



**Universidad Autónoma de San Luis Potosí**

**Facultad de ciencias  
Posgrado en ciencias aplicadas**

**Instituto de investigación en comunicación óptica**

*Interacción acusto-óptica en fibra óptica basada en ondas  
de flexión: moduladores y láseres de fibra óptica*

Tesis para obtener el grado de  
**Doctor en ciencias aplicadas**

Presenta:

**M. I. Gustavo Ramírez Meléndez**

Asesor:

Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez

Co-Asesor:

Dr. Raúl Balderas Navarro

San Luis Potosí, S.L.P., México. Noviembre 2017



Universidad Autónoma de San Luis Potosí

Facultad de ciencias

Posgrado en ciencias aplicadas

*“Interacción acusto-óptica en fibra óptica basada en ondas de flexión:  
Moduladores y láseres de fibra óptica”*

Asesor

Co-asesor

---

Dr. Miguel Ángel Bello Jiménez  
UASLP

---

Dr. Raúl E. Balderas Navarro  
UASLP

Sinodales

---

Dr. Manuel Mirabal García  
UASLP

---

Dra. Amparo Rodríguez Cobos  
UASLP

---

Dr. Olivier Jean Michel Pottiez  
Sinodal externo  
CIO

## **Dedicatoria**

*A mi hijo Jorge Fausto. Tu llegada me dio el impulso final que necesitaba*

## Agradecimientos

Muchos son los que han influido en mi formación hasta este momento. En en la duda, en la frustración, en los éxitos y en los extravíos he encontrado en todos ellos un punto de apoyo para tomar aliento y seguir. Agradecer es una forma de compartir con ellos este logro.

A mi papá, por darme siempre la libertad de elegir mi camino. A mi mamá, por insistirme tanto en seguir el camino de mi papá

A Adry, mi esposa, mi cómplice. Por tu oído atento y tus palabras certeras.

Al Dr. Miguel Angel Bello Jiménez, por darme una ruta clara en cada objetivo de esta tesis y empujarme a hacer mi trabajo cada vez con mayor calidad.

Al Dr. Raúl Balderas, amigo y gran aliado en mi formación científica desde hace ya varios años.

A mis sinodales, la Dra. Amparo Rodríguez Cobos, Dr. Raúl Balderas Navarro y Dr. Manuel Mirabál por sus observaciones y comentarios.

A los maestros de IICO por la preparación que me brindaron y que me ha dado la confianza de enfrentar cualquier reto científico.

Al personal del IICO por facilitarme lo necesario para mi investigación.

A mis compañeros y amigos Marco, Erika, Abraham y Andrés, por compartir experiencias y hacer más tolerables las largas horas de laboratorio. A los amigos de siempre y los que fueron sumándose durante este proceso.

A mi gran familia RMTA

Por último, agradezco a CONACyT por la beca otorgada (Becario 291012/230128), el proyecto de ciencia básica No. 222476 y el proyecto fronteras de la ciencia No. 2438; los cuales fueron fundamentales para la realización de este proyecto de investigación.

## Resumen

Se presenta la interacción acusto-óptica en fibra óptica basada en ondas acústicas de flexión y su aplicación en el desarrollo de dispositivos de fibra óptica tales como filtros acusto-ópticos, moduladores y láseres. Primeramente se presenta un filtro acusto-óptico rechazabanda y con base en la teoría de modos acoplados se desarrolla un modelo numérico para simular su espectro de transmisión, dicho modelo es extendido para incluir el efecto de la interacción acusto-óptica en fibras ópticas estrechadas. Mediante la herramienta de simulación se analiza la contribución de las diferentes secciones de la fibra estrechada en el ensanchamiento del espectro de transmisión para fibras estrechadas a 80, 70 y 65  $\mu\text{m}$ . A su vez, con el objetivo de obtener un espectro de transmisión con fondo plano, la simulación es utilizada para el diseño de una fibra estrechada con un perfil geométrico complejo. En segundo lugar, se presenta un filtro acusto-óptico pasabanda basado en un bloqueador del modo fundamental. El bloqueador del modo fundamental se compone de un pequeño segmento de fibra sin núcleo fusionado con dos segmentos de fibra óptica estándar. El filtro es mejorado al considerar el efecto de la atenuación de las ondas acústicas de flexión a lo largo de la fibra óptica, con lo que se obtiene una longitud de interacción óptima de 70 cm para el dispositivo. Se obtuvo un pico de transmisión con pérdidas por inserción 1.2 dB y ancho de banda de 0.83 nm para una longitud de onda de 1527 nm. El filtro fue modificado para lograr la generación de una onda de flexión estacionaria, con lo que fue convertido en un modulador acusto-óptico pasabanda. El modulador presentó una profundidad de modulación máxima de 28 % a la longitud de onda de 1526.8 nm para una frecuencia acústica de 2.384 MHz. Finalmente, se muestra la aplicación del filtro acusto-óptico pasabandas en un láser de Q-Switch todo fibra. El filtro fue incluido en una cavidad láser de anillo todo-fibra, con lo que fue posible variar la longitud de onda de emisión de 1542 a 1572.7 nm en el régimen de onda continua. Bajo una señal acústica modulada en el filtro se indujo una variación periódica de las pérdidas en la cavidad, con lo que fue posible generar pulsos de Q-Switch a una longitud de onda de 1572.7 nm con una frecuencia de repetición de 1.1 kHz. La potencia pico de los pulsos de Q-Switch fue de 7.8 W para un bombeo de 242 mW.

## Abstract

We present the acousto-optic interaction in optical fiber based on acoustic flexural waves and its application in the development of optical fiber devices such as acousto-optic filters, modulators and lasers. First, a bandstop acoustic-optical filter is presented and based on the coupled mode theory, a numerical model is developed to simulate its transmission spectrum. This model is extended to include the effect of the acoustic-optical interaction on tapered optical fibers. Using the simulation tool, the contribution of the different sections of the tapered fiber in the widening of the transmission spectrum for narrowed fibers to 80, 70 and 65  $\mu\text{m}$  is analyzed. In turn, in order to obtain a flat-bottomed transmission spectrum, the simulation is used to design a tapered fiber with a complex geometric profile. Second, an acousto-optic bandpass filter based on a fundamental mode blocker is presented. The fundamental mode blocker consists of a small segment of coreless fiber fused to two standard fiber optic segments. The filter is improved by considering the effect of the attenuation of the acoustic flexural waves along the optical fiber, resulting in an optimum interaction length of 70 cm for the device. Transmission peak with insertion loss of 1.2 dB and bandwidth of 0.83 nm for a wavelength of 1527 nm is obtained. The filter is modified to achieve the generation of a stationary flexural wave in order to convert it into an acousto-optic bandpass modulator. The modulator presents a maximum modulation depth of 28% at the wavelength of 1526.8 nm for an acoustic frequency of 2384 MHz. Finally, it is shown the application of the acousto-optic bandpass filter on an all-fiber Q-Switch laser. The filter is included in an all-fiber ring laser cavity, whereby it is possible to vary the emission wavelength from 1542 to 1572.7 nm in the continuous wave regime. A periodic variation of the losses in the cavity is induced under a modulated acoustic signal in the filter, whereby it is possible to generate Q-Switch pulses at a wavelength of 1572.7 nm with a repetition frequency of 1.1 kHz. The peak power of the Q-Switch pulses is 7.8 W for a pumping of 242 mW.

## Lista de publicaciones

### Artículos

1. Gustavo Ramírez-Meléndez, Miguel Ángel Bello Jiménez, Christian A. Cuadrado-Laborde, Antonio Díez, José Luis Cruz Muñoz, Amparo Rodríguez Cobos, Raúl E. Balderas-Navarro, Miguel V. Andrés Bou. “Acousto-optic interaction in biconical tapered fibers: shaping of the stopbands”, *Optical Engineering* 55(3), 036105 (2016).
2. Gustavo Ramírez-Meléndez, Miguel Ángel Bello-Jiménez, Olivier Pottiez, Miguel V. Andrés Bou. “Improved all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter” *IEEE Photonics Technology Letters* 29(12), 1015 (2017)
3. Gustavo Ramírez-Meléndez, Miguel Ángel Bello-Jiménez, Luis Escalante-Zarate, Rosa López-Estopier, Baldemar Ibarra-Escamilla, Manuel Durán-Sánchez, Evgene A. Kuzin, Miguel V. Andrés Bou. “Q-switching of an all-fiber ring laser base don in-fiber acousto-optic bandpass modulator”, *Applied Physics B* 123(249),  
DOI:<https://doi.org/10.1007/s00340-017-6828-2>

### Capítulos de libros

4. Miguel Bello-Jiménez, Gustavo Ramírez-Meléndez, Erika Hernández-Escobar, Andrés Camarillo-Avilés, R. López Estopier, Olivier Jean Michel Pottiez, Christian Cuadrado-Laborde, Antonio Díez, José L. Cruz, Miguel V. Andrés. *In-fiber acousto-optic interaction based on flexural acoustic waves and its application to fiber modulators*, Acoustic waves, Intech 2017, ISBN 978-953-51-5218-7.

## Congresos y exposiciones

1. G. Ramírez Meléndez, M. A. Bello Jimenez, C. Cuadrado-Laborde, A. Diez, J. Cruz, A. Rodríguez Cobos, R. Balderas Navarro, and M. V. Andrés, *Design of double-tapered fibers for tailoring the acousto-optic spectral response*, in Latin America Optics and Photonics Conference, (Optical Society of America, 2016), paper LTu4A.38.
2. G. Ramírez Meléndez, M. Bello-Jiménez, R. Balderas Navarro, A. Rodríguez-Cobos, G. Ramírez-Flores, A. Díez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, *Acousto-optic interaction in biconical tapered fibers: Broadening of the stopbands*, in Mexican Optics and Photonics Meeting (MOPM 2015), pp. 140-143
3. *Interacción acusto-óptica en fibras estrechadas y su aplicación al desarrollo de dispositivos todo-fibra*. Exhibición de cartel en el marco del premio nacional a la investigación científica-tecnológica UASLP 2014 y premio universitario a la investigación socio-humanística, científica y tecnológica 2014. San Luis Potosí, S.L.P. México
4. *Interacción acusto-óptica en fibras estrechadas*. Exhibición de cartel en el marco del premio nacional a la investigación científica-tecnológica UASLP 2015 y premio universitario a la investigación socio-humanística, científica y tecnológica 2015. San Luis Potosí, S.L.P., México
5. *Medición de ondas nanométricas por medio de un interferómetro de Fabry Perot extrínseco*. Exhibición de cartel en el marco del premio nacional a la investigación científica-tecnológica UASLP 2016 y premio universitario a la investigación socio-humanística, científica y tecnológica 2016. San Luis Potosí, S.L.P., México.
6. *Medición de amplitud de ondas acústicas de flexión en un filtro acusto-óptico por medio de un interferómetro de fabry perot extrínseco*. Exhibición de cartel en el marco de la XVI semana del Instituto de Investigación en Comunicación Óptica (IICO), UASLP, abril 2016.

7. *Desarrollo de un láser de Q-Switch basado un modulador acusto-óptico pasabandas.*  
Exhibición de cartel en el marco de la XVII semana del IICO. Instituto de Investigación en  
Comunicación Óptica, UASLP, mayo 2017.

# Índice

Dedicatoria.....	iii
Agradecimientos .....	iv
Resumen.....	v
Abstract .....	vi
Lista de publicaciones .....	vii
Congresos y exposiciones.....	viii
Índice de figuras .....	1
Índice de tablas .....	4
Capítulo 1 Introducción general.....	5
1.1 Introducción .....	5
1.2 Objetivos .....	8
1.3 Estructura de la tesis .....	9
1.4 Referencias.....	9
Capítulo 2 Interacción acusto-óptica en fibras ópticas.....	14
2.1 Introducción .....	14
2.2 Propagación de la luz en fibras ópticas .....	15
2.3 Ondas acústicas de flexión en fibras ópticas.....	21
2.4 Acoplamiento intermodal por efecto de las ondas de flexión.....	26
2.5 Modelo numérico de la interacción acusto-óptica en fibra estándar.....	30
2.6 Experimentos y simulación .....	32
2.7 Conclusiones.....	37
2.8 Referencias.....	38
ANEXO A Programa para generar las tablas de datos de los índices de refracción efectivos y la integral del coeficiente de acoplamiento en función de la longitud de onda .....	39
ANEXO B Función para obtener el valor de la integral del coeficiente de acoplamiento.....	41
ANEXO C Función matriz de transmisión. ....	42
ANEXO D Programa de simulación. Interacción acusto-óptica en fibra estándar .....	45
Capítulo 3 Interacción AO en fibras estrechadas: moldeado de la respuesta espectral .....	47
3.1 Introducción .....	47
3.2 Fabricación de fibras estrechadas.....	48
3.2 Modelo numérico de la interacción AO en fibras estrechadas.....	50

3.3 Interacción AO en fibras estrechadas bicónicas .....	52
3.4 Interacción AO en una estructura estrechada compleja .....	57
3.5 Conclusiones.....	62
3.6 Referencias.....	63
ANEXO E Programa de simulación. Interacción acusto-óptica en una fibra estrechada bicónica .....	64
ANEXO F Programa para generar las tablas de los radios de la transición, los índices de refracción efectivos y los valores de la integral del coeficiente de acoplamiento .....	69
ANEXO G Función para obtener el valor de la integral del coeficiente de acoplamiento .....	72
ANEXO H Función generadora de los radios de transición .....	74
ANEXO I Función matriz de transmisión .....	74
Capítulo 4 Filtro/Modulador acusto-óptico pasabanda.....	78
4.1 Introducción .....	78
4.2 Bloqueador del modo fundamental.....	79
4.3 Filtro acusto-óptico pasabanda.....	82
4.3.1 Longitud de interacción. Caso simétrico $L_1 = L_2$ .....	83
4.3.2 Longitud de interacción. Caso asimétrico $L_1 \neq L_2$ .....	84
4.4 Modulador acusto-óptico pasabanda .....	86
4.5 Conclusiones.....	89
4.6 Referencias.....	90
Capítulo 5 Láser de Q-Switch basado en un filtro AO pasabanda.....	92
5.1 Introducción .....	92
5.2 Respuesta del filtro AO sintonizable pasabanda bajo una señal modulada .....	93
5.3 Láser de Q-switch basado en un filtro AO pasabandas.....	97
5.4 Conclusiones.....	104
5.5 Referencias.....	104
Capítulo 6 Conclusiones .....	107
6.1 Conclusiones generales .....	107
6.2 Trabajo a futuro.....	109

## Índice de figuras

### Capítulo 2

Fig.2.1 Estructura de guía de onda cilíndrica.....	15
Fig. 2.2 Cambio de índice abrupto.....	16
Fig. 2.3 Sistema de coordenadas cilíndricas empleado para los campos electromagnéticos en una fibra óptica.....	16
Fig. 2.4 Sistema de coordenadas cilíndricas empleado para las ondas elásticas en una fibra óptica.....	21
Fig. 2.5 Onda acústica de flexión en una fibra óptica.....	24
Fig. 2.6 Variación del índice de refracción efectivo por efecto de la onda de flexión.....	25
Fig. 2.7 Arreglo experimental para la interacción AO por ondas acústicas de flexión.....	33
Fig. 2.8 Resonancias acusto-ópticas. (a) Dependencia entre la longitud de onda resonante y la frecuencia acústica. (b) Resonancias AO para una frecuencia acústica de 2.33 MHz.....	34
Fig. 2.9 Efecto de incrementar la potencia acústica. (a) Resonancia AO a una frecuencia de 2.004 MHz y un voltaje en el piezoelectrico de 8.6 V. (b) Resonancias AO a una misma frecuencia y distintos voltajes en el piezoelectrico. (c) Variación en la profundidad de las atenuaciones al incrementar el voltaje en el disco piezoelectrico .....	35
Fig. 2.10 Ajuste conforme a la ecuación (2.26) para determinar los coeficientes de Sellmeier.....	36
Fig. 2.11 Espectro de transmisión para una resonancia AO. Comparación entre la transmisión experimental (círculos) y la transmisión simulada (línea roja).....	37

### Capítulo 3

Fig. 3.1 Máquina para la fabricación de fibras ópticas estrechadas por fusión y estiramiento.....	49
Fig. 3.2 Perfil geométrico de una fibra estrechada.....	49

Fig. 3.3 Modelo para la fibra estrechada.....	50
Fig. 3.4 Arreglo experimental para la interacción AO en una fibra estrechada.....	52
Fig. 3.5 Espectro de transmisión para tres fibras estrechadas a distintos diámetros de cuello. (a) 80 $\mu\text{m}$ , (b) 70 $\mu\text{m}$ y (c) 65 $\mu\text{m}$ . Los círculos indican el espectro obtenido experimentalmente y la línea continua corresponde a las simulaciones. Las flechas indican el ancho de banda espectral a -3dB.....	54
Fig.3.6 Simulaciones de la respuesta espectral al considerar las transiciones y el cuello de la fibra estrechada como secciones independientes. (a) Fibra estrechada a 80 $\mu\text{m}$ . (b) Fibra estrechada a 70 $\mu\text{m}$ . Fibra estrechada a 65 $\mu\text{m}$ . La gráfica interior en 3.5(a) muestra una ampliación de la respuesta espectral de las transiciones.....	56
Fig. 3.7 (a) Relación entre la frecuencia acústica y el diámetro del cuello de la fibra para las resonancias $LP_{01}$ - $LP_{11}$ , $LP_{01}$ - $LP_{12}$ y $LP_{01}$ - $LP_{13}$ . (b) Relación entre la frecuencia acústica y la longitud de onda resonante para las transiciones de la fibra estrechada de 65 a 125 $\mu\text{m}$ y de 125 a 65 $\mu\text{m}$ . La gráfica interior muestra el espectro de transmitancia de la transición a 0.466 MHz.....	58
Fig. 3.8 Respuesta espectral debida a un cuello de fibra estrechada de 80 $\mu\text{m}$ con 5 cm de longitud y de una transición de 65 a 125 $\mu\text{m}$ con 4 cm de longitud.....	59
Fig. 3.9 Perfil geométrico de la estructura estrechada compleja. La figura interna muestra una representación detallada de las dimensiones de la estructura.....	60
Fig. 3.10 Atenuación plana producida por la estructura estrechada compleja. (a) Simulación. (b) Experimento.....	61

## Capítulo 4

Fig. 4.1 Bloqueador del modo fundamental basado en una fibra sin núcleo.....	81
Fig. 4.2 Emisión del diodo superluminiscente antes y después del BMF.....	81
Fig. 4.3 Filtro AO pasabanda.....	82
Fig. 4.4 Frecuencia acústica vs longitud de onda óptica resonante.....	83
Fig. 4.5 Espectro de transmisión del FAOPB a una frecuencia acústica de 2.384 MHz.....	84
Fig. 4.6 Transmisión del filtro como función de la longitud de interacción para el acoplamiento intermodal $LP_{01}$ - $LP_{11}$ a la longitud de onda de 1527.7 nm.....	85

Fig. 4.7 Espectro de transmisión del filtro AO pasabanda a la longitud de interacción óptima. $L=70$ cm.....	86
Fig. 4.8 Generación de una onda de flexión estacionaria.....	87
Fig. 4.9 Transmisión modulada a una longitud de onda de 1526.8 nm.....	87
Fig. 4.10 (a) Profundidad de modulación en función de la longitud de onda óptica para una frecuencia acústica (2.384 MHz) y un voltaje RF(28 V) constantes. (b) Profundidad de modulación en función de la frecuencia de desintonizado ( $\Delta f_a$ ) para una longitud de onda óptica resonante (1526.8 nm) y un voltaje RF (28 V) fijos. La frecuencia acústica central en (b) es 2.384 MHz.....	89

## Capítulo 5

Fig. 5.1 Filtro acusto-óptico pasabanda basado en un BMF.....	94
Fig. 5.2 Prueba del filtro AO pasabandas con una fuente de luz superconinua.....	94
Fig. 5.3 (a) Espectro de transmisión del filtro a 2.430 MHz. (b) Longitudes de onda resonantes para el filtro AO pasabandas.....	95
Fig. 5.4 Transmisión generada por la modulación en el filtro AO.....	96
Fig. 5.5 Tiempo de respuesta del FAO. (a) Tiempo de retraso y tiempo de subida de la señal óptica comparadas con la señal de RF. (b) Tiempo de bajada de la señal óptica cuando la señal de F se apaga.....	97
Fig. 5.6 Arreglo experimental para el láser de Q-Switch.....	98
Fig. 5.7 Operación del láser en el régimen de OC. Sintonización en longitud de onda para distintas frecuencias acústicas.....	99
Fig. 5.8 Potencia de salida en OC en función de la potencia de bombeo. Operación del láser en 1568 nm.....	100
Fig. 5.9. Tren de pulsos de Q-Switch (en negro). Señal de modulación (en azul).....	100
Fig. 5.10 Forma del pulso de Q-Switch. El recuadro interior muestra el periodo de los pulsos de auto-amarre de modos.....	101
Fig. 5.11 (a) Potencia pico y ancho del pulso en función de la potencia de bombeo. (b) Efecto de incrementar la potencia de bombeo a valores más altos de 242 mW.....	103
Fig. 5.12 Potencia pico y ancho del pulso en función de la frecuencia de repetición.....	103

## Índice de tablas

### Capítulo 3

Tabla 3.1 Parámetros de la fibra Corning LEAF y su comparación con los parámetros de simulación.....	53
Tabla 3.2 Parámetros de las fibras estrechadas.....	55

### Capítulo 5

Tabla 5.1 Parámetros de optimización de los pulsos de Q-Switch.....	101
---	-----

# Capítulo 1 Introducción general

## 1.1 Introducción

La interacción acusto-óptica (AO) en fibras ópticas es un área de gran interés debido a su aplicación en el desarrollo de dispositivos todo-fibra. A diferencia de los dispositivos en bulto, en los dispositivos todos-fibra el hecho de procesar la luz sin necesidad de extraerla produce una reducción importante de las pérdidas. Además, estos dispositivos poseen la importante característica de no requerir alineación, lo que vuelve sencilla su manipulación. El papel de la interacción AO en estos dispositivos es el de otorgar un control externo y en tiempo real, ya que mediante la manipulación acústica es posible modificar la propiedades ópticas, con lo que pueden diseñarse dispositivos con una respuesta dinámica sin la necesidad de extraer la luz de los mismos.

La interacción entre ondas de luz y ondas elásticas se produce a través de la perturbación del índice de refracción al propagarse una onda acústica por la fibra óptica. Una fibra óptica, desde el punto de vista mecánico, es un cilindro homogéneo que puede guiar ondas elásticas, las cuales se clasifican, dependiendo del desplazamiento de la fibra, en ondas de flexión, ondas de torsión y ondas longitudinales [1]. Esta tesis se enfoca en la interacción AO producida por las ondas de flexión, las cuales se generan al producir una vibración en una de las direcciones transversales de la fibra.

El interés de la interacción AO en fibra basada en ondas acústicas de flexión se debe a su versatilidad y a sus aplicaciones novedosas en el campo de las fibras ópticas, entre las que podemos destacar los atenuadores de luz sintonizables [2,3], los moduladores de luz [4], y como elemento activo en láseres del tipo Q-switch y Mode-lock para la generación de pulsos cortos y ultracortos de luz, [4-6]. La interacción AO por ondas de flexión ha sido también utilizada como herramienta para caracterizar propiedades de la misma fibra, como es el caso de la medición de irregularidades en el diámetro en escala nanométrica [7].

El dispositivo AO básico es un filtro sintonizable rechazabanda. En este, la interacción AO produce una transferencia de energía del modo del núcleo a uno de los modos del

revestimiento. Desde el punto de vista de aplicación, y utilizando la cubierta polimérica de la fibra como medio de absorción, el modo acoplado al revestimiento se puede eliminar produciendo así un pico de atenuación a la longitud de onda resonante. Este tipo de filtros tienen la característica de dinamismo al poder ser controlados externamente para sintonizar la longitud de onda de atenuación, lo que es una importante ventaja al compararse con sus equivalentes estáticos, las redes de periodo largo [8, 9].

En los últimos años se ha reportado el efecto de incluir fibras estrechadas como mecanismo para mejorar la respuesta espectral en los dispositivos acusto-ópticos basados en ondas acústicas de flexión. Las fibras ópticas estrechadas son fibras ópticas que han sido reducidas en su diámetro mediante la técnica de fusión y estiramiento [10]. Mediante el uso de fibras estrechadas, la superposición entre el modo óptico y acústico es mayor, lo que conlleva a un acoplamiento intermodal más eficiente; a su vez, puesto que la potencia acústica se concentra en una sección de fibra más pequeña, se requiere un menor consumo de potencia acústica. Estos efectos han sido aprovechados para mejorar la respuesta de la interacción AO en dispositivos todo-fibra [11-15], permitiendo el diseño de dispositivos cada vez más cortos y veloces.

Como se ha mencionado, uno de los atractivos de la interacción AO es que presenta un mecanismo de control sobre la longitud de onda de atenuación, sin embargo, un parámetro difícil de controlar es la respuesta espectral del espectro de transmisión (ancho de banda de una atenuación). Al respecto, varias técnicas se han propuesto para obtener un control sobre este, entre las que se destacan la excitación simultánea del generador acústico con dos frecuencias [16], la concatenación de fibra estándar con fibras huecas [17], la concatenación de tres fibras con diferentes secciones de radio [13], la reducción del diámetro de la fibra mediante ataque químico [18] y la utilización de fibras con distintas curvas de dispersión [19]. Considerando estos aportes, en la presente investigación propone el uso de fibras estrechadas para controlar simultáneamente el ancho de banda y la forma de la resonancia AO. Dicho modelo fue desarrollado a partir de la teoría de modos acoplados cuando una perturbación inducida por ondas de flexión [11, 20] y es presentado en esta

tesis como una herramienta importante para moldear la respuesta espectral de los dispositivos AO.

Bajo el mismo fenómeno de acoplamiento intermodal, la interacción AO por ondas de flexión puede ser aprovechada para producir una transmisión pasabanda para señal óptica; es decir, puede diseñarse un filtro AO pasabanda con las mismas características de sintonizabilidad que el filtro rechazabanda. Los filtros pasabanda son componentes fundamentales para la manipulación flexible de la longitud de onda, lo cual resulta de utilidad en sistemas con multiplexado por división de longitud de onda, en sensado óptico y en láseres [21-23]. A diferencia de los filtros rechazabanda, en donde el modo acoplado al revestimiento se atenúa, en los filtros pasabanda el modo acoplado al revestimiento evita eficientemente un obstáculo para luego ser re-acoplado como modo del núcleo al final de la longitud de interacción. El obstáculo se denomina bloqueador del modo fundamental (BMF) y existen varios métodos para su fabricación [24-30], los cuales involucran daño al núcleo de la fibra o la fabricación de fibras de diseño especial, lo que los vuelve relativamente imprácticos para su reproducción en masa.

Para la presente investigación se diseñó un BMF utilizando una pequeña sección de fibra sin núcleo, del tipo “coreless”. El objetivo fue desarrollar un filtro AO pasabanda que no requiriera de procesos complicados. La sección de fibra sin núcleo se empalmo entre dos segmentos de fibra estándar. Las pruebas experimentales con el filtro pasabanda mostraron una atenuación máxima de hasta 30 dB y bajas pérdidas por inserción de 1.2 dB para la resonancia transmitida. Con el objetivo de extender la aplicación del filtro AO pasabanda se indujo intencionalmente la reflexión de la onda acústica, de esta forma es posible generar una onda acústica estacionaria, y bajo este esquema el filtro opera como un modulador acusto-óptico pasabanda (MAOPB).

Una de las aplicaciones más importantes de los dispositivos AO es en el diseño de láseres todo-fibra. Los láseres de fibra óptica presentan ventajas importantes al compararse con otros sistemas láser; entre estas se destacan la compactibilidad, la robustez, el alto control sobre la forma del haz y el fácil manejo térmico [31]. Estos, al igual que los láseres de estado sólido, pueden operar en los regímenes temporales de onda continua, Q-Switching y

amarre de modos [32]. Con el propósito de aprovechar las características del filtro AO pasabanda, el trabajo final de esta tesis consistió en aplicarlo en el diseño de un láser de Q-Switch activo todo-fibra. El filtro fue incluido en una cavidad resonante de anillo como elemento seleccionador de la longitud de onda de operación del láser.

Los láseres de Q-Switch permiten producir pulsos de alta potencia y corta duración, lo que los vuelve muy atractivos en diversas áreas de aplicación tales como el procesado de materiales, el sensado remoto, la ingeniería médica, la comunicación óptica y en defensa [33-37]. La técnica se basa en la variación periódica del factor Q del resonador [38, 39], lo que produce una variación periódica de las pérdidas de la cavidad, siendo que para los periodos con altas pérdidas no se genera emisión y la energía proporcionada por el bombeo se almacena para ser liberada como un pulso de alta energía en los periodos de bajas pérdidas.

El filtro AO pasabanda fue incluido en una cavidad resonante de anillo, en la cual se utilizaron 3 metros de fibra de doble revestimiento codopada con Erblio e Yterbio como medio de ganancia. La capacidad de sintonización del filtro en longitud de onda fue aprovechada para lograr una variación de la longitud de onda de aproximadamente 30 nm para la operación del láser en el régimen de onda continua. Para generar la variación del factor Q, el filtro fue alimentado con una señal modulada en amplitud, logrando con esto que el filtro funcionara como un modulador acusto-óptico todo fibra. Comparado con otras configuraciones para láseres de Q-Switch activo de fibra óptica, en las cuales hay una longitud de onda fija dictada por los elementos de filtrado tales como las rejillas de Bragg [40-44], la característica pasabanda y dinámica del dispositivo AO permitió una flexibilidad en la longitud de onda de emisión en el régimen de onda continua.

## **1.2 Objetivos**

El propósito general de este proyecto es el diseño, implementación y caracterización de dispositivos novedosos de fibra óptica basados en ondas acústicas de flexión. Se pretende mostrar al fenómeno de la interacción AO como una herramienta importante y competitiva

en el diseño de dispositivos todo-fibra tales como filtros rechazabanda, filtros pasabanda, moduladores y la implementación de estos en láseres de Q-Switch.

También, a través de la comprensión del fenómeno de interacción acusto-óptica, se pretende generar una herramienta teórica que permita simular la transmisión para el dispositivo AO básico, es decir, el filtro AO rechazabanda. A partir de este dispositivo se busca mejorar en la respuesta espectral al utilizar fibras estrechadas y extendiendo el modelo numérico para convertirlo en una herramienta de diseño en los dispositivos AO.

Se espera que tanto los dispositivos mostrados así como el modelo numérico desarrollado constituyan una fuente de información importante para implementar nuevos dispositivos AO todo-fibra.

### **1.3 Estructura de la tesis**

Para un seguimiento adecuado de la información, la tesis se dividió en seis capítulos que van de la teoría básica hasta la implementación de los dispositivos. Se tiene así, en el capítulo 1, la introducción, en donde se presenta el estado del arte y las motivaciones principales del proyecto. En el capítulo 2 se presenta la teoría básica de la interacción AO por ondas acústicas de flexión así como el arreglo experimental que servirá de base para los dispositivos a diseñar. A partir del análisis teórico se presenta también el modelo numérico para la simular la respuesta espectral de la interacción AO en una fibra estándar. En el capítulo 3 se extiende el modelo numérico para incluir la interacción AO en fibras estrechadas y dicho modelo se presenta como herramienta de diseño para moldear la respuesta espectral. En el capítulo 4, se presenta el diseño, implementación y caracterización de un filtro AO pasabanda basado en un bloqueador del modo fundamental, se muestra la modificación del filtro para su aplicación como modulador AO pasabanda. En el capítulo 5, se muestra la aplicación del filtro AO pasabanda en un láser de Q-Switch, el cual es caracterizado en el régimen de Q-Switch y onda continua. Finalmente, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones finales del trabajo así como el trabajo a futuro que este puede desarrollar.

