



**CENTRO DE INVESTIGACIONES  
EN OPTICA, A.C.**

**IMPLEMENTACION Y CARACTERIZACION DE  
LASERES DE FIBRA OPTICA ACTIVADA CON  
ITERBIO**

Presenta:

M. en C. Irma Lorena Villegas García

COMO REQUERIMIENTO PARA LA OBTENCIÓN DEL GRADO DE  
DOCTOR EN CIENCIAS (ÓPTICA)

ASESOR DE TESIS

Dra. Ma. Alejandrina Martínez Gámez

Centro de Investigaciones en Óptica

CO-ASESOR DE TESIS

Dr. Miguel V. Andrés Bou

Universidad de Valencia

León, Gto., Méx.,

Diciembre 2011



***DEDICADO A***

***MIS PADRES:***

***PEDRO VILLEGAS***

***GRACIELA GARCÍA***

***MIS HERMANOS:***

***MA. GRACIELA***

***PEDRO***

***MA. ISELA***

***DIANA VANESSA***



# Agradecimientos

Agradezco ampliamente a mis asesores Dra. Alejandrina Martínez Gámez y el Dr. Miguel V. Andrés por su apoyo, ideas y paciencia brindada durante el desarrollo de la tesis.

Un agradecimiento especial a al Dr. Antonio Díez y al Dr. Christian Cuadrado Laborde por todo lo que aprendí al trabajar con ellos y por la gran ayuda que me han brindado.

A todas las autoridades y personal del CIO por haberme abierto sus puertas. A la Dirección de Formación Académica, en especial al Dr. Francisco Javier Cuevas de la Rosa y la Lic. Guillermina Muñiz Palancares y a todos los maestros que fueron parte de mi formación académica.

A mis compañeros y amigos que me han acompañado durante todos estos años. A CONACYT por la beca 167929, otorgada para la realización de mis estudios de Doctorado.

Al Dr. Alejandro Martínez, al Dr. Víctor Joel Pinto Robledo y a la Dra. Ana Laura Benavides Obregón por sus comentarios y correcciones hechas para la realización de este trabajo de tesis.



## **Tabla de contenido**

Agradecimientos .....	v
Tabla de contenido .....	vii
Tabla de Figuras .....	xi
Capítulo 1 .....	15
Introducción .....	15
Referencias .....	21
Capítulo 2 .....	23
Láseres Pulsados .....	23
Introducción.....	23
2.1 Propiedades de las tierras raras.....	24
2.2 Espectroscopía del ión Yb .....	25
2.3 Q-switching .....	27
2.3.1 Ecuaciones de balance .....	27
2.3.2 Régimen Q- Switching activo.....	29
2.4 Mode-locking .....	35
2.4.1 Mode Locking Activo.....	37
Referencias .....	42
Capítulo 3 .....	45
Propagación de ondas acusto-ópticas a lo largo de una fibra óptica.....	45
Introducción.....	45
3.1 Perturbaciones generadas por una onda acústica.....	46
3.2 Ondas acústicas de flexión .....	47

---

3.2.1 Perturbación en el índice de refracción por ondas acústicas de flexión .....	50
3.2.2 Teoría de modos acoplados.....	51
3.3 Perturbación en el índice de refracción por ondas acústicas longitudinales .....	54
3.3.1 Propagación de ondas acústicas longitudinales a lo largo de una rejilla de Bragg.....	55
Referencias .....	58
Capítulo 4.....	61
Modulador acústico óptico basado en el uso de ondas acústicas de flexión.....	61
Introducción.....	61
4.1 Desarrollo experimental .....	62
4.2 Caracterización espectral del modulador.....	65
4.2.1 Sintonización de la longitud de onda y control del nivel de atenuación del modulador .....	65
4.2.2 Tiempo de respuesta del modulador .....	71
4.3 Conclusiones .....	72
Referencias .....	73
Capítulo 5.....	75
Láser de Iterbio todo fibra en régimen Q-Switching activo.....	75
Introducción.....	75
5.1. Arreglo experimental y la técnica de Q-switching .....	77
5.2 Láser de fibra óptica dopada con iones de Iterbio en régimen Q-switching activo .....	81
5.2.1 Caracterización láser en régimen de onda continua.....	81
5.2.2 Caracterización láser en régimen Q-switching activo .....	83



