S. V. Essen
“Coupled-mode analysis of fiber-optic add-drop filters for dense wavelength-division multiplexing”
Optics Letters, vol. 22, pp. 688 – 690, 1997
- [OTHONOS – 99] A. Othonos and K. Kalli
Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing
Artech House, Inc., Boston, 1999
- [OUELLETT – 87] F. Ouellette
“Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides”
Optics Letters, vol. 12, pp. 847 – 849, 1987
- [OUELLETT – 91] F. Ouellette
“All-fiber filter for efficient dispersion compensation”
Optics Letters, vol. 16, pp. 303 – 305, 1991
- [OUELLETT – 94] F. Ouellette, J.-F. Cliche, and S. Gagnon
“All-Fiber Devices for Chromatic Dispersion Compensation Based on Chirped Distributed Resonant Coupling”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 12, pp. 1728 – 1737, 1994
- [OUELLETT – 95] F. Ouellette, P. A. Krug, T. Stephens, G. Dhosi, and B. Eggleton
“Broadband and WDM dispersion compensation using chirped sampled fibre Bragg gratings”
Electronics Letters, vol. 31, pp. 899 – 901, 1995
- [PAPOULIS – 62] A. Papoulis
The Fourier Integral and Its Applications
McGraw-Hill, New York, 1962
- [PASTOR – 96] D. Pastor, J. Capmany, B. Ortega, V. Tatay, and J. Martí
“Design of Apodized Linearly-Chirped Fiber Gratings for Dispersion Compensation”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 14, pp. 2581 – 2588, 1996
- [PASTOR – 98] D. Pastor and J. Capmany
“Experimental demonstration of phase reconstruction from reflectivity uniform fibre Bragg gratings using the Wiener-Lee transform”
Electronics Letters, vol. 34, pp. 1344 – 1345, 1998
- [PATRICK – 93] H. Patrick and S. L. Gilbert
“Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber”
Optics Letters, vol. 18, pp. 1484 – 1486, 1993
- [PERAL – 96] E. Peral, J. Capmany, and J. Martí
“Iterative Solution to the Gel'Fand-Levitan Marchenko Coupled Equations and Application to Synthesis of Fiber Gratings”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 32, pp. 2078 – 2084, 1996
- [PERAL – 97] E. Peral, and J. Capmany
“Generalized Bloch Wave Analysis for Fiber and Waveguide Gratings”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1295 – 1302, 1997
- [POLADIAN – 97] L. Poladian
“Group-delay reconstruction for fiber Bragg gratings in reflection and transmission”
Optics Letters, vol. 22, pp. 1571 – 1573, 1997

- [POOLE – 94] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni, and A. M. Vengsarkar
“Optical Fiber-Based Dispersion Compensation Using Higher Order Modes Near Cutoff”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 12, pp.1746 – 1758, 1994
- [PROHASK – 94] J. D. Prohaska, E. Snitzer, and J. Winthrop
“Theoretical description of fiber Bragg reflectors prepared by Fresnel diffraction images”
Applied Optics, vol. 33, pp. 3896 – 3900, 1994
- [QIAN – 96] S. Qian and D. Chen
Joint Time-Frequency Analysis
Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1996
- [QUETEL – 96] L. Quetel, L. Rivollan, E. Delevaque, H. Poignant, M. Monerie, and T. Georges
“Programmable fiber grating based wavelength demultiplexer”
Proceedings of OFC’96, 1996, pp. 120 – 121
- [RADIC – 95] S. Radic, N. George, and G. V. Agraval
“Analysis of Nonuniform Nonlinear Distributed Feedback Structures : Generalized Transfer Matrix Method”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 31, pp. 1326 – 1336, 1995
- [RAMASWA – 98] R. Ramaswami and K. N. Sivarajan
Optical Networks: A Practical Perspective
Morgan Kaufmann Publishers, Inc., San Francisco, California 1998
- [ROMAN – 93] J. E. Roman, and K. A. Winick
“Waveguide Grating filters for Dispersion Compensation and Pulse Compression”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 29, pp. 975 – 982, 1993
- [ROMAN – 98] J. E. Roman, M. Y. Frankel, and R. D. Esman
“Spectral characterization of fiber gratings with high resolution”
Optics Letters, vol. 23, pp. 939 – 941, 1998
- [ROTTWITT – 94] K. Rottwitt, M. J. Guy, A. Boskovic, D. U. Noske, J. R. Taylor, and R. Kashyap
“Interaction of uniform phase picosecond pulses with chirped and unchirped photosensitive fibre Bragg gratings”
Electronics Letters, vol. 30, pp. 995 – 996, 1994
- [RUSSELL – 93] P. St. J. Russell, J.-L. Archambault, and L. Reekie
“Fibre gratings”
Physics World, pp. 41 – 46, 1993
- [SALEH – 91] B. E. A. Saleh and M. C. Teich
Fundamentals of Photonics
Jonh Wiley & Sons, New York, 1991
- [SHI – 94] C. – X. Shi
“Fabry-Perot resonator composed of a photoinduced birefringent fiber grating”
Applied Optics, vol. 33, pp. 7002 – 7008, 1994
- [SHI – 96] C. – X. Shi
“A Novel Optical Frequency Filter”
Microwave and Optical Technology Letters, vol. 11, pp. 297 – 300, 1996
- [SHIBATA – 94] Y. Shibata, T. Tamamura, S. Oku, and Y. Kondo
“Coupling Coefficient Modulation of Waveguide Grating Using Sampled Grating”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, pp. 1222 – 1224, 1994

- [SINGH – 98] H. Singh, and M. Zippin
“Apodized fiber Bragg gratings for DWDM applications using uniform phase mask”
Proceedings of ECOC’98, 1998, pp. 189 – 190
- [SIPE – 94] J. E. Sipe, L. Poladian, and C. Martijn de Sterke
“Propagation through nonuniform grating structures”
Journal of the Optical Society of America A, vol. 11, pp. 1307 – 1320, 1994
- [SKAAR – 98.1] J. Skaar and K. M. Risvik
“A Genetic Algorithm for the Inverse Problem in Synthesis of Fiber Gratings”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 16, pp. 1928 – 1932, 1998
- [SKAAR – 98.2] J. Skaar, B. Sahlgren, P. Y. Fonjallaz, and R. Sttube
“High-reflectivity fiber-optic bandpass filter designed by use of the iterative solution to the Gel’Fand-Levitan-Marchenko equations”
Optics Letters, vol. 23, pp. 933 – 935, 1998
- [SKAAR – 99] J. Skaar and H. E. Engan
“Phase reconstruction from reflectivity in fiber Bragg gratings”
Optics Letters, vol. 24, pp. 136 – 138, 1999
- [SONG – 85] G. H. Song and S. Y. Shin
“Design of corrugated waveguide filters by the Gel’Fand-Levitan-Marchenko inverse-scattering method”
Journal of Optical Society America, vol. 2, pp. 1905 – 1915, 1985
- [STERKE – 95] C. M. de Sterke and N. G. R. Broderick
“Coupled-mode equations for periodic superstructure Bragg gratings”
Optics Letters, vol. 20, pp. 2039 – 2041, 1995
- [STERKE – 97] C. M. de Sterke, B. J. Eggleton, and P. A. Krug
“High-Intensity Pulse Propagation in Uniform Gratings and Gratings Superstructures”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1494 – 1502, 1997
- [STOROY – 97] H. Storoy, H. E. Engan, . Sahlgren, and R. Stubbe
“Position weighting of fiber Bragg gratings for bandpass filtering”
Optics Letters, vol. 22, pp. 784 – 786, June 1997
- [SUGDEN – 97] K. Sugden, L. Zhang, J. A. R. Williams, R. W. Fallon, L. A. Everall, K. E. Chisholm, and I. Bennion
“Fabrication and Characterization of Bandpass Filters Based on Concatenated Chirped Fiber Gratings”
IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 1424 – 1432, 1997
- [SWART – 91] P. L. Swart and B. M. Lacquet
“A transform for the reduction in spatial frequency content of the optical reflectance of layered media”
Journal of Applied Physics, vol. 70, pp. 1069 – 1071, 1991
- [TAMIL – 94] L. S. Tamil, Y. Li, J. M. Dugan, and K. A. Prabhu
“Dispersion compensation for high bit rate fiber-optic communication using a dynamically tunable optical filter”
Applied Optics, vol. 33, pp. 1697 – 1706, 1994
- [THIREAUL – 95] S. Thibault, J. Lauzon, J. – F. Cliche, J. Martin, M. A. Dugay, and M. Têtu
“Numerical Analysis of the optical length and profile of a linearly chirped filter Bragg grating for dispersion compensation”
Optics Letters, vol. 20, pp. 647 – 649, 1995