### **1.4 Referencias**

1. H. E. Engan et al., "Propagation and optical interaction of guided acoustic waves in two-mode optical fibers", *J. Lightwave Technol.* 6(3) , 428 (1988)
2. K. S. Hong, et al., "1000 nm tunable acousto-optic filter based on photonic crystal fiber" *Appl. Phys. Lett.*, vol 92, 031110 (2008).
3. Y. Jung et al., "Acoustooptic Tunable Gap-Type Bandpass Filter With a Broad Stopband," *IEEE Phot. Tech. Lett.* 19, 1331 (2007).
4. M. Bello-Jiménez et al., "Experimental study of an actively mode-locked fiber ring laser based on in-fiber amplitude modulation," *Appl. Phys. B* 105, 269 (2011).
5. Andrés, M.V. et al., "Actively Q-switched all-fiber lasers," *Laser Phys. Lett.* 5, 93 (2008).
6. C. Cuadrado-Laborde et al., "Experimental investigation of an all-fiber laser actively mode-locked by standing-wave acousto-optic modulation," *Appl. Phys. B* 99, 95 (2010).
7. E. P. Acúsa-Sáez et al., "Time-resolved acousto-optic interaction in single-mode optical fibers: characterization of axial nonuniformities at the nanometer scale", *Opt. Lett.* 39(6), 1437(2014)
8. A. M. Vengsarkar et al., "Long-period fiber gratings as band-rejection filters", *J. Lightwave Technol.* 14, 58 (1996)
9. K. S. Lee and T. Erdogan, "Fiber mode coupling in transmissive and reflective titled fiber gratings", *Appl. Opt.* 39, 1394 (2000)
10. T. A. Birks and Y. W. Li, "The shape of fiber tapers", *J. Lightwave Technol.* 10, 432 (1992)
11. T. A. Birks, P. St. Russell, and D. O. Culverhouse, "The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers," *J. Lightwave Technol.* 14(11), 2519 (1996)
12. T. A. Birks, P. St. J. Russell, and C. N. Pannell, "Low power acousto-optic device based on a tapered single-mode fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 6(6), 725 (1994)
13. R. Feced et al. "Acoustooptic attenuation filters based on tapered optical fibers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 5(5), 1278 (1999)
14. Q. Li et al. "Highly efficient acoustooptic tunable filter based on cladding etched single-mode fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(3), 337 (2002)

15. F. Abrishamian et al. "Design theory and experiment of acousto-optical tunable filter by use of flexural waves applied to thin optical fibers," *Opt. Quant. Electron.* 40(9), 665 (2008)
16. H. S. Kim et al. "All-fiber acousto-optic tunable notch filter with electronically controllable spectral profile," *Opt. Lett.* 22 (19), 1476 (1997)
17. Y. Jung et al. "Bandwidth control in a hybrid fiber acousto-optic filter," *Opt. Lett.* Vol. 30(1), 84 (2005)
18. T. Jin et al. "Ultra-broad-band AOTF based on cladding etched single-mode fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(8), 1133(2002)
19. Q. Li, X. Liu, and H. P. Lee, "Demonstration of narrow-band acoustooptic tunable filters on dispersion-enhanced single-mode fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(11), pp. 1551 (200)
20. K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, Academic Press 2a edición, 159 (2006)
21. A. Melloni and M. Martinelli, "Synthesis of direct-coupled resonators bandpass filters for WDM systems", *J. Lightwave Technol.* 20(2), 296 (2002)
22. A. K. Kersey et al., "Fiber grating sensors", *J. Lightwave Technol.* 15(8), 1442 (1998)
23. C. Cuadrado-Laborde et al., "Long-cavity all-fiber ring laser actively mode locked with an in-fiber bandpass acousto-optic modulator", *Opt. Lett.* 39(1), 68 (2014)
24. C. Cuadrado-Laborde et al., "Long-cavity all-fiber ring laser actively mode locked with an in-fiber bandpass acousto-optic modulator", *Opt. Lett.* 39(1), pp. 68 (2014)
25. M. S. Lee et al., *Acousto-optic tunable bandpass filter*, *Proc. OECC/IOOC*, 324 (2001)
26. T. Dimmick et al., *All-fiber acousto-optic tunable bandpass filter*, *Optical fiber communication conference and international conference on quantum information*, OSA, paper W13 (2001)
27. D. A. Satorious et al, "Double-pass acousto-optic tunable bandpass filter with zero frequency shift and reduced polarization sensibility", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(9), 1324 (2002)
28. S. D. Lim et al., "Fabrication of a highly efficient core-mode blocker using a femtosecond laser ablation", *Opt. Express* 19(21), 18449 (2009)

29. Y. Jung et al., *Hollow optical fiber core mode blocker for acousto-optic bandpass filter*, CLEO paper CThMM6 (2004)
30. K. J. Lee et al., “Narrowband polarization insensitive all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter”, *Opt. Express*, 15(6), 2987 (2007)
31. C. Cuadrado-Laborde et al. “In-Fiber Acousto-optic devices for laser Applications”, *Opt. Photonics News* 22(5), 37 (2011)
32. V. Ter-Mikitychev, *Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers*, Springer, 99 (2014)
33. S. Gräf et al., “High precision materials processing using a novel Q-switched CO<sub>2</sub> laser”, *Opt. Laser En* 66, 152 (2015)
34. I. Rhode et al., “Resection of calcified aortic heart leaflets in vitro by Q-Switched 2 μm microsecond laser radiation”, *J. Card. Surg.* 30, 157(2015)
35. M.C. Lee et al., “Treatment of melasma with mixed parameters of 1064 nm Q-switched Nd:YAG laser toning and enhanced effect of ultrasonic application of vitamin C: a split face study” *Lasers Med. Sci* 30, 159 (2015)
36. A.V. Fedorov et al., *Periodic Q-Switched dual-wavelength lasing regime for remote sensing applications*, CLEO OSA, paper STh4J.5 (2016)
37. F. Ashraf et al., “Detection and analysis on versatile coding strategies of high frequency active Q-Switched Nd:YVO<sub>2</sub> laser for irradiance on different targets”, *Opt. Laser Technol.* 64, 124 (2014)
38. E. M. Sholokhov et al., “All-fiber holmium laser”, *Laser Phys. Lett.* 8(5), 382 (2011)
39. M. Delgado Pinar et al., “Enhanced Q-switched distributed feedback fiber laser based on acoustic pulses” 6(2), 139(2009)
40. P. Pérez-Millán et al., “Q-Switched all-fiber laser base don magnetostriction modulation of a Bragg grating”, *Opt. Express*, vol. 13, no. 13, pp. 5046- 5051, 2005
41. N. A. Russo et al., “High efficiency Q-Switched erbium fiber laser using a Bragg grating-based modulator”, *Opt. Commun.* 210, 361(2002)
42. T. Imai et al., “ A wavelength tunable Q-Switched fiber laser using fiber Bragg gratings”, *Electron. Commun. Jpn.* 80(11), 195(1997)
43. C. Cuadrado-Laborde et al., “Q-Switched all-fibre laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator”, *Opt. Commun.* 274, 407(2007)

44. M. Delgado-Pinar et al., “ Q-Switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating”, Opt. Express 14(3), 1106 (2006)

## Capítulo 2 Interacción acusto-óptica en fibras ópticas

### 2.1 Introducción

En este capítulo se presentan los fundamentos teóricos de la interacción acusto-óptica (AO) en fibras ópticas. Se deduce, para una fibra mono-modo de índice escalonado, la forma de la propagación de la luz a través de la ecuación característica, la cual otorga la información sobre la constante de propagación para un modo determinado. Se analiza también la teoría básica de la propagación de ondas acústicas en fibra óptica, centrandó el enfoque en las ondas acústicas de flexión y en la manera en que perturban el índice de refracción de una fibra óptica. A través de la teoría de perturbaciones se encuentra la forma del acoplamiento intermodal y con esta se realiza la simulación numérica para la transmisión. Se muestra el arreglo experimental básico para un atenuador AO sintonizable y se compara la simulación con los resultados experimentales.

Desde el punto de vista mecánico, las fibras ópticas son cilindros homogéneos inmersos en aire que tienen la capacidad de guiar ondas acústicas. Estas ondas acústicas, dependiendo del desplazamiento de sus partículas, se clasifican en ondas acústicas de flexión, longitudinales o de torsión [1]. Para el caso de las ondas de flexión, se genera una vibración en una de las direcciones transversales de la fibra y con esto se produce una perturbación asimétrica del índice de refracción. Para una fibra monomodo, esta perturbación tiene un efecto importante en la propagación de luz, la cual sufre de un acoplamiento entre el modo óptico fundamental y los modos asimétricos del revestimiento en la condición de resonancia [2-4]

Bajo el fenómeno de acoplamiento intermodal por ondas de flexión, el dispositivo AO básico es un filtro rechazabanda [1-3]. En este, por medio de la interacción AO en una fibra monomodo, se transfiere la energía del modo del núcleo a uno de los modos del revestimiento; utilizando la cubierta polimérica de la fibra como medio de absorción, el modo acoplado al revestimiento es eliminado produciendo así una atenuación a la longitud de onda correspondiente al acoplamiento. Este tipo de filtros tienen la característica de

dinamismo al poder ser controlados externamente para sintonizar la longitud de onda de la atenuación, lo que es una importante ventaja al compararse con sus equivalentes estáticos, las redes de periodo largo [5, 6].

A partir de la teoría de perturbaciones [7] es posible obtener la transmisión óptica debida a la interacción AO. En este capítulo se desarrolla un modelo teórico basado en dicha teoría, el cual es puesto a prueba a través de la implementación de un filtro AO rechazabanda. Como se verá más adelante en esta tesis, este modelo resultará de utilidad para el diseño de la forma espectral de las atenuaciones. A su vez, la implementación del arreglo experimental del presente capítulo será la base de los dispositivos a desarrollar a lo largo del proyecto.

## 2.2 Propagación de la luz en fibras ópticas

El análisis de la propagación de la luz en una fibra óptica se reporta en las referencias [8, 9] y comienza considerando la estructura de guía de onda mostrada en la figura 2.1, donde se tiene un cilindro de radio  $a$ , rodeado de un cilindro con un radio  $R$ . El medio del primer cilindro es el núcleo de la fibra y le corresponde un índice de refracción  $n_1$ . Por su parte, el cilindro mayor es denominado cubierta o revestimiento y a este le corresponde un medio cuyo índice de refracción llamaremos  $n_0$ .

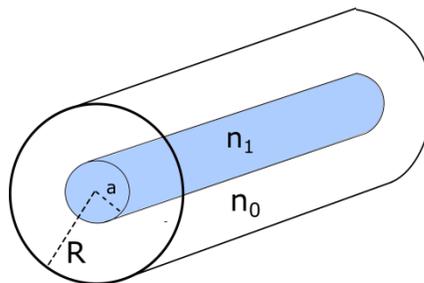


Fig.2.1 Estructura de guía de onda cilíndrica

La primera condición para que la luz pueda ser guiada dentro de ésta estructura está dada por la Ley de Snell, a partir de la cual se deduce el fenómeno de la reflexión total interna. Para esto es necesario que el índice de refracción del núcleo sea mayor que el índice de refracción del revestimiento ( $n_1 > n_0$ ). Se considerará aquí un perfil abrupto de cambio de

índice de refracción como el mostrado en la figura 2.2, y en donde el eje horizontal corresponde al índice de refracción, mientras que el eje vertical al radio de la fibra. Este perfil es apropiado para las fibras ópticas utilizadas a lo largo de este proyecto.

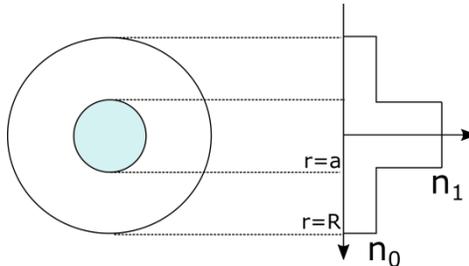


Fig. 2.2 Cambio de índice abrupto

La segunda condición para el guiado de la luz hace uso del carácter ondulatorio de esta, ya que únicamente se podrá guiar luz que interfiera constructivamente con ella misma a través de las múltiples reflexiones. Luz que interfiera de esta manera va a formar un perfil de onda estacionario en la componente transversal del campo. Así, se denomina modo a cada una de las distintas formas en que se puede cumplir tal condición. La descripción matemática de los modos se obtiene al aplicar las ecuaciones de Maxwell a los campos eléctrico y magnético de la luz, como se realizará en el análisis siguiente.

Debido a la geometría de la fibra óptica, para el análisis de la propagación de la luz conviene utilizar coordenadas cilíndricas de acuerdo con la figura 2.3.

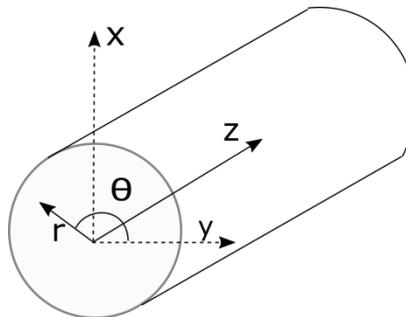


Fig. 2.3 Sistema de coordenadas cilíndricas empleado para los campos electromagnéticos en una fibra óptica

Así, los campos eléctrico ( $E$ ) y magnético ( $H$ ), para una onda propagándose en la dirección longitudinal de la fibra ( $z$ ) pueden expresarse como:

$$\mathbf{E} = E(r, \theta)e^{j(\omega t - \beta z)} , \quad (2.1a)$$

$$\mathbf{H} = H(r, \theta)e^{j(\omega t - \beta z)} , \quad (2.1b)$$

donde  $\beta$  es la constante de propagación y  $\omega$  es la frecuencia angular. Estas expresiones representan los modos del sistema, y deben satisfacer las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} , \quad (2.2a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} , \quad (2.2b)$$

donde  $\varepsilon$  es la permitividad del medio, la cual está relacionada con el índice de refracción del medio ( $n$ ) y la permitividad en el vacío ( $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ ) como  $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$ ; por su parte  $\mu$  es la permeabilidad en el medio, la cual se asume como  $\mu = \mu_0$ , donde  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$  es la permeabilidad en el vacío. Para el caso de las fibras ópticas se considera un medio dieléctrico homogéneo y sin pérdidas.

Al aplicar las ecuaciones (2.2) en los campos (2.1) se obtiene un conjunto de ecuaciones que relacionan entre si las componentes vectoriales de los campos eléctrico y magnético:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + j\beta E_\theta = -j\omega\mu_0 H_r , \quad (2.3a)$$

$$-j\beta E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -j\omega\mu_0 H_\theta , \quad (2.3b)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = -j\omega\mu_0 H_z , \quad (2.3c)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + j\beta H_\theta = j\omega\varepsilon E_r , \quad (2.3d)$$

$$-j\beta H_r - \frac{\partial H_z}{\partial r} = j\omega\varepsilon E_\theta , \quad (2.3e)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rH_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \theta} = j\omega\varepsilon H_z . \quad (2.3f)$$

Estas relaciones se manipulan algebraicamente para expresar las componentes transversales ( $E_\theta$ ,  $E_r$ ,  $H_\theta$ ,  $H_r$ ), en función de las componentes longitudinales ( $E_z$  y  $H_z$ ), con lo que se obtiene el sistema:

$$E_r = \frac{-j}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} - \omega \mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) , \quad (2.4a)$$

$$E_\theta = \frac{-j}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2} \left( \beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) , \quad (2.4b)$$

$$H_r = \frac{-j}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) , \quad (2.4c)$$

$$H_\theta = \frac{-j}{\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2} \left( \beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} - \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) . \quad (2.4d)$$

Combinando adecuadamente el sistema (2.4) con el sistema (2.3) se pueden obtener las dos ecuaciones de onda siguientes para los campos en  $z$ :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + (\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \beta^2) E_z = 0 , \quad (2.5a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + (\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \beta^2) H_z = 0 . \quad (2.5b)$$

Para resolver la ecuación (2.5a), se utiliza el método de separación de variables, de donde se obtiene para la parte radial una solución en función de las ecuaciones de Bessel, mientras que para la parte acimutal se tiene una solución de tipo armónica. Esta solución es válida también para  $H_z$  de la ecuación (2.5b). Se tiene así, para  $E_z$  y  $H_z$

$$E_{z_1} = A J_m \left( \frac{ur}{a} \right) \text{sen}(m\theta + \varphi) \quad \text{para } 0 < r \leq a \text{ (núcleo)} , \quad (2.6a)$$

$$E_{z_0} = C K_m \left( \frac{wr}{a} \right) \text{sen}(m\theta + \varphi) \quad \text{para } r \geq a \text{ (revestimiento)} , \quad (2.6b)$$

$$H_{z_1} = B J_m \left( \frac{ur}{a} \right) \text{cos}(m\theta + \varphi) \quad \text{para } 0 < r \leq a \text{ (núcleo)} , \quad (2.6c)$$

$$H_{z_0} = D K_m \left( \frac{wr}{a} \right) \text{cos}(m\theta + \varphi) \quad \text{para } r \geq a \text{ (revestimiento)} , \quad (2.6d)$$

donde  $A, B, C$  y  $D$  son constantes,  $J_m$  es la función de Bessel de primera clase,  $K_m$  es la función de Bessel modificada de segunda clase,  $m$  es un número entero y  $\varphi$  es la fase. Los subíndices  $z_1$  y  $z_0$  indican las soluciones para el núcleo y revestimiento, respectivamente.

De (2.6) las variables  $u$  y  $w$  están definidas en función de los índices de refracción para el núcleo y revestimiento ( $n_1$  y  $n_0$ ), el radio del núcleo ( $a$ ) y la constante de propagación ( $\beta$ )

$$u = a\sqrt{k^2n_1^2 - \beta^2}, \quad (2.7a)$$

$$w = a\sqrt{\beta^2 - k^2n_0^2}, \quad (2.7b)$$

donde se ha tomado en cuenta que el valor del índice de refracción está dado por  $n^2 = \epsilon/\epsilon_0$  y  $k = \omega^2\mu_0\epsilon_0$ . Una vez obtenidas las soluciones (2.6), estas pueden sustituirse en (2.4) y obtener así el conjunto de ecuaciones para los campos, es decir, se tendrán 12 ecuaciones, 6 para la región del núcleo y 6 para la región del revestimiento.

Las condiciones de frontera establecen que las componentes tangenciales  $E_\theta, E_z, H_z, H_\theta$  deben ser continuas en la interface entre el núcleo y el revestimiento (en  $r = a$ ), con esto se pueden realizar las siguientes igualdades:

$$E_{z_1}(a, \theta) = E_{z_0}(a, \theta), \quad (2.8a)$$

$$E_{\theta_1}(a, \theta) = E_{\theta_0}(a, \theta), \quad (2.8b)$$

$$H_{z_1}(a, \theta) = H_{z_0}(a, \theta), \quad (2.8c)$$

$$H_{\theta_1}(a, \theta) = H_{\theta_0}(a, \theta), \quad (2.8c)$$

de donde se obtiene un sistema un ecuaciones homogéneo que puede ser representado en forma matricial como

$$\begin{pmatrix} J_m(u) & 0 & -K_m(w) & 0 \\ \frac{-j\beta}{(u/a)^2} \frac{m}{a} J_m(u) & \frac{j\omega\mu_0}{(u/a)} J'_m(u) & \frac{-j\beta}{(w/a)^2} \frac{m}{a} K_m(w) & \frac{j\omega\mu_0}{(w/a)} K'_m(w) \\ 0 & J_m(u) & 0 & -K_m(w) \\ -\frac{j\omega\varepsilon_1}{(u/a)} J'_m(u) & \frac{j\beta}{(w/a)^2} \frac{m}{a} J_m(u) & \frac{j\omega\varepsilon_2}{(w/a)} K'_m(w) & \frac{j\beta}{(w/a)^2} \frac{m}{a} K_m(w) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = 0. \quad (2.9)$$

De la matriz de coeficientes del sistema anterior, se ha de tomar en cuenta que las permitividades relativas del núcleo y revestimiento se han nombrado  $\varepsilon_1$  y  $\varepsilon_2$ , respectivamente.

Con el objetivo de obtener la solución no trivial del sistema, se resuelve el determinante de la matriz de coeficientes igualándolo a cero, obteniendo así la siguiente ecuación:

$$\left( \frac{J'_m(u)}{uJ_m(u)} + \frac{K'_m(w)}{wK_m(w)} \right) \left( \frac{J'_m(u)}{uJ_m(u)} + \left( \frac{n_0}{n_1} \right)^2 \frac{K'_m(w)}{wK_m(w)} \right) = m^2 \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left( \frac{1}{u^2} + \left( \frac{n_0}{n_1} \right)^2 \frac{1}{w^2} \right). \quad (2.10)$$

Esta ecuación se denomina ecuación de dispersión o ecuación característica y puede ser resuelta numéricamente para determinar la constante de propagación  $\beta$  (a partir de las variables  $u$  y  $w$ , ver ecs. 2.7). Dado que puede haber múltiples soluciones para cada valor de  $m$ , es necesario enumerar estas como  $\beta_{mn}$  (con  $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Así, cada solución  $\beta_{mn}$  corresponde a un posible modo de propagación del campo óptico cuya distribución espacial puede ser obtenida por medio de las ecuaciones (2.6) y (2.4). En general se denomina modos híbridos cuando todas componentes de los campos son no-nulas y por simplicidad se nombran mediante sus iniciales, pudiendo ser modos HE o EH. Para valores de  $m = 0$ , se tiene la condición especial de que el campo  $E_z$  o el campo  $H_z$  tienen que ser nulos, dependiendo de esto se denominan modo transversal eléctrico (TE) para  $E_z = 0$  y modo transversal magnético (TM) para  $H_z = 0$ .

Para simplificar el análisis de los modos en fibra óptica se utiliza la aproximación de guiado débil. En esta se aprovecha que el valor  $\Delta = (n_1^2 - n_0^2)/2n_1^2$ , de la diferencia entre los índices de refracción, es del orden del 1% para las fibras comerciales. En esta condición la razón  $n_1/n_0 \approx 1$ , con lo que la ecuación (2.10) puede ser simplificada. Bajo esta condición

de guiado débil se definen los modos llamados linealmente polarizados o modos  $LP_{nx}$ , los cuales poseen la ecuación unificada de dispersión [10]:

$$\frac{J_n(u)}{uJ_{n-1}(u)} = -\frac{K_n(w)}{wK_{n-1}(w)}, \quad (2.11)$$

donde, por cada valor de  $n$ , se tendrán distintas soluciones  $x$  o radiales para la constante de propagación, lo que se especifica en los subíndices correspondientes. Estos modos son llamados linealmente polarizados debido a que, para cada uno de ellos, se tiene solamente una componente transversal a la propagación y resultan de combinaciones de los modos HE, TE y TM.

### 2.3 Ondas acústicas de flexión en fibras ópticas

Una fibra óptica puede guiar ondas elásticas en tres familias de modos, estos son: modos longitudinales, modos de torsión y modos de flexión. Las familias de modos se clasifican de acuerdo al desplazamiento de las partículas mientras una onda acústica se propaga a través de la fibra. La deducción matemática de estos modos parte de las soluciones generales para una onda acústica en una fibra óptica, considerando a la fibra como un cilindro homogéneo e isotrópico y tomando las coordenadas cilíndricas tal como lo muestra la figura 2.4.

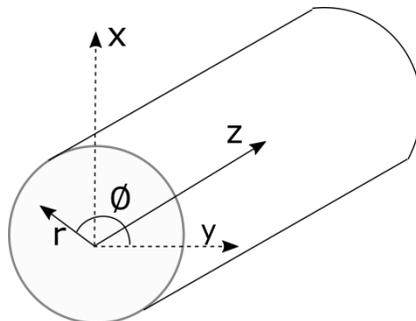


Fig. 2.4 Sistema de coordenadas cilíndricas empleado para las ondas elásticas en una fibra óptica

Así, para el vector de desplazamiento  $\mathbf{u}(u_r, u_\phi, u_z)$ , estas soluciones son [1]:

$$u_r = U(r) \begin{Bmatrix} \text{sen}(n\phi) \\ \text{cos}(n\phi) \end{Bmatrix} e^{j(\omega t - Kz)}, \quad (2.12a)$$

$$u_\phi = V(r) \begin{Bmatrix} \text{cos}(n\phi) \\ -\text{sen}(n\phi) \end{Bmatrix} e^{j(\omega t - Kz)}, \quad (2.12b)$$

$$u_z = W(r) \begin{Bmatrix} \text{sen}(n\phi) \\ \text{cos}(n\phi) \end{Bmatrix} e^{j(\omega t - Kz)}, \quad (2.12c)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular,  $K$  es la constante de propagación en la dirección  $z$ , y  $n$  es un entero que describe la variación circunferencial. Las componentes radiales de estas soluciones son

$$U(r) = Ak_d J'_n(k_d r) + BK J'_n(k_t r) + C \frac{n}{r} J_n(k_t r), \quad (2.13a)$$

$$V(r) = A \frac{n}{r} J_n(k_d r) + B \frac{Kn}{k_t r} J_n(k_t r) + C k_t J'_n(k_t r), \quad (2.13b)$$

$$W(r) = -j(AK J_n(k_d r) - B k_t J_n(k_t r)), \quad (2.13c)$$

donde  $J_n$  es la función de Bessel de primera clase y orden  $n$ ;  $k_d$  y  $k_t$  están definidas como:

$$k_d^2 = \frac{\omega^2}{c_d^2} - K^2, \quad (2.14a)$$

$$k_t^2 = \frac{\omega^2}{c_t^2} - K^2, \quad (2.14b)$$

las cuales están en función de las velocidades de onda dilatacional y transversal  $c_d$  y  $c_t$ , respectivamente. Dichas velocidades están dadas por la densidad  $\rho$  y las constantes de Lamé  $\lambda$  y  $\mu$  a través de:

$$c_d^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho, \quad (2.15a)$$

$$c_t^2 = \frac{\mu}{\rho}. \quad (2.15b)$$

Para determinar las constantes  $A$ ,  $B$  y  $C$ , de (2.13) y obtener el valor de la propagación  $k_0$  es necesario aplicar condiciones de frontera. Para una barra en el aire, estas condiciones están determinadas al suponer que no hay tracción radial en la superficie del cilindro. Bajo esta

suposición las componentes del  $T_{rr}$ ,  $T_{rz}$  y  $T_{r\phi}$  del tensor de estrés son cero en  $r = a$  (siendo  $a$  el radio de la fibra). Estas componentes están definidas como [1]:

$$T_{rr} = \frac{1}{j\omega} \left[ (\lambda + 2\mu) \frac{\partial u_r}{\partial r} + \lambda \left( \frac{u_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] = 0 , \quad (2.16a)$$

$$T_{rz} = \frac{1}{j\omega} \mu \left( \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) = 0 , \quad (2.16b)$$

$$T_{r\phi} = \frac{1}{j\omega} \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} + \frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_\phi}{r} \right) = 0 . \quad (2.16c)$$

Sustituyendo los campos de desplazamiento (2.12) en (2.16) se obtiene un sistema de ecuaciones homogéneo, el cual, para evitar la solución trivial debe tener un determinante igual a cero. Manipulando algebraicamente el determinante este puede escribirse como:

$$\begin{vmatrix} n^2 - 1 - q_0^2(x^2 - 1) & n^2 - 1 - q_0^2(2x - 1) & 2(n^2 - 1)[\gamma_n(q_t) - n] - q_0^2(2x - 1) \\ \gamma_n(q_d) - n - 1 & \gamma_n(q_t) - n - 1 & 2n^2 - 2[\gamma_n(q_t) - n] - q_0^2(2x - 1) \\ \gamma_n(q_d) - n & -(x - 1)[\gamma_n(q_t) - n] & n^2 \end{vmatrix} = 0 , \quad (2.17)$$

en donde se han definido los siguientes parámetros:

$$\gamma_n(q) = q \frac{J_{n-1}(1)}{J_n(q)} , \quad (2.18a)$$

$$q_t = k_t a , \quad (2.18b)$$

$$q_d = k_d a , \quad (2.18c)$$

$$q_0 = Ka , \quad (2.18d)$$

$$x = \frac{c^2}{2c_t^2} . \quad (2.18e)$$

A través de la solución numérica de la ecuación (2.17) pueden obtenerse las constantes de propagación respectivas a los modos acústicos, los cuales se clasifican en longitudinales, torsionales y de flexión. Para los modos de flexión, en cuyo interés se centra esta tesis, el valor de  $n$  en (2.17) y (2.11) es mayor a cero ( $n > 0$ ). En este caso todas las funciones trigonométricas de (2.11) se han de tomar en cuenta, con lo que existen dos modos

ortogonales degenerados por cada solución de la ecuación característica. Un esquema de los modos de flexión se muestra en la figura 2.1, en donde se ha elegido a la onda acústica actuando sobre la dirección  $y$ .

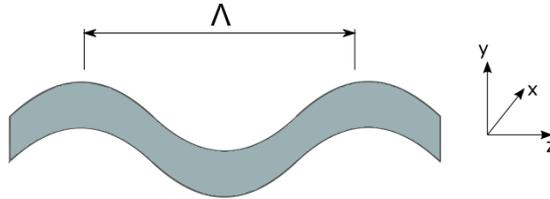


Fig. 2.5 Onda acústica de flexión en una fibra óptica

Tomando un valor de  $n = 1$ , se tiene que existe una frecuencia de corte para todos los modos, con excepción del modo con más baja velocidad [11, 12]. Así, para cierto rango de bajas frecuencias, en la fibra óptica solamente se propaga un modo de flexión, llamado modo de flexión fundamental. En el caso de nuestros experimentos, la frecuencia acústica más alta a considerar no excede los 4 MHz ( $f < 4\text{MHz}$ ), para este valor límite y tomando un radio de fibra de  $a = 62.5\mu\text{m}$ , el valor de la frecuencia normalizada ( $fa/c_s$ ) es de 0.06, lo cual de acuerdo con [1] se encuentra dentro del rango en donde la fibra se comporta como monomodo para una onda acústica de flexión. Así, para el caso de nuestro análisis, se considera la propagación del modo de flexión fundamental en el régimen de bajas frecuencias. En este régimen, la longitud de onda acústica  $\Lambda$  puede ser expresada como:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{\pi a c_{ext}}{f}}, \quad (2.19)$$

donde  $a$  es el radio de la fibra,  $c_{ext}$  es la velocidad extensional (5760 m/s para la sílice) y  $f$  es la frecuencia acústica.

Tomando como base la onda de flexión de la figura 2.1, el desplazamiento transversal ( $u$ ) causado por una onda de flexión sinusoidal esta dado por:

$$u(z, t) = u_0 \cos(Kz - \Omega t) , \quad (2.20)$$

donde  $u_0$  es la amplitud de de la onda acústica,  $\Omega$  su frecuencia angular y  $K$  su número de onda. Esta onda acústica deformará periódicamente a la fibra óptica produciendo dos contribuciones importantes. Primeramente, debido al estiramiento y encogimiento periódico de la fibra, se tendrá como consecuencia una variación del camino óptico para la luz guiada. En segundo lugar, debido al efecto elasto-óptico, se tendrá una modificación periódica del índice de refracción de la sílice. Para un modo óptico determinado, estas dos contribuciones tienen incidencia en el índice de refracción efectivo ( $n_{eff}$ ), produciendo en este un cambio de la forma

$$\frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} = s(1 - \chi) , \quad (2.21)$$

siendo  $s$  la deformación relativa en la dirección  $z$ , y  $\chi$  el coeficiente elasto-óptico el cual tiene un valor de 0.22 para la sílice. Para analizar el efecto físico de esta ecuación, podemos separar sus términos, tomando individualmente la contribución geométrica ( $\Delta n_{eff (geométrico)} = n_{eff}s$ ) y la contribución elasto-óptica ( $\Delta n_{eff (elasto-óptico)} = -n_{eff}s \chi$ ). Cuando la onda acústica estira la fibra, se tienen valores positivos de  $s$ , con lo que el camino óptico para la luz es mayor, esto produce un signo positivo para el cambio en el índice de refracción efectivo geométrico. Sin embargo, para el mismo caso de estiramiento, el cambio en el índice de refracción efectivo es de signo negativo para la contribución elasto-óptica. De estos dos efectos, la contribución geométrica es dominante, con el resultado de que un estiramiento de la fibra produce un incremento en el índice de refracción efectivo, mientras que el encogimiento de la fibra produce un decremento en el mismo. La figura 2.2 muestra la variación del índice de refracción para una fibra sometida a una onda acústica de flexión, se consideran tres zonas de la fibra con sus respectivos estiramientos y encogimientos.

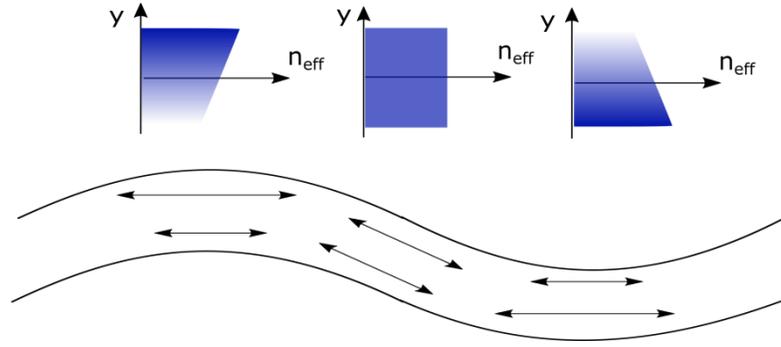


Fig. 2.6 Variación del índice de refracción efectivo por efecto de la onda de flexión

La onda acústica (2.20) produce en la fibra una deformación relativa de la forma:

$$s = s_0 \cos(Kz - \Omega t), \quad (2.22)$$

con  $s_0 = K^2 u_0 y$ , para el régimen de bajas frecuencias en el modo fundamental. Al incluir esta en (2.22), se tiene

$$\frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} = s_0 (1 - \chi) \cos(Kz - \Omega t). \quad (2.23)$$

Finalmente, definiendo  $\Delta n_0 = s_0 (1 - \chi)$ , podemos reescribir (2.23) como

$$\frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} = \Delta n_0 \cos(Kz - \Omega t). \quad (2.24)$$

Esta ecuación resultará útil en el análisis del acoplamiento intermodal de la siguiente sección. Es importante señalar que la dependencia de la perturbación tiene con  $y$  implica, en coordenadas cilíndricas, una dependencia sinusoidal con la coordenada acimutal  $\varphi$  ( $y = r \sin \varphi$ ). Esto quiere decir que la perturbación es anti-simétrica en el plano transversal de la fibra, lo cual constituye una regla de selección para los modos ópticos que pueden ser acoplados por la onda acústica.

## 2.4 Acoplamiento intermodal por efecto de las ondas de flexión

La interacción acusto-óptica en fibras ópticas se basa en la perturbación del índice de refracción que producen las ondas acústicas. Este efecto tiene incidencia directa en el

coeficiente de acoplamiento para dos modos ópticos con campos  $\psi_1$  y  $\psi_2$ , el cual, para una perturbación del tipo  $\Delta n = \Delta n_0 \cos(\Omega t - Kz)$  está definido por [4]:

$$C = \frac{\omega}{2c} \int \int_A \Psi_1 \Delta n_0 \Psi_2 dx dy, \quad (2.25)$$

donde  $\omega = 2\pi/\lambda$  es la frecuencia angular óptica,  $c$  es la velocidad de la luz y  $\Delta n_0$  está definido de acuerdo a las ecuaciones (2.23) y (2.24). Este coeficiente relaciona la superposición entre los campos modales a través de la sección transversal  $A$ .