---

5.3 Conclusiones .....	88
Referencias .....	89
Capítulo 6.....	93
Introducción.....	93
6.1. Arreglo experimental.....	94
6.2. Caracterización espectral del dispositivo .....	96
6.3 Conclusiones .....	101
Referencias .....	102
Capítulo 7.....	105
Láser de Iterbio todo fibra en régimen.....	105
Mode-locked .....	105
Introducción.....	105
7.1 Arreglo experimental del láser .....	107
7.2 Modulador acústico óptico de amplitud .....	109
7.3 Láser de Iterbio 100 % fibra óptica en régimen mode-locked .....	110
7.3 Conclusiones .....	117
Referencias .....	118
Capítulo 8.....	123
Conclusiones .....	123
Apéndice A.....	126
Publicaciones:.....	126
Capítulos de libros.....	126



## Tabla de Figuras

Fig. 2. 1 a) Niveles de energía y b) secciones transversales de absorción (línea punteada) y emisión (línea sólida) del ión $\text{Yb}^{3+}$ .....	25
Fig. 2. 2 Esquema general de un láser de 2 niveles.....	27
Fig. 2. 3 Proceso de formación de un pulso Q-switching[16].....	31
Fig. 2. 4 Amplitud e intensidad de la suma de tres ondas en fase[17]......	36
Fig. 2. 5 Mode Locking AM: (a) condición de estado estacionario, (b) pulso de luz que llegan antes del tiempo $t_m$ de pérdidas mínimas, (c) pulso corto (pulse-shortening) que se produce cuando el pulso llega al tiempo $t_m$ [16]......	39
Fig. 3. 1 Efecto de una onda acústica sobre el índice de refracción efectivo[8]. .....	49
Fig. 3. 2 Efectos de la propagación de una onda acústica longitudinal a lo largo de una rejilla de Bragg, se puede observar como el periodo se alarga y se estrecha al propagarse una onda acústica longitudinal de longitud de onda $\lambda_s$ sobre la rejilla de Bragg[13]. .....	56
Fig. 4. 1 Arreglo experimental utilizado para la implementación de un dispositivo acústico-óptico. ....	62
Fig. 4. 2 Espectros de transmitancia de la fibra SMF 980 reducida a 76 micras de diámetro (taper) y cuya longitud de interacción es de 10 cm. La figura muestra como varía el espectro de atenuación a diferentes frecuencias de la onda acústica. Las flechas muestran como el mismo pico de atenuación se desplaza a longitudes de onda más cortas conforme la frecuencia de la onda acústica es incrementada.....	66
Fig. 4. 3 Longitudes de onda resonantes como función de la frecuencia acústica para los tres primeros modos de acoplamiento. ....	67

---

Fig. 4. 4 Espectros de transmitancia causados por el primer y tercer modo de acoplamiento mediante la aplicación de una señal senoidal a 825 kHz y 1821.1 kHz para diferentes voltajes aplicados al piezoeléctrico. ....	68
Fig. 4. 5 Transmitancia como función del voltaje aplicado al piezoeléctrico (recuadros negros), a una longitud de onda resonante y frecuencia fijas en este caso las longitudes de onda son de 1067 nm y 1064 nm para las frecuencias de 825 kHz y 1821.1 kHz, la curva representa el ajuste teórico de acuerdo a una función seno cuadrado. ....	69
Fig. 4. 6 La grafica muestra la señal senoidal modulada por una señal rectangular que fue aplicada al piezoeléctrico. ....	70
Fig. 4. 7 Las graficas muestran la transmitancia en función del tiempo. Las líneas punteadas muestran el tiempo de conmutación del dispositivo que fue implementado en una fibra estrechada hasta 76 $\mu\text{m}$ con una longitud de interacción de 10 cm. ....	71
Fig. 5. 1 Arreglo experimental laser de fibra óptica en régimen Q-Switching activo. El modulador acusto-óptico se define por los elementos dentro de la línea discontinua; AD son los absorbentes de la onda acústica. ....	77
Fig. 5. 2 Caracterización espectral del modulador acústo óptico (MAO). Espectro de transmisión del dispositivo cuando una onda acústica de 885 kHz de frecuencia se propaga a lo largo de la fibra, la amplitud de RF aplicado en este caso fue de 26 Vpp. Curva de sintonización del pico de atenuación seleccionado. ....	79
Fig. 5. 3 Caracterización del láser en régimen de onda continua: (a) La grafica muestra el espectro de emisión laser. (b) Potencia óptica de emisión laser en régimen de onda continua (CW) como función de la potencia de la bombeo. ....	82
Fig. 5. 4 Evolución temporal de pérdidas y ganancia en un láser Q-switching activo. El Q-switching es activo a $t = 0$ . La potencia comienza a crecer exponencialmente en este punto y alcanza su valor más alto en tan solo 0.2 $\mu\text{s}$ [19]. ....	84
Fig. 5. 5 (a) Señal de modulación (arriba) a una razón de repetición de 1 kHz junto con la salida laser en régimen Q-switching (abajo). (b) Detalle de un solo pulso Q-switching (b) (puntos de dispersión), junto con su correspondiente ajuste a una función de Gaussiana (curva continua). ....	85