- [TOWN – 95] G. E. Town, K. Sudgen, J. A. R. Williams, I. Bennion, and S. B. Poole
“Wide-Band Fabry-Perot-Like Filters in Optical Fiber”
IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, pp. 78 – 80, 1995
- [VENGSA – 96.1] A. M. Vengsarkar, P. L. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe
Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters”
Journal of Lightwave Technology, vol. 14, pp. 58 – 65, 1996
- [VENGSA – 96.2] A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano, and C. R. Davidson
“Long-period fiber-grating-based gain equalizers”
Optics Letters, vol. 21, pp. 336 – 338, 1996
- [VOLANTHE – 96] M. Volanthen, H. Geiger, M. J. Cole, R. I. Laming, and J. P. Dakin
“Low coherence technique to characterise reflectivity and time delay as a function of wavelength within a long fiber grating”
Electronics Letters, vol. 32, pp. 757 – 758, 1996
- [WINICK – 90] K. A. Winick and J. E. Roman
“Design of Corrugated Waveguide Filters by Fourier-Transform Techniques”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 26, pp. 1918 – 1929, 1990
- [WINICK – 92] K. A. Winick
“Effective-index method and coupled-mode theory for almost-periodic waveguide gratings: a comparison”
Applied Optics, vol. 31, pp. 757 – 764, 1992
- [XU – 96] M. G. Xu, A. T. Alavie, R. Maaskant, and M. M. Ohn
“Tunable fibre bandpass filter based on a linearly chirped fibre Bragg grating for wavelength demultiplexing”
Electronics Letters, vol. 32, pp. 1918 – 1919, 1996
- [YA – 95] Y. H. Ya
“Optical vernier filter with fiber grating Fabry-Perot resonators”
Applied Optics, vol. 34, pp. 6164 – 6167, 1995
- [YAMADA – 87] M. Yamada, and K. Sakuda
“Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach”
Applied Optics, vol. 26, pp. 3474 – 3478, 1987
- [YARIV – 73] A. Yariv
“Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics”
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 9, pp. 919 – 933, 1973
- [YARIV – 84] A. Yariv and P. Yeh
Optical Waves in Crystals
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1984
- [YEH – 88] P. Yeh
Optical Waves in Layered Media
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1988
- [ZENGERLE – 95] R. Zengerle and O. Leminger
“Phase-Shifted Bragg-Grating Filters with Improved Transmission Characteristics”
Journal of Lightwave Technology, vol. 13, pp. 2354 – 2358, 1995
- [ZHANG – 95] L. Zhang, K. Sudgen, I. Bennion, and A. Molony
“Wide-stopband chirped fibre moiré grating transmission filters”
Electronics Letters, vol. 31, pp. 477 – 479, 1995

- [ZHANG – 98] L. Zhang, K. Sudgen, Y. Liu, I. Bennion, and L. Dong
“High-rejection/low loss single passband filters with 50nm stopband in depressed cladding fibre by chirped grating concatenation method”
Proceedings of ECOC'98, 1998
- [ZHAO – 97] Y. Zhao and J. C. Palais
“Fiber Bragg Grating Coherence Spectrum Modeling, Simulation, and Characteristics”
Journal of Lightwave Technology, vol. 15, pp. 154 – 161, 1997

Apéndice II

Estudio del resonador Fabry-Perot

Para verificar la validez del modelo propuesto para la caracterización de redes de difracción en fibra se realiza el estudio del bien conocido resonador Fabry-Perot. Este resonador está compuesto de una capa dieléctrica homogénea isótropa sin pérdidas, de índice de refracción constante n y espesor L , comprendida entre dos capas semiininitas de aire (índice de refracción 1). En primer lugar se caracterizará macroscópicamente al dispositivo mediante la aplicación de las fórmulas de Airy, lo cual será de gran utilidad para la posterior comprensión de la caracterización en el dominio del tiempo. A continuación, mediante la aplicación del modelo desarrollado, se calcularán mediante simulación las amplitudes complejas de los campos que se propagan en su interior para que puedan ser contrastados con la hipótesis considerada para el cálculo de las fórmulas de Airy.

AII.1. CARACTERIZACIÓN MACROSCÓPICA. FÓRMULAS DE AIRY

Considérese el resonador Fabry-Perot descrito anteriormente y que se muestra en la Fig. AII.1. Suponiendo que una onda plana de luz monocromática de frecuencia óptica f incide perpendicularmente sobre la estructura, se podrán calcular los coeficientes de reflexión y transmisión en campo mediante la suma de las amplitudes complejas de los sucesivos rayos reflejados y transmitidos.

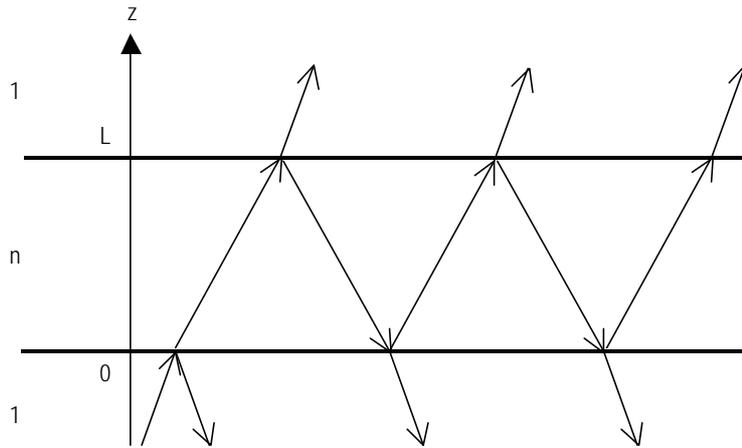


Figura AII.1. Resonador Fabry-Perot. Fórmulas de Airy.

Definiendo r_{1n} y t_{1n} como los coeficientes de reflexión y transmisión en campo en la interfase entre la capa de aire y la capa dieléctrica, y r_{n1} y t_{n1} los respectivos coeficientes en la interfase entre la capa dieléctrica y el aire; y teniendo en cuenta las diferencias de fase entre los rayos debidas al camino óptico que recorren, se calculan los coeficientes de reflexión, $H_r(f)$, y transmisión, $H_t(f)$, de campo de la estructura completa como:

$$H_r(f) = \frac{E^-(z=0^-, f)}{E^+(z=0^-, f)} = r_{1n} + t_{1n}t_{n1}r_{n1}e^{-j2j} + t_{1n}t_{n1}r_{n1}^3e^{-j4j} + \dots \quad (\text{AII.1})$$

$$H_t(f) = \frac{E^+(z=L^+, f)}{E^+(z=0^-, f)} = t_{1n}t_{n1}e^{-j\mathbf{j}} \left(1 + r_{n1}^2e^{-j2j} + (r_{n1}^2e^{-j2j})^2 + \dots \right) \quad (\text{AII.2})$$

donde $E^+(z=0^-, f)$, $E^-(z=0^-, f)$ y $E^+(z=L^+, f)$ son las amplitudes complejas de los campos incidente, reflejado y transmitido por la estructura, y $\mathbf{j} = \frac{2p}{c}fnL$ representa la diferencia de fase correspondiente al camino óptico que ha de recorrer el rayo para atravesar la capa dieléctrica. Es importante hacer notar que las respuestas en reflexión y transmisión de la estructura se obtienen tomando la transformada de Fourier inversa de las expresiones AII.1 y AII.2, de donde se puede deducirse fácilmente que estas respuestas impulsivas estarán formadas por una serie infinita de deltas en el tiempo, separadas por dos veces el tiempo de tránsito de la capa

dieléctrica $(t = \frac{2L}{c/n})$, y con las amplitudes impuestas por los coeficientes fruto de las sucesivas reflexiones y transmisiones.

Reordenando las expresiones AII.1 y AII.2, y realizando la suma infinita de las series geométricas se obtienen unas expresiones más compactas para estos coeficientes:

$$H_r(f) = \frac{\mathbf{r}(e^{-j2j} - 1)}{1 - \mathbf{r}^2 e^{-j2j}} \quad (\text{AII.3})$$

$$H_t(f) = \frac{(1 - \mathbf{r}^2)e^{-j}}{1 - \mathbf{r}^2 e^{-j2j}} \quad (\text{AII.4})$$

donde se ha definido $\mathbf{r} = r_{n1} = \frac{n-1}{n+1}$.