Para comprender a fondo la forma del acoplamiento entre dos modos ópticos recurrimos a la teoría de perturbaciones desarrollada extensamente en [7] y la cual parte de considerar cuyos campos electromagnéticos tienen la forma de la forma

$$\mathbf{E}_1 = A(z) \mathbf{e}_1 e^{j(\omega_1 t - \beta_1 z)}, \quad (2.26a)$$

$$\mathbf{H}_1 = A(z) \mathbf{h}_1 e^{j(\omega_1 t - \beta_1 z)}, \quad (2.26b)$$

$$\mathbf{E}_2 = B(z) \mathbf{e}_2 e^{j(\omega_2 t - \beta_2 z)}, \quad (2.26c)$$

$$\mathbf{H}_2 = B(z) \mathbf{h}_2 e^{j(\omega_2 t - \beta_2 z)}, \quad (2.26d)$$

donde  $A(z)$  y  $B(z)$  son las amplitudes de los modos 1 y 2 respectivamente y  $\beta$  es la constante de propagación. Al tomar en cuenta el acoplamiento entre estos dos campos, los campos totales  $E$  y  $H$  se pueden expresar como:

$$\mathbf{E} = A(z) \mathbf{e}_1 e^{j(\omega_1 t - \beta_1 z)} + B(z) \mathbf{e}_2 e^{j(\omega_2 t - \beta_2 z)}, \quad (2.27a)$$

$$\mathbf{H} = A(z) \mathbf{h}_1 e^{j(\omega_1 t - \beta_1 z)} + B(z) \mathbf{h}_2 e^{j(\omega_2 t - \beta_2 z)}, \quad (2.27b)$$

los cuales deben satisfacer las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.28a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon_0 n^2 \mathbf{E}. \quad (2.28b)$$

Aplicando (2.28) sobre los campos totales (2.27) se obtienen las ecuaciones diferenciales acopladas:

$$\frac{dA}{dz} = -CB e^{j\Omega t} e^{j\Gamma z}, \quad (2.29a)$$

$$\frac{dB}{dz} = -CA e^{j\Omega t} e^{j\Gamma z}, \quad (2.29b)$$

donde  $\Gamma$  está definida en función de las constantes de propagación de los modos ópticos y la constante de propagación  $K$  (de la perturbación) como  $\Gamma = \beta_1 - \beta_2 - K$ . Resolviendo (2.29a) y (2.29b) se tienen:

$$A(z) = -\frac{j}{c} e^{j\Omega t} e^{j\frac{\Gamma}{2}z} \left[ \left( \frac{\Gamma}{2} - \gamma \right) b_1 e^{j\gamma z} + \left( \frac{\Gamma}{2} + \gamma \right) b_2 e^{-j\gamma z} \right], \quad (2.30a)$$

$$B(z) = e^{-j\frac{\Gamma}{2}z} [b_1 e^{j\gamma z} + b_2 e^{-j\gamma z}], \quad (2.30b)$$

donde  $\gamma = (\delta^2 - C^2)^{1/2}$ , con  $\delta = 1/2(\beta_1 - \beta_2) - (\pi/\Lambda)$ . Para determinar  $b_1$  y  $b_2$  es necesario definir condiciones iniciales. Se consideran primeramente las condiciones  $A(0)=1$  y  $B(0)=0$ , es decir, el modo 1, con amplitud  $A$  es máximo al inicio de la fibra, mientras que el modo 2, con amplitud  $B$  se considera nulo. En esta situación, una vez definidas las constantes  $b_1$  y  $b_2$  las ecuaciones (2.30) son:

$$A(z) = e^{j\frac{\Gamma}{2}z} \left[ \cos(\gamma z) - j \frac{\Gamma}{2\gamma} \sin(\gamma z) \right], \quad (2.31a)$$

$$B(z) = \frac{c}{\gamma} e^{-j\frac{\Gamma}{2}z} e^{-j\Omega t} \sin(\gamma z). \quad (2.31b)$$

Considerando ahora la condición inicial  $A(0)=0$ , y  $B(0)=1$ , se resuelven las ecuaciones (2.30) para determinar  $b_1$  y  $b_2$ , con lo que las amplitudes  $A$  y  $B$  son:

$$A(z) = -\frac{c}{\gamma} e^{j\frac{\Gamma}{2}z} e^{j\Omega t} \sin(\gamma z), \quad (2.32a)$$

$$B(z) = e^{-j\frac{\Gamma}{2}z} \left[ \cos(\gamma z) + j \frac{\Gamma}{2\gamma} \sin(\gamma z) \right]. \quad (2.32b)$$

Así, de las ecuaciones (2.31) y (2.32) las amplitudes de los modos pueden expresarse en notación matricial como:

$$\begin{bmatrix} A(z)e^{-j\beta_1 z} \\ B(z)e^{-j\beta_2 z} \end{bmatrix} = F \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix}, \quad (2.33a)$$

$$F = \begin{bmatrix} e^{-j(\bar{\beta} + \frac{\pi}{\Lambda})z} & 0 \\ 0 & e^{-j(\bar{\beta} - \frac{\pi}{\Lambda})z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\gamma z) - j\frac{\delta}{\gamma} \text{sen}(\gamma z) & -\frac{c}{\gamma} e^{jKz} \text{sen}(\gamma z) \\ \frac{c}{\gamma} e^{-jKz} \text{sen}(\gamma z) & \cos(\gamma z) + j\frac{\delta}{\gamma} \text{sen}(\gamma z) \end{bmatrix}, \quad (2.33b)$$

donde  $\bar{\beta} = (1/2)(\beta_1 - \beta_2)$  y  $K = 2\pi/\Lambda$ ; recordando que  $\Lambda$  es la longitud de onda de la onda acústica de flexión.

Considerando una potencia inicial  $P_0$ , la cual se transporta completamente en el modo 1 para el inicio de la fibra (en  $z = 0$ ), la potencia transportada por los modos 1 y 2, con  $z = L$ , es:

$$P_2 = P_0 \frac{c^2}{c^2 + \delta^2} \text{sen}^2(L\sqrt{C^2 + \delta^2}), \quad (2.34a)$$

$$P_1 = P_0 - P_0 \frac{c^2}{c^2 + \delta^2} \text{sen}^2(L\sqrt{C^2 + \delta^2}). \quad (2.34b)$$

De estas ecuaciones, al hacer  $\delta = 0$ , se tiene:

$$P_2 = P_0 \text{sen}^2(CL), \quad (2.35a)$$

$$P_1 = P_0 [1 - \text{sen}^2(CL)], \quad (2.35b)$$

que es la condición en la que se puede dar el máximo acoplamiento entre los dos modos. El parámetro  $\delta$  es llamado el parámetro de desintonizado. Así, para  $\delta = (1/2)(\beta_1 - \beta_2) - (\pi/\Lambda) = 0$ , considerando  $\Lambda$  para el modo de flexión fundamental (ec. 2.19), se tiene la relación entre la frecuencia acústica  $f$  y la longitud de onda de resonancia  $\lambda$  en la cual se obtiene el acoplamiento más eficiente entre el modo 1 y el modo 2. Esta relación se puede expresar como:

$$\lambda_R = (n_1 - n_2) \sqrt{\frac{\pi a c_{ext}}{f}}, \quad (2.36)$$

siendo  $n_1$  y  $n_2$  los índices de refracción efectivos para los modos 1 y 2 respectivamente, los cuales pueden conocerse a través de las constantes de propagación  $\beta$  de acuerdo con la relación  $\beta = k_0 n$ .

## 2.5 Modelo numérico de la interacción acusto-óptica en fibra estándar

Una vez desarrollada la teoría básica de la interacción AO en fibra por ondas de flexión, corresponde ahora realizar el modelo numérico con el propósito de simular la transmisión óptica al final de la interacción. Como primer paso es necesario determinar sobre qué modos ópticos actuará la interacción AO por ondas de flexión.

La simetría con respecto a la coordenada azimutal de la perturbación del índice de refracción define una regla de selección de los modos del revestimiento que pueden ser acoplados al modo fundamental. El hecho que la perturbación tenga una dependencia explícita con la coordenada transversal y implica una dependencia sinusoidal con la coordenada azimutal  $\varphi$  ( $y = r \sin \varphi$ ), lo que conduce a una distribución anti-simétrica de la perturbación en la sección transversal  $A$  de la fibra. Debido a que la distribución de campo del modo fundamental ( $LP_{01}$ ) es simétrico, para evitar que el coeficiente de acoplamiento sea nulo, el acoplamiento de energía se restringe a los modos del revestimiento con distribución asimétrica. Los modos que cumplen con esta característica de distribución asimétrica son los modos  $LP_{lx}$ . Así, se tendrá un acoplamiento intermodal entre el modo fundamental  $LP_{01}$  y los modos asimétricos de la familia  $LP_{lx}$  en el revestimiento.

Al conocer los modos a interactuar en el acoplamiento, el siguiente paso en el modelo es calcular los índices de refracción efectivos, los cuales se determinan al resolver la ecuación de dispersión. Para el modo  $LP_{01}$ ,  $n=0$  en la ecuación de dispersión unificada (2.11), con esto se tiene que:

$$\frac{J_0(u)}{uJ_1(u)} = \frac{K_0(w)}{wK_1(w)} \quad , \quad (2.37)$$

en donde se han aplicado las relaciones  $J_{-l}(u)=-J_l(u)$  y  $K_{-l}(w)=K_l(w)$  [13]. Esta ecuación debe resolverse para obtener la constante de propagación  $\beta_{0l}$ , correspondiente al modo  $LP_{0l}$ . Puede verse que la ecuación (2.37) está en función de los parámetros  $u$  y  $w$ , los cuales dependen de los índices de refracción del núcleo y revestimiento, respectivamente (ver ecs. 2.7). Debido a la dispersión de los índices de refracción en relación con a la longitud de onda ( $\lambda$ ), es necesario calcular sus valores exactos utilizando la ecuación de Sellmeier[14]:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 \frac{a_i \lambda^2}{(\lambda^2 - b_i)}}, \quad (2.38)$$

donde  $a_i$  y  $b_i$  son los coeficientes de Sellmeier, y toman sus valores dependiendo del material y su concentración. Así, sustituyendo los coeficientes correspondientes en la ecuación (2.38) pueden conocerse los valores  $n_1$  y  $n_0$  en función de  $\lambda$ . Con estos valores es posible calcular las constantes de propagación para el modo  $LP_{0l}$  a través de la ecuación (2.37). Para efectos prácticos conviene utilizar, en lugar del factor de propagación  $\beta$ , el índice de refracción efectivo o índice modal ( $n_{eff}$ ). Estas dos variables se relacionan a través de  $\beta = k_0 n_{eff}$ .

Para los modos  $LP_{lx}$ ,  $n = l$  en la ecuación de dispersión (2.11), con lo que se tiene:

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} = -\frac{K_1(w)}{wK_0(w)}. \quad (2.39)$$

Al resolver esta ecuación por el método gráfico, se encuentra que se tienen  $x$  soluciones para la constante de propagación, lo que se especifica por medio de los subíndices en  $\beta_{lx}$  y en  $LP_{lx}$ . Al igual que en el caso del modo  $LP_{0l}$ , para calcular los índices efectivos, es necesario conocer primero los índices del núcleo y revestimiento en función de la longitud de onda a través de la ecuación de Sellmeier.

Siguiendo el procedimiento anterior, el programa A (anexo al final de este capítulo) genera una tabla de datos que contiene la información correspondiente a los índices de refracción del núcleo ( $n_n$ ), revestimiento ( $n_r$ ) y efectivos para el modo fundamental ( $n_{0l}$ ) y los

primeros tres modos del revestimiento ( $n_{11}$ ,  $n_{12}$  y  $n_{13}$ ). Estos valores se determinan para un rango de  $N$  longitudes de onda. La tabla generada tiene la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} \lambda_1 & n_{01}(\lambda_1) & n_{11}(\lambda_1) & n_{12}(\lambda_1) & n_{13}(\lambda_1) & n_n(\lambda_1) & n_r(\lambda_1) \\ \lambda_2 & n_{01}(\lambda_2) & n_{11}(\lambda_2) & n_{12}(\lambda_2) & n_{13}(\lambda_2) & n_n(\lambda_2) & n_r(\lambda_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \lambda_N & n_{01}(\lambda_N) & n_{11}(\lambda_N) & n_{12}(\lambda_N) & n_{13}(\lambda_N) & n_n(\lambda_N) & n_r(\lambda_N) \end{bmatrix}. \quad (2.40)$$

El programa A genera también una tabla para los acoplamientos en función de  $\lambda$ , en los que se obtiene el valor de la integral del coeficiente de acoplamiento (ec. 2.25) para los acoplamientos  $LP_{01}-LP_{11}$ ,  $LP_{01}-LP_{12}$  y  $LP_{01}-LP_{13}$ . Se denomina  $I_{LP_{01}-LP_{1x}}$  a las integrales correspondientes a los acoplamientos, las cuales se obtienen a través de una función auxiliar (anexo B). La tabla que contiene la información para estas integrales tiene la forma:

$$\begin{bmatrix} \lambda_1 & I_{LP_{01}-LP_{11}}(\lambda_1) & I_{LP_{01}-LP_{12}}(\lambda_1) & I_{LP_{01}-LP_{13}}(\lambda_1) \\ \lambda_2 & I_{LP_{01}-LP_{11}}(\lambda_2) & I_{LP_{01}-LP_{12}}(\lambda_2) & I_{LP_{01}-LP_{13}}(\lambda_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \lambda_N & I_{LP_{01}-LP_{11}}(\lambda_N) & I_{LP_{01}-LP_{12}}(\lambda_N) & I_{LP_{01}-LP_{13}}(\lambda_N) \end{bmatrix}. \quad (2.41)$$

Con la información de las tablas (2.40) y (2.41), la función auxiliar del anexo C calcula las amplitudes de los campos a través de la matriz de transmisión (2.33(b)). Finalmente, el programa del anexo D conjunta la información anterior para modelar el espectro de transmisión del dispositivo considerando que, en el inicio, únicamente el modo fundamental viaja por la fibra, es decir  $E_{01}(0) \neq 0$  y  $E_{lm}(0) = 0$ . Así, la dependencia espectral de la transmitancia se obtiene al calcular  $|E_{01}(L)|^2/|E_{01}(0)|^2$  para cada longitud de onda óptica, donde  $L$  es la longitud de interacción.

## 2.6 Experimentos y simulación

El arreglo experimental de la interacción AO en fibra óptica por ondas acústicas de flexión de muestra en la figura 2.7 Consiste en una fibra óptica monomodo sujeta entre dos bases

metálicas. La fibra se encuentra fija en la estructura y se ha removido el recubrimiento polimérico en la zona en donde se llevará a cabo la interacción AO. Para generar las ondas acústicas se hace uso de un disco piezoeléctrico, el cual es alimentado con una señal de radiofrecuencia (RF) desde un generador de funciones. El disco piezoeléctrico responde ante la señal eléctrica produciendo oscilaciones que son transmitidas a la fibra óptica por medio de un cono de aluminio. La punta del cono se sujeta a la fibra óptica empleando una gota muy fina de pegamento.

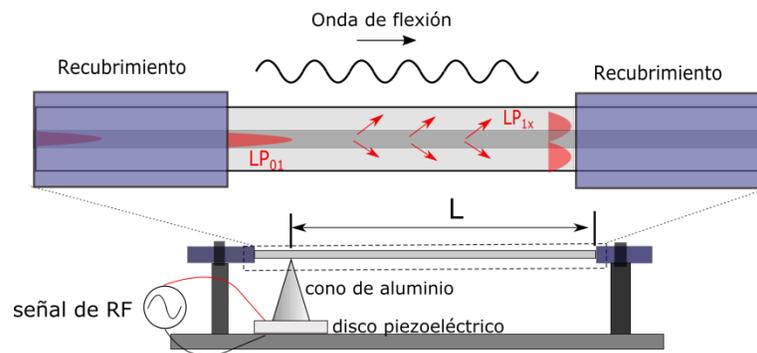


Fig. 2.7 Arreglo experimental para la interacción AO por ondas acústicas de flexión

En la figura se muestra el efecto que producen las ondas de flexión al propagarse por la longitud de interacción  $L$ , la cual se considera desde la punta del cono de aluminio hasta la zona en donde se tiene el recubrimiento polimérico. Teniendo una señal luminosa en la fibra, en la condición de resonancia se producirá un acoplamiento entre el modo fundamental  $LP_{01}$  y los modos asimétricos del revestimiento  $LP_{1x}$  cuando la señal de RF este encendida. En esta situación, la luz acoplada al revestimiento, a la longitud de onda dada por (2.36), se encontrará con el polímero de la fibra y disipará su energía; así, a esta longitud de onda se observará una disminución en el espectro de transmisión de la luz, con lo que el dispositivo se comporta como un filtro rechazabanda. Una característica importante de este arreglo es su carácter dinámico, ya que variando la frecuencia acústica puede variarse la longitud de onda de resonancia, con lo que el filtro tiene la ventaja de ser sintonizable en longitud de onda. En la figura 2.8(a) se muestra esta sintonizabilidad para una fibra Corning LEAF, en los acoplamientos del modo fundamental con los primeros tres modos del revestimiento. Para esto se varió la frecuencia de las ondas acústicas en un rango de 1450 a 1650 nm y se registraron los picos de resonancia. Como fuente de luz se utilizó

una fuente ASE de Erblio y el espectro de transmisión fue visualizado en un analizador de espectros ópticos.

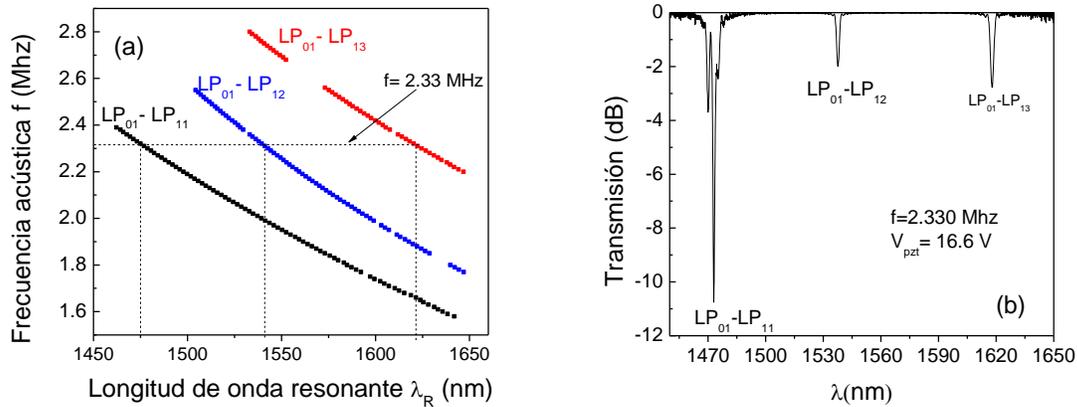


Fig. 2.8 Resonancias acusto-ópticas. (a) Dependencia entre la longitud de onda resonante y la frecuencia acústica. (b) Resonancias AO para una frecuencia acústica de 2.33 MHz

La línea punteada de 2.8(a) señala la frecuencia acústica de 2.33 MHz, para la cual se observan resonancias correspondientes a los acoplamientos intermodales  $LP_{01}-LP_{11}$ ,  $LP_{01}-LP_{12}$ , y  $LP_{01}-LP_{13}$ , en las longitudes de onda resonantes 1473, 1537 y 1618 nm, respectivamente. Estas resonancias se muestran en la figura 2.8(b), en la cual se aplicó un voltaje pico a pico en el piezoeléctrico  $V_{pzt}$  de 16.6V.

Es importante notar en la respuesta del dispositivo el efecto de aumentar la amplitud de la perturbación a través del voltaje en el piezoeléctrico. Conforme se aumenta el voltaje, se llegará a un valor máximo para el acoplamiento, a partir de este valor máximo el aumento del voltaje producirá una disminución en el acoplamiento debido al carácter cíclico de este, como puede verse en las ecuaciones (2.35). En estas, el argumento del seno involucra al coeficiente de acoplamiento, el cual está en función de la perturbación. Este efecto fue caracterizado para la resonancia correspondiente al acoplamiento  $LP_{01}-LP_{11}$  a una frecuencia acústica de 2.004 MHz (figura 2.9). Puede verse en la figura 2.9(b) cómo el aumento en el voltaje lleva a un aumento en el acoplamiento hasta alcanzar el valor límite de 8.6 V, a partir de este valor, la resonancia disminuye, por ejemplo en 13.6 V (gráfica verde). En 2.9(c) se gráfica la transmisión en función del voltaje, donde se puede apreciar

que el dispositivo, visto como un filtro rechazabanda, presenta una mayor eficiencia al valor de 8.6 V para esta resonancia en particular.

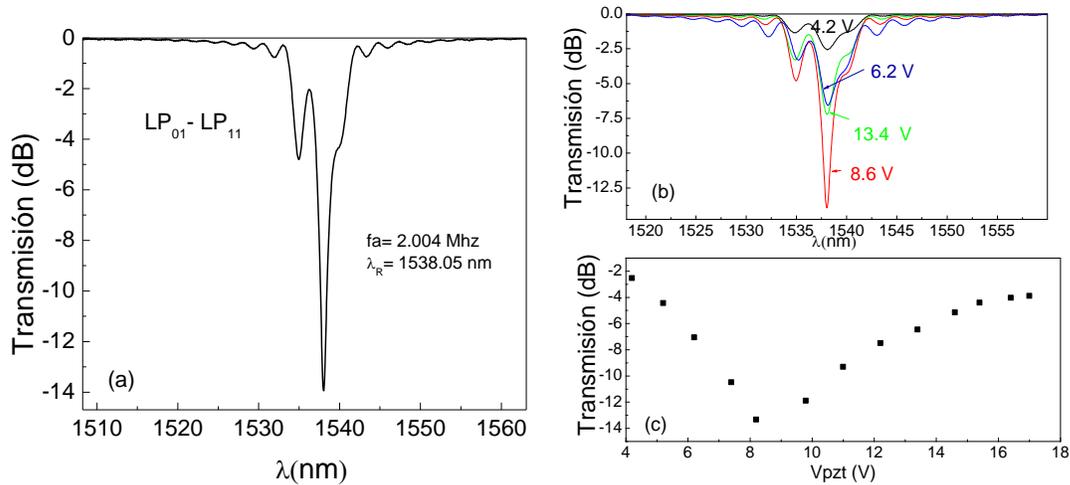


Fig. 2.9 Efecto de incrementar la potencia acústica. (a) Resonancia AO a una frecuencia de 2.004 MHz y un voltaje en el piezoeléctrico de 8.6 V. (b) Resonancias AO a una misma frecuencia y distintos voltajes en el piezoeléctrico. (c) Variación en la profundidad de las atenuaciones al incrementar el voltaje en el disco piezoeléctrico

Finalmente, se puso a prueba el modelo numérico desarrollado en la sección previa. Para esto se comparó la transmisión experimental con la transmisión simulada mediante el programa D. Tomando los resultados experimentales de la sintonizabilidad del dispositivo (fig. 2.8(a)) se determinó el valor de los coeficientes de Sellmeier para la fibra LEAF al ajustar los acoplamientos experimentales  $LP_{01}-LP_{11}$  y  $LP_{01}-LP_{12}$  con los valores calculados de acuerdo con la ecuación (2.36). En la gráfica 2.10 se observa este resultado, en donde se consideró para el ajuste un diámetro de la fibra de 125  $\mu\text{m}$ , un diámetro del núcleo de 9.3  $\mu\text{m}$ , un revestimiento de  $\text{SiO}_2$  y un núcleo de  $\text{SiO}_2$  dopado con Ge en una concentración 3.1% molar. En la gráfica, los círculos representan los resultados experimentales y la línea continua el ajuste.

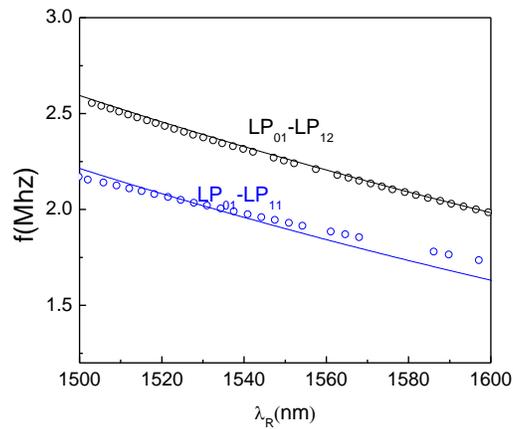


Fig. 2.10 Ajuste conforme a la ecuación (2.26) para determinar los coeficientes de Sellmeier

El ajuste anterior permitió el cálculo correcto de los coeficientes de Sellmeier, de acuerdo con la tabla dada en [14] y por medio de estos fue posible calcular los índices de refracción del núcleo, revestimiento e índices efectivos en función de la longitud de onda. Esta información se introdujo en el programa D para simular la resonancia mostrada en la figura 2.11, (mostrada en rojo en línea continua) y compararla con la transmisión obtenida del experimento (círculos). Para el experimento se utilizó una frecuencia acústica de 2.004 MHz y una longitud de interacción de 24 cm mientras que para la simulación la frecuencia fue de 2.0065 MHz y una longitud de interacción de 22.6 cm. La resonancia mostrada corresponde al acoplamiento  $LP_{01}$ - $LP_{12}$ , el cual, a esta frecuencia le corresponde una longitud de onda  $\lambda_R=1595.6 \text{ nm}$ . La profundidad de la atenuación fue de -14.7 dB y cuenta con un ancho de banda espectral, medido en -3dB, de 1.9 nm.

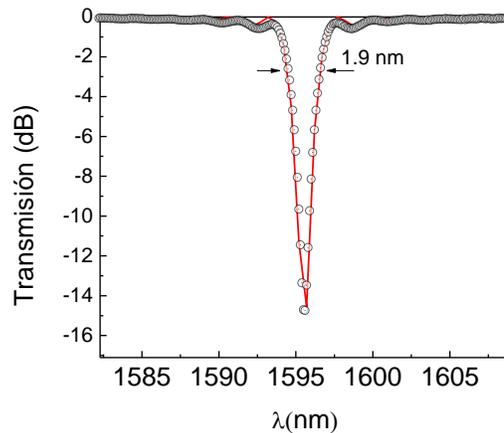


Fig. 2.11 Espectro de transmisión para una resonancia AO. Comparación entre la transmisión experimental (círculos) y la transmisión simulada (línea roja).

Del resultado anterior, la buena correspondencia entre la simulación y el resultado experimental muestran al modelo numérico puede ser aplicado como una herramienta útil en el análisis y el diseño de dispositivos AO en fibra basados en ondas de flexión. En el siguiente capítulo se extenderá este modelo para simular la transmisión AO en fibras estrechadas.

## 2.7 Conclusiones

Se desarrolló la teoría básica de la interacción AO en fibras ópticas por ondas acústicas de flexión. El análisis de la propagación de la luz permitió obtener la ecuación característica, a partir de la cual, en la condición de guiado débil, fue posible conocer los índices de refracción efectivos para los modos  $LP_{0l}$  y  $LP_{lx}$ . Para la propagación de ondas acústicas se consideró el modo de flexión fundamental, el cual produce una perturbación periódica del índice de refracción y tiene incidencia en el coeficiente de acoplamiento para los modos ópticos. El acoplamiento producido por la perturbación se analizó a través de la teoría de perturbaciones, generando con ello la matriz de transmisión  $F$ .

El desarrollo teórico de la interacción AO permitió diseñar un modelo numérico para simular la transmisión de un filtro AO rechazabanda. La transmisión simulada fue puesta a

prueba al compararse con la transmisión obtenida de manera experimental. Para esto se implemento el arreglo básico de la interacción AO en fibras por ondas de flexión. Se destaca la importancia del montaje experimental, el cual será la base de los dispositivos AO a diseñar.

## 2.8 Referencias

1. H. E. Engan et al., “Propagation and optical interaction of guided acoustic waves in two-mode optical fibers”, *J. Lightwave Technol.* 6(3) , 428 (1988)
2. B. Y. Kim et al., “All-fiber acousto-optic frequency shifter”, *Opt. Lett.* 11(6), 389(1986)
3. D. Östling and H. E. Engan, “Narrow-band acousto-optic tunable filtering in a two-mode fiber”, *Opt. Lett.* 20(11), 1247(1995)
4. T. A. Birks et al., “The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers”, *J. Lightwave Technol.* 14(11), 2519(1996)
5. A. M. Vengsarkar et al., “Long-period fiber gratings as band-rejection filters”, *J. Lightwave Technol.* 14, 58 (1996)
6. K. S. Lee and T. Erdogan, “Fiber mode coupling in transmissive and reflective titled fiber gratings”, *Appl. Opt.* 39, 1394 (2000)
7. K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, Academic Press 2a edición, 159 (2006)
8. K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, Academic Press 2a edición, 58 (2006)
9. G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, Wiley 4ta edición, 29(2010)
10. K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, Academic Press 2a edición, 73 (2006)
11. M. Delgado- Pinar, *In-fibre acousto-optic and anisotropic microstructured optical fibres*, tesis doctoral, Universidad de Valencia, 21 (2008)
12. E. P. Acúsa-Sáez, *Advanced in-fibre acousto-optic: applications*, tesis doctoral, Universidad de Valencia, 38 (2017)

13. K. Okamoto, Fundamentals of optical waveguides, Academic Press 2a edición, 73 (2006)

14. V. Brückner, "To the use of Sellmeier formula", recuperado de <http://www.springer.com/978-3-8348-1302-2>

## ANEXO A Programa para generar las tablas de datos de los índices de refracción efectivos y la integral del coeficiente de acoplamiento en función de la longitud de onda

```
% Este programa proporciona las tablas de datos que utilizamos en la
% simulacion del experimento.

% Guarda: "datos_totales_maximos.txt"
% datos_totales= [long_onda neff_LP01 neff_LP11 neff_LP12 neff_LP13...
%               neff_LP14 neff_LP15 n_core n_cladding];

% Guarda "overlap_totales_maximos.txt"
% overlap_totales=[overlap_LP01_LP11 overlap_LP01_LP12 overlap_LP01_LP13];%...
%               %overlap_LP01_LP14 overlap_LP01_LP15];

% Iniciamos programas
clear all; clf; clc;
format long
tic;

% Coeficientes de sellmeier
load 'sellmeier2.dat';
% Coef. para modo del core(4.1 GeO2) % Coef. para modo del cladding(Si)
aaaa=0.99419;

Bc1=sellmeier2(4,1)*aaaa;          Bc11=sellmeier2(1,1);
Bc2=sellmeier2(4,2)*aaaa;          Bc12=sellmeier2(1,2);
Bc3=sellmeier2(4,3)*aaaa;          Bc13=sellmeier2(1,3);

ac1=sellmeier2(4,4)*aaaa;          ac11=sellmeier2(1,4);
ac2=sellmeier2(4,5)*aaaa;          ac12=sellmeier2(1,5);
ac3=sellmeier2(4,6)*aaaa;          ac13=sellmeier2(1,6);

% Definimos el numero de longs de onda del espectro
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=200;          % Num de lamdas
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
L1=1.45;          % lamda inicial (micras)
L2=1.65;          % lamda final (micras)
L=linspace(L1,L2,N); % en micrometros

% Ciclo de lamdas para calcular en cada lamda los indice efectivos (core y cladding)
for i=1:N
    %i;
    % relacion de sellmeier (agrawal), Refs 12 y 36 del cap. 2
    W=(2*pi*3e14/L(i));
    Wc1=2*pi*3e14/sqrt(ac1);          Wc11=2*pi*3e14/sqrt(ac11);
    Wc2=2*pi*3e14/sqrt(ac2);          Wc12=2*pi*3e14/sqrt(ac12);
    Wc3=2*pi*3e14/sqrt(ac3);          Wc13=2*pi*3e14/sqrt(ac13);

    nc=(sqrt(1 + (Bc1*Wc1^2)/(Wc1^2-W^2) + ...
    (Bc2*Wc2^2)/(Wc2^2-W^2) + (Bc3*Wc3^2)/(Wc3^2-W^2)));
```

```

ncl=(sqrt(1 + (Bc11*Wc11^2)/(Wc11^2-W^2) +...
      (Bc12*Wc12^2)/(Wc12^2-W^2) + (Bc13*Wc13^2)/(Wc13^2-W^2)));

next=1;

% neff del modo core
Ecuacion= @(x) RelacionDispersion_LP01(x,nc,ncl,L(i),rc,rcl);
aux =Auxiliar_LP01(nc,ncl,L(i),rc,rcl);
nc_eff=fzero(Ecuacion,[aux nc-0.000000001]); %nc_eff(i)=Raiz;

% neff del modo cladding
Ecuacion= @(x) RelacionDispersion_LP11(x,ncl,next,L(i),rcl,rect);
aux =Auxiliar_LP11(ncl,next,L(i),rcl,rect);
ncl_eff11=fzero(Ecuacion,[aux(3) aux(2)]); %ncl_eff11(i)=Raiz1;
ncl_eff12=fzero(Ecuacion,[aux(5) aux(4)]); %ncl_eff12(i)=Raiz2;
ncl_eff13=fzero(Ecuacion,[aux(7) aux(6)]); %ncl_eff13(i)=Raiz3;

%Se prepara la información para ser guardada en un arreglo que
%contiene todos los datos correspondientes a un radio en específico
AA(i,1)=L(i);
AA(i,2)=nc_eff;
AA(i,3)=ncl_eff11;
AA(i,4)=ncl_eff12;
AA(i,5)=ncl_eff13;
AA(i,8)=nc;
AA(i,9)=ncl;

end
% La matriz AA guarda los datos para el radio correspondiente actual en el ciclo actual.
% Como se realizan varios ciclos, guardamos los datos en arreglos independientes,
% donde cada columna corresponde a los datos de un radio distinto

%long_onda(:,inicio)=AA(:,1);
long_onda=AA(:,1);
%neff_LP01(:,inicio)=AA(:,2);
neff_LP01=AA(:,2);
%neff_LP11(:,inicio)=AA(:,3);
neff_LP11=AA(:,3);
%neff_LP12(:,inicio)=AA(:,4);
neff_LP12=AA(:,4);
%neff_LP13(:,inicio)=AA(:,5);
neff_LP13=AA(:,5);
%neff_LP14(:,inicio)=AA(:,6);
neff_LP14=AA(:,6);
%neff_LP15(:,inicio)=AA(:,7);
neff_LP15=AA(:,7);
%n_core(:,inicio)=AA(:,8);
n_core=AA(:,8);
%n_cladding(:,inicio)=AA(:,9);
n_cladding=AA(:,9);

% llamamos a la función overlap y calculamos OI (overlap integral)
overlap_between_modes=overlap(rc,rcl,rect,AA,Num);

% Guardamos los datos en arreglos independientes,
% donde cada columna corresponde al overlap de un radio distinto

%overlap_LP01_LP11(:,inicio)=overlap_between_modes(:,1);
overlap_LP01_LP11=overlap_between_modes(:,1);
%overlap_LP01_LP12(:,inicio)=overlap_between_modes(:,2);
overlap_LP01_LP12=overlap_between_modes(:,2);
%overlap_LP01_LP13=overlap_between_modes(:,3);
overlap_LP01_LP13=overlap_between_modes(:,3);
%overlap_LP01_LP14(:,inicio)=0;
overlap_LP01_LP14=0;
%overlap_LP01_LP15(:,inicio)=0;
overlap_LP01_LP15=0;

%end % termino el ciclo "inicio"

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

% Se generan y guardan las tablas con todos los datos obtenidos en archivo txt
datos_totales= [long_onda neff_LP01 neff_LP11 neff_LP12 neff_LP13 n_core n_cladding];
save datos_totales_maximos.txt datos_totales -ascii

overlap_totales=[overlap_LP01_LP11 overlap_LP01_LP12 overlap_LP01_LP13];%...
                %overlap_LP01_LP14 overlap_LP01_LP15];
save overlap_totales_maximos.txt overlap_totales -ascii