---

Fig. 5. 6 Potencia pico y ancho temporal en la operación del laser en regimen Q-switching como función de la potencia de bombeo, (a) y (b), respectivamente, para varias razones de repetición. ....	86
Fig. 5. 7 Ancho (▲)y potencia de pico (■)de los pulsos Q-switching en función de la frecuencia de repetición para una potencia de bombeo fija de 70 mW. ....	87
Fig. 6. 1 Arreglo experimental del modulador acústo-óptico. ....	94
Fig. 6. 2 Espectros de Reflexión del AOMFG cuando (a) no hay señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico y (b)-(d) cuando se aplica una señal de 4.400, 5.460 y 5.5107 MHz de frecuencia, y un voltaje pico-pico de entre 4 y 8 V, respectivamente. En d) se pueden observar las intensas bandas laterales del primer orden, y es posible distinguir las bandas laterales de segundo orden, además de la simetría casi perfecta en ambos casos, lo cual es un indicador de la uniformidad de la rejilla de Bragg[2]. 95	95
Fig. 6. 3 La grafica muestra la reflectividad del pico de la rejilla de Bragg original (triángulos) y el pico lateral de orden 1 (círculos), como función del voltaje de la señal RF aplicada al piezoeléctrico. La frecuencia acústica en este caso fue 5.5107 MHz. En b) los dos últimos puntos son debido a la saturación del piezoeléctrico causado por el alto voltaje aplicado[2].....	97
Fig. 6. 4 Variación de la longitud de onda desde la longitud de onda de Bragg de la rejilla: (a) banda lateral de orden -1 y (b) banda lateral de orden 1, en función de la frecuencia aplicada al piezoeléctrico, las líneas punteadas muestran el ajuste teórico y los puntos representan los datos experimentales.....	98
Fig. 6. 5 Arreglo experimental del modulador acústo óptico donde ondas acústicas estáticas son creadas a lo largo de la fibra. ....	99
Fig. 6. 6 la señal óptica reflejada por la longitud de onda de la banda lateral, cuando la onda acústica es aplicada (puntos de dispersión) y el voltaje de la señal RF (curva continua). En ambos casos, la señal RF aplicada al piezoeléctrico fue de 5.556 MHz y 20 Vpp.....	100
Fig. 7. 1 Arreglo experimental laser de fibra óptica en régimen mode-locked.....	107

---

Fig. 7. 2 (a) Espectro de reflexión del modulador acústico óptico, (b) - la señal óptica reflejada por la longitud de onda de la banda lateral, cuando las ondas acústicas son aplicadas (puntos de dispersión) y el voltaje de la señal RF (curva continua). En ambos casos, una señal RF de 5.556 MHz y 20 V es aplicada al piezoeléctrico....	108
Fig. 7. 3 La primera grafica muestra la señal de voltaje utilizada para accionar el piezoeléctrico (línea punteada) a 5.55 MHz junto con el tren de pulsos mode-locked individuales (línea continua) generados en 11,1 MHz para una potencia bombeo de 455 mW. La grafica de abajo muestra un detalle de un pulso mode-locked. ....	111
Fig. 7. 4 La grafica superior muestra al igual que la figura anterior, el tren de pulsos mode-locked pero ahora se generaron pulsos pares debido a que la potencia de bombeo fue incrementada hasta 588 mW. La grafica inferior muestra un detalle de uno de estos pulsos pares generados. ....	112
Fig. 7. 5 Potencia promedio de en función de la potencia de bombeo, para una señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico de 5,58 MHz y 20 V.....	114
Fig. 7. 6 Ancho temporal en función de la potencia de bombeo, para una señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico de 5,58 MHz y 20 V.....	115

# Capítulo 1

## Introducción

La tecnología de fibras ópticas fue desarrollada en la década de los 1950's mientras que la de fibras especiales, en particular las fibras de vidrio activadas con iones de tierras raras, comienza en la década de los 1960's con la invención de la fibra láser, es decir de una fibra óptica que puede implementarse para que tenga el funcionamiento de un láser[1].

A partir de 1985 [2] resurge el interés en el tema al lograrse la fabricación de fibras láser que cumplen la función de un amplificador. Este resurgimiento fue impulsado en gran medida por dos factores: i) la disponibilidad de láseres diodo de semiconductor en forma de barras de alta potencia y alta confiabilidad y ii) el perfeccionamiento en la elaboración de fibras de vidrio.