AII.2. RESULTADOS DE SIMULACIÓN.

Una vez que se han calculado analíticamente los coeficientes de reflexión y transmisión en campo, se caracteriza microscópicamente el resonador Fabry-Perot. La caracterización macroscópica no es más que la particularización de la caracterización microscópica a la entrada y a la salida del dispositivo. Se analiza un resonador Fabry-Perot cuya capa dieléctrica tiene un índice de refracción $n=5$ y un espesor $L=2\mu\text{m}$, y se encuentra comprendida entre dos capas semiinfinitas de aire. El perfil del índice de refracción del resonador se muestrea con un periodo de muestreo $z_m=13\text{nm}$, para obtener la estructura multicapa susceptible de ser tratada mediante la teoría de propagación de ondas electromagnéticas a través de medios dieléctricos y teoría de matrices de transferencia. Una vez aplicado el modelo y calculado numéricamente los campos en el interior de la estructura, el resonador Fabry-Perot queda caracterizado de la siguiente forma:

a.- *Caracterización en reflexión del resonador Fabry-Perot.*

En la Fig. AII.3 se representa gráficamente la caracterización en reflexión del resonador Fabry-Perot, en el dominio de la frecuencia y en el dominio del tiempo. La Fig. AII.3a muestra el perfil del índice de refracción del resonador. Las Fig. AII.3b y AII.3c

caracterizan microscópicamente al dispositivo en reflexión: la primera de ellas representa las funciones de transferencia locales en reflexión para cada punto interior del dispositivo, y la segunda muestra las respuestas impulsivas internas en el interior del resonador. Es importante destacar como para cada frecuencia óptica f (onda plana monocromática) el módulo de la función de transferencia permanece constante en las regiones de índice de refracción constante.

La caracterización macroscópica del dispositivo se presenta en las Fig. AII.3d y AII.3e mediante la reflectividad y el módulo de la envolvente compleja de la respuesta impulsiva en reflexión. Merece la pena en este punto destacar como la representación bidimensional para la caracterización microscópica en el dominio del tiempo proporciona una visualización de los fenómenos físicos que se producen en el interior del resonador y que determinan su comportamiento macroscópico. De esta forma, puede observarse los puntos correspondientes a la interfases dieléctrica como los responsables de las sucesivas reflexiones que dan lugar a las deltas en el tiempo de la respuesta impulsiva.

b.- Caracterización en transmisión del resonador Fabry-Perot.

La caracterización en transmisión se presenta en la Fig. AII.4 de forma análoga a la caracterización en reflexión. En la Fig. AII.4c para la caracterización microscópica en el dominio del tiempo se observan las diferentes pendientes para las ondas electromagnéticas que se propagan en el medio dieléctrico y el aire. Este hecho se debe a la influencia del índice de refracción en la velocidad de propagación de las ondas a través del medio. Como el índice de refracción del medio dieléctrico es mayor que el del aire, las pendientes, que se corresponden con la velocidad de propagación, serán menores que en el aire.

c.- Caracterización en transmisión del resonador Fabry-Perot.

Finalmente, la caracterización completa del dispositivo se presenta en la Fig. AII.5. La Fig. AII.5b presenta la caracterización microscópica en el dominio de la frecuencia y pueden observarse las condiciones de interferencia constructiva y destructiva para las diferentes ondas planas monocromáticas que dan lugar a los máximos y mínimos en la característica de reflectividad y transmitividad.

De forma análoga, la Fig. AII.5c presenta la caracterización en el dominio del tiempo donde se muestra la dinámica de formación de las respuestas impulsivas en reflexión y transmisión. Este diagrama bidimensional es similar al presentado en la Fig. AII.1 para la obtención de las fórmulas de Airy.

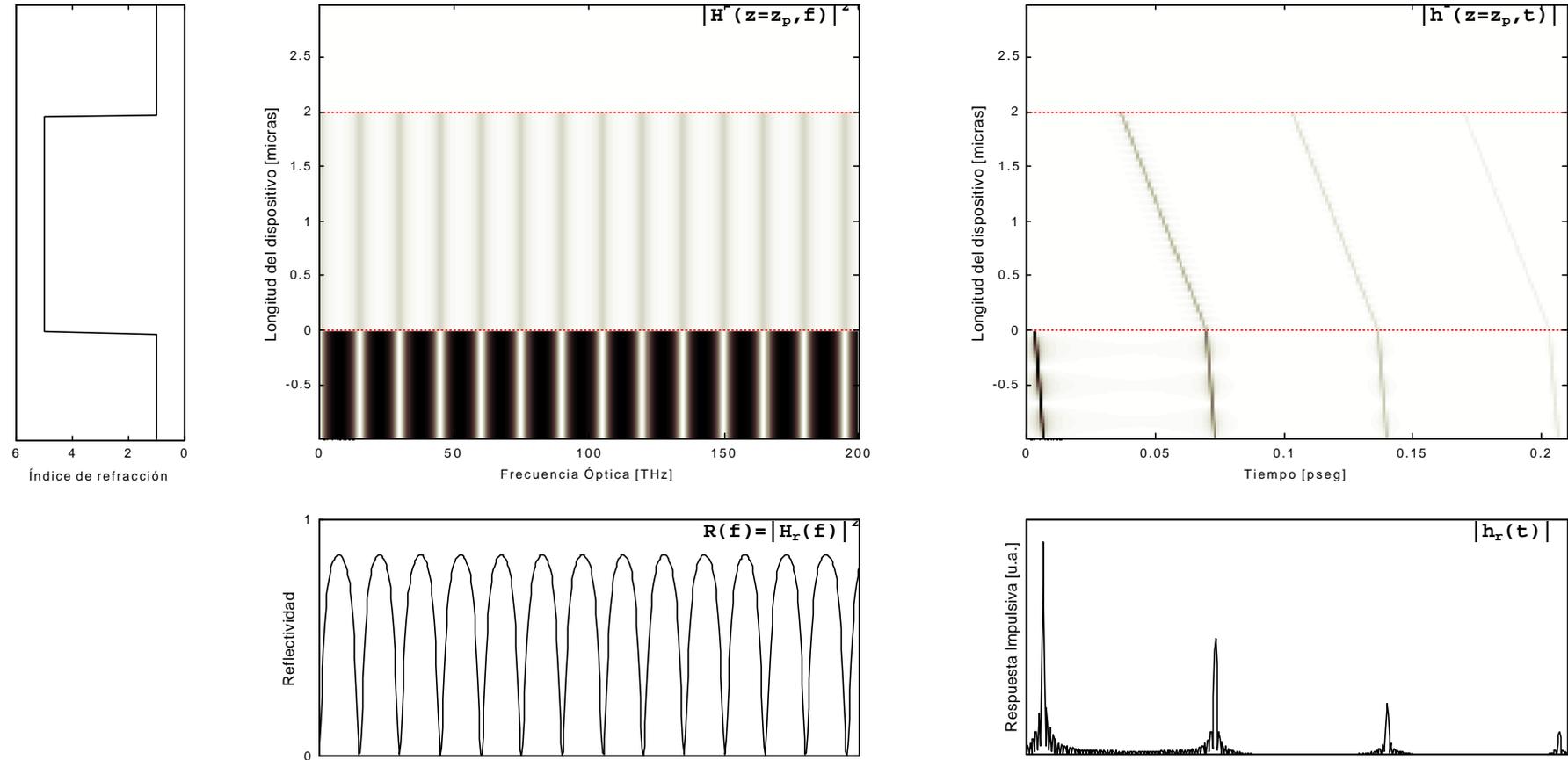


Figura AII.3. Caracterización en reflexión del resonador Fabry-Perot. (a) Perfil del índice de refracción del dispositivo. (b) Caracterización microscópica en el dominio de la frecuencia mediante el espectro de potencias reflejado en función de la frecuencia para cada punto interior del dispositivo. (c) Caracterización microscópica en el dominio del tiempo mediante el módulo de la envolvente de las respuestas impulsivas en cada punto interior del dispositivo. (d) Caracterización macroscópica en frecuencia: Reflectividad. (e) Caracterización macroscópica en el tiempo: Módulo de la envolvente de la respuesta impulsiva en reflexión.