```

## ANEXO B Función para obtener el valor de la integral del coeficiente de acoplamiento

```

function funcion=traslape(aco,acl,a_ext,A,Num)

a_fiber=acl;

teta=0;
phi=-pi/2;                % modo dominante Ey
angulo=((2*teta)+phi);
Pot=1;

lamdas_resonantes_fiber=A;
RR=length(lamdas_resonantes_fiber(:,1));

%Num=3; % numero de modos
for ll=1:Num
%   ll;
    modo=ll+2;
    for i=1:RR
        %i
        lamda=lamdas_resonantes_fiber(i,1);
        L(i)=lamda;
        %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
        neff=lamdas_resonantes_fiber(i,2); neff_fiber=lamdas_resonantes_fiber(i,modo);
        %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
        nco=lamdas_resonantes_fiber(i,8);  n_fiber=lamdas_resonantes_fiber(i,9);
        ncl=lamdas_resonantes_fiber(i,9);  n_ext=1;

        % definimos parametros
        Zo = sqrt(4E-7*pi/8.854E-12);

        b=(neff^2-ncl^2)/(nco^2-ncl^2);      b_fiber=(neff_fiber^2-n_ext^2)/(n_fiber^2-
n_ext^2);
        delta=(nco-ncl)/nco;                delta_fiber=(n_fiber-n_ext)/n_fiber;
        k0=2*pi/lamda;                      beta_fiber=k0*neff_fiber;
        beta=k0*neff;                        beta_fiber=k0*neff_fiber;
        U=aco*sqrt((k0*nco)^2-beta^2);        U_fiber=a_fiber*sqrt((k0*n_fiber)^2-
beta_fiber^2);
        W=aco*sqrt(beta^2-(k0*ncl)^2);        W_fiber=a_fiber*sqrt(beta_fiber^2-(k0*n_ext)^2);
        V=sqrt(U^2+W^2);                    V_fiber=sqrt(U_fiber^2+W_fiber^2);
        argumento=V*sqrt(1-b);              argumento_fiber=V_fiber*sqrt(1-b_fiber);

        % ctes numericas
        A=sqrt((Zo*b*2*Pot)/(pi*ncl*neff*nco))*sqrt((nco^2-
neff^2))* (1/(aco*besselj(1,argumento)));

        A_LP=sqrt((Zo*U_fiber^2*Pot)/(pi*beta_fiber*k0*n_fiber^2*a_fiber^4*((besselj(1,U_fiber))^2-
(besselj(0,U_fiber)*besselj(2,U_fiber)))));

        % seccion core LP01
        Rf1_core=0:0.1:aco;
        for step=1:length(Rf1_core);
            R1=Rf1_core(step);

            E_core_r(step)=(-j*A*beta*aco/U)*(besselj(0,(U*R1/aco)));
            E_core_phi(step)=(j*A*beta*aco/U)*(besselj(0,(U*R1/aco)));
        end

        % seccion cladding LP01

```

```

Rf2_cl=(aco):0.1:acl;
for step=1:length(Rf2_cl);
    R2=Rf2_cl(step);

    E_cladding_r(step)=((-
j*A*beta*aco*besselj(1,U))/(W*besselk(1,W)))*(besselk(0,(W*R2/aco)));

E_cladding_phi(step)=((j*A*beta*aco*besselj(1,U))/(W*besselk(1,W)))*(besselk(0,(W*R2/aco)));

end

% seccion fiber LP11
Rf1_fiber=0:0.1:a_fiber;
for step=1:length(Rf1_fiber);
    R1=Rf1_fiber(step);

    E_fiber_r(step)=(-
j*A_LP*beta*a_fiber/U_fiber)*(besselj(1,(U_fiber*R1/a_fiber)));

E_fiber_phi(step)=(j*A_LP*beta*a_fiber/U_fiber)*(besselj(1,(U_fiber*R1/a_fiber)));

end

% seccion campos para overlap
radio_core=[Rf1_core Rf2_cl];
radio_fiber=[Rf1_fiber];
%length(radio_core)
%length(radio_fiber)

Er_LP01=[E_core_r E_cladding_r];
Ephi_LP01=[E_core_phi E_cladding_phi];
Er_LP11=[E_fiber_r];
Ephi_LP11=[E_fiber_phi];

% Seccion overlap integral
for step=1:length(radio_fiber);
    R3=radio_fiber(step);
    OI1(step)=((conj(Er_LP01(step)).*Er_LP11(step)) +
(Ephi_LP11(step).*conj(Ephi_LP01(step)))).*R3^2;

end
OI2(i)=trapz(radio_fiber,OI1);

end
OI(11,:)=OI2;
end

OI=OI';
funcion=OI;
%save overlap.txt OI -ascii

```

## ANEXO C Función matriz de transmisión.

```

function funcion=transmission_LPG(fa,L_LPG,rcl,A,overlaps,Pa,NN,Num,L1,L2,A_inn,B_inn)

fa;
L=L_LPG; % m
R=rcl*1e-6; % m, radio fibra
lamdas_resonantes_fiber=A;
overlap=overlaps;

% Periodo de la perturbacion
C_ext=5760; % m/s, vel. onda acustica
perturbacion=sqrt(pi*R*C_ext/fa); % m, periodo de la perturbacion
R=length(lamdas_resonantes_fiber(:,1));

```

```

for ddd=1:Num
    ddd;

    % Entradas para cada modo
    A_entrada=A_inn(:,ddd);
    B_entrada=B_inn(:,ddd);

    % Seleccionamos overlap para el modo correspondiente
    overlapp=(overlap(:,ddd)); % RE
    dd=2+ddd;
    indice=0;

    % Calculos para determinar la resonancia, indices y ancho de la LPG
    for rr=1:RR
        referencia(rr)=(perturbacion*(lamdas_resonantes_fiber(rr,2)-
lamdas_resonantes_fiber(rr,dd)))/(lamdas_resonantes_fiber(rr,1)*1e-6);
        indice=indice+1;
    end

    AA=find(referencia > 1) ;
    AAA=find(referencia < 1) ;
    yyy=length(AAA);

    indice=RR-length(AAA);
    if indice==0
        indice=1;
    end

    if length(AAA)==RR
        lamda_resonante=lamdas_resonantes_fiber(indice,1)*1000;
        nco=0;
        ncl=0;
    end

    if length(AAA)==0
        lamda_resonante=lamdas_resonantes_fiber(indice,1)*1000;
        nco=0;
        ncl=0;
    end

    lamda_resonante=lamdas_resonantes_fiber((indice),1)*1000;
    nco=lamdas_resonantes_fiber(indice,2);
    ncl=lamdas_resonantes_fiber(indice,dd);
    ancho_estimado=(0.8*perturbacion/L)*lamda_resonante;

    % Longitudes de onda de operacion
    LL=linspace(L1,L2,NN); % en micrometros
    contador1=0;
    for m=1:length(LL);
        contador1=m;
        lamda=LL(m)*1e-6; %m, long de onda de operaci3n (ideal 1550.2nm)
        nco=lamdas_resonantes_fiber(m,2);
        ncl=lamdas_resonantes_fiber(m,dd);

        % Parametros del desintonizado
        a=(nco-ncl)/lamda;
        b=1/perturbacion;
        gama=2*pi*(a-b);
        lamm=lamda_resonante*1e-9;
        Bpromedio=(2*pi/lamm)*((nco+ncl)/2);

        % Entradas,OI, y kapa en funcion de lamda
        A_in=A_entrada(contador1); % A_in y B_in son utilizados en la
        B_in=B_entrada(contador1); % Matriz de transferencia

        % Parametros de la intensidad acustica
        OI=overlapp(contador1)*1e-6; % hace falta multiplicar OI por 1e-6
        ro=2200; %kg/m^3
        Zo = sqrt(4E-7*pi/8.854E-12);
    end
end

```

```

numerador=Pa;
denominador=(4*ro*sqrt(pi^7*C_ext*R^5*fa^5));
U0=sqrt(numerador/denominador);
kapa=((2*pi^4)/(lamda*perturbacion^2*Zo))*(nco*(1-0.22))*U0*OI; %cambiamos
contador1 por indice

% Parametros para calcular la matriz de transmision
N=round(L/(perturbacion)); % numero de pasos en la matriz
delta_L=L/N; % L se secciona en NNN partes, m
alpha=sqrt(kapa^2+(gama^2/4));
argumento=alpha*delta_L;

contador=0;

% Calculo de la transmision para cada lamda
contador=0;
for l=1:N;
    contador=contador+1;

    F11=(cos(argumento)-((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(i*gama*delta_L);
F12=(kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(i*gama*delta_L);
    F21=(-kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(-i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(-
i*gama*delta_L);
    F22=(cos(argumento)+((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(-i*gama*delta_L);
%
%
    F11=(cos(argumento)-((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(-
i*(Bpromedio+(pi/perturbacion))*delta_L);
%
    F12=(kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(-
i*(Bpromedio+(pi/perturbacion))*delta_L);
%
    F21=(-kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(-i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(-
i*(Bpromedio-(pi/perturbacion))*delta_L);
%
    F22=(cos(argumento)+((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(-i*(Bpromedio-
(pi/perturbacion))*delta_L);

    A_out=(F11*A_in)+(F12*B_in);
    B_out=(F21*A_in)+(F22*B_in);

    transferencia_core(contador)=A_out;
    transferencia_cladding(contador)=B_out;

    % La salida se vuelve la entrada
    A_in=A_out;
    B_in=B_out;
end

% transferencia a lo largo de la LPG ( de 0 - L)
transferencia_modos_core_en_distancia(contador1,:)=transferencia_core;
transferencia_modos_cladding_en_distancia(contador1,:)=transferencia_cladding;

% transferencia al final de la LPG (en L) para cada lamda

transferencia_modos_core_salida(contador1)=transferencia_modos_core_en_distancia(contador1,N);

transferencia_modos_cladding_salida(contador1)=transferencia_modos_cladding_en_distancia(conta
dor1,N);

end
% trasferencia final para cada modo LPlx
transferencia_modos_core(:,ddd)=transferencia_modos_core_salida;
transferencia_modos_cladding(:,ddd)=transferencia_modos_cladding_salida;

end

transferencia_modos_cladding=[transferencia_modos_core transferencia_modos_cladding];
funcion=transferencia_modos_cladding;

```

## ANEXO D Programa de simulación. Interacción acusto-óptica en fibra estándar

```
% Este programa simula la interacción AO acústica en una fibra

clear all;
clc;
clf;
format short;
tic;

DatosExperimento=xlsread('2aResLeaf_maxima');
%DatosExperimento=xlsread('MejorLeaf125');

l_exp=DatosExperimento(:,1)/1000;
Transmision_exp=DatosExperimento(:,2);

% Parametros de la LPG acustica
fa=2.0065e6;      % frecuencia acustica
Pa=(32*1e-3);    % W, potencia onda acustica

% Diametro de la fibra
d_fiber=125;     % diametro inicial de la fibra, micras

% Longitud de interacción
L_fibra_m=0.23;  % L en metros

% Perturbacion inicial y final de la onda acústica
perturbacion_inicial_m=sqrt(pi*d_fiber*1e-6/2*5760/fa);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Parametros de simulacion (no mover)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=200;           % Num de lamdas
Num=3;           % numero de modos del cladding
%Num_de_radios_totales=(60*10)+1; % numero maximo de radios en la transicion (pasos de 0.5
um), en diametro equivale a pasos de 0.1 um
Num_de_radios_totales=1;
L1=1.55;         % lamda inicial (micras)
L2=1.65;         % lamda final (micras)
L=linspace(L1,L2,N);% ventana lamdas (micrometros)
P_in=1;          % Potencia de entrada para cada lamda
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Cargamos tabla de datos
load 'datos_totales_maximos.txt'; %cargamos tabla que contiene todo los datos para las
diferentes lamdas y radios
load 'overlap_totales_maximos.txt'; % cargamos tabla que contiene todo los overlaps para las
diferentes lamdas y radios

% definimos entradas iniciales
A_inn=ones(N,Num);
B_inn=zeros(N,Num);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
rcl=d_fiber/2; % radio de la fibra (125 um)
Num_ciclos=round(L_fibra_m/perturbacion_inicial_m); % Numero de ciclos en secc. 1
delta_seccion_1_m=L_fibra_m/(Num_ciclos); % longitud de los pasos en la transición

% Formamos tabla A y overlaps para el radio de la seccion 1
Afiber(:,1)=datos_totales_maximos(:,1);
overlaps_fiber(:,1)=overlap_totales_maximos(:,1);
Afiber(:,2)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*1)));
overlaps_fiber(:,2)=overlap_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*1)));
Afiber(:,3)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*2)));
overlaps_fiber(:,3)=overlap_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*2)));
Afiber(:,4)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*3)));
Afiber(:,5)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*4)));
Afiber(:,8)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*7)));
```

```

Afiber(:,9)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*8)));

for inicio=1:Num_ciclos
    %radios_totales_maximos(1)

    L_seccion_1(inicio)=delta_seccion_1_m*inicio; % contador de la longitud
    transmision_LPG
    =LPG_taper(fa,delta_seccion_1_m,rcl,Afiber,overlaps_fiber,Pa,N,Num,L1,L2,A_inn,B_inn);

    % transmision_LPG es una matriz que contiene [transferencia_modos_core
    transferencia_modos_cladding]
    A_out=transmision_LPG(:,[1:3]);
    %A_out=transmision_LPG(:,1)
    B_out=transmision_LPG(:,[4:6]);
    %B_out=transmision_LPG(:,4)
    % La salida se vuelve la entrada (tambien utilizada para la siguiente seccion)
    A_inn=A_out;
    B_inn=B_out;
end

L_seccion_1_m=L_seccion_1(Num_ciclos) % Longitud en metros
transferencia_cladding_fiber_1=((B_out.*conj(B_out))./(P_in));
atenuacion_cladding_fiber_1=10.*log10(1-transferencia_cladding_fiber_1);

figure(2)

plot(Afiber(:,1),atenuacion_cladding_fiber_1,l_exp,Transmision_exp,'*'),grid;

```

## Capítulo 3 Interacción AO en fibras estrechadas: moldeado de la respuesta espectral

### 3.1 Introducción

En este capítulo se presenta el modelo numérico para obtener la respuesta espectral debida a la interacción AO en fibras ópticas estrechadas. Tomando en cuenta la teoría desarrollada en el capítulo previo, se extiende la simulación para incluir el efecto de la interacción AO cuando la fibra no presenta un perfil geométrico uniforme, sino que esta es adelgazada con la consecuencia de tener una geometría más compleja. Esta geometría es aprovechada para moldear la respuesta espectral, con lo que se tiene la ventaja de agregar un grado de libertad más al diseño de dispositivos AO en fibra óptica.

Las fibras ópticas estrechadas son fibras ópticas que han sido reducidas en su diámetro mediante la técnica de fusión y estiramiento [1], dicha reducción involucra tanto al núcleo como al revestimiento de la fibra, manteniendo así la razón entre ambas. Mediante el uso de fibras estrechadas, la superposición de los modos ópticos es mayor al compararse con la superposición en las fibras estándar, con lo que se puede obtener un acoplamiento intermodal más eficiente; a su vez, en el caso de la interacción acusto-óptica, la potencia acústica se concentra en una sección más pequeña y por ello se requiere un menor consumo de potencia en la generación de las ondas acústicas. Estos efectos han sido aprovechados para mejorar la respuesta de la interacción AO [2-7], permitiendo el diseño de dispositivos cada vez más cortos y veloces.

Uno de los mayores atractivos de la interacción AO en fibras es la posibilidad de ajustar la longitud de onda resonante del acoplamiento al variar la frecuencia acústica, otorgando una buena capacidad de sintonización a los dispositivos. Sin embargo, un parámetro difícil de controlar es el ancho de banda de una resonancia determinada. Al respecto, varias técnicas se han desarrollado para obtener un control sobre el ancho de banda, entre estas se destacan la excitación simultánea del generador acústico con dos frecuencias [8], donde dos resonancias son generadas y superpuestas. La concatenación de fibra estándar con fibras

huecas [9], donde se aprovecha que cada una posee distinta condición de ajuste de fases. La concatenación de tres fibras con diferentes secciones [5], donde el radio de la fibra al ser estrechado, es utilizado como un grado de libertad extra. La reducción del diámetro de la fibra mediante tratamiento químico [10] para ensanchar el pico de atenuación y la utilización de fibras con distintas curvas de dispersión [11], con lo que es posible adelgazar el pico de atenuación.

Tomando en cuenta estos aportes, en la presente investigación se desarrolló un método más de control sobre el ancho de banda y la forma de la resonancia. Primeramente se exploró el aumento del ancho de banda en las resonancias al reducir el diámetro de la fibra, esto de manera experimental para fibras estrechadas de 80, 70 y 65  $\mu\text{m}$  de diámetro. En segundo lugar, mediante la simulación numérica se analizó la contribución de los diferentes segmentos (transiciones y cuello) de la fibra estrechada en la forma del espectro de transmisión, con lo que se pudo comprobar el papel importante de la geometría de la fibra estrechada. Por último se diseñó, mediante el modelo matemático, un perfil geométrico específico para una fibra estrechada, esto con el propósito de moldear la respuesta espectral del dispositivo. De acuerdo con este diseño, se fabricó una fibra estrechada especial, y su espectro de transmisión fue comparado con el espectro obtenido de la simulación, obteniéndose una buena relación entre simulación y experimento.

### **3.2 Fabricación de fibras estrechadas**

Para fabricar las fibras estrechadas se utilizó la técnica de fusión y estiramiento, la cual consiste en calentar la fibra óptica con el fin de volverla maleable para después estirla, logrando con ello adelgazar su diámetro. La figura 3.1 muestra un esquema de la máquina de fabricación de fibras ópticas estrechadas por fusión y estiramiento; dicha máquina consiste en dos estaciones de traslación, un quemador de oxígeno y butano, y un controlador de gases. El equipo se encuentra automatizado mediante un programa desarrollado en C++, en el cual se introducen los parámetros de fabricación de la fibra estrechada. Por medio del programa se controlan los motores a pasos que mueven tanto a las estaciones traslacionales como al quemador. El flujo de los gases oxígeno y butano es

controlado mediante válvulas de precisión que funcionan dependiendo de un voltaje y producen una flama que alcanza una temperatura mayor a 1000 °C [12].

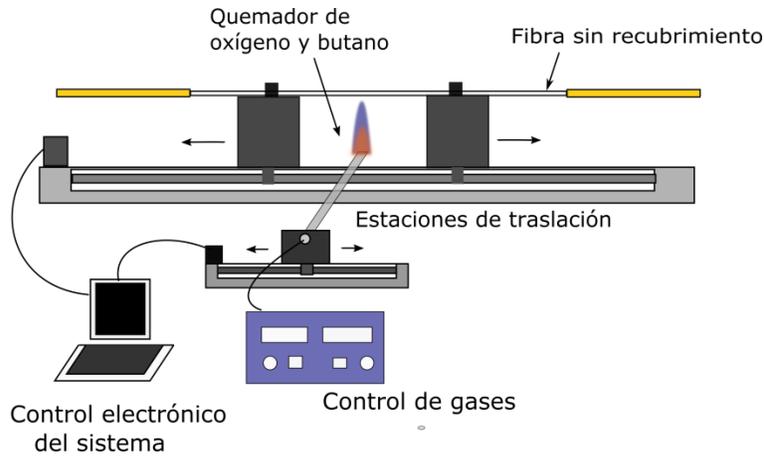


Fig. 3.1 Máquina para la fabricación de fibras ópticas estrechadas por fusión y estiramiento

El proceso de estrechado inicia al colocar la fibra óptica en las estaciones de traslación, las cuales cuentan con sujetadores para evitar el desplazamiento de la fibra. La fibra es desprovista del su polímero protector, y el quemador se desplaza hacia la izquierda y derecha provocando que la flama caliente de manera uniforme la sección de fibra a estrechar; a su vez, las estaciones traslacionales se desplazan en direcciones opuestas con la finalidad de estirar la fibra. La figura 3.2 muestra el perfil geométrico de una fibra estrechada, donde puede verse que cuenta con dos secciones de transición y un cuello o cintura. Las dimensiones de estos pueden ser seleccionadas mediante el software, teniendo así un control sobre el diámetro del cuello ( $d_{\text{cuello}}$ ), la longitud de las transiciones ( $L_{\text{transición}}$ ), la longitud del cuello ( $L_{\text{cuello}}$ ) y el perfil de la transición, el cual se denota mediante la letra griega  $\alpha$ . El estrechamiento reduce tanto el diámetro del revestimiento como el diámetro del núcleo de la fibra, con lo que se mantiene la razón original entre ambos.

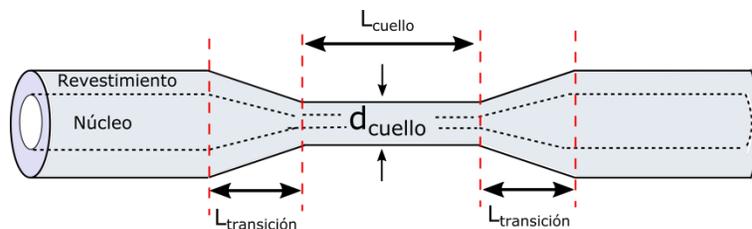


Fig. 3.2 Perfil geométrico de una fibra estrechada

Las ventajas que se tienen al utilizar una fibra estrechada en la interacción AO son varias. En primer lugar, al reducirse el núcleo de la fibra, el diámetro del modo fundamental es más grande en la zona del cuello, esto tiene la consecuencia de incrementar considerablemente la superposición entre los campos de distribución de los modos ópticos. En segundo lugar, la potencia acústica se concentra en una sección más pequeña, lo que produce una perturbación del índice de refracción mayor cerca del núcleo, así como una disminución en la potencia acústica requerida [13]. Todo esto lleva a incrementar la eficiencia en el acoplamiento intermodal de los dispositivos AO en fibra óptica.

### 3.2 Modelo numérico de la interacción AO en fibras estrechadas

Para modelar la respuesta espectral debida a la interacción AO en fibras estrechadas, se utilizó como base el modelo para la interacción AO en fibras estándar desarrollado en la sección 2.5. Para el caso de fibra estrechada se considera la aproximación mostrada en la figura 3.3, la cual consiste en  $N$  secciones uniformes en cascada, cada una con distinto diámetro y con longitud  $L_i$ . Así, la primera transición de la fibra estrechada se aproxima con diferentes secciones escalonadas que van disminuyendo en diámetro hasta llegar a la sección correspondiente al cuello. Por su parte, la segunda transición consiste en secciones escalonadas que van aumentando en diámetro hasta llegar al diámetro inicial de la fibra.

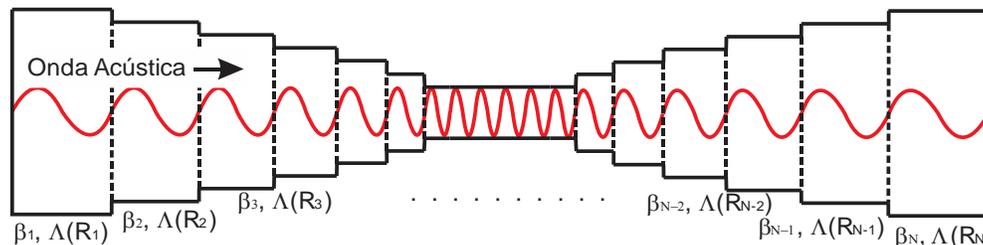


Fig. 3.3 Modelo para la fibra estrechada

La simulación requiere calcular, para cada sección de radio ( $R_i$ ), los campos de los modos  $LP_{0l}$  y  $LP_{lx}$  con sus respectivas constantes de propagación ( $\beta$ ). También es necesario obtener, para cada radio, la longitud de onda acústica ( $\Lambda$ ), así como la amplitud de la misma ( $u_0$ ); esto debido dado que tanto la velocidad de la onda acústica ( $v$ ) como la amplitud dependen del radio de la fibra de acuerdo con las siguientes ecuaciones [14,15]:

$$v = \sqrt{\pi R c_{ext} f_a} , \quad (3.1)$$

$$u_0(R) = \frac{R_0}{R} u_0(R_0) , \quad (3.2)$$

donde  $c_{ext}$  es la velocidad de las ondas extensionales (5760 m/s para la sílice),  $f_a$  es la frecuencia de la onda acústica y  $R_0$  es el radio de la fibra previo al estrechamiento. Para los cálculos se asume una potencia acústica constante a lo largo de la fibra.

Tomando que la salida de la  $i$ -ésima sección se convierte en la entrada de la  $(i+1)$ -ésima sección, las amplitudes de los campos de salida  $A(L)$  y  $B(L)$ , correspondientes al modo fundamental y al modo con el cual se realiza el acoplamiento, respectivamente, están dados por :

$$\begin{bmatrix} A(L) \\ B(L) \end{bmatrix} = F_N \cdots F_2 F_1 \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix} , \quad (3.3)$$

donde  $F_i$  es la matriz  $F$  para la  $i$ -ésima sección, tal como está definida en (2.33) y tomando  $z = L_i$ . La longitud total de la fibra estrechada es  $L = \sum L_i$ . Finalmente, se modela el espectro de transmisión del dispositivo considerando que, en el inicio, únicamente el modo fundamental viaja por la fibra, es decir  $E_{0l}(0) \neq 0$  y  $E_{lm}(0) = 0$ . Así, la dependencia espectral de la transmitancia se obtiene al calcular  $|E_{0l}(L)|^2/|E_{0l}(0)|^2$  para cada longitud de onda óptica.

En los anexos E a I, al final de este capítulo, se muestran los programa y las funciones complementarias realizadas en el software MatLab para generar el espectro de transmisión de una fibra estrechada. El programa principal (E) realiza el cálculo de la transmisión para las secciones correspondientes a las transiciones y al cuello, donde los datos de salida correspondientes a la primera transición se convierten en los datos de entrada para el cálculo de la transmisión debida al cuello, a su vez, los datos de salida correspondientes a la transmisión del cuello se convierten en los datos de entrada de la segunda transición. Este programa principal se vale de tres tablas de datos generadas por un programa previo (F), las

cuales proporcionan los índices de refracción modales en función de la longitud de onda, los valores calculados por la integral del coeficiente de acoplamiento, y los radios con que se aproximan las transiciones (obtenidos con F, G y H, respectivamente). Finalmente, el programa utiliza una función auxiliar (I) para generar los valores de la transmisión de acuerdo con la matriz  $F$ .

### 3.3 Interacción AO en fibras estrechadas bicónicas

Los primeros experimentos de interacción AO en fibras estrechadas se realizaron en fibras estrechadas con un perfil geométrico bicónico, es decir, con las dos transiciones simétricas con respecto al cuello, como en la figura 3.3. El interés se centró en analizar los efectos de tener transiciones largas para incrementar el ancho de banda del espectro de transmisión. Fue utilizado el mismo arreglo experimental de la interacción AO en fibras sin estrechar (fig. 2.7), el cual cuenta con una fuente de luz, un generador de funciones, un amplificador, y el montaje para generar la onda acústica en la fibra, el cual es compuesto por el disco piezoeléctrico, el cono de aluminio y la base para montar la fibra. Las fibras estrechadas se colocan en el arreglo experimental de tal forma que la punta del cono de aluminio está pegada a la fibra antes de la primera transición (en una sección sin estrechar), como puede verse en la figura 3.4. La fibra utilizada fue el modelo Corning LEAF, cuyos parámetros se muestran en la tabla 3.1 y son comparados con los utilizados en la simulación.

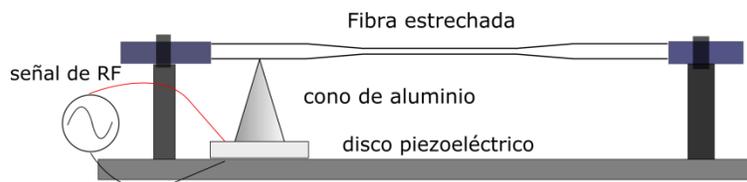


Fig. 3.4 Arreglo experimental para la interacción AO en una fibra estrechada

	Fibra Corning LEAF	Parámetros de la simulación
Diámetro del revestimiento	$125 \pm 0.7 \mu\text{m}$	$125 \mu\text{m}$
Diámetro del campo modal	$9.6 \pm 0.4 \mu\text{m}$	$11.66 \mu\text{m}$
Apertura numérica a 1550 nm	0.14 (valor típico)	0.1074
Área efectiva a 1550 nm	$72 \mu\text{m}^2$	$106.8 \mu\text{m}^2$
Índice de refracción efectivo a 1550 nm	1.468	1.466
Diámetro del núcleo	—	$9.3 \mu\text{m}$

Tabla 3.1 Parámetros de la fibra Corning LEAF y su comparación con los parámetros de simulación.

Se utilizaron fibras estrechadas de 80, 70 y 65  $\mu\text{m}$  de diámetro, en cuyo proceso de fabricación, produciendo un incremento en la intensidad de la onda acústica y en el coeficiente de acoplamiento. Las fibras estrechadas están compuestas de transiciones relativamente largas con un perfil exponencial ( $\alpha = 0$ ) y con un cuello uniforme. Para estos casos particulares, las estructuras estrechadas fueron preparadas con el objetivo de producir una respuesta espectral dependiente de la transición. La figura 3.5 muestra, los espectros de transmisión medidos en el analizador de espectros (círculos). Para las fibras estrechadas se eligieron frecuencias acústicas tales que produjeran una mayor transferencia de energía alrededor de 1550 nm y sus valores fueron de 0.540, 1.194 y 1.207 MHz para las fibras estrechadas de 80, 70 y 65  $\mu\text{m}$ , respectivamente. Por medio de estas fibras se lograron atenuaciones máximas (medidas a la longitud de onda resonante) de 18, 6.2 y 4 dB. También fueron medidos los anchos de banda a mitad de altura, en -3dB, para cada uno de los espectros. Estos resultados, así como los parámetros de las fibras estrechadas se resumen en la tabla 3.2, en donde se incluyeron los datos correspondientes a una fibra estándar sin estrechar para efectos de comparación. En las gráficas de la figura 3.5 se presentan, en línea continua, las simulaciones realizadas con el programa 3.A, donde puede verse que hay una buena correspondencia con los resultados experimentales.

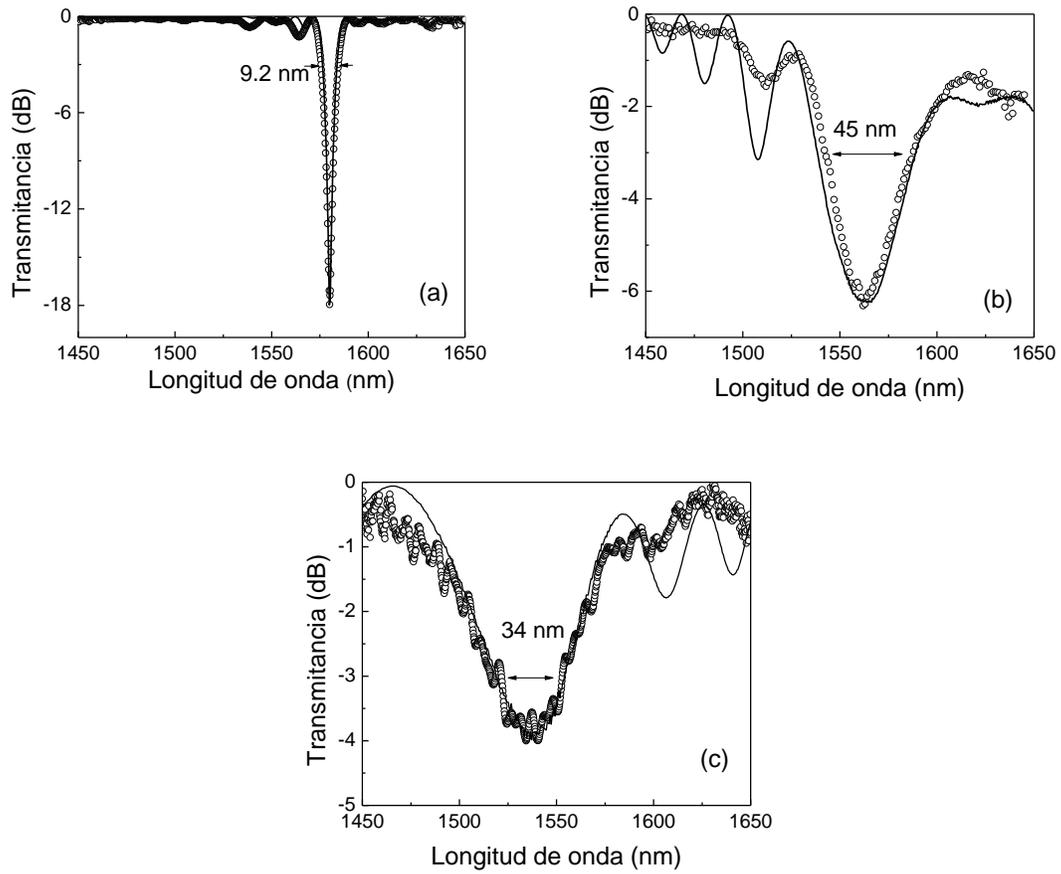


Fig. 3.5 Espectro de transmisión para tres fibras estrechadas a distintos diámetros de cuello. (a) 80  $\mu\text{m}$ , (b) 70  $\mu\text{m}$  y (c) 65  $\mu\text{m}$ . Los círculos indican el espectro obtenido experimentalmente y la línea continua corresponde a las simulaciones. Las flechas indican el ancho de banda espectral a -3dB.

Diámetro del cuello ( $\mu\text{m}$ )	Longitud de transición (cm)	Longitud del cuello (cm)	Frecuencia acústica (MHz)	Ancho de banda -3dB (nm)	Atenuación máxima (dB)
125	-	24.0	2.005	2	12
80	5.06	11.0	0.540	9.2	18
70	5.90	10.0	1.194	45	6.2
65	5.98	9.0	1.207	34	4

Tabla 3.2 Parámetros de las fibras estrechadas

Analizando los resultados anteriores, puede verse un incremento del ancho de banda espectral en las atenuaciones conforme se reduce el diámetro de la fibra óptica. Tomando la fibra de 125  $\mu\text{m}$  se tiene un ancho de banda de 2 nm, el cual se incrementa hasta 45 nm para la fibra estrechada a 70  $\mu\text{m}$ . Para la fibra estrechada a 65  $\mu\text{m}$  se observa una reducción del ancho de banda a 34 nm, este efecto se debe a la contribución de las transiciones y el cuello en el espectro de transmisión, como se mostrará en el análisis siguiente.