Los láseres de fibra activados con iones de tierras raras y otros dispositivos basados en estos láseres han tenido mucho éxito debido a su alta estabilidad, su tamaño compacto, pequeño volumen y peso, eficiente disipación de calor (por la relación existente entre el área de su superficie y el volumen) y excelente calidad de rayo[3, 4].

También se han demostrado experimentalmente métodos para realizar pulsos cortos en fibras ópticas activadas con iones de tierras raras. Los pulsos cortos de alta potencia generados por estas fibras láser —siendo un dispositivo compacto y práctico—tienen una variedad de usos tanto en telecomunicaciones ( en el bombeo de

amplificadores ópticos), en cirugía médica, a nivel industrial en microcortadoras y microsoldaduras, como fuente de alta potencia y como switches ópticos.

Una fibra láser es una fibra óptica que ha sido dopada (activada) con iones de una o más tierras raras. El principio en que se basa es el siguiente: la radiación electromagnética bombeada dentro de la fibra se propaga a lo largo de esta y es absorbida por el material activo que se encuentra en el núcleo de la misma. Al absorber la radiación, los electrones del estado base de la tierra rara se excitan. Estos estados se relajan por emisión de fonones y fotones. A esta emisión, tanto radiativa como no radiativa se le llama fluorescencia. El funcionamiento de la fibra láser involucra la fluorescencia y se basa en la retro-alimentación óptica proporcionada por la reflexión en dos espejos situados en los extremos de la fibra (la fibra junto con los dos espejos forman la cavidad resonante).

Sin embargo, debieron resolver importantes problemas antes de lograr un desarrollo significativo. Así, por ejemplo, al tratar de incrementar la potencia de salida de las fibras láser utilizando barras de láseres diodo, debe tenerse en cuenta que el diámetro de la sección transversal de una fibra láser mide entre 2.5 y 5 micras y tiene una apertura numérica de 0.16 mientras que la sección transversal de la salida del láser semiconductor mide alrededor de 100 micras con una apertura numérica de 0.6. Esta diferencia de apertura numérica de la sección transversal de la fibra de vidrio y el láser diodo tiene como consecuencia un acoplamiento de bombeo muy bajo.

El problema se resuelve de la siguiente forma: se fabrican fibras láser especiales de doble revestimiento. El núcleo de vidrio que contiene los iones activos (en este caso Yterbio) mide 5-10 micras y de una apertura numérica de 0.16, a este núcleo lo rodea una capa de 100-400 micras también de vidrio y con una apertura numérica de 0.4, el cual actúa simultáneamente como revestimiento y como el núcleo



de una guía a lo largo de la cual se propaga la potencia de bombeo. El confinamiento de la radiación en el primer revestimiento se logra a través de un segundo revestimiento elaborado a base de un material con bajo índice de refracción ( $n < 1.47$ ). La radiación que se propaga a lo largo del primer revestimiento es gradualmente absorbida por el material activo que se encuentra en el núcleo de la misma. Al absorber la radiación los iones de Yterbio se produce la excitación de sus electrones.

El funcionamiento de la fibra como láser se inicia con esta fluorescencia y se basa en la retroalimentación óptica proporcionada por la reflexión de los espejos construidos en los extremos de la fibra. Estas fibras láser de doble revestimiento, activadas con altas concentraciones de iones de Yterbio, permiten el acoplamiento eficiente de potencia de bombeo de láseres diodo y son capaces de producir potencia continua de salida del orden de decenas de Watts [5-7].

Si el número de iones que se excitaron al absorber la radiación es el mismo que el número de iones que decaen radiativamente (al tiempo de decaimiento característico se le llama tiempo de decaimiento radiativo  $\tau_r$ ) se dice que no hay pérdidas. Una propiedad que cuantifica la calidad de una fibra láser es la eficiencia de conversión[4], la cual se define como  $\eta = \tau / \tau_r$  donde  $\tau$  es el tiempo de decaimiento de la fluorescencia, el cual involucra tanto decaimientos radiativos como no radiativos. El  $\text{Yb}^{3+}$  presenta grandes secciones eficaces de absorción y emisión. La sección eficaz de absorción se entiende como la probabilidad por unidad de tiempo de que, el ión de  $\text{Yb}^{3+}$  absorba un fotón. La sección eficaz de absorción del  $\text{Yb}^{3+}$  es del orden de  $2.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$  y es más grande respecto a la que presentan elementos como el  $\text{Nd}^{3+}$  el cual tienen una sección eficaz de absorción del orden de  $10^{-21} \text{cm}^2$ . Debido a la distribución de los niveles de energía del Yterbio, hay muy poca diferencia entre el tiempo de decaimiento radiativo y el tiempo de decaimiento de la fluorescencia,

entonces se dice que los láseres de fibra óptica activados con iones de Yterbio en general tienen alta eficiencia de conversión.