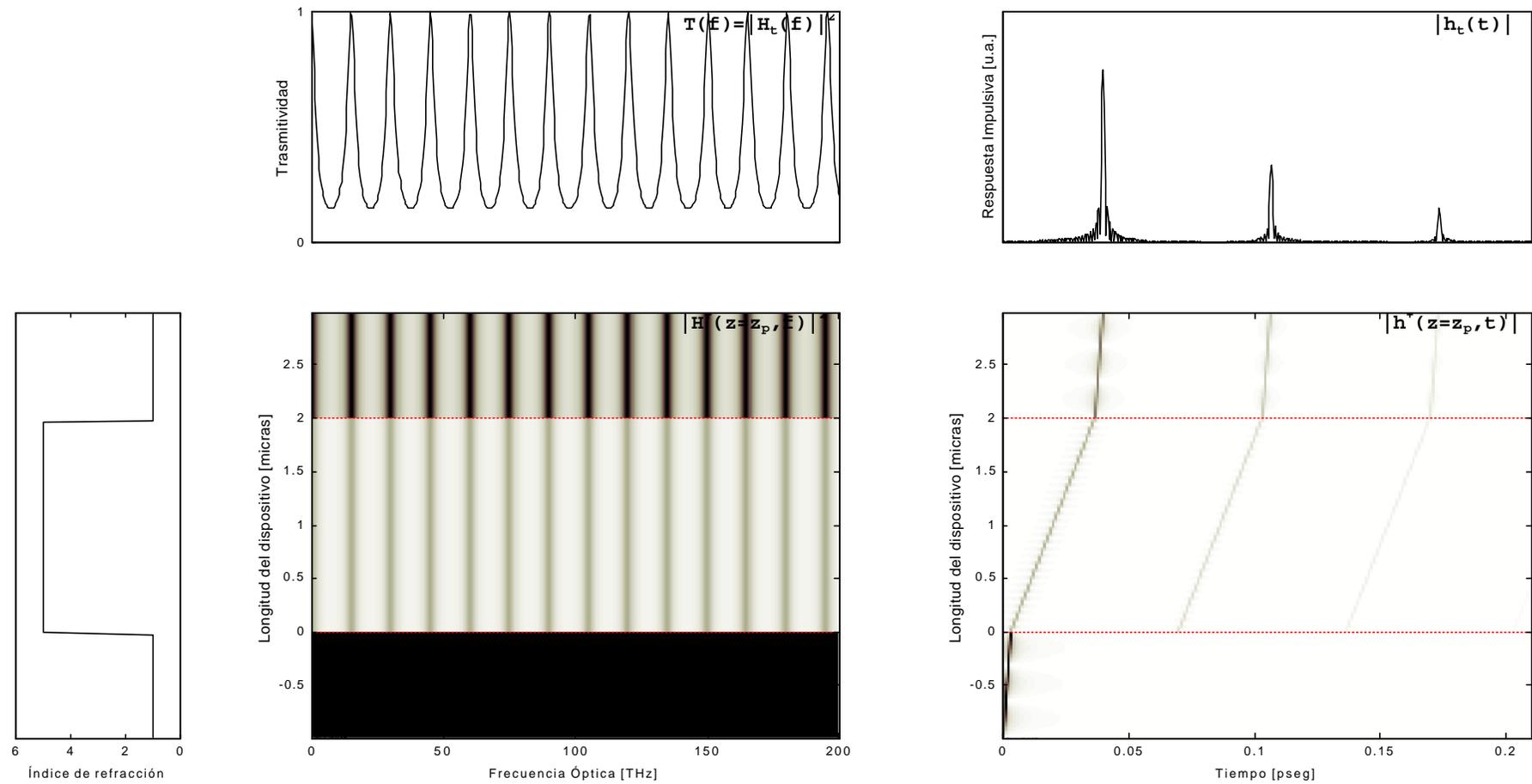


Figura AII.4. Caracterización en transmisión del resonador Fabry-Perot. (a) Perfil del índice de refracción del dispositivo. (b) Caracterización microscópica en el dominio de la frecuencia mediante el espectro de potencias transmitido en función de la frecuencia para cada punto interior del dispositivo. (c) Caracterización microscópica en el dominio del tiempo mediante el módulo de la envolvente de las respuestas impulsivas en cada punto interior del dispositivo. (d) Caracterización macroscópica en frecuencia: Transmitividad. (e) Caracterización macroscópica en el tiempo: Módulo de la envolvente de la respuesta impulsiva en transmisión.

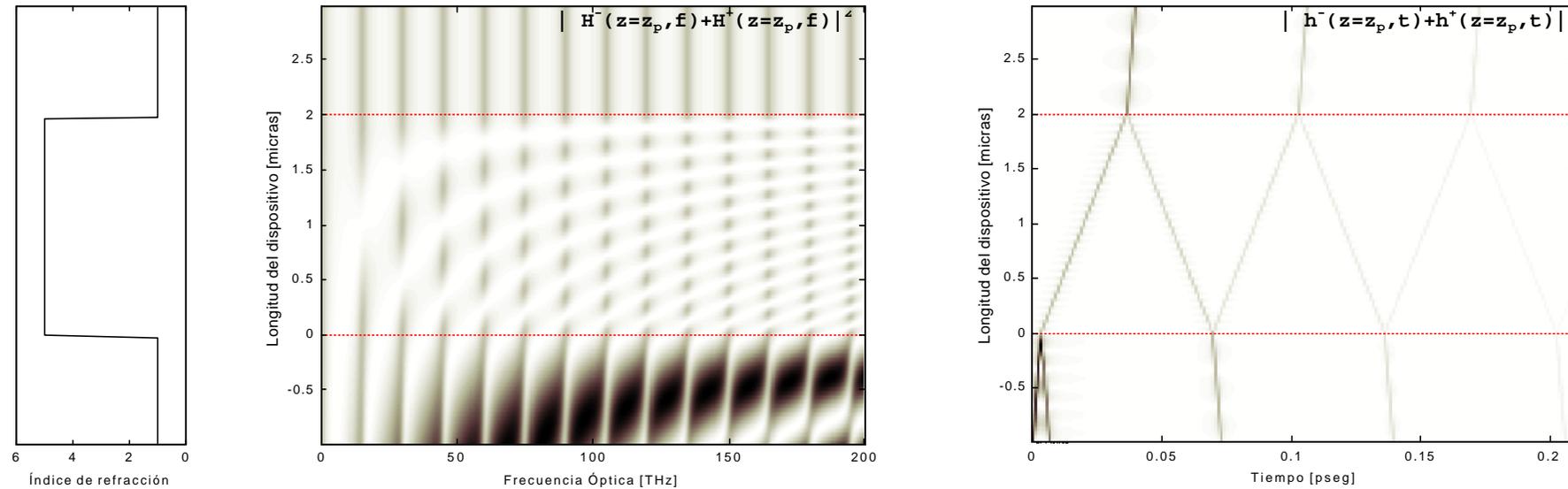


Figura AII.5. Caracterización completa del resonador Fabry-Perot. (a) Perfil del índice de refracción del dispositivo. (b) Caracterización microscópica en el dominio de la frecuencia mediante el espectro de potencias total en función de la frecuencia para cada punto interior del dispositivo. (c) Caracterización microscópica en el dominio del tiempo mediante el módulo de la envolvente de la respuesta impulsiva en cada punto interior del dispositivo.

Apéndice III

Caracterización macroscópica experimental de Redes de difracción en fibra

Para verificar la validez del modelo general de redes de difracción en fibra propuesto en el Capítulo 3, se lleva a cabo la caracterización macroscópica experimental de diferentes tipos de redes de difracción mediante la medida de la característica de reflectividad del primer orden de Bragg, y así poder ser comparada con los resultados de simulación en el Capítulo 5. Por otro lado, también se mide la característica de transmitividad del segundo orden de Bragg, el cual se predice en el Capítulo 4 del modelado del crecimiento de redes de difracción, y que es debido al efecto de saturación del índice de refracción inducido en el núcleo de la fibra.

Por tanto, mediante un analizador de espectros óptico (Optical Spectrum Analyzer - OSA) se medirán las características de reflectividad, correspondiente al primer orden de Bragg, y la característica de transmitividad, correspondiente al segundo orden de Bragg, de una red de difracción uniforme, una red de difracción uniforme con función de apodizado, una red de difracción linealmente chirpeada (variación lineal del periodo de red a lo largo de su eje), y una red de difracción linealmente chirpeada con función de apodizado.