Con el objetivo de analizar la respuesta espectral de la fibra estrechada, se modelaron de forma independiente, los espectros de transmisión producidos por las transiciones y el cuello en cada una de las fibras. La figura 3.6 muestra las simulaciones para las fibras estrechadas de 80, 70 y 65  $\mu\text{m}$ , en donde pueden verse la resonancia generada por el cuello y transiciones empleando las mismas frecuencias acústicas mostradas en la tabla 3.2.

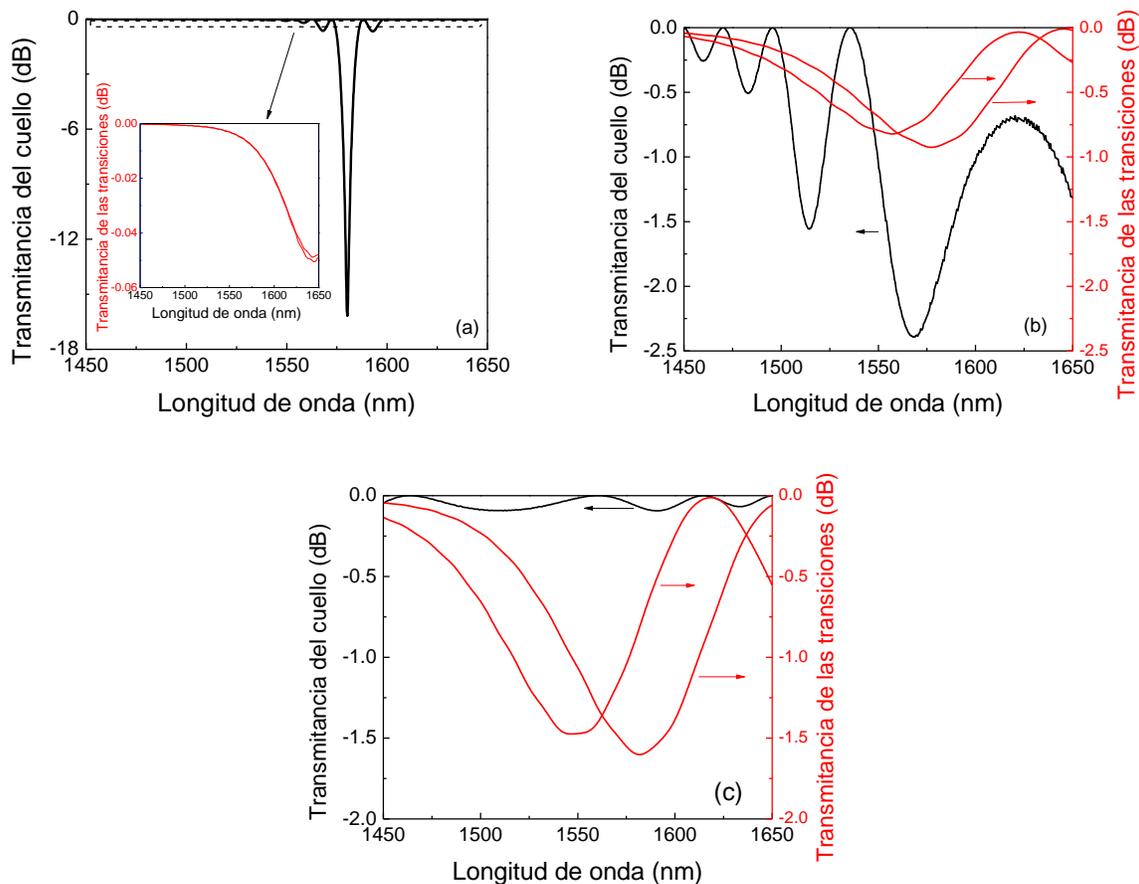


Fig.3.6 Simulaciones de la respuesta espectral al considerar las transiciones y el cuello de la fibra estrechada como secciones independientes. (a) Fibra estrechada a 80  $\mu\text{m}$ . (b) Fibra estrechada a 70  $\mu\text{m}$ . Fibra estrechada a 65  $\mu\text{m}$ . La gráfica interior en 3.5(a) muestra una ampliación de la respuesta espectral de las transiciones

En la figura 3.6(a) se analiza la fibra estrechada a 80  $\mu\text{m}$ ; en la gráfica principal se muestra la contribución del cuello y, en la pequeña gráfica interior, la contribución de las transiciones. Comparando la profundidad máxima de las atenuaciones ( $\sim 18$  dB para el cuello y  $\sim 0.05$  dB para las transiciones) puede concluirse que el espectro de transmisión que observamos en el experimento (fig. 3.4(a)) se debe principalmente al cuello; también puede verse que, mientras la atenuación debida al cuello tiene su pico en la longitud de onda de 1580 nm, las transiciones muestran picos de atenuación en valores cercanos a 1650 nm, de modo que estas no se superponen entre sí.

En la figura 3.6(b) se analiza la fibra estrechada a 70  $\mu\text{m}$ ; las flechas indican el eje y a tomarse en cuenta para cada uno de los tres espectros. En este caso, la profundidad de las

atenuaciones de las transiciones y el cuello tienen una magnitud similar, y sus resonancias coinciden en una zona de entre 1550 y 1575 nm. Observando el espectro del experimento en la fig 3.4(b), el cual tiene su pico en 1562 nm y tiene una profundidad de atenuación de 6.2 dB, puede concluirse que, aunque la mayor contribución al espectro sigue siendo del cuello, las transiciones juegan un papel importante en la transmisión para esta fibra estrechada, incrementando la profundidad de la atenuación y el ancho de banda.

En 3.6(c) se analiza la fibra estrechada a 65  $\mu\text{m}$ . En este caso, la transmisión debida al cuello es mínima, mientras que las transmisiones debidas a las transiciones son las que presentan la mayor contribución al espectro 3.5(c). Esto explica la disminución en el ancho de banda con respecto a la fibra estrechada a 70  $\mu\text{m}$ .

Los resultados anteriores demuestran el papel importante de las transiciones para mejorar en el ancho de banda de las atenuaciones acusto-ópticas. Esto tiene aplicaciones potenciales en el desarrollo de moduladores acusto-ópticos que requieran un ancho de banda que resulte óptimo para el diseño de láseres de amarre de modos activo [16,17]. La contribución más importante de las transiciones se obtiene cuando estas poseen una longitud de onda resonante similar a la del cuello, de manera que las tres contribuyan de manera simultánea en la forma del espectro de transmisión. Es importante mencionar que la transmisión final del dispositivo no es la simple suma de la transmitancia de las secciones aisladas, ya que la concatenación debe tomar en cuenta la potencia acoplada en las secciones previas y la fase acumulada en cada modo.

### **3.4 Interacción AO en una estructura estrechada compleja**

En la sección anterior se demostró cómo la manipulación de las transiciones en una fibra estrechada puede llevar a mejorar la respuesta espectral de un dispositivo AO. Tomando en cuenta esto, se diseñó una estructura estrechada compleja con el propósito de obtener una forma espectral determinada, en este caso se buscó una atenuación ancha que tuviera un fondo plano. El propósito fue demostrar que la geometría de las transiciones en una fibra

estrechada puede ser utilizada como un grado extra de libertad en el diseño de dispositivos acusto-ópticos.

Se realizaron una serie de simulaciones para determinar la geometría de la fibra estrechada compleja. Primeramente se obtuvo para una longitud de onda resonante de 1550 nm, la dependencia de la frecuencia acústica al variar el diámetro del cuello de una fibra estrechada. Para esto se simularon espectros de atenuación para distintos diámetros de cuello entre 65 y 125  $\mu\text{m}$ , seleccionando una frecuencia acústica que produjera un pico de atenuación en 1550 nm. El resultado, para los acoplamientos intermodales  $LP_{01}$ - $LP_{11}$ ,  $LP_{01}$ - $LP_{12}$  y  $LP_{01}$ - $LP_{13}$ , se muestra en la figura 3.7(a). En segundo lugar, se obtuvo la dependencia entre la frecuencia acústica y la longitud de onda resonante para una transición de 125 a 65  $\mu\text{m}$  y de 65 a 125  $\mu\text{m}$ . Para esto se simularon los espectros debidos a las transiciones a distintas frecuencias acústicas y se registraron los picos de atenuación correspondientes. La figura 3.7(b) muestra, en triángulos, el resultado para la transición de 125 a 65  $\mu\text{m}$ , y en cuadrados para la transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$ ; en el recuadro interior se muestra el espectro de transmitancia debida a la transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$  para una frecuencia acústica de 0.466 MHz.

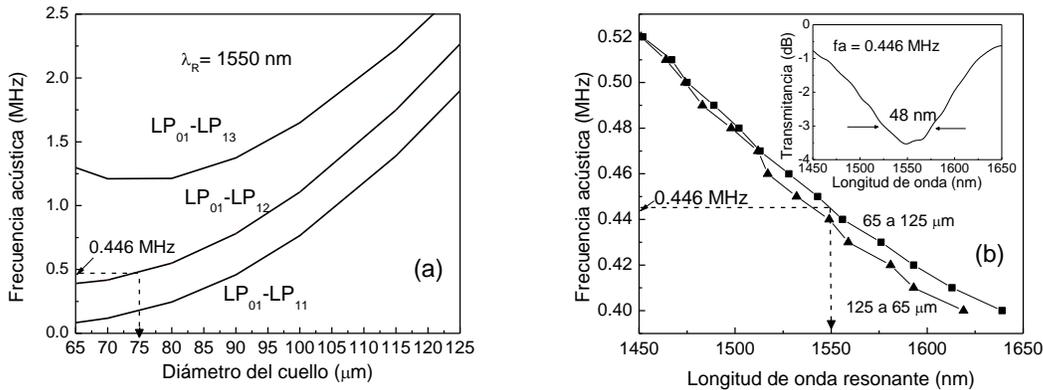


Fig. 3.7 (a) Relación entre la frecuencia acústica y el diámetro del cuello de la fibra para las resonancias  $LP_{01}$ - $LP_{11}$ ,  $LP_{01}$ - $LP_{12}$  y  $LP_{01}$ - $LP_{13}$ . (b) Relación entre la frecuencia acústica y la longitud de onda resonante para las transiciones de la fibra estrechada de 65 a 125  $\mu\text{m}$  y de 125 a 65  $\mu\text{m}$ . La gráfica interior muestra el espectro de transmitancia de la transición a 0.466 MHz

Debido a que el parámetro de control externo del dispositivo AO es la frecuencia acústica, la idea con estas dos simulaciones fue encontrar una frecuencia acústica para la cual se tuvieran dos atenuaciones con el pico de atenuación en la misma longitud de onda (1550 nm), una debida a un cuello y otra debida a una transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$  o de 125 a 65  $\mu\text{m}$ . Así, de la gráfica 3.7(b) se observa que, para una frecuencia acústica de 0.446 MHz se tiene una resonancia en 1550 nm para la transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$ , esta resonancia se muestra en la gráfica interna y cuenta con un ancho de banda espectral de 48 nm. A su vez, en la gráfica 3.7(a) se observa que, seleccionando un cuello de 75  $\mu\text{m}$ , se tiene una resonancia en 1550 nm correspondiente al acoplamiento  $LP_{01}$ - $LP_{12}$  para la frecuencia acústica de 0.446 MHz.

Tomando en cuenta lo anterior, se simularon los espectros de transmisión para un cuello y una transición de fibra estrechada, buscando en estos que las longitudes de onda resonantes fueran cercanas entre sí, como se muestra en la figura 3.8. Se eligió una transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$  y 4 cm de longitud, con la que se obtuvo una profundidad de atenuación máxima de 0.22 dB en la longitud de onda de 1550 nm. Para el cuello se eligió un diámetro de 80  $\mu\text{m}$  y 5 cm de longitud, con lo que se obtuvo una profundidad de atenuación máxima de 3.5 dB a la longitud de onda de 1576 nm. Ambas simulaciones se realizaron para la frecuencia acústica de 0.446 MHz.

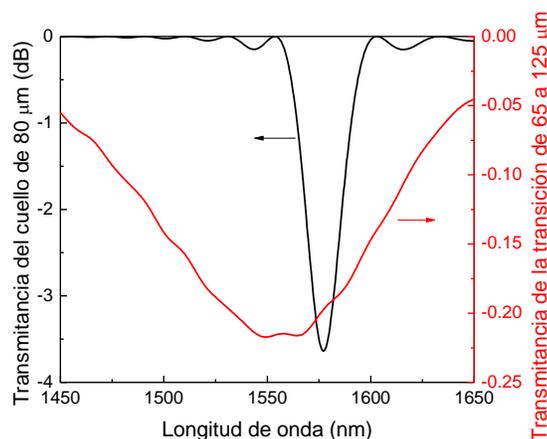


Fig. 3.8 Respuesta espectral debida a un cuello de fibra estrechada de 80  $\mu\text{m}$  con 5 cm de longitud y de una transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$  con 4 cm de longitud.

Las simulaciones de la figura anterior sirven para encontrar los parámetros de diseño de una estructura estrechada que pueda producir un espectro de transmisión ancho y de fondo plano en una longitud de onda alrededor de 1550 nm. Dado que las atenuaciones debidas al cuello y la transición mostradas son cercanas entre sí, se espera que una estructura que contenga las dimensiones de estas secciones (un cuello de 80  $\mu\text{m}$  y una transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$ , con longitudes respectivas de 5 y 4 cm) produzca el espectro de transmisión buscado. Así, la estructura diseñada se muestra en la figura 3.9, la cual está compuesta por dos fibras estrechadas en cascada. Por medio de la técnica de fusión y estiramiento la primera fibra estrechada fue preparada para producir un cuello de 80  $\mu\text{m}$  de diámetro y 5 cm de longitud. La segunda fibra estrechada fue realizada en un extremo del cuello para producir una sección uniforme de 65  $\mu\text{m}$ , con lo que fue posible obtener una sección de transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$  con una longitud relativamente larga de 4 cm.

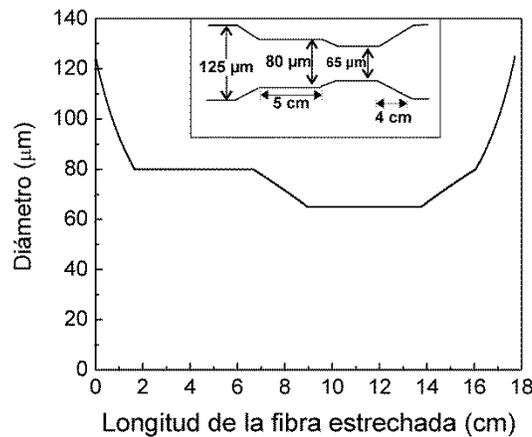


Fig. 3.9 Perfil geométrico de la estructura estrechada compleja. La figura interna muestra una representación detallada de las dimensiones de la estructura

Experimentalmente, el mejor resultado se obtuvo con una frecuencia acústica de 0.47 MHz, seleccionada con la intención de moldear la respuesta espectral por la contribución del cuello de 80  $\mu\text{m}$  y la transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$ . En la figura 3.10 se muestran los espectros de transmitancia obtenidos por medio de la simulación (a) y el experimento (b). Para el caso de la simulación, el programa 3.A (diseñado para estructuras bicónicas) se modificó de

tal modo que se incluyeran todas las secciones de la fibra estrechada compleja mostradas en la fig. 3.8.

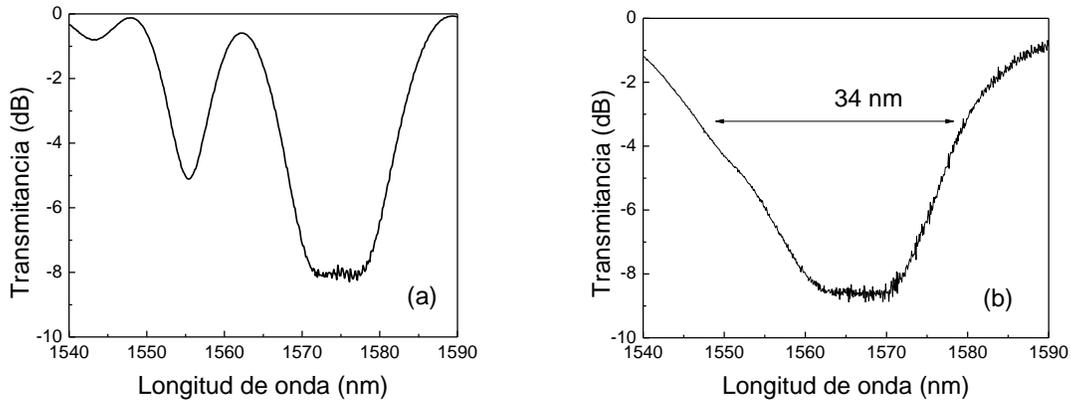


Fig. 3.10 Atenuación plana producida por la estructura estrechada compleja. (a) Simulación. (b) experimento

Como puede verse en 3.10(b), el dispositivo produce una respuesta casi plana, con una profundidad de atenuación máxima de 8.5 dB que va de 1562 a 1570 nm y se encuentra centrada en una longitud de onda resonante de 1566 nm. El ancho de banda de la atenuación es de 34 nm. También puede notarse que existe una pendiente grande en la primera zona de la atenuación (entre 1540 y 1560 nm), esto debido a que las pendientes de las atenuaciones producidas por las secciones del cuello de 80  $\mu\text{m}$  y la transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$  se encuentran sobrepuestas (ver fig. 3.8). Por otro lado, la segunda pendiente de la atenuación (entre 1570 y 1590 nm) es más suave debido a que las dos contribuciones mostradas en 3.8 se encuentran desplazadas entre sí. De esta manera, con esta configuración específica, se muestra la posibilidad de ensanchar el ancho de banda y moldear el espectro de transmisión producido por la interacción AO en fibras estrechadas. Al comparar el resultado de la simulación y del experimento se observa un ancho de banda más grande en el caso del experimento, así como un desplazamiento en longitud de onda de aproximadamente 10 nm en el inicio de la sección plana del espectro. En ambos casos la profundidad de atenuación es de -8.5 dB.

### 3.5 Conclusiones

Se extendió el modelo numérico desarrollado en el capítulo 2 para incluir el efecto de la interacción AO en fibras estrechadas. Se modificó el programa de simulación 2.A para considerar el efecto de las transiciones y el cuello en una fibra estrechada de forma independiente.

Para el caso de las fibras estrechadas bicónicas, se tomó en cuenta el papel de las transiciones, las cuales contribuyen de manera importante en la forma del espectro de transmisión, principalmente ensanchando los picos de atenuación y logrando con ello un aumento en el ancho de banda. Se fabricaron fibras estrechadas a 80, 70 y 65  $\mu\text{m}$ , y su espectro debido a la interacción AO fue comparado con el espectro obtenido de la simulación. El modelo permitió analizar las contribuciones independientes de cada sección en la transmitancia final.

Se diseñó y fabricó una estructura estrechada compleja con el propósito de producir una atenuación con fondo plano. Mediante una serie de simulaciones se determinaron las dimensiones de la estructura necesarias para obtener dos resonancias cercanas entre sí, de tal manera que ambas contribuyeran a formar un espectro plano. La fibra estrechada diseñada consistió en dos fibras concatenadas de manera tal que la estructura compleja presentara un cuello de 80  $\mu\text{m}$  y una transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$ . La estructura fue fabricada y, mediante la interacción AO, se obtuvo una atenuación casi plana de 34 nm de ancho de banda y una profundidad máxima de atenuación de 8.5 dB para una frecuencia acústica de 0.446 MHz. La buena correspondencia entre las simulaciones y experimentos demuestran que el modelo es de gran utilidad para el diseño de dispositivos con una respuesta espectral específica.

### 3.6 Referencias

1. T. A. Birks and Y. W. Li, "The shape of fiber tapers", *J. Lightwave Technol.* 10, 432 (1992).
2. T. A. Birks, P. St. Russell, and D. O. Culverhouse, "The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers," *J. Lightwave Technol.* 14(11), 2519(1996).
3. E. P. Alcusa-Sáez et al. "Improved time-resolved acousto-optic technique for optical fiber analysis of axial non-uniformities by using edge interrogation", *Opt. Express* 23(6), 7345(2015).
4. T. A. Birks, P. St. J. Russell, and C. N. Pannell, "Low power acousto-optic device based on a tapered single-mode fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 6(6), 725(1994).
5. R. Feced et al. "Acoustooptic attenuation filters based on tapered optical fibers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 5(5), 1278(1999).
6. Q. Li et al. "Highly efficient acoustooptic tunable filter based on cladding etched single-mode fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(3), 337(2002).
7. F. Abrishamian et al. "Design theory and experiment of acousto-optical tunable filter by use of flexural waves applied to thin optical fibers," *Opt. Quant. Electron.* 40(9), 665(2008).
8. H. S. Kim et al. "All-fiber acousto-optic tunable notch filter with electronically controllable spectral profile," *Opt. Lett.* 22(19), 1476(1997).
9. Y. Jung et al. "Bandwidth control in a hybrid fiber acousto-optic filter," *Opt. Lett.* 30(1), 84(2005).
10. T. Jin et al. "Ultra-broad-band AOTF based on cladding etched single-mode fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(8), 1133(2002).
11. Q. Li, X. Liu, and H. P. Lee, "Demonstration of narrow-band acoustooptic tunable filters on dispersion-enhanced single-mode fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(11), 1551(2002).
12. M. V. Hernández Arriaga, *Análisis experimental de acopladores bicónicos de fibra óptica como sensores de índice de refracción*, tesis doctoral en ciencias aplicadas, Universidad Autónoma de San Luis Potosí, pp. 39 (2016).

13. M. Delgado- Pinar, In-fibre acousto-optic and anisotropic microstructured optical fibres, tesis doctoral, Universidad de Valencia, pp. 44 (2008).
14. M. W. Haakestad, H. E. Engan, “Acoustooptic properties of a weakly multimode solid core photoniccrystal fiber”, J. Lightwave Techn., 24, pp. 838 (2006).
15. G. Ramírez-Meléndez et al. “Acousto-optic interaction in biconical tapered fibers: shaping of the stopbands”, Optical Engineering 55(3), 036105 (2016).
16. M. Bello-Jiménez et al., “Actively mode-locked fiber ring laser by intermodal acousto-optic modulation”, Opt. Lett. 35(22), 3781(2010).
17. M. Bello-Jiménez et al., “ Mode-Locked all-fiber ring laser based on broad bandwidth in-fiber acousto-optic modulator”, Appl. Phys. B 110 (1), 73(2013).

## ANEXO E Programa de simulación. Interacción acusto-óptica en una fibra estrechada bicónica

```
% Este programa simula una LPG acústica en un taper

% Guarda la transmisión total de la LPG con taper:
% save lamda.txt lamda -ascii
% save transmision_seccion1.txt atenuacion_cladding_fiber_1
% save transmision_transicion.txt atenuacion_cladding_transicion_1
% save transmision_cuello.txt atenuacion_cladding_cuello
% save transmision_transicion_2.txt atenuacion_cladding_transicion_2
% save transmision_seccion_2.txt atenuacion_cladding_fiber_2
% save transmision_taper.txt salida

clear all;
clc;
clf;
format short;
tic;
DatosExperimento=xlread('Taper65'); %Se carga el archivo con los datos
l_exp=DatosExperimento(:,1)/1000; % experimentales correspondientes al taper
Transmision_exp=10*log10(DatosExperimento(:,2)); % a modelar

% Parametros de la LPG acustica
fa=1.2285e6; % frecuencia acustica
Pa=(6.8*1e-3); % W, potencia onda acustica

% Diamtro inicial y final del taper
d_taper=65; % diametro final, micras
d_fiber=125; % diametro inicial de la fibra, micras

% Pequeña sección de fibra estandar (125 um) en los extremos del taper
L_fibra_m=0.01; % seccion de fibra en los extremos del taper, metros

% Perfil del la transicion del taper
l0=90; % barrido inicial de la llama, mm
alpha=-0.; % cte para dar perfil a la transicion

% Longitudes del cuello y transicion del taper (en metros)
if alpha==0
    L_transicion_m=-10*log(d_taper/d_fiber)/1000
else
    L_transicion_m=(((d_taper/d_fiber)^(-2*alpha))-1)*(((1-alpha)/(2*alpha))*10)/1000
end
```

```

end

% Calculo del estiramiento y cuello del taper (mm)
L_estiramiento_m=(2*L_transicion_m)/(1-alpha);
L_cuello_m=(l0/1000)+(alpha*L_estiramiento_m) % m

% Calculo de la longitud total del taper
L_taper_cm=(L_cuello_m+L_transicion_m*2)*100 %cm
L_taper_total_cm=(L_taper_cm+L_fibra_m*2*100) %cm

% Perturbacion inicial y final de la onda acústica
perturbacion_inicial_m=sqrt(pi*d_fiber*1e-6/2*5760/fa);
perturbacion_final_m=sqrt(pi*(d_taper*1e-6/2)*5760/fa);
razon_perturbaciones=perturbacion_inicial_m/perturbacion_final_m;

% Calculamos el numero de radios con que aproximamos la transición
Num_de_radios=round(L_transicion_m/perturbacion_inicial_m*1)+1

% Obtenemos los radios en la transición
radios_transicion=radio_transicion(d_fiber,d_taper,l0,alpha,Num_de_radios,L_fibra_m);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Parametros de simulacion (no mover)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
N=400; % Num de lamdas
Num=3; % numero de modos del cladding
Num_de_radios_totales=(60*10)+1; % numero maximo de radios en la transicion (pasos de 0.5
um), en diametro equivale a pasos de 0.1 um
L1=1.45; % lamda inicial (micras)
L2=1.65; % lamda final (micras)
L=linspace(L1,L2,N); % ventana lamdas (micrometros)
P_in=1; % Potencia de entrada para cada lamda
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Cargamos tabla de datos
load 'datos_totales_maximos2.txt'; %cargamos tabla que contiene todo los datos para las
diferentes lamdas y radios
load 'overlap_totales_maximos2.txt'; % cargamos tabla que contiene todo los overlaps para
las diferentes lamdas y radios
load 'radios_totales_maximos2.txt'; % cargamos tabla tabla que contiene todos los posibles
radion en la transición

datos_totales_maximos=datos_totales_maximos2;
overlap_totales_maximos=overlap_totales_maximos2;
radios_totales_maximos=radios_totales_maximos2;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% SECCION 1 (pequeña sección de fibra estandar en los extremos del taper
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% definimos entradas iniciales
A_inn=ones(N,Num);
B_inn=zeros(N,Num);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
rcl=d_fiber/2; % radio de la fibra (125 um)
Num_ciclos=round(L_fibra_m/perturbacion_inicial_m); % Numero de ciclos en secc. 1
delta_seccion_1_m=L_fibra_m/(Num_ciclos); % longitud de los pasos en la transición

% Formamos tabla A y overlaps para el radio de la seccion 1
Afiber(:,1)=datos_totales_maximos(:,1);
overlaps_fiber(:,1)=overlap_totales_maximos(:,1);
Afiber(:,2)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*1)));
overlaps_fiber(:,2)=overlap_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*1)));
Afiber(:,3)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*2)));
overlaps_fiber(:,3)=overlap_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*2)));
Afiber(:,4)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*3)));
Afiber(:,5)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*4)));
Afiber(:,8)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*7)));
Afiber(:,9)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*8)));

for inicio=1:Num_ciclos
    %radios_totales_maximos(1)

```

```

L_seccion_1(inicio)=delta_seccion_1_m*inicio; % contador de la longitud
transmision_LPG
=LPG_taper(fa,delta_seccion_1_m,rcl,Afiber,overlaps_fiber,Pa,N,Num,L1,L2,A_inn,B_inn);

% transmision_LPG es una matriz que contiene [transferencia_modos_core
transferencia_modos_cladding]
A_out=transmision_LPG(:, [1:3]);
B_out=transmision_LPG(:, [4:6]);

% La salida se vuelve la entrada (tambien utilizada para la siguiente seccion)
A_inn=A_out;
B_inn=B_out;
end
radios_totales_maximos(1)*2 % da el diametro con el cual se hicieron los
calculos
L_seccion_1_m=L_seccion_1(Num_ciclos) % Longitud en metros de la seccion 1
transferencia_cladding_fiber_1=((B_out.*conj(B_out))./(P_in));
atenuacion_cladding_fiber_1=10.*log10(1-transferencia_cladding_fiber_1);

%figure(2)
%subplot(1,2,1);plot(Afiber(:,1),overlaps_fiber);title('Overlap Rfiber'),grid;%axis([1.5 1.6
50 200]),grid;
%subplot(1,2,2);plot(Afiber(:,1),atenuacion_cladding_fiber_1),grid;title('Atenuacion Secc 1,
dB');%axis([1.5 1.6 -10 0]),grid;

%lamda=Afiber(:,1)*1000;
%save lamda.txt lamda -ascii
%save transmision_seccion1.txt atenuacion_cladding_fiber_1 -ascii

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% TRANSICION 1
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Entradas iniciales (las desbloqueamos si queremos que inicien en cero)
%A_inn=ones(N,Num);
%B_inn=zeros(N,Num);
delta_transicion_m=L_transicion_m/(Num_de_radios-2);
for inicio=1:(Num_de_radios-1)
% Obtenemos rcl
cambio=inicio+1;
rcl=radios_transicion(cambio);
diametro=rcl*2;

% Buscamos indice en "radios_totales_maximos" para encontrar rcl
for iiii=1:length(radios_totales_maximos)
diferencia(iiii)=radios_totales_maximos(iiii)-radios_transicion(cambio);
end
indice=(find(0 <= diferencia & diferencia < 0.05,1))+1;
%radios_totales_maximos(indice) % comparamos si es el mismo diametro

% tabla A y overlaps para el radio correspondiente a radios_transicion(cambio)
A(:,1)=datos_totales_maximos(:,indice);
overlaps(:,1)=overlap_totales_maximos(:,indice);
A(:,2)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*1)));
overlaps(:,2)=overlap_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*1)));
A(:,3)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*2)));
overlaps(:,3)=overlap_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*2)));
A(:,4)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*3)));
A(:,5)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*4)));
A(:,8)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*7)));
A(:,9)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*8)));

L_transicion_1(inicio)=delta_transicion_m*inicio;

transmision_LPG
=LPG_taper(fa,delta_transicion_m,rcl,A,overlaps,Pa,N,Num,L1,L2,A_inn,B_inn);
A_out=transmision_LPG(:, [1:3]);
B_out=transmision_LPG(:, [4:6]);

A_inn=A_out;
B_inn=B_out;

```

```

end
radios_totales_maximos(indice)*2
Ltransicion_1_m=L_transicion_1(Num_de_radios-1)
transferencia_cladding_transicion_1=((B_out.*conj(B_out))./(P_in));
atenuacion_cladding_transicion_1=10.*log10(1-transferencia_cladding_transicion_1);

lamda=Afiber(:,1)*1000;
save lamda.txt lamda -ascii
save transmision_transicion.txt atenuacion_cladding_transicion_1 -ascii

%figure(3)
%subplot(1,2,1);plot(A(:,1),overlaps);title('Overlap Rtaper'),grid;%axis([1.5 1.6 50
200]),grid;
%subplot(1,2,2);plot(A(:,1),atenuacion_cladding_transicion_1),grid;title('Atenuacion Trans
1, dB');%axis([1.5 1.6 -10 0]),grid;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% INICIAMOS CICLO PARA LA SECCION DEL CUELLO
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Entradas iniciales (las desbloqueamos si queremos que inicien en cero)
%A_inn=ones(N,Num);
%B_inn=zeros(N,Num);
rcl=d_taper/2;
Num_ciclos=round(L_cuello_m/perturbacion_final_m); % Numero de ciclos en secc. 1
delta_cuello_m=L_cuello_m/(Num_ciclos);
diametro=radios_transicion(Num_de_radios)*2;
% Buscamos indice que corresponden a rcl
for iiii=1:length(radios_totales_maximos)
    diferencia(iiii)=radios_totales_maximos(iiii)-radios_transicion(Num_de_radios);
end
indice=(find(0 == diferencia & diferencia < 0.05,1))+0 ;
%indice=551
%radios_totales_maximos(indice)

% tabla A y overlaps para el radio seleccionado
Acuello(:,1)=datos_totales_maximos(:,indice);
overlaps_cuello(:,1)=overlap_totales_maximos(:,indice);
Acuello(:,2)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*1)));
overlaps_cuello(:,2)=overlap_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*1)));
Acuello(:,3)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*2)));
overlaps_cuello(:,3)=overlap_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*2)));
Acuello(:,4)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*3)));
Acuello(:,5)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*4)));
Acuello(:,8)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*7)));
Acuello(:,9)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*8)));

% iniciamos el ciclo
for inicio=1:Num_ciclos

    L_cuello(inicio)=delta_cuello_m*inicio;

    transmision_LPG
=LPG_taper(fa,delta_cuello_m,rcl,Acuello,overlaps_cuello,Pa,N,Num,L1,L2,A_inn,B_inn);
    A_out=transmision_LPG(:,[1:3]);
    B_out=transmision_LPG(:,[4:6]);

    A_inn=A_out;
    B_inn=B_out;

end
radios_totales_maximos(indice)*2
L_cuello_m=L_cuello(Num_ciclos)
transferencia_cladding_cuello=((B_out.*conj(B_out))./(P_in));
atenuacion_cladding_cuello=10.*log10(1-transferencia_cladding_cuello);

%lamda=Afiber(:,1)*1000;
% save lamda.txt lamda -ascii
save transmision_cuello.txt atenuacion_cladding_cuello -ascii

%figure(4)