Además debido a su gran ganancia, ancho de banda, excepcional eficiencia de conversión, así como el bombeo por medio de diodos láser, alta estabilidad, tamaño compacto, eficiente disipación de calor, excelencia en calidad de rayo y simplicidad de construcción de su cavidad, los láseres de fibra dopados con  $\text{Yb}^{3+}$  son una buena alternativa a sistemas láser de alta potencia.

Los objetivos planteados en esta tesis son :

1. Realizar la implementación de un modulador acústico óptico, basado en la introducción de pérdidas controladas a través de una señal eléctrica debido a la propagación de ondas acústicas de flexión a lo largo de una fibra estrechada. De esta manera el dispositivo acústico óptico a realizar será viable para ser implementado dentro de una cavidad láser y para de esta manera poder modular el factor de calidad de la cavidad y obtener un láser pulsado en régimen Q-switched. Esto debido a que la técnica a utilizar en la realización de este dispositivo nos permitirá la sintonización de la longitud de onda así como también la variación del nivel de atenuación de la señal.
2. La construcción y el funcionamiento de un láser todo fibra dopado con iones de Yterbio en régimen Q-switching activo. La modulación Q-switching se consigue mediante modulación intermodal inducida por ondas acústicas de flexión que viajan a través de un taper de fibra óptica. El acoplamiento entre el modo fundamental y un modo de revestimiento será aprovechado para introducir las pérdidas en la cavidad de una manera controlada. Se va a usar como medio de ganancia trozo de 0,65 m de fibra monomodo altamente dopada con Yterbio de la marca Nufern SM-YSF-HI. Se plantea obtener

pulsos Q-switching a la longitud de onda de 1064,1 nm a diferentes razones de repetición en el rango de 1-10 kHz.

3. La elaboración y el funcionamiento eficaz de un AOSLM (acoustooptic super lattice modulation) utilizando una rejilla de Bragg grabada en una fibra óptica. Este dispositivo funciona como un modulador de frecuencia en el modo de reflexión con una reflectividad de banda estrecha, que es ajustable y sintonizable. La modulación genera nuevas bandas de reflexión equidistantes a ambos lados de la rejilla de Bragg original. Se estudian las características dinámicas de estas nuevas bandas laterales.
4. Se va a fabricar un láser de Yb 100 % fibra óptica en régimen mode-locked activo. Por lo que sabemos, este será un primer láser 100 % fibra óptica en régimen mode-locked activo que emite en la longitud de onda de láser del Iterbio, es decir, alrededor de 1  $\mu\text{m}$ . Los mecanismos para hacer más estrechos aún los pulsos láser también se van a discutir.

Esta tesis está dividida de la siguiente manera:

En el capítulo 2 se describe el comportamiento de los láseres pulsado en régimen Q-switching y Mode-locking. En el capítulo 3 se presentan los principios básicos de la interacción de ondas acústicas en fibras ópticas. El capítulo 4 muestra la elaboración de un modulador acusto-optico basado en la interacción de ondas acústicas de flexión a lo largo de una fibra óptica. El capítulo 5 presenta la construcción y funcionamiento de un láser todo fibra en régimen Q-switching activo. En el capítulo 6 se muestra el funcionamiento eficaz de un AOSLM (acoustooptic super lattice modulation) basado en la interacion de ondas acústicas longitudinales a lo largo de una rejilla de Bragg. El capítulo 7 mostrará la construcción y

funcionamiento de un láser todo fibra en régimen Mode-locking. Finalmente en el capítulo 8 se presentan las conclusiones de este trabajo.

## Referencias

1. Snitzer, E., *Optical maser action of Nd in a barium Crown Glass*. Phys Rev. Lett., 1961. **7**: p. 444.
2. Mears, W.J., *Neodymium-doped silica single mode fiber lasers*. Electronics Letters, 1985. **21**: p. 738.
3. B. Ortaç, A.H., M. Brunel, C. Chédot, J. Limpert, A. Tünnermann, F. Ö. Ilday, *Generation of parabolic bound pulses from a Yb-fiber laser*. Optic Express, 2006. **14**(13): p. 6075.
4. Nam Seong Kim, T.H., Mahendra Prabhu, Cheng Li, Jie Song, Ken-ichi Ueda, Anping Liu, Hong Jin Kong, *Numerical analysis and experimental results of output performance for Nd-doped double-clad fiber lasers*. Optics Communications, 2000.
5. Johan Nilsson, J.K.S., Yoonchan Jeong, W. Andy Clarkson, Romeo Selvas, Anatoly B. Grudinin, and Shaif-Ul Alam, *High Power Fiber Lasers: New Developments*. 2003, Optoelectronics Research Centre, University of Southampton: Southampton, UK.
6. Y. Jeong, J.N., J. K. Sahu, D. B. S. Soh, P. Dupriez, C. A. Codemard, S. Baek, and D. N. Payne, R. Horley, J. A. Alvarez-Chavez, and P. W. Turner, *Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power*. Optics Letters, 2005. **30**(9): p. 955.
7. Digonnet, M.J.F., *Continuos-Wave Silica Fiber Lasers*, in *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, M.J.F. Digonnet, Editor. 2001, Marcel Dekker: New York