AIII.1. METODOLOGÍA Y CONDICIONES DE MEDIDA

La caracterización macroscópica experimental de componentes pasivos en fibra se realiza mediante un Analizador de Espectros Óptico (OSA), el cual proporciona la característica de transmitividad en potencia. Los dispositivos que se pretenden caracterizar son los diferentes tipos de redes de difracción en fibra de las que se dispone en el laboratorio, y de las cuales se medirán la característica de

reflectividad del primer orden de Bragg y la característica de transmitividad del segundo orden de Bragg.

El modo de operación para el OSA será el modo de operación estímulo - respuesta que se basa en excitar al dispositivo pasivo con una fuente de luz y medir mediante el OSA la característica de transmitividad en potencia de dicho dispositivo. Para que la medida sea independiente de la fuente de luz utilizada se deberá normalizar la misma con respecto a la curva de densidad espectral de potencia de la fuente de luz. Es importante hacer notar que la fuente de luz a utilizar debe proporcionar un espectro de emisión que englobe el rango espectral de interés para la medida.

AIII.1.1. Medida de la característica de reflectividad para el 1^{er} orden de Bragg

El montaje experimental utilizado para la medida de la característica de reflectividad del primer orden de Bragg se representa en la Fig. AIII.1. El primer orden de Bragg de las redes de difracción en fibra que se consideran se encuentra en la tercera ventana de comunicaciones ópticas, en torno a los 1550nm, por lo cual se utiliza como fuente de luz para excitar a la red el espectro de emisión espontánea de un amplificador de fibra dopada con Erbium (Erbium Doped Fiber Amplifier - EDFA). La razón de utilizar esta fuente de luz en vez de utilizar la fuente de luz blanca que incorpora el OSA es que la densidad espectral de potencia que proporciona el EDFA es mucho mayor que la que proporciona la fuente de luz blanca.

Por otro lado, se utiliza un acoplador plano de dos entradas y dos salidas para recuperar la señal reflejada de la red de difracción y así poder obtener la característica de reflectividad. Finalmente, para que la medida sea independiente de la fuente de luz utilizada y del montaje experimental utilizado se normaliza la medida.

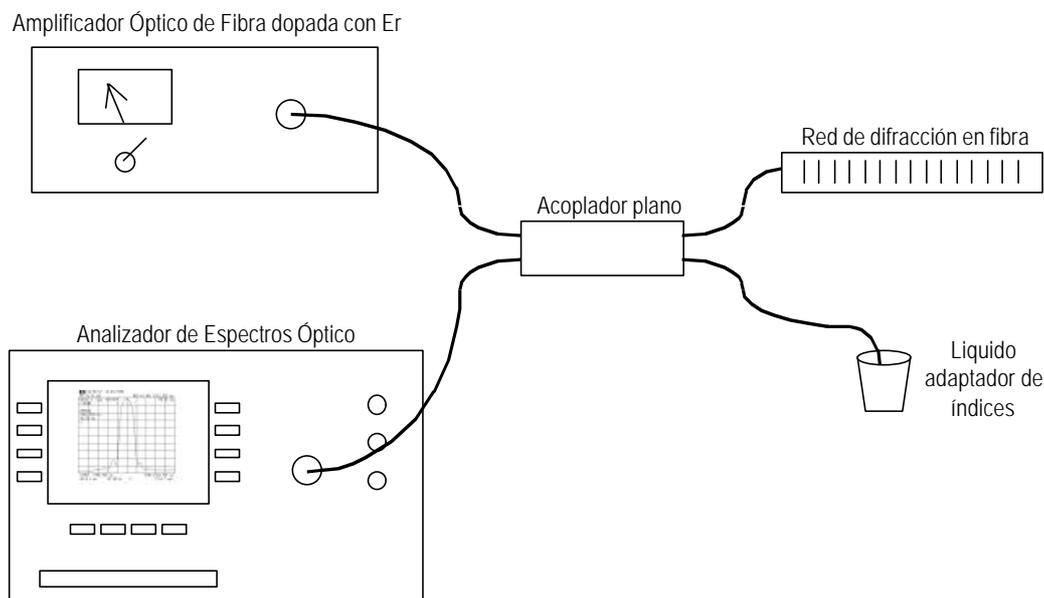


Figura AIII.1. Esquema de bloques del montaje experimental para la medida de la característica de reflectividad en redes de difracción.

AIII.1.2. Medida de la característica de transmitividad para el 2º orden de Bragg

Para la caracterización macroscópica del segundo orden de Bragg ha de hacerse la medida de la característica de transmitividad debido principalmente a que no se dispone de una fuente de luz que proporcione una alta densidad espectral de potencia en el rango de longitudes de onda de interés en torno a los 775nm. La necesidad de esta fuente de luz se debe a las pérdidas que introduce el montaje experimental de acoplador plano utilizado para recuperar la señal reflejada, y que por tanto, hace no viable la medida de la característica de reflectividad con la fuente de luz blanca que incorpora el OSA. Por tanto, el segundo orden de Bragg se caracteriza con la medida de la característica de transmitividad y el montaje experimental utilizado se muestra en la Fig. AIII.2. Como puede observarse la fuente de luz utilizada para excitar a la red de difracción es una fuente de luz blanca, por lo que en este caso no deberá de hacerse una normalización de la medida, obteniéndose directamente la característica de transmitividad de la red de difracción bajo estudio.

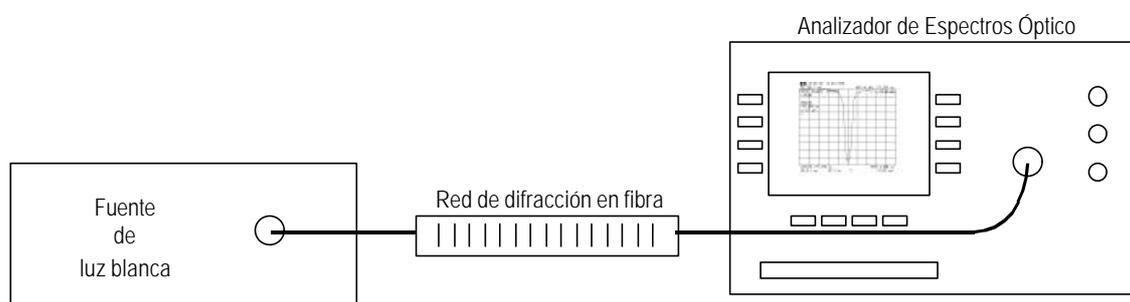


Figura AIII.2. Esquema de bloques del montaje experimental para la medida de la característica de transmitividad en redes de difracción.

AIII.2. RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN

Para verificar el modelo general de red de difracción propuesto y demostrar la existencia del segundo orden de Bragg debido al efecto de saturación del índice de refracción inducido en el núcleo de la fibra en el proceso de crecimiento de la red, se caracterizarán experimentalmente una red de difracción uniforme, una red de difracción uniforme con función de apodizado, una red de difracción chirpeada y una red de difracción chirpeada con función de apodizado.

AIII.2.1. Red de difracción uniforme

Los resultados experimentales de las medidas de reflectividad para el primer orden de Bragg y transmitividad para el segundo orden de Bragg se muestran en la Fig. AIII.2. La característica de reflectividad del primer orden de Bragg se presenta en la Fig. AIII.3a en escala logarítmica y en la Fig. AIII.3b en escala lineal. Se observa como la red de difracción presenta una longitud de onda de Bragg igual a 1551.94nm, una anchura espectral de la banda de paso igual a 0.5nm y una reducción de lóbulos secundarios en torno a los 7.75dB. La reflectividad que proporciona la red es del orden del 98% por lo que la red es de acoplo fuerte y de ahí la influencia de los lóbulos secundarios.