```

```

%subplot(1,2,1);plot(Acuello(:,1),overlaps_cuello);title('Overlap Rcuello'),grid;%axis([1.5
1.6 50 200]),grid;
%subplot(1,2,2);plot(Acuello(:,1),atenuacion_cladding_cuello,l_exp,Transmision_exp,'*'),grid
; title('Atenuacion cuello, dB');%axis([1.5 1.6 -10 0]),grid;
lamda=Afiber(:,1)*1000;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Transicion 2
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Entradas iniciales (las desbloqueamos si queremos que inicien en cero)
%A_inn=ones(N,Num);
%B_inn=zeros(N,Num);
for inicio=1:(Num_de_radios-1)
    cambio1=inicio+1;
    cambio=Num_de_radios+1-cambio1;
    diametro=radios_transicion(cambio)*2;
    razon=d_fiber/(diametro);
    rcl=125/2/razon;

    for iiii=1:length(radios_totales_maximos)
        diferencia(iiii)=radios_totales_maximos(iiii)-radios_transicion(cambio);
    end
    indice=(find(0 <= diferencia & diferencia < 0.05,1))+0;
    %radios_totales_maximos(indice)

    % tabla A y overlaps para el radio seleccionado
    A2(:,1)=datos_totales_maximos(:,indice);
    overlaps2(:,1)=overlap_totales_maximos(:,indice);
    A2(:,2)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*1)));
    overlaps2(:,2)=overlap_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*1)));
    A2(:,3)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*2)));
    overlaps2(:,3)=overlap_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*2)));
    A2(:,4)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*3)));
    A2(:,5)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*4)));
    A2(:,8)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*7)));
    A2(:,9)=datos_totales_maximos(:,(indice+(Num_de_radios_totales*8)));

    % L es dividida por el numero de ciclos
    L_transicion2(inicio)=delta_transicion_m*inicio;

    transmision_LPG
=LPG_taper(fa,delta_transicion_m,rcl,A2,overlaps2,Pa,N,Num,L1,L2,A_inn,B_inn);
    A_out=transmision_LPG(:,[1:3]);
    B_out=transmision_LPG(:,[4:6]);

    A_inn=A_out;
    B_inn=B_out;
end
radios_totales_maximos(indice)*2
Ltransicion_2_m=L_transicion2(Num_de_radios-1)
transferecia_cladding_transicion_2=((B_out.*conj(B_out))./(P_in));
atenuacion_cladding_transicion_2=10.*log10(1-transferecia_cladding_transicion_2);

%lamda=Afiber(:,1)*1000;
%save lamda.txt lamda -ascii
save transmision_transicion_2.txt atenuacion_cladding_transicion_2 -ascii

%figure(5)
%subplot(1,2,1);plot(A2(:,1),overlaps2);title('Overlap Rfiber'),grid;%axis([1.5 1.6 50
200]),grid;
%subplot(1,2,2);plot(A2(:,1),atenuacion_cladding_transicion_2),grid;title('Atenuacion trans
2, dB');%axis([1.5 1.6 -10 0]),grid;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% INICIAMOS CICLO SECCION 2
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Entradas iniciales (las desbloqueamos si queremos que inicien en cero)
%A_inn=ones(N,Num);
%B_inn=zeros(N,Num);
rcl=d_fiber/2;

```

```

Num_ciclos=round(L_fibra_m/perturbacion_inicial_m); % Numero de ciclos en secc. 1
delta_seccion_2_m=L_fibra_m/(Num_ciclos); % longitud de los pasos
% tabla A y overlaps para el radio de la seccion 1
Afiber(:,1)=datos_totales_maximos(:,1);
overlaps_fiber(:,1)=overlap_totales_maximos(:,1);
Afiber(:,2)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*1)));
overlaps_fiber(:,2)=overlap_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*1)));
Afiber(:,3)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*2)));
overlaps_fiber(:,3)=overlap_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*2)));
Afiber(:,4)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*3)));
Afiber(:,5)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*4)));
Afiber(:,6)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*5)));
Afiber(:,7)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*6)));
Afiber(:,8)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*7)));
Afiber(:,9)=datos_totales_maximos(:,(1+(Num_de_radios_totales*8)));

for inicio=1:Num_ciclos

    L_seccion_2(inicio)=delta_seccion_2_m*inicio;

    transmision_LPG
=LPG_taper(fa,delta_seccion_2_m,rcl,Afiber,overlaps_fiber,Pa,N,Num,L1,L2,A_inn,B_inn);
    A_out=transmision_LPG(:,[1:3]);
    B_out=transmision_LPG(:,[4:6]);

    % La salida es la entrada (tambien utilizada para la siguiente seccion)
    A_inn=A_out;
    B_inn=B_out;
end
radios_totales_maximos(1)*2
L_seccion_2_m=L_seccion_2(Num_ciclos) % Longitud de seccion 1
transferencia_cladding_fiber_2=((B_out.*conj(B_out))./(P_in));
atenuacion_cladding_fiber_2=10.*log10(1-transferencia_cladding_fiber_2);

%lamda=Afiber(:,1)*1000;
%save lamda.txt lamda -ascii
save transmision_seccion_2.txt atenuacion_cladding_fiber_2 -ascii

figure(1)
%subplot(1,2,1);plot(A(:,1),atenuacion_cladding_transicion_1),Acuello(:,1),atenuacion_claddi
ng_cuello,A2(:,1),atenuacion_cladding_transicion_2);title('secciones'),grid;%axis([1.5 1.6
50 200]),grid;
subplot(1,3,1); plot(A(:,1),atenuacion_cladding_transicion_1),grid;title('atenuación
transición 1');
subplot(1,3,2); plot(Acuello(:,1),atenuacion_cladding_cuello),grid;title('atenuación
cuello');
subplot(1,3,3); plot(A2(:,1),atenuacion_cladding_transicion_2),grid;title('atenuación
transición 2');

figure(2)
plot(Acuello(:,1),atenuacion_cladding_fiber_2,l_exp,Transmision_exp,
'*'),grid;title('Atenuacion Salida, dB');%axis([1.5 1.6 -10 0]),grid;
%plot(Acuello(:,1),atenuacion_cladding_fiber_2),grid;title('Atenuacion Salida,
dB');%axis([1.5 1.6 -10 0]),grid;

% se calculan parametros finales y se guarda la transmision total
L_total_cm=(L_seccion_1_m+Ltransicion_1_m+L_cuello_m+Ltransicion_2_m+L_seccion_2_m)*100
lamda=Afiber(:,1)*1000;
% salida al final el taper
salida=[lamda atenuacion_cladding_fiber_2];
%save transmision_taper.txt salida -ascii

```

## ANEXO F Programa para generar las tablas de los radios de la transición, los índices de refracción efectivos y los valores de la integral del coeficiente de acoplamiento

```

% Este programa proporciona las tablas de datos que utilizamos en la
% simulacion del experimento.

% Se grafica los datos para el radio seleccionado (si no se selecciona alguno

```

```

% se grafican los datos del último radio. La fig 1 es el perfil del taper

% Guarda: "datos_totales_maximos.txt"
% datos_totales=[long_onda neff_LP01 neff_LP11 neff_LP12 neff_LP13...
%               neff_LP14 neff_LP15 n_core n_cladding];

% Guarda "overlap_totales_maximos.txt"
% overlap_totales=[overlap_LP01_LP11 overlap_LP01_LP12 overlap_LP01_LP13];%...
%               %overlap_LP01_LP14 overlap_LP01_LP15];

% Guarda "radios_totales_maximos.txt"
% son los radios que forman la transición (los obtenemos de radios_transicion)

% Iniciamos programas
clear all; clf; clc;
format long
tic;

% Coeficientes de sellmeier
load 'sellmeier2.dat';
% Coef. para modo del core(4.1 GeO2) % Coef. para modo del cladding(Si)
aaaa=0.99419;

Bc1=sellmeier2(4,1)*aaaa;          Bc11=sellmeier2(1,1);
Bc2=sellmeier2(4,2)*aaaa;          Bc12=sellmeier2(1,2);
Bc3=sellmeier2(4,3)*aaaa;          Bc13=sellmeier2(1,3);

ac1=sellmeier2(4,4)*aaaa;          ac11=sellmeier2(1,4);
ac2=sellmeier2(4,5)*aaaa;          ac12=sellmeier2(1,5);
ac3=sellmeier2(4,6)*aaaa;          ac13=sellmeier2(1,6);

% Numero de radios en la transición y perfil del taper
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
Num_secciones_transicion=(60*10)+1 % (60*10)+1 es el maximo numero que hemos calculado
(60l)
Num=3; % se refiere al numeros de acoplamientos, LP01-LP11, LP01-LP12 y LP01-LP13 si
Num=3
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
d_fiber=125; % diametro inicial de la fibra (micras)
d_taper=70; % diametro final de la fibra (micras)
l0=110; % barrido inicial de la llama, mm
alpha=-0; % cte para dar perfil al taper
L_fibra=0; % pequeña sección de fibra de 125 um en los extremos del taper, tipicamente 10
mm, pero como solo interesa la forma del taper L_fibra=0

% llamamos a la funcion radio_transicion y obtenemos los radios que componen
% el perfil del taper. El numero de radios corresponde a "Num_secciones_transicion"
radios_transicion=radio_transicion(d_fiber,d_taper,l0,alpha,Num_secciones_transicion,L_fibra
);
%save radios_totales_maximos.txt radios_transicion -ascii

% Iniciamos calculos, iniciamos en 125 y terminamos en d_taper
%for inicio=1:Num_secciones_transicion
% Radio del core y cladding
%inicio
%razon=d_fiber/(radios_transicion(inicio)*2);

%rcl=125/2/razon
rcl=125/2;

%rc =9.3/2/razon
rc =9.3/2

%rext=125/razon;
rext=125;

% Definimos el numero de longs de onda del espectro
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

N=200; % Num de lamdas
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
L1=1.55; % lamda inicial (micras)
L2=1.65; % lamda final (micras)
L=linspace(L1,L2,N); % en micrometros

% Ciclo de lamdas para calcular en cada lamda los indice efectivos (core y cladding)
for i=1:N
    %i;
    % relacion de sellmeier (agrawal), Refs 12 y 36 del cap. 2
    W=(2*pi*3e14/L(i));
    Wc1=2*pi*3e14/sqrt(ac1); Wc11=2*pi*3e14/sqrt(ac11);
    Wc2=2*pi*3e14/sqrt(ac2); Wc12=2*pi*3e14/sqrt(ac12);
    Wc3=2*pi*3e14/sqrt(ac3); Wc13=2*pi*3e14/sqrt(ac13);

    nc=(sqrt(1 + (Bc1*Wc1^2)/(Wc1^2-W^2) +...
        (Bc2*Wc2^2)/(Wc2^2-W^2) + (Bc3*Wc3^2)/(Wc3^2-W^2)));

    ncl=(sqrt(1 + (Bc11*Wc11^2)/(Wc11^2-W^2) +...
        (Bc12*Wc12^2)/(Wc12^2-W^2) + (Bc13*Wc13^2)/(Wc13^2-W^2)));

    next=1;

    % neff del modo core
    Ecuacion= @(x) RelacionDispersion_LP01(x,nc,ncl,L(i),rc,rcl);
    aux =Auxiliar_LP01(nc,ncl,L(i),rc,rcl);
    nc_eff=fzero(Ecuacion,[aux nc-0.000000001]); %nc_eff(i)=Raiz;

    % neff del modo cladding
    Ecuacion= @(x) RelacionDispersion_LP11(x,ncl,next,L(i),rcl,rect);
    aux =Auxiliar_LP11(ncl,next,L(i),rcl,rect);
    ncl_eff11=fzero(Ecuacion,[aux(3) aux(2)]); %ncl_eff11(i)=Raiz1;
    ncl_eff12=fzero(Ecuacion,[aux(5) aux(4)]); %ncl_eff12(i)=Raiz2;
    ncl_eff13=fzero(Ecuacion,[aux(7) aux(6)]); %ncl_eff13(i)=Raiz3;

    %Se prepara la información para ser guardada en un arreglo que
    %contiene todos los datos correspondientes a un radio en especifico
    AA(i,1)=L(i);
    AA(i,2)=nc_eff;
    AA(i,3)=ncl_eff11;
    AA(i,4)=ncl_eff12;
    AA(i,5)=ncl_eff13;
    AA(i,8)=nc;
    AA(i,9)=ncl;

end

% La matriz AA guarda los datos para el radio correspondiente actual en el ciclo actual.
% Como se realizan varios ciclos, guardamos los datos en arreglos independientes,
% donde cada columna corresponde a los datos de un radio distinto

%long_onda(:,inicio)=AA(:,1);
long_onda=AA(:,1);
%neff_LP01(:,inicio)=AA(:,2);
neff_LP01=AA(:,2);
%neff_LP11(:,inicio)=AA(:,3);
neff_LP11=AA(:,3);
%neff_LP12(:,inicio)=AA(:,4);
neff_LP12=AA(:,4);
%neff_LP13(:,inicio)=AA(:,5);
neff_LP13=AA(:,5);
%neff_LP14(:,inicio)=AA(:,6);
neff_LP14=AA(:,6);
%neff_LP15(:,inicio)=AA(:,7);
neff_LP15=AA(:,7);
%n_core(:,inicio)=AA(:,8);
n_core=AA(:,8);
%n_cladding(:,inicio)=AA(:,9);
n_cladding=AA(:,9);

% llamamos a la función overlap y calculamos OI (overlap integral)
overlap_between_modes=overlap(rc,rcl,rect,AA,Num);

```

```

% Guardamos los datos en arreglos independientes,
% donde cada columna corresponde al overlap de un radio distinto

%overlap_LP01_LP11(:,inicio)=overlap_between_modes(:,1);
overlap_LP01_LP11=overlap_between_modes(:,1);
%overlap_LP01_LP12(:,inicio)=overlap_between_modes(:,2);
overlap_LP01_LP12=overlap_between_modes(:,2);
%overlap_LP01_LP13=overlap_between_modes(:,3);
overlap_LP01_LP13=overlap_between_modes(:,3);
%overlap_LP01_LP14(:,inicio)=0;
overlap_LP01_LP14=0;
%overlap_LP01_LP15(:,inicio)=0;
overlap_LP01_LP15=0;

%end % termino el ciclo "inicio"

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Se generan y guardan las tablas con todos los datos obtenidos en archivo txt
datos_totales= [long_onda neff_LP01 neff_LP11 neff_LP12 neff_LP13...
                neff_LP14 neff_LP15 n_core n_cladding];
save datos_totales_maximos.txt datos_totales -ascii

overlap_totales=[overlap_LP01_LP11 overlap_LP01_LP12 overlap_LP01_LP13];%...
                %overlap_LP01_LP14 overlap_LP01_LP15];
save overlap_totales_maximos.txt overlap_totales -ascii

```

## ANEXO G Función para obtener el valor de la integral del coeficiente de acoplamiento

```

function funcion=traslape(aco,acl,a_ext,A,Num)

a_fiber=acl;

teta=0;
phi=-pi/2; % modo dominante Ey
angulo=((2*teta)+phi);
Pot=1;

lamdas_resonantes_fiber=A;
RR=length(lamdas_resonantes_fiber(:,1));

%Num=3; % numero de modos
for ll=1:Num
% ll;
modo=ll+2;
for i=1:RR
%i
lamda=lamdas_resonantes_fiber(i,1);
L(i)=lamda;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
neff=lamdas_resonantes_fiber(i,2); neff_fiber=lamdas_resonantes_fiber(i,modo);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
nco=lamdas_resonantes_fiber(i,8); n_fiber=lamdas_resonantes_fiber(i,9);
ncl=lamdas_resonantes_fiber(i,9); n_ext=1;

% definimos parametros
Zo = sqrt(4E-7*pi/8.854E-12);

b=(neff^2-ncl^2)/(nco^2-ncl^2); b_fiber=(neff_fiber^2-n_ext^2)/(n_fiber^2-
n_ext^2);
delta=(nco-ncl)/nco; delta_fiber=(n_fiber-n_ext)/n_fiber;
k0=2*pi/lamda;
beta=k0*neff; beta_fiber=k0*neff_fiber;
U=aco*sqrt((k0*nco)^2-beta^2); U_fiber=a_fiber*sqrt((k0*n_fiber)^2-
beta_fiber^2);
W=aco*sqrt(beta^2-(k0*ncl)^2); W_fiber=a_fiber*sqrt(beta_fiber^2-(k0*n_ext)^2);

```

```

V=sqrt(U^2+W^2);
argumento=V*sqrt(1-b);
V_fiber=sqrt(U_fiber^2+W_fiber^2);
argumento_fiber=V_fiber*sqrt(1-b_fiber);

% ctes numericas
A=sqrt((Zo*b*2*Pot)/(pi*ncl*neff*nco))*sqrt((nco^2-
neff^2))*(1/(aco*besselj(1,argumento)));

A_LP=sqrt((Zo*U_fiber^2*Pot)/(pi*beta_fiber*k0*n_fiber^2*a_fiber^4*((besselj(1,U_fiber))^2-
(besselj(0,U_fiber)*besselj(2,U_fiber))));

% seccion core LP01
Rf1_core=0:0.1:aco;
for step=1:length(Rf1_core);
    R1=Rf1_core(step);

    E_core_r(step)=(-j*A*beta*aco/U)*(besselj(0,(U*R1/aco)));
    E_core_phi(step)=(j*A*beta*aco/U)*(besselj(0,(U*R1/aco)));

end

% seccion cladding LP01
Rf2_cl=(aco):0.1:acl;
for step=1:length(Rf2_cl);
    R2=Rf2_cl(step);

    E_cladding_r(step)=((-
j*A*beta*aco*besselj(1,U))/(W*besselk(1,W)))*(besselk(0,(W*R2/aco)));
    E_cladding_phi(step)=((j*A*beta*aco*besselj(1,U))/(W*besselk(1,W)))*(besselk(0,(W*R2/aco)));

end

% seccion fiber LP11
Rf1_fiber=0:0.1:a_fiber;
for step=1:length(Rf1_fiber);
    R1=Rf1_fiber(step);

    E_fiber_r(step)=(-
j*A_LP*beta*a_fiber/U_fiber)*(besselj(1,(U_fiber*R1/a_fiber)));
    E_fiber_phi(step)=(j*A_LP*beta*a_fiber/U_fiber)*(besselj(1,(U_fiber*R1/a_fiber)));

end

% seccion campos para overlap
radio_core=[Rf1_core Rf2_cl];
radio_fiber=[Rf1_fiber];
%length(radio_core)
%length(radio_fiber)

Er_LP01=[E_core_r E_cladding_r];
Ephi_LP01=[E_core_phi E_cladding_phi];
Er_LP11=[E_fiber_r];
Ephi_LP11=[E_fiber_phi];

% Seccion overlap integral
for step=1:length(radio_fiber);
    R3=radio_fiber(step);
    OI1(step)=((conj(Er_LP01(step)).*Er_LP11(step)) +
(Ephi_LP11(step).*conj(Ephi_LP01(step)))).*R3^2;

    end
    OI2(i)=trapz(radio_fiber,OI1);

end
OI(11,:)=OI2;
end
OI=OI';
funcion=OI;

```

```
%save overlap.txt OI -ascii
```

## ANEXO H Función generadora de los radios de transición

```
function funcion=radio(d0,dw,l0,alpha,N_muestras_radio,L_fibra);
%clear all; clf; clc;

L_fibra=L_fibra*1000; % extremos en mm

if alpha==0
    transicion_mm=-l0*log(dw/d0);
else
    transicion_mm=((dw/d0)^(-2*alpha))-1*((1-alpha)/(2*alpha))*10;
end

estiramiento_mm=(2*transicion_mm)/(1-alpha);
%estiramiento_mm=(2*transicion_mm);
cuello_mm=l0+(alpha*estiramiento_mm);
longitud_taper_mm=(2*transicion_mm)+cuello_mm;

%N_muestras_radio=100
lfibra1=linspace(0,L_fibra,N_muestras_radio); % en micrometros
ltransicion1=linspace(L_fibra,L_fibra+transicion_mm,N_muestras_radio);
lcuello=linspace(L_fibra+transicion_mm,L_fibra+transicion_mm+cuello_mm,N_muestras_radio);
ltransicion2=linspace(L_fibra+transicion_mm+cuello_mm,L_fibra+transicion_mm+cuello_mm+transi
cion_mm,N_muestras_radio);
lfibra2=linspace(L_fibra+transicion_mm+cuello_mm+transicion_mm,L_fibra+transicion_mm+cuello_
mm+transicion_mm+L_fibra,N_muestras_radio);
ltaper=[lfibra1 ltransicion1 lcuello ltransicion2 lfibra2];

for i=1:N_muestras_radio
    f1(i)=d0/2;
    f5(i)=d0/2;
    if alpha==0

        f2(i)=(d0/2)*exp(-(ltransicion1(i)-L_fibra)/l0);
        f3(i)=(d0/2)*exp(-transicion_mm/l0);
        f4(N_muestras_radio+1-i)=f2(i);%(dw/2)*exp((ltransicion2(i)-
(L_fibra+transicion_mm+cuello_mm))/l0);
    else

        f2(i)=(d0/2)*[1 + (2*alpha*(ltransicion1(i)-L_fibra)/((1-alpha)*10))]^(-
1/(2*alpha));
        f3(i)=(d0/2)*[1 + ((2*alpha*transicion_mm)/((1-alpha)*10))]^(-1/(2*alpha));
        f4(N_muestras_radio+1-i)=f2(i);%(dw/2)*1/[1 + (2*alpha*(ltransicion2(i)-
(L_fibra+transicion_mm+cuello_mm)/((1-alpha)*10))]^(-1/(2*alpha));
    end
end
ftaper=[f1 f2 f3 f4 f5];
funcion=f2;

figure(1)
%plot(ltaper,ftaper,'o'),grid

plot(lfibra1,f1,'o',ltransicion1,f2,'o',lcuello,f3,'o',ltransicion2,f4,'o',lfibra2,f5,'o'),g
rid;
title('Forma del Taper')
xlabel('Longitud del Taper (mm)')
ylabel('Radio, um')
axis ([0 longitud_taper_mm+2*L_fibra dw/2-L_fibra 65])
```

## ANEXO I Función matriz de transmisión

```

function funcion=transmission_LPG(fa,L_LPG,rcl,A,overlaps,Pa,NN,Num,L1,L2,A_inn,B_inn)

fa;
L=L_LPG; % m
R=rcl*1e-6; % m, radio fibra
lamdas_resonantes_fiber=A;
overlap=overlaps;

% Periodo de la perturbacion
C_ext=5760; % m/s, vel. onda acustica
perturbacion=sqrt(pi*R*C_ext/fa); % m, periodo de la perturbacion
RR=length(lamdas_resonantes_fiber(:,1));

for ddd=1:Num
    ddd;

    % Entradas para cada modo
    A_entrada=A_inn(:,ddd);
    B_entrada=B_inn(:,ddd);

    % Seleccionamos overlap para el modo correspondiente
    overlapp=(overlap(:,ddd)); % RE
    dd=2+ddd;
    indice=0;

    % Calculos para determinar la resonancia, indices y ancho de la LPG
    for rr=1:RR
        referencia(rr)=(perturbacion*(lamdas_resonantes_fiber(rr,2)-
lamdas_resonantes_fiber(rr,dd)))/(lamdas_resonantes_fiber(rr,1)*1e-6);
        indice=indice+1;
    end

    AA=find(referencia > 1) ;
    AAA=find(referencia < 1) ;
    yyy=length(AAA);

    indice=RR-length(AAA);
    if indice==0
        indice=1;
    end

    if length(AAA)==RR
        lamda_resonante=lamdas_resonantes_fiber(indice,1)*1000;
        nco=0;
        ncl=0;
    end

    if length(AAA)==0
        lamda_resonante=lamdas_resonantes_fiber(indice,1)*1000;
        nco=0;
        ncl=0;
    end

    lamda_resonante=lamdas_resonantes_fiber((indice),1)*1000;
    nco=lamdas_resonantes_fiber(indice,2);
    ncl=lamdas_resonantes_fiber(indice,dd);
    ancho_estimado=(0.8*perturbacion/L)*lamda_resonante;

    % Longitudes de onda de operacion
    LL=linspace(L1,L2,NN); % en micrometros
    contadorl=0;
    for m=1:length(LL);
        contadorl=m;
        lamda=LL(m)*1e-6; %m, long de onda de operacion (ideal 1550.2nm)
        nco=lamdas_resonantes_fiber(m,2);
        ncl=lamdas_resonantes_fiber(m,dd);

        % Parametros del desintonizado
        a=(nco-ncl)/lamda;
        b=1/perturbacion;
        gama=2*pi*(a-b);
    end
end

```

```

lamm=lamda_resonante*1e-9;
Bpromedio=(2*pi/lamm)*( (nco+ncl)/2);

% Entradas,OI, y kapa en funcion de lamda
A_in=A_entrada(contador1); % A_in y B_in son utilizados en la
B_in=B_entrada(contador1); % Matriz de trasferencia

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% parametros de la intensidad acustica
OI=overlapp(contador1)*1e-6; % hace falta multiplicar OI por 1e-6
ro=2200; %kg/m^3
Zo = sqrt(4E-7*pi/8.854E-12);
numerador=Pa;
denominador=(4*ro*sqrt(pi^7*C_ext*R^5*fa^5));
U0=sqrt(numerador/denominador);
kapa=((2*pi^4)/(lamda*perturbacion^2*Zo))*(nco*(1-0.22))*U0*OI; %cambiamos
contador1 por indice

% Parametros para calcular la matriz de transmision
N=round(L/(perturbacion)); % numero de pasos en la matriz
delta_L=L/N; % L se secciona en NNN partes, m
alpha=sqrt(kapa^2+(gama^2/4));
argumento=alpha*delta_L;

contador=0;

% Calculo de la transmision para cada lamda
contador=0;
for l=1:N;
    contador=contador+1;

    F11=(cos(argumento)-((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(i*gama*delta_L);
F12=(kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(i*gama*delta_L);
F21=(-kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(-i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(-
i*gama*delta_L);
F22=(cos(argumento)+((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(-i*gama*delta_L);
%
% F11=(cos(argumento)-((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(-
i*(Bpromedio+(pi/perturbacion))*delta_L);
% F12=(kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(-
i*(Bpromedio+(pi/perturbacion))*delta_L);
% F21=(-kapa/alpha)*sin(argumento)*exp(-i*2*pi*delta_L/perturbacion)*exp(-
i*(Bpromedio-(pi/perturbacion))*delta_L);
% F22=(cos(argumento)+((i*gama/(2*alpha))*sin(argumento)))*exp(-i*(Bpromedio-
(pi/perturbacion))*delta_L);

    A_out=(F11*A_in)+(F12*B_in);
    B_out=(F21*A_in)+(F22*B_in);

    transferencia_core(contador)=A_out;
    transferencia_cladding(contador)=B_out;

    % La salida se vuelve la entrada
    A_in=A_out;
    B_in=B_out;
end

% transferencia a lo largo de la LPG ( de 0 - L)
transferencia_modo_core_en_distancia(contador1,:)=transferencia_core;
transferencia_modo_cladding_en_distancia(contador1,:)=transferencia_cladding;

% transferencia al final de la LPG (en L) para cada lamda

transferencia_modo_core_salida(contador1)=transferencia_modo_core_en_distancia(contador1,N);
transferencia_modo_cladding_salida(contador1)=transferencia_modo_cladding_en_distancia(conta
dor1,N);

end

```

```
% transferencia final para cada modo LPlx
transferencia_modos_core(:,ddd)=transferencia_modo_core_salida;
transferencia_modos_cladding(:,ddd)=transferencia_modo_cladding_salida;

end

transferencia_modos_cladding=[transferencia_modos_core transferencia_modos_cladding];
funcion=transferencia_modos_cladding;
```

## Capítulo 4 Filtro/Modulador acusto-óptico pasabanda

### 4.1 Introducción

En los capítulos previos se ha detallado cómo la interacción acusto-óptica basada en ondas de flexión puede ser utilizada para producir la atenuación de una señal óptica en una longitud de onda específica. Bajo este esquema el dispositivo AO funciona como un filtro acusto-óptico rechazabanda, que cuenta con la importante característica de ser sintonizable. En este capítulo se muestra cómo, utilizando el mismo fenómeno de acoplamiento intermodal, la interacción AO puede ser aprovechada para producir picos de transmisión para una señal óptica; es decir, se muestra el funcionamiento del dispositivo como un filtro AO sintonizable pasabanda.

Los filtros pasabanda son componentes fundamentales para la manipulación flexible de la longitud de onda, lo cual resulta de utilidad en sistemas con multiplexado por división de longitud de onda, en sensado óptico y en láseres [1-3]. Un tipo especial de filtro pasabanda es el filtro acusto-óptico todo-fibra, el cual cuenta con características importantes como las bajas pérdidas por inserción, la rapidez en la sintonización y un alto rango de sintonización [4].

Los filtros AO pasabanda todo-fibra, al igual que los filtros AO rechazabanda, se basan en el acoplamiento intermodal resonante entre el modo del núcleo  $LP_{01}$  y los modos del revestimiento  $LP_{1x}$ ; sin embargo, a diferencia de los filtros rechazabanda, en donde el modo acoplado al revestimiento se atenúa, en los filtros pasabanda el modo acoplado al revestimiento evita eficientemente un obstáculo para luego ser re-acoplado como modo del núcleo al final de la longitud de interacción. El obstáculo es usualmente llamado bloqueador del modo fundamental (BMF), ya que su función es atenuar la radiación que permanece guiada en el modo fundamental. De lo anterior se concluye que para su operación como filtro pasabanda un requisito es la fabricación de un BMF que atenúe de manera eficiente las longitudes de onda correspondientes a los modos no resonantes. Los bloqueadores del modo fundamental se han fabricado mediante técnicas que involucran el

daño al núcleo de una fibra monomodo [3,5,6], la ablación con un láser de femtosegundos [7], el diseño de fibras de núcleo hueco [8] e inducción ultravioleta [9].

Para el filtro mostrado en este capítulo se utilizó como BMF un trozo pequeño de fibra óptica sin núcleo, que al ser comparado con los trabajos reportados en las referencias [5-9], posee la ventaja de no requerir procesos de fabricación complicados. Con el objetivo de extender la aplicación del filtro AO pasabanda, se indujo una reflexión acústica en la longitud de interacción, de esta manera se generó una onda acústica estacionaria y el filtro fue convertido en un modulador acusto-óptico pasabanda.

## **4.2 Bloqueador del modo fundamental**

El bloqueador del modo fundamental (BMF) es un obstáculo localizado en la zona intermedia de la longitud de interacción; la función de este es atenuar el modo que viaja por el núcleo de la fibra y permitir el paso de los modos que viajan por el revestimiento. Así, un BMF ideal requiere una alta atenuación del modo fundamental y una baja pérdida en la transmisión de los modos del revestimiento [7].

Una manera de lograr el bloqueo del modo del núcleo es dañando el núcleo de una fibra, resultando en una alta atenuación para el modo fundamental; aquí es importante que el daño se centre únicamente en el núcleo de la fibra para que afecte mínimamente la propagación de los modos del revestimiento. Para producir este tipo de daños en el núcleo de la fibra se ha utilizado fusión por medio de un laser de iones de Argón [5,6], así como descargas de arco e inducción ultravioleta en una fibra previamente inyectada con hidrógeno [3,9]. Con el mismo principio de producir un daño en la fibra, se ha fabricado también un BMF al radiar con un láser de femtosegundos el extremo clivado de una fibra monomodo, de esta manera, en dicho extremo se genera un cráter que al ser fusionado con una fibra normal produce una microburbuja que sirve como atenuador del modo del núcleo [7]. De estos métodos, los mejores resultados han producido una atenuación de los modos no resonantes de hasta 35 dB [5] y pérdidas mínimas por inserción de 1dB [9]. Una desventaja importante de estas técnicas es la dispersión inducida por el daño a la fibra, así mismo cuentan con una falta de reproducibilidad que los vuelve imprácticos para su producción en masa [10].

Un método para fabricar un BMF que no involucre el daño a la fibra óptica es mediante el uso de un pequeño segmento de fibra de núcleo hueco [8], este se fusiona en ambos extremos a dos fibras monomodo estándar. Aquí, debido a que el núcleo de la fibra hueca contiene aire, su índice de refracción es bastante más bajo que el índice de refracción del revestimiento, por lo tanto el modo fundamental no puede ser guiado y decae rápidamente como modos de radiación. Con esta técnica se pudo producir una atenuación de los modos no resonantes de hasta 25 dB y pérdidas por inserción de 6 dB.

Para el BMF diseñado en el presente trabajo, se buscó un método de fabricación sencillo y sin daño a la fibra. Se tomó como base la idea de fusionar un trozo de fibra con características especiales que atenuaran el modo fundamental. Con el propósito de evitar la fabricación especializada de una fibra de núcleo hueco, se optó por la alternativa de utilizar de un trozo de fibra sin núcleo como BMF. La fibra óptica sin núcleo fue el modelo FG125LA de Thorlabs, cuyo índice de refracción para 1550 nm es de 1.444 y cuenta con un diámetro de 125  $\mu\text{m}$ . Esta fue fusionada entre dos fibras mono-modo estándar SMF-28. La longitud  $d$ , correspondiente al trozo de fibra sin núcleo, fue calculada para permitir a la luz proveniente de la primera fibra SMF-28 expandirse sobre la cara frontal de la segunda fibra SMF-28, para ello se utilizó la expresión para la apertura numérica:

$$\text{sen}\theta_{max} = \frac{1}{n_0} \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}, \quad (4.1)$$

donde  $\theta_{max}$  es el ángulo máximo de los rayos de salida de la fibra SMF-28,  $n_0$  es el índice de refracción de la fibra sin núcleo,  $n_1$  es el índice de refracción del núcleo y  $n_2$  es el índice de refracción del revestimiento. Para lograr un bloqueo de la luz óptico en la zona de 1550 nm, se utilizó como índice de refracción del núcleo el índice de refracción efectivo para el modo del núcleo, es decir  $n_1=1.446$ , el cual fue obtenido a partir de la ecuación característica del modo fundamental (2.37) para la fibra SMF-28. Así, una vez obtenido  $\theta_{max}$ , la longitud  $d$  pudo calcularse. La figura 4.1 muestra de manera esquemática los parámetros principales del BMF diseñado.

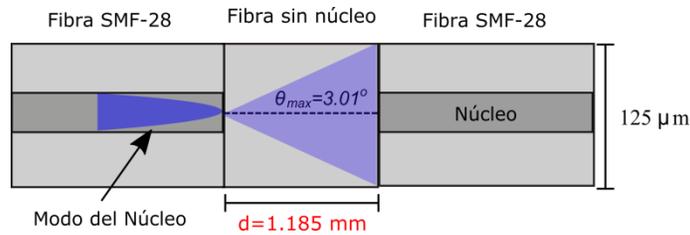


Figura 4.1 Bloqueador del modo fundamental basado en una fibra sin núcleo.