# Capítulo 2

## Láseres Pulsados

### Introducción

En este capítulo se introducirán los principios de operación de un laser pulsado en régimen Q-switching. Basándonos en las ecuaciones que rigen la dinámica de un laser en régimen continuo, se introducirán las modificaciones necesarias para que reproduzca el comportamiento pulsado del láser en régimen Q-switching activo. También se presentaran las expresiones analíticas sencillas para las características de un pulso Q-switching, como la potencia de pico y el ancho temporal.

También se presentará el principio de operación de un laser de fibra óptica basado en el régimen de Mode-locked activo.

## 2.1 Propiedades de las tierras raras

Para predecir las características de las fibras láser dopadas con tierras raras es necesario conocer las propiedades espectroscópicas de los iones de tierras raras [1]. Las tierras raras tienen importantes características que las distinguen de otros iones ópticamente activos entre otras: que emiten y absorben sobre angostos rangos de longitudes de onda, las longitudes de onda de las transiciones de emisión y absorción son insensibles al material, los tiempos de vida de los estados metaestables son relativamente grandes y las eficiencias cuánticas tienen a ser altas [2]. Una de las herramientas para obtener la información necesaria de las tierras raras es la espectroscopia óptica referente a las transiciones de emisión y absorción[1].

Los iones pertenecientes al grupo de las tierras raras comprenden dos series: la de los lantánidos que corresponden a los elementos con número atómico que van desde el 57 (lantano) hasta el 71 (lutecio) y la de los actínidos que incluyen desde el actinio con número atómico 89 hasta el lawrencio con número atómico 103 [3], entre este grupo los lantánidos son los usados principalmente para obtener amplificación en una fibra óptica. La forma más común de los elementos de tierras raras es la forma iónica, en particular el estado trivalente. Los elementos lantánidos neutros tienen la forma atómica  $(Xe)4f^N 6s^2$  o  $(Xe)4f^{N-1}5d 6s^2$ , donde el (Xe) representa un átomo neutro de xenón. Durante la ionización de las tierras raras se produce la remoción de dos electrones débilmente enlazados del nivel 6s y uno más del nivel 4f o del 5d. Así, la configuración electrónica de los iones trivalentes de tierras raras es  $(Xe) 4f^N$  con  $N = 0$  para el lantano y  $N = 14$  para el lutecio. Los electrones internos N de la capa 4f son protegidos de los campos externos por las capas exteriores  $5s^2 5p^6$  causando las transiciones láser 4f - 4f en los materiales láser. Otra consecuencia de este efecto, es que las características espectroscópicas de las transiciones 4f - 4f son débilmente



susceptibles al tipo de anfitrión. Los átomos al absorber o emitir radiación electromagnética realizan transiciones entre los niveles de energía permitidos. Cuánticamente, solo ciertos valores son permitidos. Los niveles de energía de las tierras raras son principalmente asociados con la configuración electrónica  $4f^N$  del ión[4].

## 2.2 Espectroscopía del ión Yb

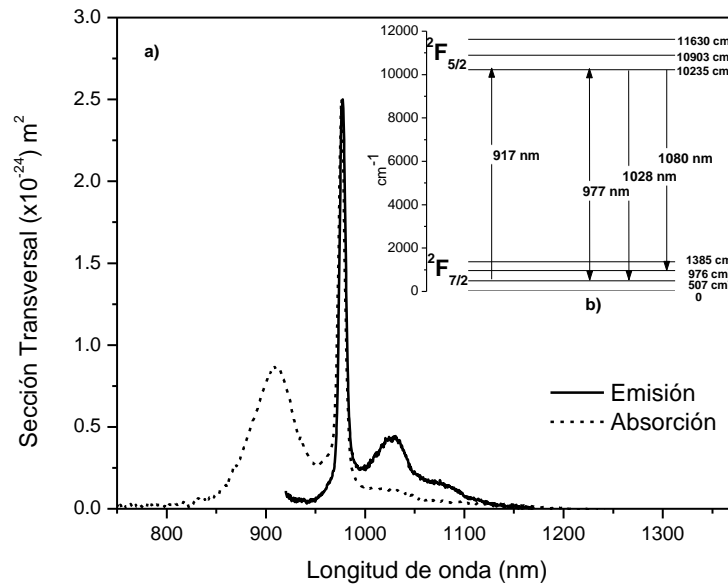
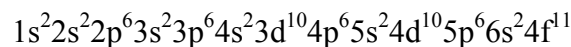


Fig. 2. 1 a) Niveles de energía y b) secciones transversales de absorción (línea punteada) y emisión (línea sólida) del ión Yb<sup>3+</sup> <sup>1</sup>.