En cuanto al segundo orden de Bragg, se muestra la característica de transmitividad en escala logarítmica en la Fig. AIII.3c y en escala lineal en la Fig. AIII.3d. El hecho más relevante

que cabe destacar es que este segundo orden de Bragg es del mismo orden de magnitud que el primer orden de Bragg con un pico de reflectividad en torno al 94%. Como puede observarse la longitud de onda de Bragg para este segundo orden es igual a 775.949nm, que se corresponde con una frecuencia óptica igual a 386.36THz. El ancho de banda acoplado es igual a 0.15nm. Este hecho de la alta reflectividad que presenta el segundo orden de Bragg no tiene importancia siempre y cuando no reste fuerza de acoplo al primer orden de Bragg que es el que se utiliza en las aplicaciones. La explicación puede ser que en fabricación se utilice este aumento de índice de refracción medio para fijar según especificaciones la longitud de onda de Bragg o frecuencia óptica central de la banda de paso de la característica de reflectividad.

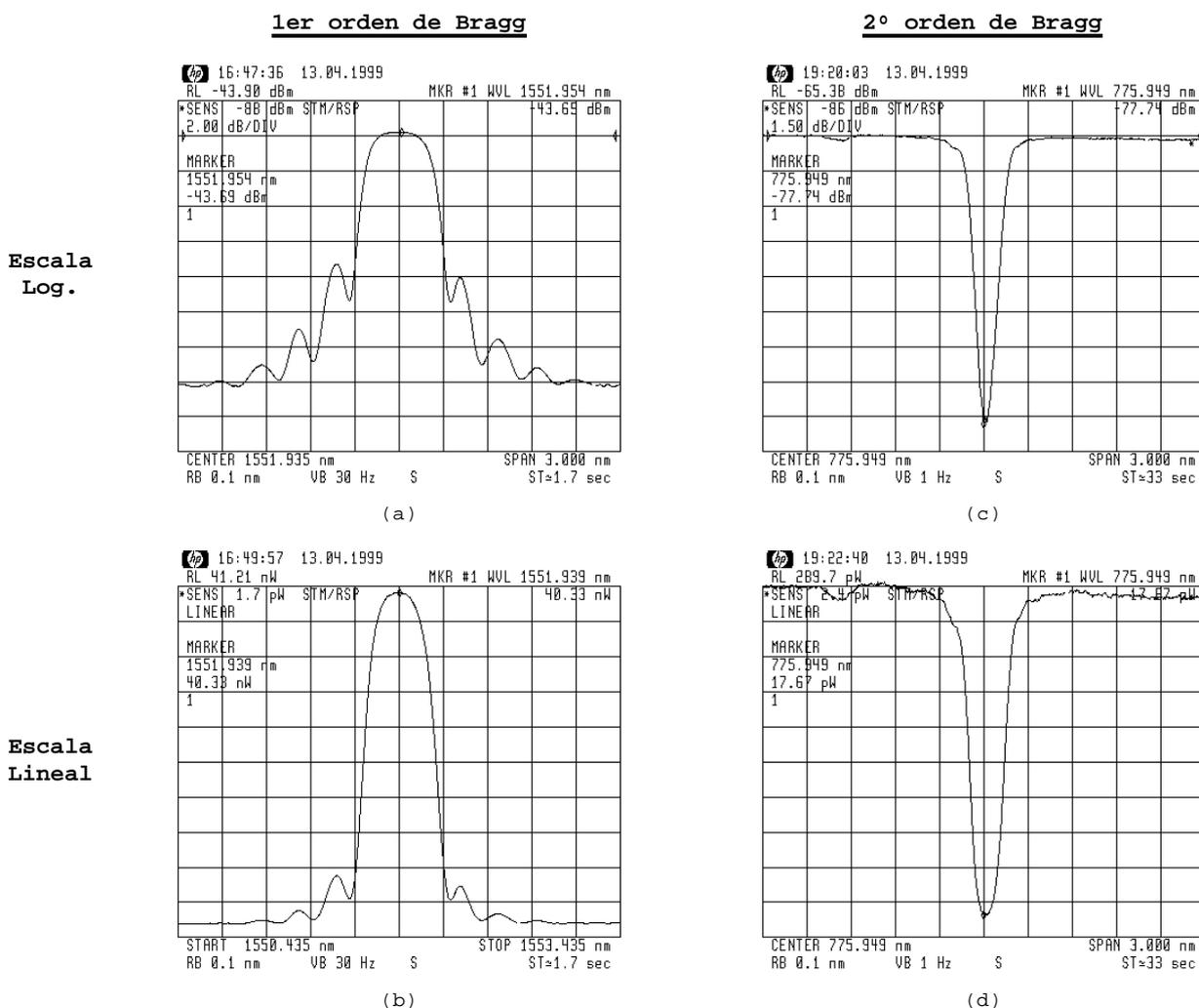


Figura AIII.3. Red de difracción uniforme: (a) y (b) Primer orden de Bragg: medidas de la reflectividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente; (c) y (d) Segundo orden de Bragg: medidas de la transmitividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente.

AIII.2.2. Red de difracción uniforme con función de apodizado

Los resultados correspondientes a la caracterización macroscópica experimental de una red de difracción uniforme con función de apodizado se representa en la Fig. AIII.4. El esquema de esta figura es similar al de la Fig. AIII.3. Se observa como la red de difracción proporciona una característica de reflectividad para el primer orden de Bragg con longitud de onda de Bragg igual a 1551.951nm, anchura espectral de la banda de paso igual a 0.5nm y una selectividad de 14dB. El principal efecto que cabe destacar es la eliminación de los lóbulos secundarios debido a las resonancias Fabry-Perot de los extremos de la red.

Con respecto al segundo orden de Bragg cabe decir que presenta un mayor acoplo que el primer orden de Bragg, presentando una longitud de onda central igual a 775.973nm, anchura espectral de la banda de paso igual a 0.15nm y una selectividad de 21dB. Es importante hacer notar la idea de la posible utilización de este segundo orden de Bragg para hacer filtrado en la tercera ventana de comunicaciones ópticas utilizando para la fabricación de estas redes máscaras de fase de periodos más grandes y por tanto, con unas menores restricciones de tolerancias. También es importante hacer notar, que a la vista de los resultados de las medidas, el efecto de los lóbulos secundarios es menor en este segundo orden de Bragg que en el primero.