El bloqueador del modo fundamental fue fabricado al fusionar el trozo de fibra sin núcleo con dos segmentos de fibra SMF-28, para ello se utilizó la empalmadora Fujikura FSM-100P en un modo de operación tal que los revestimientos fueran alineados. La atenuación lograda por el BMF fue probada por medio del diodo superluminiscente (DSL), Q-Photonics QSDM-1550-2B, el cual cuenta con una emisión de 1500 a 1600 nm. La figura 4.2 muestra la emisión del DSL antes y después de pasar por el BMF.

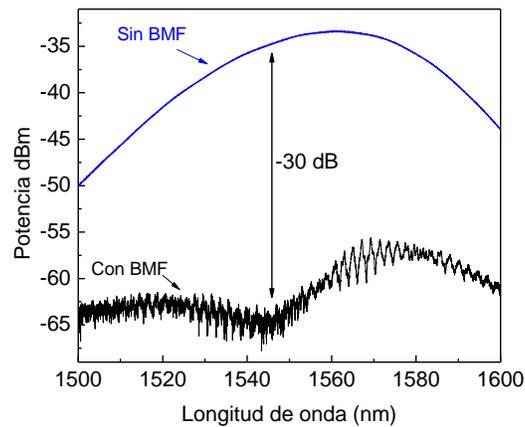


Figura 4.2 Emisión del diodo superluminiscente antes y después del BMF

De la figura anterior puede verse una atenuación eficiente de la luz que viaja por el núcleo de la primera fibra SMF-28, la cual, al encontrarse con la fibra sin núcleo no puede ser guiada y se expande en un cono de luz cuya base coincide con el diámetro de la segunda fibra SMF-28. Al abrirse de tal modo, la mayor parte de la luz no puede ingresar al núcleo de la segunda fibra SMF-28, lo que resulta en un bloqueo del modo fundamental de hasta 30 dB en la longitud de onda de 1546 nm.

### 4.3 Filtro acusto-óptico pasabanda

Las características de atenuación del BMF fabricado fueron aprovechadas para el diseño de un filtro acusto-óptico pasabanda, para ello se implementó el arreglo de generación de ondas acústicas de flexión que se ha mencionado a lo largo de esta tesis. La figura 5.3 muestra el filtro AO pasabanda, en donde el disco piezoeléctrico genera las ondas acústicas que son focalizadas en la fibra por medio del cono de aluminio. La longitud de interacción  $L$  está formada por la suma de los segmentos  $L_1$ ,  $L_2$  y  $d$ , en donde  $L_1$  y  $L_2$  son fibras monomodo de índice escalonado (SMF-28), mientras que  $d$  es el pequeño segmento de fibra sin núcleo que funciona como bloqueador del modo fundamental.

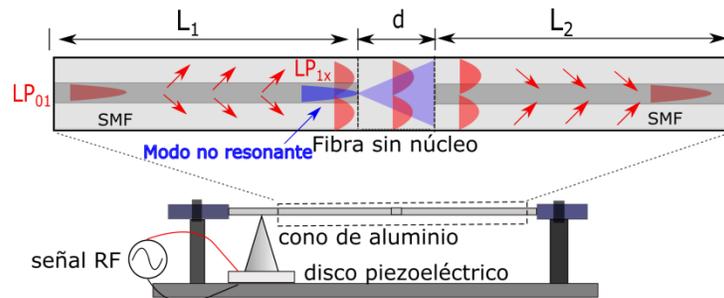


Figura 4.3 Filtro AO pasabanda

El funcionamiento del filtro se describe a continuación. Las ondas de flexión generadas en la longitud de interacción  $L_1$  producen un acoplamiento resonante entre el modo fundamental  $LP_{01}$  y los modos del revestimiento  $LP_{1x}$  [11,12], de esta manera, en la condición de resonancia (ecuación 2.36) se tiene que la luz acoplada al revestimiento atraviesa el BMF sin perturbaciones, mientras tanto la luz que no satisface la condición de resonancia permanece en el núcleo y es atenuada por el BMF. Debido al carácter cíclico del acoplamiento intermodal (ecs. 2.35), el modo del revestimiento puede acoplarse nuevamente al núcleo de la segunda fibra SMF-28, produciendo un pico de transmisión al final de la longitud de interacción. Al igual que en el caso del filtro rechazabanda, este filtro pasabanda cuenta con una capacidad de sintonización en longitud de onda, para ello se caracterizaron experimentalmente las resonancias. La figura 4.4 muestra la relación entre las frecuencias acústicas y las longitudes de onda resonantes, las cuales fueron obtenidas al

variar la frecuencia acústica en un rango de 2 a 2.8 MHz. Para este rango de frecuencias se encontraron resonancias entre 1500 y 1600 nm correspondientes a los acoplamientos intermodales  $LP_{01}$ - $LP_{11}$ ,  $LP_{01}$ - $LP_{12}$  y  $LP_{01}$ - $LP_{13}$ .

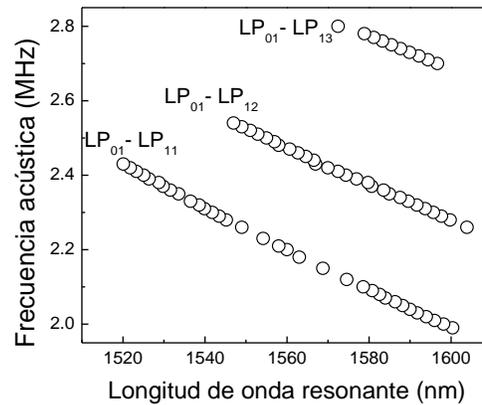


Figura 4.4 Frecuencia acústica vs longitud de onda óptica resonante

Un parámetro importante en el diseño del filtro es la longitud de interacción  $L$ , ya que mediante la elección adecuada de esta se producirá un acoplamiento intermodal eficiente que resultará en picos de transmisión con pocas pérdidas por inserción. En las siguientes dos subsecciones se explica el trabajo realizado para obtener la longitud de interacción más apropiada para el filtro.

#### 4.3.1 Longitud de interacción. Caso simétrico $L_1 = L_2$

De la figura 4.3 puede verse que la longitud de interacción está compuesta por los segmentos  $L_1$ ,  $d$  y  $L_2$ . De acuerdo con los experimentos realizados en los primeros capítulos de esta tesis, un acoplamiento eficiente entre el modo fundamental y los modos de revestimiento se logra con una longitud de interacción de 24 cm. Así, este valor fue elegido para el segmento  $L_1$ . Para la elección de la longitud  $L_2$ , la primera consideración fue utilizar la misma longitud, con lo que se buscó que la luz acoplada al revestimiento, una vez atravesando el BMF, pudiera ser acoplada en su totalidad al núcleo de la segunda fibra SMF-28. Se tiene así con  $L_1 = L_2 = 24$  cm el caso simétrico, dando una longitud de interacción total de  $L \sim 48$  cm. Con estas condiciones se analizó el filtro para obtener el pico de transmisión con la menor atenuación. La figura 4.5(a) muestra el mejor resultado, el cual

fue obtenido utilizando como fuente luminosa el diodo superluminiscente, así como un voltaje pico-pico en el piezoeléctrico de 33 V y una frecuencia acústica de 2.384 MHz. En la figura 4.5 (b) se señalan los acoplamientos intermodales correspondientes a esta frecuencia acústica, teniendo para el  $LP_{01}$ - $LP_{11}$  una longitud de onda resonante de 1527.7 nm, mientras que para el  $LP_{01}$ - $LP_{12}$  una longitud de onda resonante de 1578.1 nm.

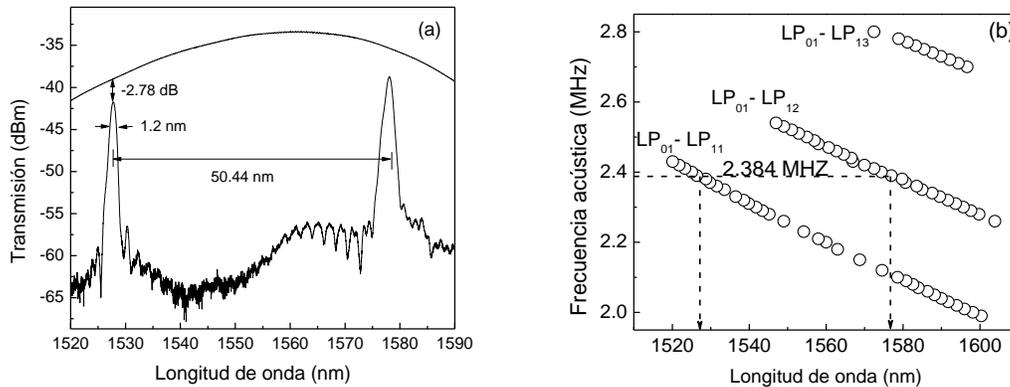


Fig. 4.5 Espectro de transmisión del FAOPB a una frecuencia acústica de 2.384 MHz

Para el pico de transmisión centrado en la 1527.1 nm se tiene que las pérdidas por inserción son de 2.78 dB y este cuenta con un ancho de banda óptico de 1.2 nm. Con esta frecuencia acústica la longitud de onda de la onda acústica de flexión  $\Lambda$  fue calculada de acuerdo con la ecuación 2.19, dando como resultado 688  $\mu\text{m}$ .

#### 4.3.2 Longitud de interacción. Caso asimétrico $L_1 \neq L_2$

Debido a la longitud de interacción del esquema, la cual es relativamente larga, es necesario considerar el efecto de la atenuación de las ondas de flexión. Dado que el acoplamiento es proporcional a la amplitud de las ondas acústicas de flexión, una reducción en la amplitud de las ondas tiene como consecuencia un acoplamiento intermodal más débil. Tomando esto en cuenta, se consideró la siguiente expresión para la transmisión de la luz correspondiente al modo  $LP_{01}$  como función de la longitud de interacción total  $L$ :

$$T_{\lambda_R} = 1 - \sin^2(\kappa_0 \cdot e^{-\alpha L}), \quad 4.2$$

donde  $\kappa_0$  es el coeficiente de acoplamiento para  $L=0$  y  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación de la onda acústica en la fibra. La transmisión  $T_{\lambda_R}$  se refiere a la transmisión a la longitud de onda de resonancia  $\lambda_R$ . Analizando la ecuación se tiene que, para un valor de  $\kappa_0 \cdot e^{-\alpha L} = \pi/2$ , hay una transferencia total de energía del modo fundamental al modo del revestimiento y por lo tanto la transmisión del modo  $LP_{01}$  es cero; por otro lado, para un valor de  $\kappa_0 \cdot e^{-\alpha L} = \pi$ , se tiene que la transmisión del modo fundamental es máxima.

Tomando como base el pico de transmisión centrado en 1527.7 nm (ver fig. 4.5), el cual fue obtenido para una frecuencia acústica de 2.384 MHz, se midió experimentalmente la transmisión al variar la longitud de interacción  $L$ , para esto se mantuvo fija la longitud  $L_1$ , mientras que la longitud  $L_2$  fue incrementándose, con lo que se tiene el caso asimétrico  $L_1 \neq L_2$ . Para lograr esta variación, las ondas de flexión fueron suprimidas por medio de una gota de aceite a distintas longitudes. La figura 4.6 muestra la transmisión del filtro en función de la longitud de interacción para una  $L$  de entre 25 y 90 cm.

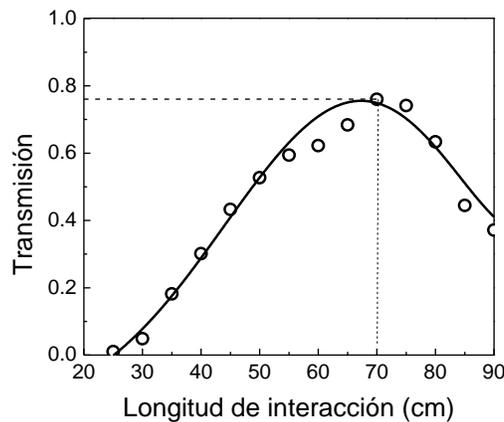


Fig. 4.6 Transmisión del filtro como función de la longitud de interacción para el acoplamiento intermodal  $LP_{01}$ - $LP_{11}$  a la longitud de onda de 1527.7 nm.

De las mediciones se encontró que la transmisión máxima se logra para una longitud de interacción de  $L = 70$  cm, mientras que la transmisión mínima para  $L = 24$  cm, esto quiere decir que con  $L = 24$  cm se tiene el caso  $\kappa_0 \cdot e^{-\alpha 0.24} = \pi/2$ , mientras que con  $L = 70$  cm se tiene  $\kappa_0 \cdot e^{-\alpha 0.70} = \pi$ . Así, tomando estos valores, se tiene un sistema de

ecuaciones que al ser resuelto para  $\alpha$  nos da un valor estimado para el coeficiente de atenuación, dando como resultado  $\alpha=0.75 \text{ m}^{-1}$ , dicho valor resulta consistente con el coeficiente de atenuación reportado en [13] para una fibra SMF-28, el cual es de  $0.66 \text{ m}^{-1}$ .

Para el caso asimétrico se tiene entonces que con  $L_1=24 \text{ cm}$  y  $L_2=46 \text{ cm}$  ( $L=70 \text{ cm}$ ) se logra una transmisión máxima, con una reinserción de la luz del 76% a la longitud de onda de  $1527.7 \text{ nm}$ ; esto resulta en una mejora al compararse con el caso simétrico, ya que como puede verse de la gráfica 4.6, con  $L=48 \text{ cm}$  la transmisión es menor, con una reinserción de la luz de alrededor del 50%. La figura 4.7 muestra el espectro de transmisión para una frecuencia acústica de  $2.384 \text{ MHz}$  y con una longitud de interacción de  $L=70 \text{ cm}$ , las pérdidas mínimas por inserción son de  $1.2 \text{ dB}$  y el ancho de banda óptico de  $0.83 \text{ nm}$ .

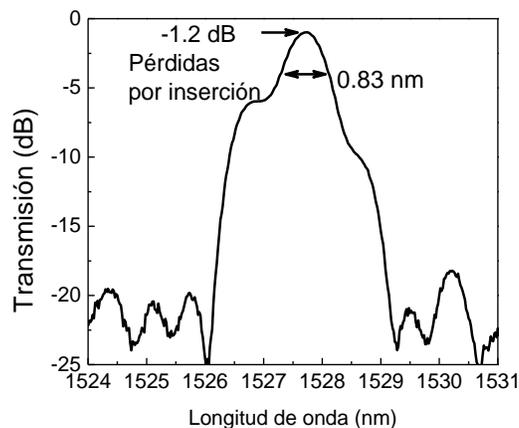


Fig. 4.7 Espectro de transmisión del filtro AO pasabanda a la longitud de interacción óptima.  $L=70 \text{ cm}$

#### 4.4 Modulador acusto-óptico pasabanda

Con el objetivo de extender la aplicación del filtro AO pasabanda y convertirlo en un modulador AO pasabanda, se indujo una reflexión acústica para las ondas de flexión, de esta manera se generaron ondas de flexión estacionarias. Para lograr la reflexión de la ondas se utilizó como reflector acústico una gota de estaño a una longitud de interacción de  $70 \text{ cm}$ , de acuerdo con la optimización desarrollada previamente. La figura 4.7 ilustra la conversión del filtro en un modulador por efecto de la onda estacionaria. La onda de flexión generada por el disco piezoeléctrico viaja por la fibra sin recubrimiento a través de la longitud de interacción, al encontrarse con el reflector acústico la onda viaja en dirección

opuesta encontrándose con una nueva onda de flexión, de esta manera se genera una onda estacionaria con una frecuencia igual al doble de la frecuencia original. Bajo el efecto de la onda estacionaria el filtro AO produce una transmisión que oscila en el tiempo y de esta manera resulta modulada en amplitud.

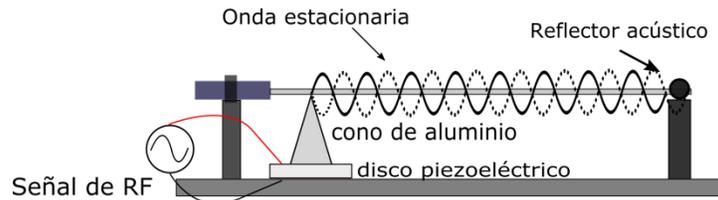


Fig. 4.8 Generación de una onda de flexión estacionaria

Para analizar su funcionamiento como modulador, el dispositivo fue operado a una frecuencia acústica de 2.384 MHz con un voltaje en el piezoeléctrico de 28 V, como fuente de luz se utilizó un láser sintonizable (TLB 6700, New Focus) y la transmisión fue visualizada en un osciloscopio (Agilent Technologies DSO-X-6004A). La figura 4.8 muestra la transmisión en el tiempo producida para la mayor amplitud de modulación, la cual ocurrió sintonizando el láser a una longitud de onda de 1526.8 nm. Analizando la gráfica se observa un periodo de 209.5 ns para la transmisión modulada, este periodo corresponde a una frecuencia de 4.774 MHz, lo cual es dos veces la frecuencia generada por el piezoeléctrico (2.384 MHz).

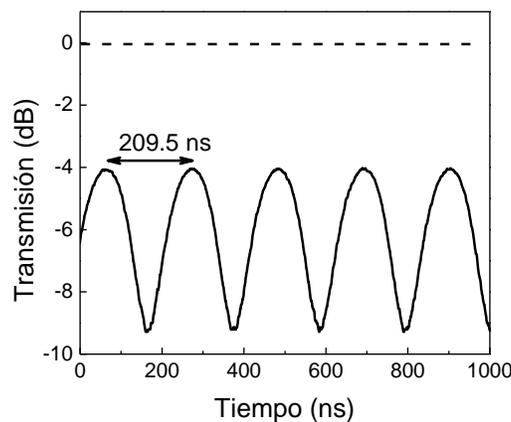


Fig. 4.9 Transmisión modulada a una longitud de onda de 1526.8 nm

En la figura se señala con una línea punteada el nivel de transmisión cuando no hay operación del filtro ni BMF, esta medición fue realizada con el propósito de conocer la máxima transmisión del modulador tomando en cuenta las pérdidas por inserción. El hecho de que el coeficiente de reflexión de la onda acústica no sea 1, en conjunto con las pérdidas acústicas, es la causa de que la máxima transmisión se encuentre por debajo del nivel de referencia. Por medio de la máxima transmisión se pueden conocer el nivel de pérdidas por inserción del modulador, el cual, como puede verse de la gráfica 4.8 tiene un valor de -4.07 dB (medido desde el nivel de referencia hasta el máximo de la transmisión). Un parámetro importante de caracterización para el modulador es la profundidad de modulación, esta se obtiene de la diferencia entre la transmisión máxima y la transmisión mínima. De la gráfica 4.8 esta diferencia es de -5.52 dB, lo que corresponde a un 28 % de profundidad de modulación.

Para aplicaciones es necesario analizar algunas características específicas del modulador. Primeramente fue medida la profundidad de modulación en función de la longitud de onda, para ello se fijaron la frecuencia acústica y el voltaje aplicado al piezoeléctrico, con valores de 2.384 MHz y 28 V respectivamente. La figura 4.9 (a) muestra la dependencia de la modulación al variarse la longitud de onda alrededor de 1526.8 nm. La profundidad de modulación es máxima para esta longitud de onda y decrece simétricamente para mayores y menores longitudes de onda. El ancho de banda medido en -3 dB es de 0.97 nm para una profundidad de modulación máxima de 28%. Por otro lado, también fue caracterizada la profundidad de modulación al variarse la frecuencia acústica, para ello se fijó la longitud de onda en 1526.8 nm y el voltaje en el piezoeléctrico en 28 V. La figura 4.9(b) muestra la profundidad de modulación en función de la frecuencia de desintonizado ( $\Delta f_a$ ). La frecuencia central es 2.384 MHz, a la cual le corresponde la profundidad de modulación máxima, misma que va decayendo gradualmente hasta valores cercanos a cero para frecuencias de alrededor de  $\pm 2.5$  kHz, alcanzando un segundo máximo en  $\pm 3$  kHz. Para frecuencias mayores y menores la transmisión decae gradualmente hasta cero. De aquí se concluye que el funcionamiento apropiado del modulador AO pasabanda está determinado por la frecuencia acústica  $f_a$ , la cual requiere ser seleccionada con precisión para lograr el valor máximo en la profundidad de modulación.

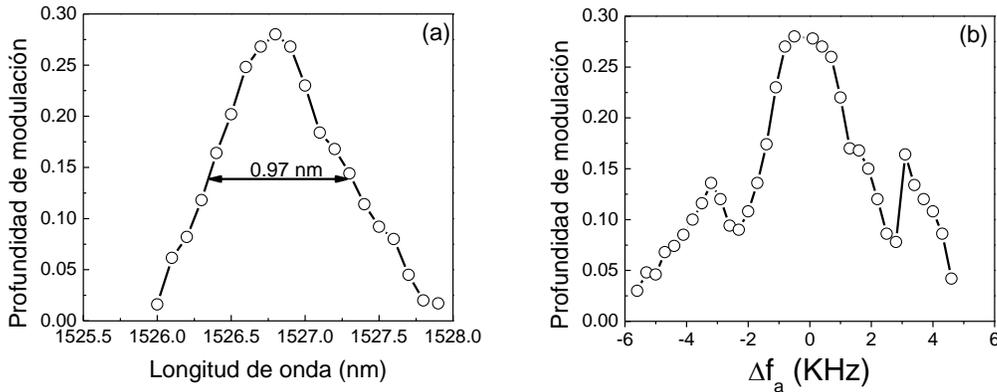


Fig. 4.10 (a) Profundidad de modulación en función de la longitud de onda óptica para una frecuencia acústica (2.384 MHz) y un voltaje RF(28 V) constantes. (b) Profundidad de modulación en función de la frecuencia de desintonizado ( $\Delta f_a$ ) para una longitud de onda óptica resonante (1526.8 nm) y un voltaje RF (28 V) fijos. La frecuencia acústica central en (b) es 2.384 MHz

Desde el punto de vista de implementación, una de las posibles aplicaciones del modulador pasabanda es en un láser de amarre de modos activo. Este tipo de láseres requieren que el periodo de la modulación coincida con precisión con el tiempo que la toma a la luz recorrer la cavidad. Dado que el modulador puede ser controlado dinámicamente por la onda acústica, es posible una fina sintonización de la frecuencia acústica, lo que permite ajustar el periodo de la modulación y hacerlo coincidir con el tiempo del viaje de la luz por una cavidad láser. De manera adicional, gracias a su operación pasabanda, con el uso de este modulador la operación de amarre de modos se simplifica al no requerir dispositivos de filtrado adicionales. Es importante mencionar también que el dispositivo está sujeto a mejoras en eficiencia y en longitud de interacción, las cuales pueden ser obtenidas mediante el uso de una fibra estrechada en la longitud de interacción.

## 4.5 Conclusiones

Se diseñó e implementó un filtro acusto-óptico sintonizable pasabandas basado en un novedoso bloqueador del modo fundamental. El BMF fue realizado al fusionar un trozo de

fibra sin núcleo con dos segmentos de fibra SMF-28. El bloqueador atenúa efectivamente el modo del núcleo, logrando una supresión de la luz de hasta 30 dB.

El filtro AO pasabanda fue optimizado tomando en cuenta la atenuación de las ondas acústicas de flexión, logrando con esto elegir adecuadamente la longitud de interacción. Tomando una longitud de interacción de 70 cm se obtuvo un pico de transmisión con -1.2 dB de pérdidas por inserción y un ancho de banda óptico de 0.84 nm a la longitud de onda de 1527.7 nm.

El filtro fue modificado para lograr la generación de una onda de flexión estacionaria, con lo que fue convertido en un modulador AO pasabanda. El modulador presentó una profundidad de modulación máxima de 28 % a la longitud de onda de 1526.8 nm para una frecuencia acústica de 2.384 MHz.

Entre los resultados obtenidos, se destaca la fácil implementación del BMF, el cual no requiere la fabricación de fibras especiales. Como trabajo a futuro, se propone una reducción de longitud de interacción, lo cual puede ser logrado mediante el uso de una fibra estrechada con el propósito de lograr un acoplamiento intermodal más eficiente.

#### **4.6 Referencias**

1. A. Melloni, M. Martinelli, "Synthesis of direct-coupled resonators bandpass filters for WDM systems", *J. Lightwave Technol.* 20(2), 296(2002).
2. A. K. Kersey, M. Davis, H. Patrick, M. LeBlanc, K. Poo, C. G. Askins, M. A. Putman, and E. J. Friebele, "Fiber grating sensors", *J. Lightwave Technol.* 15(8), 1442(1998).
3. C. Cuadrado-Laborde, M. Bello-Jiménez, A. Díez, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Long-cavity all-fiber ring laser actively mode locked with an in-fiber bandpass acousto-optic modulator", *Opt. Lett.* 39(1), 68(2014).
4. M. S. Lee, I. K. Huang, and B. Y. Kim, *Acousto-optic tunable bandpass filter*, *Proc. OECC/IOOC*, 324(2001).

5. T. Dimmick, D. A. Satorious, and G. L. Budge, *All-fiber acousto-optic tunable bandpass filter*, Optical fiber communication conference and international conference on quantum information, OSA, paper W13(2001).
6. D. A. Satorious, T. E. Dimmick, and G. L. Budge, “Double-pass acousto-optic tunable bandpass filter with zero frequency shift and reduced polarization sensibility”, IEEE Photon. Technol. Lett. 14(9), 1324(2002).
7. S. D. Lim, J. G. Kim, K. Lee, S. B. Lee, and B. Y. Kim, “ Fabrication of a highly efficient core-mode blocker using a femtosecond laser ablation”, Opt. Express 19(21), 18449(2009).
8. Y. Jung, S. Choi, Y. S. Jeong, S. B. Lee, J. W. Yu, and K. Oh, *Hollow optical fiber core mode blocker for acousto-optic bandpass filter*, CLEO paper CThMM6(2004).
9. K. J. Lee, D. II Yeom, and B. Y. Kim, “Narrowband polarization insensitive all-fiber acousto-optic tunable bandpass filter”, Opt. Express, 15(6), 2987(2007).
10. S. Choi, T. J. Eom, J.W. Yu, B. H. Lee, and K. Oh, “ Novel all-fiber bandpass filter based on hollow optical fiber”, IEEE Photon. Technol. Lett. 14(12), 1701(2002).
11. S. D. Lim, J. G. Kim, K. Lee, S. B. Lee, and B. Y. Kim, “All-fiber acousto-optic frequency shifter”, Opt. Lett. 11(6), 389(1986).
12. T. A. Birks, P. St. J. Russel, and D. O. Culverhouse, “The acousto-optic effect in single mode fiber tapers and couplers”, J. Lighthwave Technol. 14(11), 2519(1996).
13. E. P. Alcusa-Sáes, A. Díez, M. Gonzalez- Herráez, and M. V. Andrés, “Time-resolved acousto-optic interaction in single-mode optical fiber: Characterization of axial nonuniformities at the nanometer scale”, Opt. Lett. 39(6), 1437(2014).

## Capítulo 5 Láser de Q-Switch basado en un filtro AO pasabanda

### 5.1 Introducción

En este capítulo se presenta la aplicación del filtro AO pasabanda en un láser de Q-Switch de fibra óptica. El filtro fue incluido en una cavidad resonante de anillo como elemento seleccionador de la longitud de onda de operación del láser. Por medio de una modulación en amplitud de la señal acústica en el filtro, se produjo una variación periódica de las pérdidas en la cavidad, lo que resultó en la generación de pulsos de Q-Switch.

Los láseres de fibra óptica presentan ventajas importantes al compararse con otros sistemas láser; entre estas se destacan la compactibilidad, la robustez, el alto control sobre la forma del haz y el fácil manejo térmico [1]. Estos, al igual que los láseres de estado sólido, pueden operar en los regímenes temporales de onda continua, Q-Switching y amarre de modos [2].

En el caso de los láseres de Q-Switch, su capacidad de producir pulsos de corta duración y alta energía los vuelve muy atractivos en diversas áreas de aplicación tales como el procesamiento de materiales, el sensado remoto, la ingeniería médica, la comunicación óptica y en defensa [3-7]. Los láseres de Q-switch basan su funcionamiento en la modulación de las pérdidas de la cavidad, lo que resulta en una variación del factor Q de la misma [8, 9]; dicha modulación puede lograrse mediante técnicas pasivas o activas. En el Q-Switching pasivo la cavidad presenta una estructura simple y la frecuencia de repetición de los pulsos solamente puede ser variada mediante la potencia de bombeo del medio de ganancia [10, 11]; por su parte, el Q-Switching activo puede ser controlado de manera precisa por una señal eléctrica externa, con la ventaja de otorgar mayor control en las pérdidas de la cavidad y las características de emisión del pulso.

Las configuraciones más comunes para láseres de Q-Switch activo de fibra óptica requieren el uso de rejillas de Bragg, las cuales hacen la función de espejos en la cavidad. De esta manera, la sintonización en longitud de onda de una de las rejillas de Bragg se utiliza para

lograr el Q-switching activo. En esta técnica se produce un estiramiento y encogimiento periódico de las rejillas de Bragg, el cual puede ser producido por medio del uso de materiales magnetostrictivos [12], actuadores piezoeléctricos [13, 14], o mediante la interacción de ondas longitudinales con las rejillas de Bragg [15, 16]. Un defecto común de estos métodos es la restricción en la longitud de onda de emisión, la cual es impuesta por la longitud de onda de Bragg de la rejilla. También es necesario hacer coincidir las longitudes de onda de las dos rejillas de Bragg para definir la cavidad Fabry Perot. Estas limitaciones llevan a la necesidad de un elemento de filtrado en la cavidad del láser que permita flexibilidad en la longitud de onda. Con este propósito se utilizó el filtro AO pasabanda desarrollado previamente.

En este capítulo se presenta la aplicación del filtro AO sintonizable pasabanda en un láser de Q-Switch todo-fibra. El filtro fue incluido en una cavidad resonante de anillo, en la cual se utilizaron 3 metros de fibra de doble revestimiento codopada con Erblio e Yterbio como medio de ganancia. La capacidad de sintonización del filtro en longitud de onda fue aprovechada para lograr una variación de la longitud de onda de aproximadamente 30 nm para la operación del láser en el régimen de onda continua. Para generar la variación del factor Q, el filtro fue alimentado con una señal modulada en amplitud, logrando con esto que el filtro funcionara como un modulador acusto-óptico todo fibra.

## **5.2 Respuesta del filtro AO sintonizable pasabanda bajo una señal modulada**

La técnica de Q-Switch activo requiere de un dispositivo de modulación que pueda controlarse de manera externa. Por medio de este, las pérdidas en la cavidad sufrirán una variación periódica que resultará en la generación de pulsos de alta energía. El dispositivo de modulación propuesto para el presente láser de Q-Switch es el filtro AO pasabanda desarrollado en el capítulo anterior (fig. 5.1), el cual al alimentarse con una señal acústica modulada en amplitud generará periodos de encendido y apagado para la transmisión óptica a la longitud de onda determinada por la señal de radio frecuencia (RF).

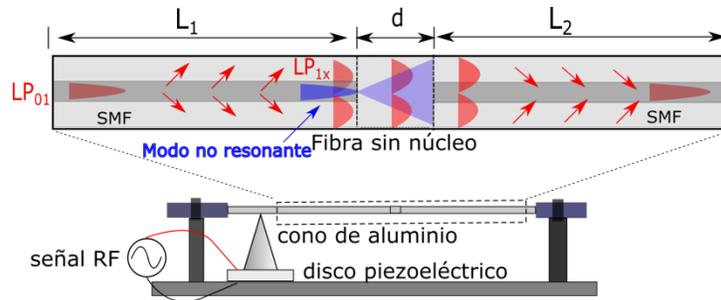


Fig. 5.1 Filtro acusto-óptico pasabanda basado en un BMF

Siguiendo el diseño del filtro AO pasabanda del capítulo 4, las dimensiones fueron  $L_1=24$  cm,  $d=1.185$  mm y  $L_2=48$  cm. Utilizando una fuente de luz supercontinua se midió el espectro de transmisión del filtro. La figura 5.2 muestra dicho espectro, en donde puede verse que la máxima atenuación ( $\sim -30$  dB) se encuentra alrededor de 1575 nm.

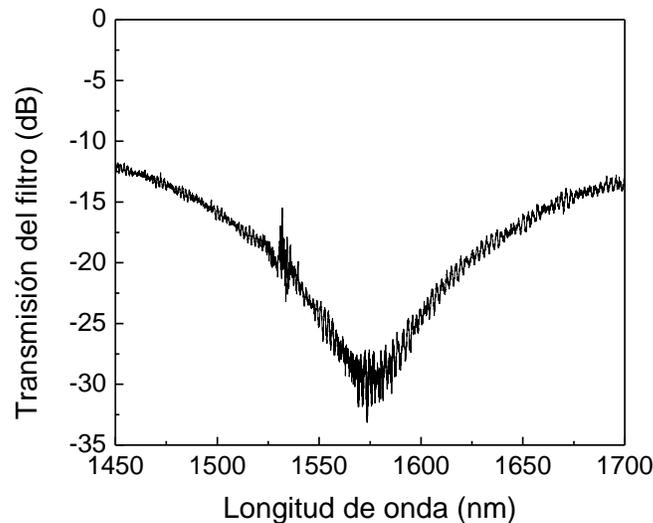


Figura 5.2 Prueba del filtro AO pasabandas con una fuente de luz supercontinua

Para su operación en el láser, la transmisión del filtro fue analizada también con un diodo superluminiscente (Q-Photonics QSDM-1550-2B) con un espectro de 1500 a 1600 nm, esto con la intención de encontrar el mejor pico de transmisión en la zona cercana a 1570 nm. La figura 5.3(a) muestra el espectro obtenido a una frecuencia acústica de 2.430 MHz, cuya resonancia corresponde a una longitud de onda de 1568.8 nm para el acoplamiento intermodal  $LP_{01}$ - $LP_{12}$ . A esta frecuencia también se observa el pico de transmisión

correspondiente al acoplamiento  $LP_{01}$ - $LP_{11}$ , cuya longitud de onda resonante es 1519 nm. En la figura 5.3(b) se muestra la sintonización del filtro para un rango de frecuencias acústicas de 2 a 2.8 MHz, donde se indica con una línea punteada las resonancias mostradas en la figura 5.3(a).