El Yterbio es un ion de tierra rara que pertenece a la serie de los lantánidos. El Yterbio tiene como símbolo Yb, su número atómico es 70 y su peso atómico es 173.04. La configuración electrónica del Yb<sup>3+</sup> es[5]:



<sup>1</sup> Espectro de Absorción proporcionado por M.C. Luis Escalante Zarate.

El Yb es uno de los iones utilizados en la construcción de láseres de fibra basados en matriz de sílice. Entre sus características más relevantes se encuentra un inusual ancho de banda de absorción que se extiende desde los 850 nm hasta 1070 nm (debido a la transición  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$ )[6]. El diagrama de niveles de energía para el Yb es muy simple ya que solo exhibe un estado base  $^2F_{7/2}$  (con cuatro niveles Stark) un estado meta estable  $^2F_{5/2}$  (con tres niveles Stark)[7](ver Fig. 2. 1) espaciados por  $10,260 \text{ cm}^{-1}$  (975 nm). Los demás niveles se encuentran en la región UV ( $\lambda < 300 \text{ nm}$ ).

Debido a lo anterior las fibras de sílice dopadas con Yterbio pueden ser bombeadas con una amplia selección de diodos láser:

- AlGaAs ~ 800-850 nm
- InGaAs ~ 980 nm
- Nd:YLF 1047 nm
- Nd:YAG 1064 nm

Las fibras láser dopadas con Yterbio por lo tanto pueden generar muchas longitudes de onda de interés general: por ejemplo para espectroscopía o para bombeo de otras fibras láser y amplificadores.

El tiempo de vida radiativo del Yterbio se encuentra en el rango de 700-1400  $\mu\text{s}$ , dependiendo de la matriz de vidrio. La ausencia de niveles de energía reduce la incidencia de relajaciones por procesos multifonónicos y ESA (excited state absorption) [8]. Otra característica del  $\text{Yb}^{3+}$  es la sección eficaz de absorción y emisión (se entiende como sección eficaz de absorción a la probabilidad por unidad de tiempo de que el ion absorba un fotón [9]).

Finalmente es importante mencionar también que debido a la ausencia de niveles de energía, es posible dopar con altas concentraciones de  $\text{Yb}^{3+}$  (varios miles de ppm) matrices basadas en sílice.

## 2.3 Q-switching

### 2.3.1 Ecuaciones de balance

A pesar de que el funcionamiento de un láser en régimen Q-switching implica la emisión de pulsos cortos y de alta intensidad, un estudio basado en las ecuaciones de balance nos permitirá analizar el comportamiento del láser en régimen Q-switching activo, y nos llevará a deducir expresiones analíticas sencillas para los parámetros que describen los pulsos. Las ecuaciones de balance que vamos a presentar no tienen en cuenta la distribución radial y longitudinal de la potencia de los campos de bombeo y la emisión láser, y no pueden dar información sobre aspectos como la distribución espacial, temporal o espectral de los pulsos, pero reproducen la forma de la envolvente del pulso Q-switching, y proporcionan información sobre la potencia pico o la potencia promedio

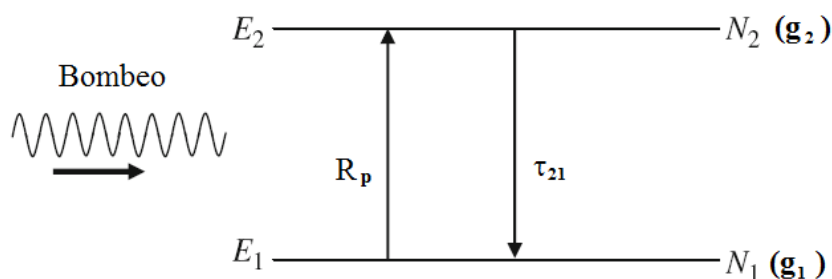


Fig. 2. 2 Esquema general de un láser de 2 niveles.