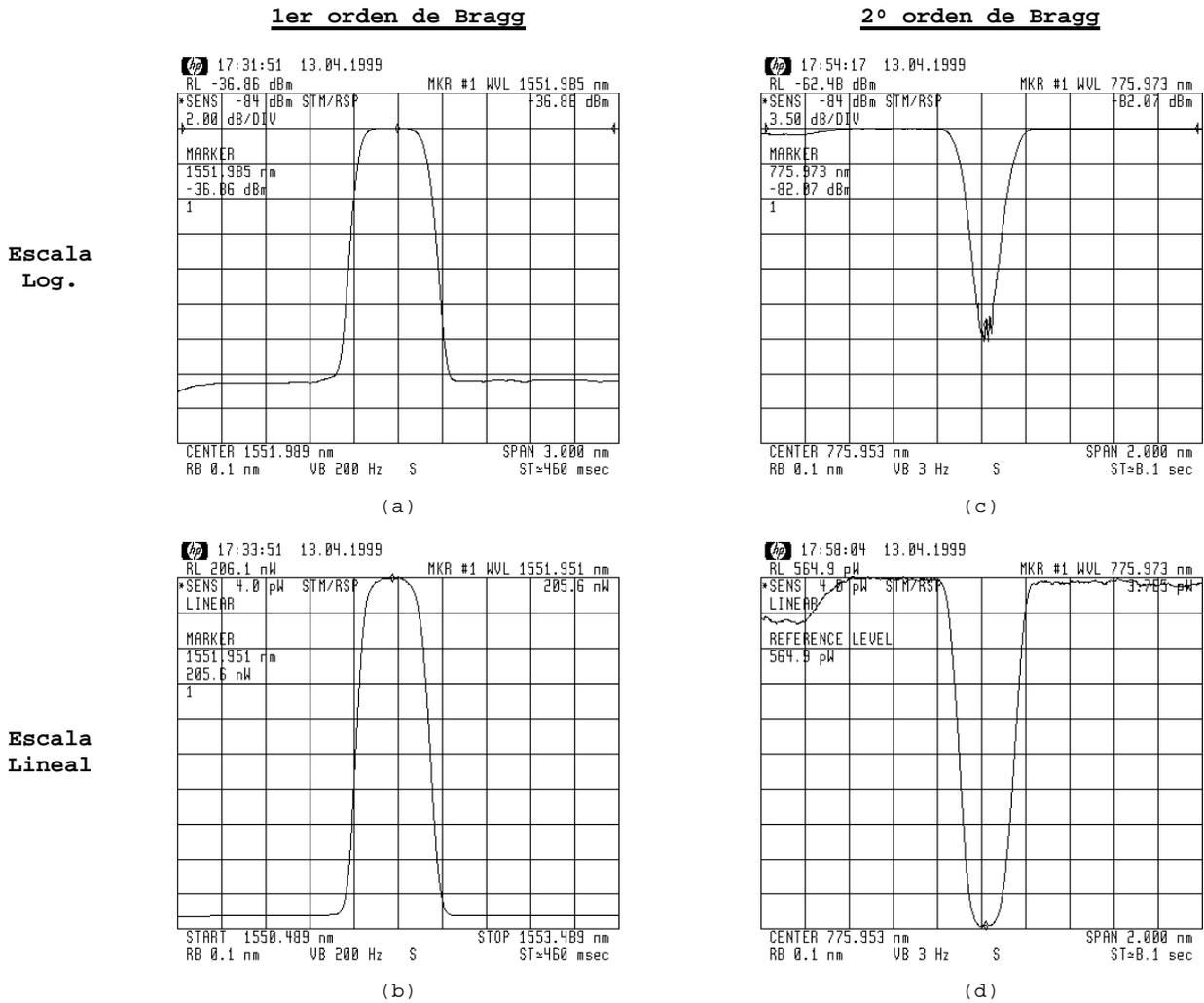


Figura AIII.4. Red de difracción uniforme con función de apodizado: (a) y (b) Primer orden de Bragg: medidas de la reflectividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente; (c) y (d) Segundo orden de Bragg: medidas de la transmitividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente.

AIII.2.3. Red de difracción linealmente chirpeada

En la Fig. AIII.5 se muestran los resultados de las medidas de reflectividad del primer orden de Bragg y de transmitividad del segundo orden de Bragg para una red de difracción en fibra con variación lineal del periodo de red a lo largo de su eje (función de chirp lineal). En la Fig. AIII.5 se observa como la red de difracción proporciona una banda de paso en reflexión con longitud de onda central igual a 1551.86nm, anchura espectral igual a 2.2nm y un rechazo frente a lóbulos secundarios igual a 15dB. Se observa como la banda de paso presenta el rizado típico de las redes de difracción chirpeadas, tanto en el primer orden de Bragg como en el segundo. En este caso, el segundo orden de Bragg presenta una menor fuerza de acoplo que el primero, pero la forma de la banda de paso es similar.

Este hecho es lógico desde el punto de vista que el efecto de saturación del índice de refracción inducido afecta igualmente a todos los periodos de la red de difracción a lo largo de su eje, por lo cual, las características de la banda de paso del primer y segundo orden de Bragg presentan la misma forma. La característica de transmitividad de este segundo orden de Bragg presenta una longitud de onda central igual a 775.948nm y una anchura espectral igual a 0.8nm.

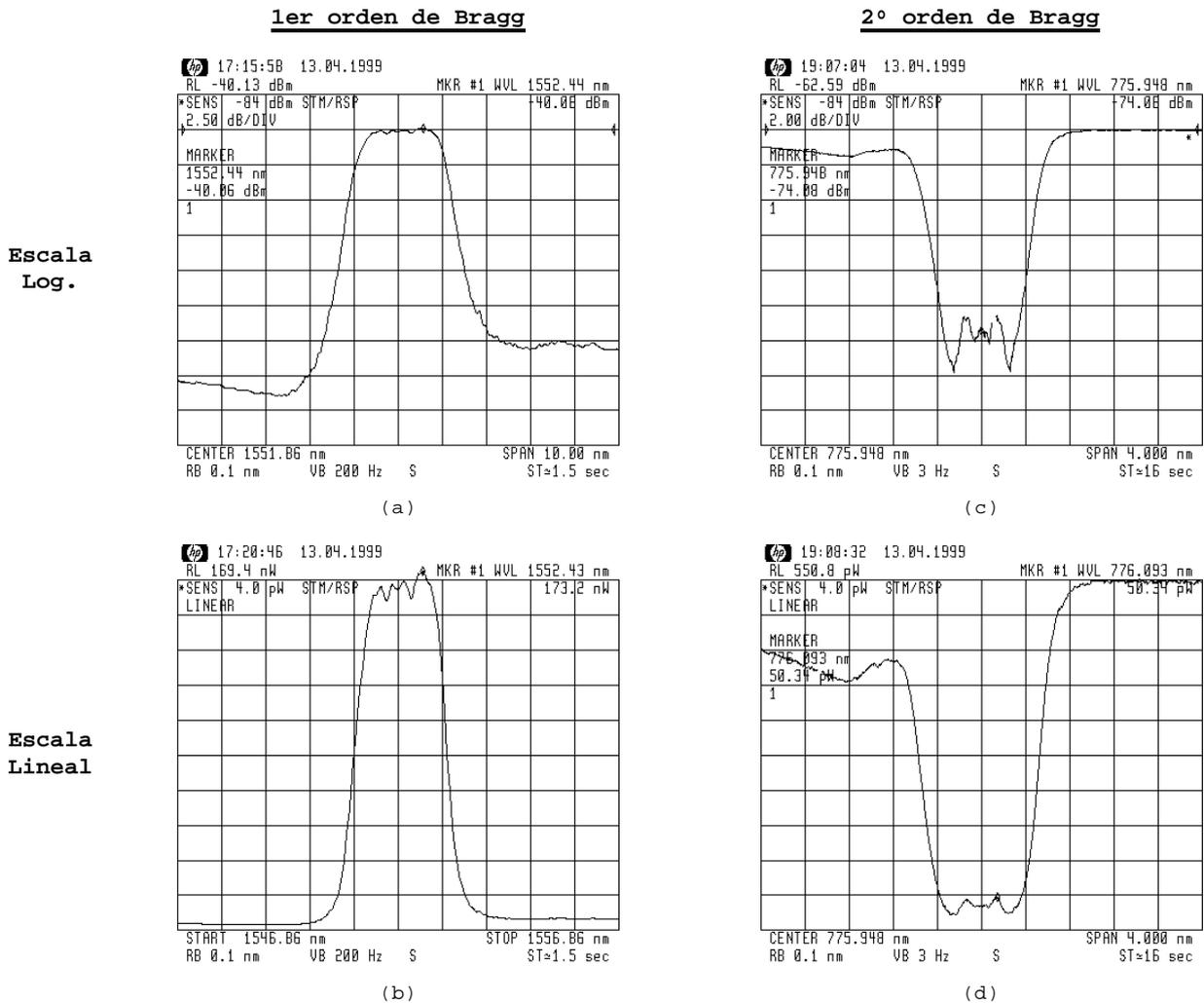


Figura AIII.5. Red de difracción linealmente chirpeada: (a) y (b) Primer orden de Bragg: medidas de la reflectividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente; (c) y (d) Segundo orden de Bragg: medidas de la transmitividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente.

AIII.2.4. Red de difracción linealmente chirpeada con función de apodizado

Finalmente, los resultados experimentales de las medidas de reflectividad y transmitividad del primer y segundo orden de Bragg de una red de difracción linealmente chirpeada con función de apodizado

se representan en la Fig. AIII.6. El primer orden de Bragg (Fig. AIII.6a y Fig. AIII.6b) presenta una característica de reflectividad con una banda de paso centrada en la longitud de onda 1551.99nm , anchura espectral igual a 2.1nm y un rechazo frente a lóbulos secundarios igual a 13.5dB . Puede observarse como han desaparecido los efectos de rizado de la banda de banda de paso habiéndose redondeado la forma de la misma. En la Fig. AIII.6b puede observarse levemente la asimetría que se produce en la banda de paso para las longitudes de onda menores o frecuencias ópticas mayores y que ya se observó en el Capítulo 5 para redes de difracción linealmente chirpeadas con función de apodizado. En las Fig. AIII.6c y Fig. AIII.6d se representa la característica de transmitividad para el segundo orden de Bragg, centrada a la longitud de onda de 775.953nm y con una anchura espectral de 0.5nm . En este caso, la función de apodización afecta de igual forma al primer y segundo orden de Bragg, con lo cual esta característica también suaviza su forma.