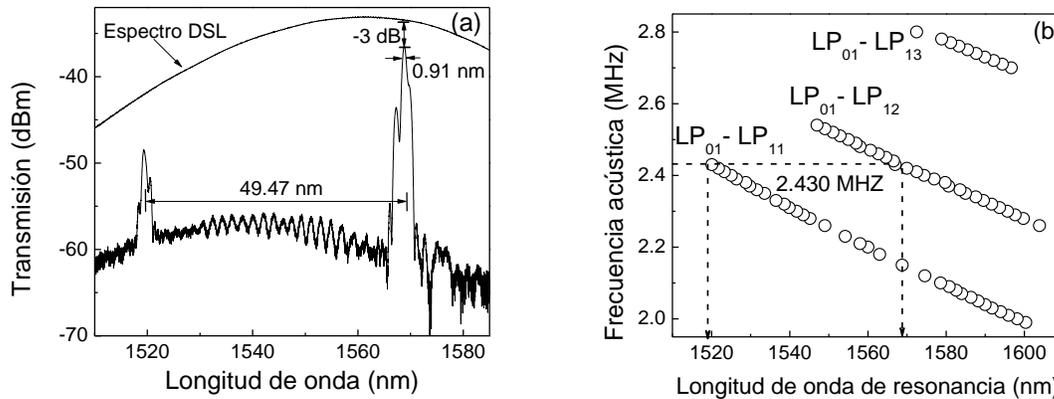


Figura 5.3 (a) Espectro de transmisión del filtro a 2.430 MHz. (b) Longitudes de onda resonantes para el filtro AO pasabandas.

De la figura 5.3(a) se resalta el pico centrado a una longitud de onda de 1568 nm. Se observa una atenuación máxima de los modos no resonantes de -27.9 dB; el pico tiene un ancho de banda óptico de 0.91 nm y cuenta con pérdidas mínimas por inserción de 3.03 dB. Debido a estas características, esta longitud de onda fue seleccionada para la prueba del filtro bajo una señal acústica modulada en amplitud. Para esto se utilizó una una señal de modulación cuadrada con una frecuencia de 1 kHz enviada al generador de funciones. La salida del generador fue amplificada y la señal eléctrica modulada fue enviada al disco piezoeléctrico. El filtro AO fue iluminado mediante un laser sintonizable (TLB 6700, New Focus) a la longitud de onda de 1568. La figura 5.4 muestra la periodicidad en la transmisión, se muestra también el valor de las pérdidas por inserción, el cual fue de -3.4 dB.

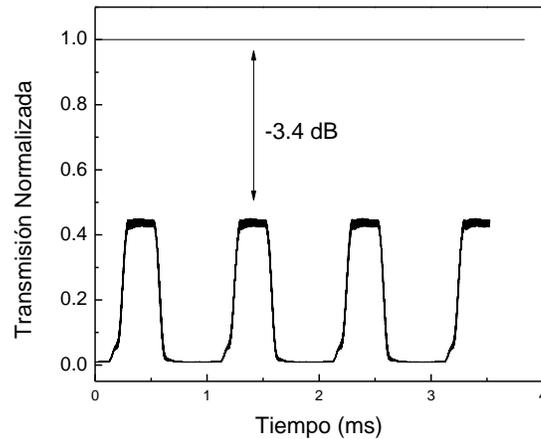


Figura 5.4 Transmisión generada por la modulación en el filtro AO

El tiempo de respuesta del filtro AO se muestra en la figura 5.5, los parámetros utilizados fueron los mismos mencionados en el párrafo anterior. En 5.5(a) se observa primeramente un tiempo de retraso de  $110 \mu\text{s}$  entre la señal eléctrica y la señal óptica, esto corresponde al tiempo que le toma a la onda acústica viajar desde el disco piezoeléctrico hasta el final de la sección  $L_1$ , donde se localiza el BMF; posteriormente hay un tiempo de  $181 \mu\text{s}$  entre una transmisión igual a cero para la señal óptica hasta su transmisión máxima, lo cual corresponde al tiempo en que la onda acústica viaja a través de la sección  $L_2$ , donde ocurre la reinsertión de la energía; finalmente, la transmitancia decae en un tiempo de  $96 \mu\text{s}$  (fig. 5.5(b)) , lo cual corresponde al tiempo en que la onda acústica viaja a través de la sección  $L_1$ , eliminando el acoplamiento entre el modo fundamental y el modo del revestimiento.

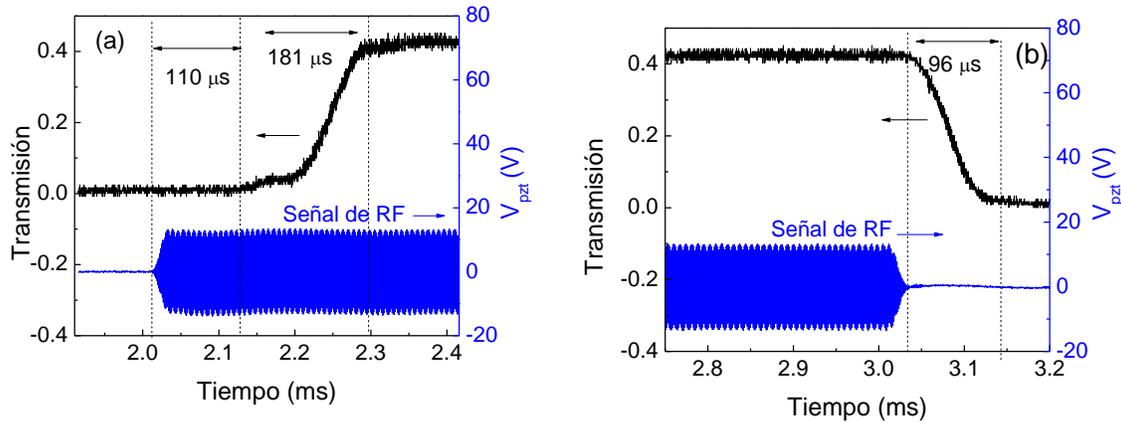


Figura 5.5 Tiempo de respuesta del FAO. (a) Tiempo de retraso y tiempo de subida de la señal óptica comparadas con la señal de RF. (b) Tiempo de bajada de la señal óptica cuando la señal de RF se apaga.

### 5.3 Láser de Q-switch basado en un filtro AO pasabandas

Una vez caracterizado el filtro AO pasabandas, así como su operación bajo una señal modulada, el siguiente paso fue incluirlo en una cavidad para producir emisión láser. La figura 5.6 muestra el arreglo experimental del láser propuesto. Como medio activo se utilizó un trozo de 3 m de fibra óptica de doble revestimiento codopada con Erblio e Yterbio (CorActive DCF-EY-10/128), la cual fue bombeada a 975 nm por un diodo láser de InGaAs (Q-Photonics, QSP-975-10). Se eligió una cavidad de anillo en la cual se incluyó el filtro AO pasabandas como selector de la longitud de onda de operación. El arreglo se complementó con un combinador de bombeo, con el cual se combina la señal de bombeo y la señal de emisión; un control de polarización, con el propósito de orientar la luz con el plano de vibración de la onda acústica; un acoplador 50/50 de donde se obtiene la salida láser, y un aislador para proveer una operación unidireccional. La emisión fue detectada con un detector de InGaAs (ThorLabs DET01CFC) y visualizada en un osciloscopio.

Es importante mencionar las ventajas de utilizar fibra de doble revestimiento co-dopada con Erblio e Yterbio como medio activo. Las fibras de doble revestimiento son llamadas así por poseer un revestimiento extra para la radiación de bombeo, logrando con ello guiar luz de manera dual; esto permite que la potencia de bombeo pueda incrementarse a mayor grado

[17], por lo tanto una mayor amplificación puede lograrse a una menor longitud del medio de ganancia, con lo que el láser puede compactarse considerablemente.

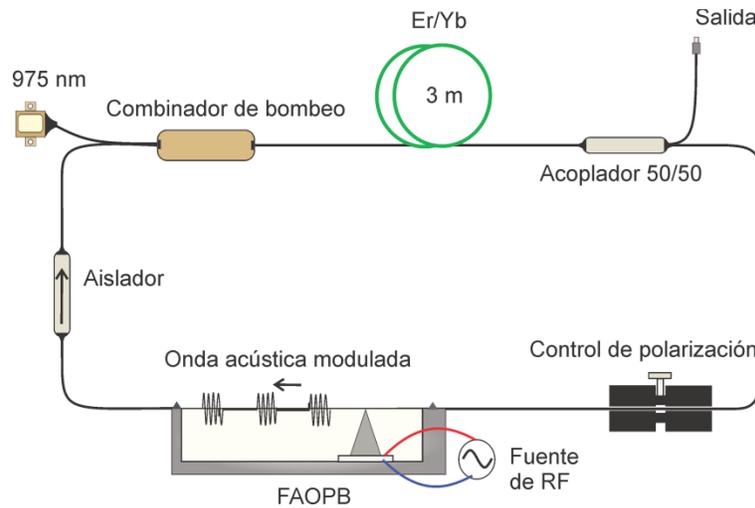


Figura 5.6 Arreglo experimental para el láser de Q-Switch

El proceso para la generación láser se describe a continuación. Por medio del combinador, la luz de bombeo a 975 nm se acopla al primer revestimiento de la fibra Er/Yb; esta longitud de onda coincide con la banda de absorción del Yb, por lo que los iones de Yb absorben el bombeo y transfieren la energía de manera eficiente hacia los iones de Er en sus estados de más alta energía, esto crea la condición para la inversión de población en Er, lo que servirá para generar emisión en un rango espectral del Er, alrededor de  $1.5 \mu\text{m}$  [17]. Una vez que la emisión es generada, la luz viaja a través de una fibra monomodo estándar fusionada a la fibra de Er/Yb y de aquí es guiada hasta el filtro AO pasabandas atravesando primero un acoplador 50/50, el cual es utilizado para obtener la salida láser. Para asegurar la máxima eficiencia del filtro, la luz previamente se hace pasar por el control de polarización, con lo que se orienta con el plano de vibración de las ondas de flexión. Al alimentar el filtro con una señal de RF se produce la atenuación de los modos no resonantes y se genera el pico de transmisión a la longitud de onda de resonancia correspondiente. Finalmente la luz transmitida pasa por el aislador y la cavidad se cierra al conectar el puerto del aislador con el puerto de señal del combinador.

Con la configuración propuesta se puede trabajar el láser en dos regímenes de operación: el régimen de onda continua (OC) y el régimen de Q-Switch. En el régimen de OC, el medio activo se bombea constantemente y la emisión es continua en el tiempo, a diferencia de la emisión de Q-Switch en donde las emisiones son pulsadas. Para la operación de OC de nuestro sistema, el filtro AO pasabanda fue alimentado con una señal de RF constante. La figura 5.7 muestra las emisiones láser obtenidas para un rango de frecuencias acústicas de 2.3997 MHz a 2.570 MHz aplicadas al filtro AO para una potencia de bombeo de 160 mW. Para estas mediciones se fijó el voltaje pico a pico aplicado al piezoeléctrico, con un valor de 24 V.

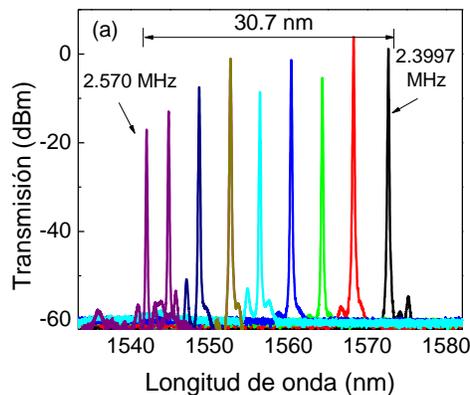


Figura 5.7 Operación del láser en el régimen de OC. Sintonización en longitud de onda para distintas frecuencias acústicas.

Puede verse de la figura 5.7 el rango de sintonización que presenta el láser en su operación de onda continua, el cual es de 30 nm. La emisión inicia desde 1542 nm para una frecuencia de 2.570 MHz hasta 1572 nm para una frecuencia de 2.3997 MHz, lo que corresponde a una razón de cambio de  $-0.18 \text{ nm/kHz}$ ; estas emisiones son producto de los acoplamientos intermodales  $LP_{01}$ - $LP_{12}$  (ver figura 5.2(b)). El acoplamiento más eficiente se encuentra en la longitud de onda de 1568 nm, obtenido a la frecuencia de 2.430 MHz, por ello se eligió dicha emisión para caracterizar la potencia de salida en función de la potencia de bombeo. La figura 5.8 muestra la potencia de salida en onda continua al incrementar la potencia de bombeo. El umbral se encuentra para un bombeo de aproximadamente 120 mW y la eficiencia que se obtiene es del 15%.

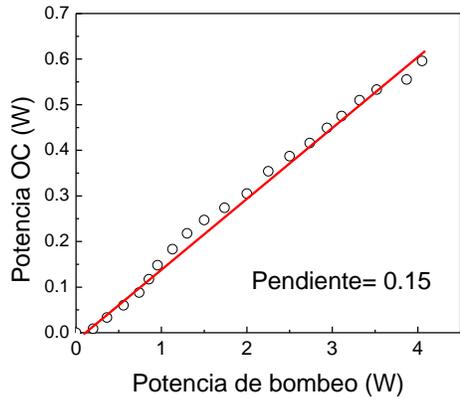


Figura 5.8 Potencia de salida en OC en función de la potencia de bombeo. Operación del láser en 1568 nm

Una vez caracterizado en el régimen de OC, se procedió a operar el láser en el régimen de Q-Switch. La figura 5.9 muestra el tren de pulsos de Q-Switch obtenido con una señal de modulación pulsada (gráfica azul), la cual fue generada por medio del generador de funciones del osciloscopio y enviada al generador de funciones con el propósito de modular la señal de RF con que se alimenta el filtro. La optimización de los pulsos de Q-Switch se realizó de manera experimental, tomando como punto de partida los valores obtenidos para el tiempo de respuesta del filtro y el acoplamiento intermodal más eficiente (sección 5.2). En la tabla 5.1 se resumen los parámetros para la obtención de los pulsos de Q-Switch.

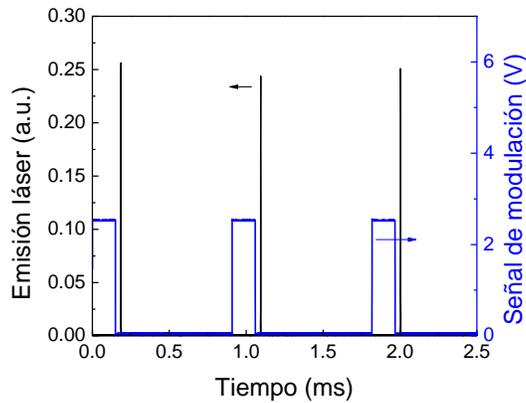


Figura 5.9. Tren de pulsos de Q-Switch (en negro). Señal de modulación (en azul)

Parámetro	Valor
Frecuencia de modulación	1.1 kHz
Ancho del pulso de modulación (tiempo de “encendido”)	150 $\mu$ s
Voltaje pico a pico en el piezoeléctrico	28 V
Frecuencia de la señal de RF	2.426 MHz
Potencia de bombeo	242 mW

Tabla 5.1 Parámetros de optimización de los pulsos de Q-Switch

Analizando los parámetros anteriores, se observa que la frecuencia de la señal de RF es de 2.426 MHz, lo que corresponde a un acoplamiento intermodal en la longitud de resonancia de 1569.4 nm, es decir, el láser de Q-Switch está optimizado para operar a dicha longitud de onda. La forma de los pulsos se muestra en la figura 5.10, en donde puede observarse un ancho de pulso de 1  $\mu$ s. La potencia pico medida para este pulso fue de 7.8 W.

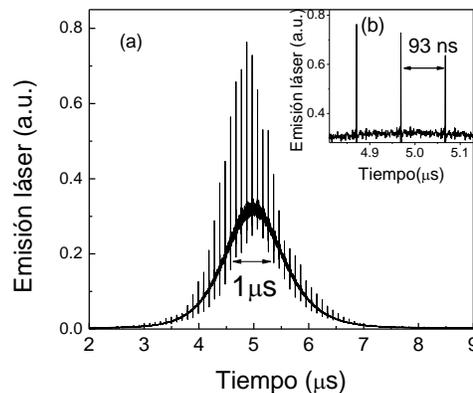


Figura 5.10 (a) Forma del pulso de Q-Switch. (b) Periodo de los pulsos de auto-amarre de modos.

De la figura 5.10 puede verse que el pulso a su vez está compuesto por pequeños pulsos de corta duración, los cuales se encuentran separados 93 ns, como se muestra en el recuadro del interior de la figura; estos pulsos deben su presencia al fenómeno de auto-mode locking, el cual ha sido observado tanto en el Q-switching activo como en el pasivo [18, 19]. El

tiempo de separación entre estos subpulsos corresponde al tiempo que le toma a la luz realizar un viaje por la cavidad.

Tomando los valores medidos para la potencia pico, el ancho temporal y asumiendo una forma gaussiana, se obtuvo un valor de 8.3  $\mu\text{J}$  para la energía del pulso, la cual fue calculada a partir de la expresión 5.2 [20].

$$P_p = f_s \frac{E_p}{\tau_p}, \quad (5.2)$$

donde  $f_s$  es un factor numérico que depende de la forma del pulso (0.94 para la forma gaussiana),  $E_p$  es la energía del pulso,  $P_p$  es la potencia pico del pulso y  $\tau_p$  es el ancho temporal del pulso.

La caracterización se complementó con las mediciones de la potencia pico y el ancho del pulso al variar la potencia de bombeo y la frecuencia de repetición. En la figura 5.11(a) se muestra, para una frecuencia de repetición de 1.1 kHz, la potencia pico y el ancho del pulso en función de la potencia de bombeo. Para una potencia de bombeo de 139 mW se tiene una potencia pico de 0.7 W, la cual va incrementándose hasta 7.8 W para un bombeo de 242 mW. El comportamiento del ancho del pulso es contrario a la potencia pico, es decir, al incrementar la potencia de bombeo se observa una reducción en la duración del pulso, la cual corre desde 3.06  $\mu\text{s}$  para un bombeo de 139 mW hasta 1  $\mu\text{s}$  para un bombeo de 242 mW. Para valores más altos en la potencia de bombeo se observó la presencia de un pulso satélite a un lado del pulso de Q-Switch principal, esto fue determinante para limitar el máximo de la potencia de bombeo en 242 mW. Dichos pulsos satélite son debidos a que la alta energía de bombeo no es extraída en su totalidad por el pulso de Q-Switch, de modo que este exceso es liberado como un pulso adyacente [21]. La figura 5.11(b) muestra la aparición del pulso satélite pulso para un valor de bombeo 350 mW.

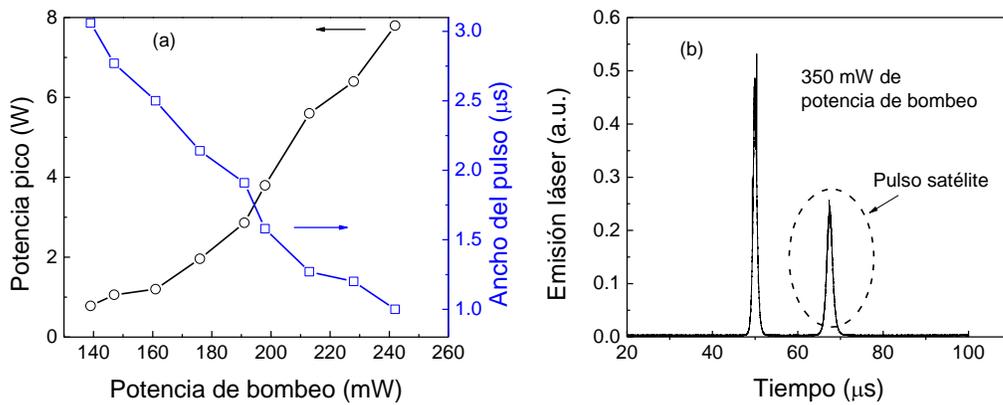


Figura 5.11 (a) Potencia pico y ancho del pulso en función de la potencia de bombeo. (b) Efecto de incrementar la potencia de bombeo a valores más altos de 242 mW.

La figura 5.12 muestra la variación de la potencia pico y del ancho del pulso al incrementar la frecuencia de repetición desde 1.1 kHz hasta 4.5 kHz, en este caso se fijó la potencia de bombeo en 242 mW. La máxima potencia pico, 7.8 W, se obtiene para el valor de 1.1 kHz y esta va descendiendo hasta un valor de 0.2 W para una frecuencia de repetición de 4.5 kHz. Por su parte, el ancho del pulso va incrementando su valor desde 1  $\mu\text{s}$  hasta 4.4  $\mu\text{s}$ , en comportamiento inverso a la potencia pico. Analizando esta gráfica podemos concluir que para valores cercanos a 1.1 kHz, la energía se almacena en la cavidad de manera óptima, mientras que para valores más altos en la frecuencia de repetición, la energía almacenada en la cavidad no se recupera completamente entre dos pulsos consecutivos provocando con ello un decremento en la potencia pico.

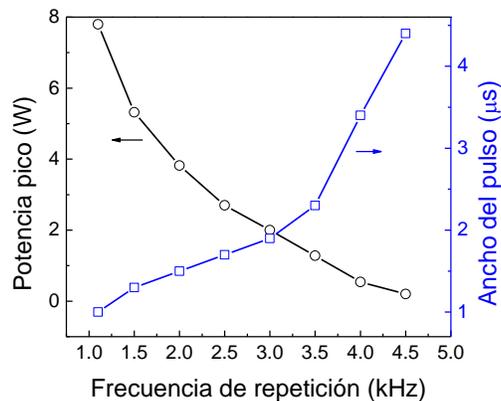


Figura 5.12 Potencia pico y ancho del pulso en función de la frecuencia de repetición

## 5.4 Conclusiones

En este capítulo se mostró la aplicación del filtro acusto-óptico pasabandas en un láser de Q-Switch todo fibra. La respuesta del filtro fue caracterizada bajo una señal modulada con el objetivo de optimizar los parámetros para su funcionamiento como un modulador acusto-óptico pasabanda.

El filtro fue incluido en una cavidad láser de anillo todo-fibra, con lo que fue posible variar la longitud de onda de emisión de 1542 a 1572.7 nm en el régimen de onda continua. Bajo una señal acústica modulada en el filtro se indujo una variación periódica de las pérdidas en la cavidad, con lo que fue posible generar pulsos de Q-Switch a una longitud de onda de 1572.7 nm con una frecuencia de repetición de 1.1 kHz. La potencia pico de los pulsos de Q-Switch fue de 7.8 W para un bombeo de 242 mW. De los resultados obtenidos se destacan el alto rango de sintonización del láser (30.7 nm) en su operación en onda continua, así como la operación pasabanda del filtro AO que evita el uso de rejillas de Bragg en el arreglo experimental.

Como futuras mejoras al láser se propone la reducción de la longitud del FAOPB, con lo que un tiempo de respuesta más corto puede ser obtenido y, en consecuencia, pulsos más cortos y energéticos.

## 5.5 Referencias

1. C. Cuadrado-Laborde et al. "In-Fiber Acousto-optic devices for laser Applications", *Opt. Photonics News* 22 (5), 37( 2011)
2. V. Ter-Mikitychev, *Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers*, Springer, p 99 (2014).
3. S. Gräf et al., "High precision materials processing using a novel Q-switched CO<sub>2</sub> laser", *Opt. Laser Eng* 66, 152(2015).
4. I. Rhode et al., "Resection of calcified aortic heart leaflets in vitro by Q-Switched 2 μm microsecond laser radiation", *J. Card. Surg.* (30), 157(2015).

5. M.C. Lee et al., "Treatment of melasma with mixed parameters of 1064 nm Q-switched Nd:YAG laser toning and enhanced effect of ultrasonic application of vitamin C: a split face study" *Lasers Med. Sci* 30, 159(2015).
6. A.V. Fedorov et al., *Periodic Q-Switched dual-wavelength lasing regime for remote sensing applications*, CLEO OSA, paper STh4J.5(2016).
7. F. Ashraf et al., "Detection and analysis on versatile coding strategies of high frequency active Q-Switched Nd:YVO<sub>2</sub> laser for irradiance on different targets", *Opt. Laser Technol.* 64, 124(2014).
8. E. M. Sholokhov et al., "All-fiber holmium laser", *Laser Phys. Lett.* 8(5), 382(2011).
9. M. Delgado Pinar et al., "Enhanced Q-switched distributed feedback fiber laser based on acoustic pulses", *Laser Phys. Lett.* 6(2), 139(2009).
10. S. M. Kobstev et al., "High-energy Q-Switched fiber laser based on the side-pumped active fiber", *Laser Phys.* 18(11), 1230(2008).
11. A. S. Kurkov et al., "All-fiber Yb-Ho pulsed laser", *Laser Phys. Lett.* 18(2), 135(2009).
12. P. Pérez-Millán et al., "Q-Switched all-fiber laser base don magnetostriction modulation of a Bragg grating", *Opt. Express* 13(13), 5046(2005).
13. N. A. Russo et al., "High efficiency Q-Switched erbium fiber laser using a Bragg grating-based modulator", *Opt. Commun.* 210, 361(2002).
14. T. Imai et al., "A wavelength tunable Q-Switched fiber laser using fiber Bragg gratings", *Electron. Commun. Jpn.* 80(11), 195(1997).
15. C. Cuadrado-Laborde et al., "Q-Switched all-fibre laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator", *Opt. Commun.* 274, 407(2007).
16. M. Delgado-Pinar et al., "Q-Switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating", *Opt. Express* 14(3), 1106(2006).
17. V. Ter-Mikitychev, *Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers*, Springer, pp. 3 (2014).
18. V. N. Philippov et al., "Advanced configuration of erbium fiber passively Q-Switched laser with CO<sub>2</sub>+ZnSe crystal as saturable absorber", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 16, 57(2004).

19. G. P. Lees and T. P. Newson, "Diode pumped high power simultaneously Q-Switch and self-mode-locked erbium doped fiber laser", *Electron. Lett.* 32, 332(1996).
20. R. Paschotta, *Field guide to laser pulse generation*, SPIE press, Bellingham, WA, pp. 3 (2008).
21. S. M. Zang et al., " All-fiber actively Q-Switched Er/Yb co-doped ring laser" *Microwave Opt. Technol. Lett.* 49(9), 2183(2007).

## Capítulo 6 Conclusiones

### 6.1 Conclusiones generales

En este proyecto se demostró el potencial de la interacción acusto-óptica en fibras ópticas para su aplicación en el diseño de dispositivos todo-fibra. Partiendo de la teoría básica de la interacción AO se diseñó una herramienta de simulación para moldear la respuesta espectral de un filtro AO rechazabanda, esta herramienta fue hecha para una fibra monomodo estándar y para fibras estrechadas, con la posibilidad de diseñar perfiles geométricos complejos. También fueron implementados tres dispositivos AO novedosos a partir del arreglo básico de la interacción AO por ondas acústicas de flexión. El primero fue un filtro AO pasabanda, el cual utilizó un bloqueador del modo fundamental fabricado con un trozo de fibra sin núcleo, este filtro resultó novedoso por su fabricación, mostrando resultados comparables con los filtros AO pasabanda más eficientes desarrollados en investigaciones similares. Este filtro permitió el diseño de un modulador AO pasabanda, y un láser de Q-Switch. Al incorporar el bloqueador del modo fundamental en estos dispositivos, les otorgó una característica pasabanda que los vuelve interesantes para mejoras e investigaciones futuras, ya que esta característica evita el uso de elementos de filtrado adicionales como rejillas de Bragg, lo cual requiere procesos más complicados de fabricación.

En el capítulo 2 se presentó el análisis teórico para la propagación de las ondas elásticas y ondas electromagnéticas en fibras ópticas. A través de este análisis fue posible comprender la interacción entre ambas, enfocándonos en las ondas elásticas de flexión y los modos ópticos en la condición de guiado débil. El desarrollo teórico de la interacción AO permitió diseñar un modelo numérico para simular la transmisión de un filtro AO rechazabanda. La transmisión simulada fue puesta a prueba al compararse con la transmisión obtenida de manera experimental. Para esto se implementó el arreglo básico de la interacción AO en fibras por ondas de flexión. Hubo una buena correspondencia entre la transmisión obtenida de manera experimental y la transmisión simulada, lo que mostró al modelo numérico como una herramienta útil para la comprensión del fenómeno.

En el capítulo 3 se extendió el modelo numérico desarrollado en el capítulo 2 para incluir el efecto de la interacción AO en fibras estrechadas. Se modificó el programa de simulación para considerar el efecto de las transiciones y el cuello de una fibra estrechada. Para el caso de las fibras estrechadas bicónicas, se tomó en cuenta el papel de las transiciones, las cuales contribuyen de manera importante en la forma del espectro de transmisión, principalmente ensanchando los picos de atenuación y logrando con ello un aumento en el ancho de banda. Con la técnica de fusión y estiramiento se fabricaron fibras estrechadas de 80, 70 y 65  $\mu\text{m}$  y su espectro debido a la interacción AO fue comparado con el espectro obtenido de la simulación. El modelo permitió analizar las contribuciones independientes de cada sección en la transmitancia final.

Se diseñó también una fibra estrechada con un perfil geométrico complejo con la intención de obtener un espectro de transmisión específico, en este caso una atenuación con fondo plano. Mediante una serie de simulaciones se determinaron las dimensiones de la estructura necesarias para obtener dos resonancias cercanas entre sí, de tal manera que ambas contribuyeran a formar un espectro plano. La fibra estrechada consistió en dos fibras concatenadas de manera tal que la estructura compleja presentara un cuello de 80  $\mu\text{m}$  y una transición de 65 a 125  $\mu\text{m}$ . La estructura fue fabricada y, mediante la interacción AO, se obtuvo una atenuación casi plana de 34 nm de ancho de banda y una profundidad máxima de atenuación de 8.5 dB para una frecuencia acústica de 0.446 MHz. De acuerdo con estos resultados, el modelo numérico se presenta como una herramienta más en el diseño de estructuras estrechadas para obtener espectros de transmisión determinados.

En el capítulo 4 se diseñó e implementó un filtro acusto-óptico sintonizable pasabandas basado en un novedoso bloqueador del modo fundamental. El BMF fue realizado al fusionar un trozo de fibra sin núcleo con dos segmentos de fibra SMF-28. Para determinar la longitud de interacción óptima del filtro se realizaron los experimentos correspondientes, donde pudo verse el papel de la atenuación de las ondas de flexión a lo largo de la fibra. Tomando en cuenta lo anterior, se eligió una longitud de interacción de 70 cm, con la cual se obtuvo un pico de transmisión con 1.2 dB de pérdidas por inserción a la longitud de onda

de 1527.7 nm. Una vez caracterizado el filtro, se indujo una onda de flexión estacionaria al incluir un reflector acústico. Con este procedimiento el filtro se comportó como un modulador AO pasabanda, el cual fue también caracterizado presentando una profundidad de modulación máxima de 28 % a la longitud de onda de 1526.8 nm para una frecuencia acústica de 2.384 MHz.

Finalmente, en el capítulo 5 se mostró una aplicación del filtro AO pasabanda al incluirlo como elemento activo en un láser de Q-Switch. La característica pasabanda del filtro se menciona como una contribución importante al diseño de este tipo de láseres, ya que arreglos similares requieren elementos de filtrado adicionales como las rejillas de Bragg, lo que resulta en una mayor complejidad en la implementación. El filtro se incluyó en una cavidad láser de anillo todo-fibra, con lo que fue posible variar la longitud de onda de emisión de 1542 a 1572.7 nm en el régimen de onda continua. Para producir una variación del factor Q de la cavidad, se alimentó al filtro con señal acústica modulada en amplitud, con lo que fue posible generar pulsos de Q-Switch a una longitud de onda de 1572.7 nm con una frecuencia de repetición de 1.1 kHz. La potencia pico de los pulsos de Q-Switch fue de 7.8 W para un bombeo de 242 mW.

## **6.2 Trabajo a futuro**

Aunque se considera concluido para efectos de esta tesis, el trabajo realizado durante este proyecto ofrece la posibilidad de futuras investigaciones. Primeramente, a través del modelo numérico del capítulo 3, en donde se aprovechó la geometría de una fibra estrechada como elemento de diseño, pueden fabricarse estructuras complejas con distintos perfiles geométricos, principalmente para incrementar el ancho de banda de una atenuación. El modelo ofrece la posibilidad de simular la transmisión debida a distintas dimensiones de transiciones y cuello, con lo que puede moldearse una atenuación requerida en aplicaciones tales como los moduladores acusto-ópticos incluidos en un laser de amarre de modos activo, los cuales requieren de un ancho de banda optimizado para un funcionamiento eficiente.

Del filtro AO pasabanda pudo verse cómo al considerar la atenuación de las ondas de flexión a lo largo de la fibra, la distancia óptima para su funcionamiento fue de 70 cm, la cual es relativamente larga y resulta una desventaja en este tipo de dispositivos. Una manera de volver más eficiente el acoplamiento es con fibras estrechadas, con lo que la longitud de interacción puede ser reducida. Derivado de esto, se propone realizar la investigación correspondiente para reducir la longitud de interacción por medio de fibras estrechadas y volver al dispositivo más corto, lo que resultaría en una mejora importante.

La desventaja anterior, con respecto a la longitud de interacción del filtro AO pasabanda, no solo afecta por cuestiones de tamaño sino también por el tiempo de respuesta del dispositivo. En el capítulo 5, bajo una señal modulada, se obtuvo un tiempo de respuesta para el filtro relativamente largo, lo que para el láser de Q-Switch tiene consecuencia en el ancho del pulso y por consecuencia en la potencia pico obtenida. Un tiempo de respuesta más corto resultaría en anchos de pulso menores y mayor potencia pico. Así, una mejora en la longitud de interacción, es decir, reduciéndola, permitiría implementar un láser de Q-Switch más eficiente que el mostrado en esta tesis.

Finalmente, se propone la utilización del modulador AO pasabanda, desarrollado en el capítulo 4, en un láser Mode-Lock activo. Este tipo de láseres requieren ajustar el tamaño de la cavidad de manera tal que el tiempo que viaja la luz una vuelta en la cavidad coincida con el periodo de la modulación. El uso del modulador AO pasabanda ofrece la ventaja de eliminar el uso de rejillas de Bragg en la cavidad que limitan el ancho de banda del medio de ganancia, abriendo la posibilidad de generar pulsos ultracortos de luz empleando una técnica de modulación activa.