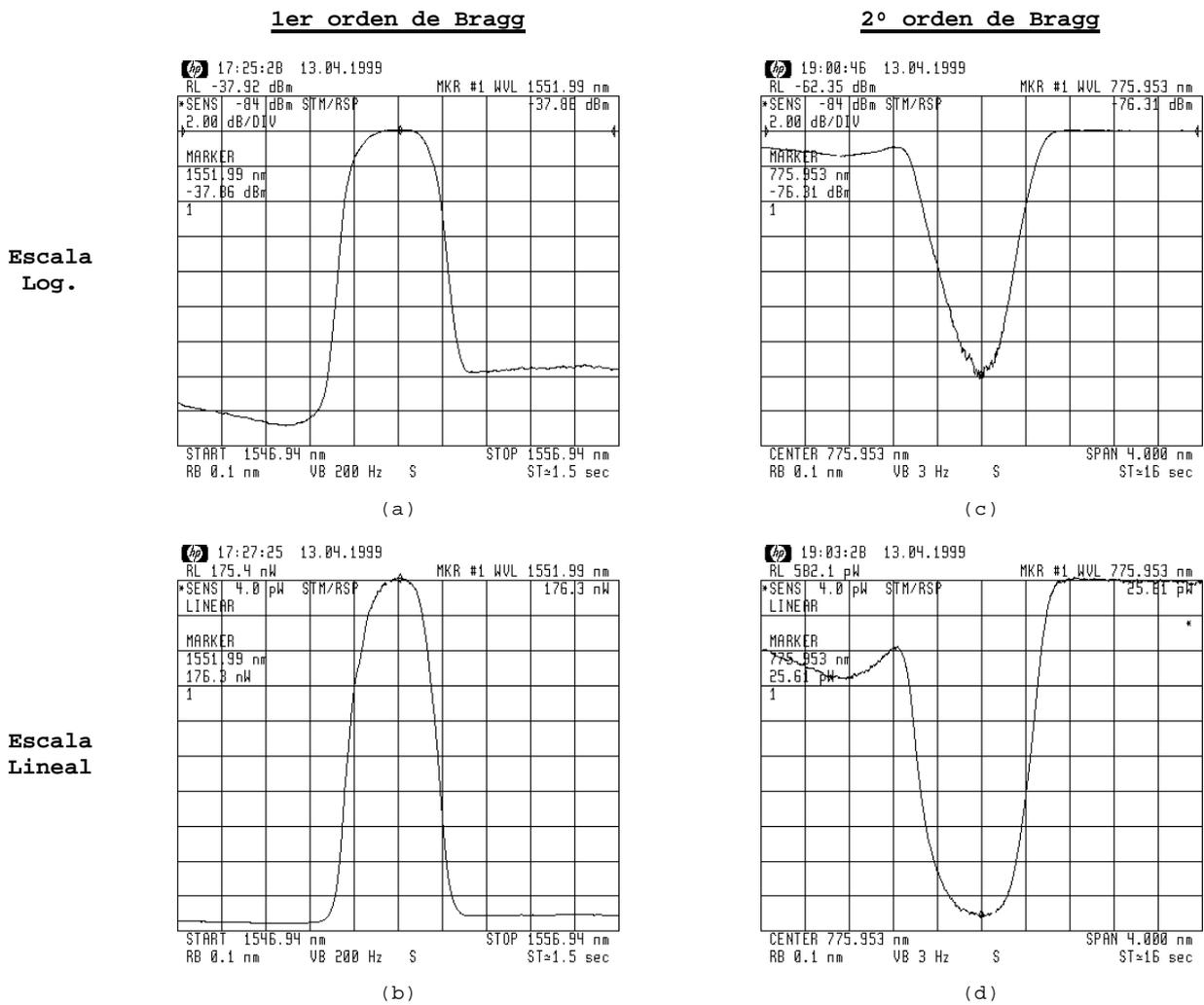


Figura AIII.6. Red de difracción linealmente chirpeada con función de apodizado: (a) y (b) Primer orden de Bragg: medidas de la reflectividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente; (c) y (d) Segundo orden de Bragg: medidas de la transmitividad de la red de difracción en escalas logarítmica y lineal, respectivamente.

Apéndice IV

Publicaciones

AIV.1. PUBLICACIONES INTERNACIONALES

- [1] Miguel A. Muriel and Alejandro Carballar
"Phase Reconstruction from Reflectivity in Uniform Fiber Bragg Gratings"
Optics Letters, Vol. **22** N° 2, pp. 93 – 95, January 1997.
- [2] Miguel A. Muriel and Alejandro Carballar
"Internal Field Distributions in Fiber Bragg Gratings"
IEEE Photonics Technology Letters, Vol. **9** N° 7, pp. 955 – 957, July 1997.
- [3] Alejandro Carballar and Miguel A. Muriel
"Phase Reconstruction from Reflectivity in Fiber Bragg Gratings"
IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. **15** N° 8, pp. 1314 – 1322, August 1997.
- [4] Alejandro Carballar, Miguel A. Muriel and José Azaña
"Sidelobes suppression in fiber gratings: a new design "
SPIE (The International Society for Optical Engineering), Vol. 3491, pp. 124 – 127, (1998).
- [5] Miguel A. Muriel, José Azaña and Alejandro Carballar
"Fiber Grating Synthesis by use of Time-Frequency representations"
Optics Letters, Vol. **23**, N°19, pp. 1526 – 1528, October 1998.
- [6] Miguel A. Muriel, José Azaña and Alejandro Carballar
"Real-time Fourier Transformer based on Fiber Gratings"
Optics Letters, Vol. **24**, N°1, pp. 1 – 3, January 1999.
- [7] Alejandro Carballar, Miguel A. Muriel and José Azaña
"WDM channel selector based on transmissive chirped moiré fibre grating"
Electronics Letters, Vol. **35**, N°5, pp. 386-388, Mars 1999.
- [8] Miguel A. Muriel, Alejandro Carballar and José Azaña
"Field Distributions inside Fiber Gratings"
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. **35** N° 4, pp. 548-558, April 1999.
- [9] Alejandro Carballar, Miguel A. Muriel and José Azaña
"Fiber Grating Filter for WDM Systems: An Improved Design"
IEEE Photonics Technology Letters, Vol. **11**, N°6, pp. 694-696, June 1999.

AIV.2. CONGRESOS INTERNACIONALES

- [1] Miguel A. Muriel and Alejandro Carballar
"Phase, Time Delay, and Impulse Response Reconstruction from Reflected Power in Uniform Fiber Bragg Gratings"
Proc. of *IEEE LEOS'96*, pp. 380 – 381, Boston 1996.
- [2] Miguel A. Muriel and Alejandro Carballar
"Sidelobes Suppression in Fiber Gratings: A New Design"
Presented at *Int. Conf. on Appl. of Photonic Technologies (ICAPT'98)*, Paper ICAPT98T118, Ottawa 1998.
- [3] Miguel A. Muriel, José Azaña and Alejandro Carballar
"Time-Frequency Representations Applied to Fiber Gratings Synthesis"
Proc. of *IOOC- ECOC'98*, pp. 383 – 384, Madrid 1998.
- [4] Miguel A. Muriel, Alejandro Carballar and José Azaña
"Accurate and fast reflectivity estimation in fiber gratings"
Proc. of *IEEE LEOS'98*, pp. 263 – 264, Orlando 1998.
- [5] Alejandro Carballar, Miguel A. Muriel and José Azaña
"Internal impulse responses in fiber gratings"
Proc. of *IEEE LEOS'98*, pp. 265 – 266, Orlando 1998.
- [6] Alejandro Carballar, Miguel A. Muriel and José Azaña
"Channel selector for WDM systems based on transmissive chirped Moiré fiber grating"
Proc. of *IEEE LEOS'98*, pp. 325 – 326, Orlando 1998.

AIV.3. PATENTES

- [1] Inventores: Miguel A. Muriel, José Azaña y Alejandro Carballar
Título: "Transformador de Fourier de señales ópticas en el dominio temporal, basado en redes de difracción en fibra"
Presentada en la Oficina Española de Patentes y Marcas con fecha: 26 de Noviembre de 1998
Entidad titular: Universidad Politécnica de Madrid.
Referencia nº: P9802483
- [2] Inventores: Alejandro Carballar, Miguel A. Muriel y José Azaña
Título: "Método de diseño de redes de difracción en fibra óptica por variación del periodo de red para su aplicación como filtro óptico"
Presentada en la Oficina Española de Patentes y Marcas con fecha: 25 de Febrero de 1999
Entidad titular: Universidad Politécnica de Madrid.
Referencia nº: P9900390