Debido a que las transiciones del ion  $\text{Yb}^{3+}$  solo ocurren entre los multipletes  $^2F_{7/2}$  y  $^2F_{5/2}$  [7, 10], es posible describir su comportamiento como un sistema láser de dos niveles solamente. La Fig. 2. 2 presenta el esquema general de un láser de dos

niveles, en el que se indican los parámetros que van a aparecer en las ecuaciones de balance:  $R_p$  es la tasa de bombeo al nivel superior,  $N_i$  es la población de cada uno de los niveles,  $\tau_{ij}$  es el tiempo de vida de cada transición y  $g_i$  es la degeneración de los multipletes involucrados en la emisión láser.

La señal de bombeo excita los átomos desde el estado fundamental (1) hasta el nivel de bombeo (2) con una tasa efectiva de bombeo  $R_p$ . Para asegurar la inversión de población entre los niveles (2) y (1) es necesario que el estado (2) sea un estado metaestable, con un tiempo de vida,  $\tau_{21}$ . Los átomos decaen desde el nivel excitado al fundamental mediante la emisión, espontánea o estimulada de un fotón.

Las variables que van a aparecer en las ecuaciones de balance son dos: la diferencia de población entre el nivel excitado y el nivel fundamental,  $N(t) = N_2 - N_1$ , y el número de fotones presentes en cavidad,  $\phi(t)$ . La ecuación que rige la evolución de la inversión de población en el medio activo se escribe[11]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = R_p - \frac{N}{\tau_{21}} - \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \sigma_e c N \phi \quad (2.1)$$

donde  $g_1$  y  $g_2$  son las degeneraciones de los niveles fundamental y excitado, y  $c$  la velocidad de propagación de la luz en el medio. Los términos de la derecha de la ecuación representan de izquierda a derecha, la absorción desde el nivel fundamental al nivel de bombeo, la emisión espontánea y la emisión estimulada. Se puede definir el parámetro  $\gamma = (1 + g_2 / g_1)$ , que cuantifica cuanto se reduce la inversión de población en el medio cuando se emite un fotón.

Por otra parte, la tasa de generación de fotones se puede expresar como:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \sigma_e c N \phi + S - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (2.2)$$

donde el primer termino de la derecha representa la degeneración de fotones por emisión estimulada, el segundo representa el proceso de emisión espontánea y el tercero la tasa de extracción de fotones de la cavidad. Este último proceso está regido por el tiempo de vida del fotón en la cavidad,  $\tau_c = T / \delta_c$  donde  $T = 2L / c$ , el tiempo de transito de un fotón en la cavidad, siendo L la longitud de la cavidad y el factor de pérdidas, que cuantifica la fracción de potencia óptica que se pierde en cada tránsito de la señal en la cavidad[12].

### 2.3.2 Régimen Q- Switching activo

Un modo de operación láser ampliamente empleado para la generación de pulsos láser de gran potencia y altamente energéticos es conocido como Q-switching. Se le ha nombrado así, debido a que el factor de calidad  $Q$  de la cavidad resonante es alterado cuando esta técnica es empleada. El factor de calidad  $Q$  en una cavidad resonante es definido como la razón de la energía almacenada en la cavidad a la potencia disipada del resonador por unidad de frecuencia angular  $\omega$ [13].

$$Q = \omega \times \frac{\text{energía almacenada en el resonador}}{\text{potencia disipada por el resonador}} \quad (2.3)$$

En la técnica de conmutación-Q, la energía es almacenada en el medio amplificador mediante bombeo óptico, mientras que la  $Q$  de la cavidad es reducida para prevenir la emisión láser. Aunque la energía almacenada y la ganancia en el medio amplificador son altas, las pérdidas en la cavidad también lo serán, así que la acción láser es inhibida y la inversión de población alcanzará un nivel muy superior al de su valor de umbral en condiciones normales de láseo. El tiempo en el cual la energía puede ser almacenada en el medio amplificador está en el orden de  $\tau_f$ , es

decir, el tiempo de vida del nivel superior de la transición láser. Cuando el factor de calidad  $Q$  de la cavidad es restablecido, la energía almacenada es repentinamente liberada en la forma de un pulso muy corto de luz. A causa de la alta ganancia producida por el almacenamiento de la energía en el material activo, el exceso de excitación es descargado en un tiempo extremadamente corto. Debido a su extremadamente alta potencia, el pulso producido de esta manera es llamado pulso gigante[14].

La Fig. 2. 3 nos muestra una secuencia típica en la generación de un pulso láser utilizando la técnica de Q-Switching. En este caso la velocidad de bombeo es por lo general en forma de un pulso de duración comparable al tiempo de vida del estado excitado. Sin Q-switching, la inversión de población,  $N(t)$ , crecerá hasta un valor máximo, para posteriormente disminuir. La cavidad  $Q$  se activa cuando  $N(t)$  alcanza su valor máximo ( $t = 0$  en la Fig. 2. 3). Entonces, para  $t > 0$ , el número de fotones comienza a crecer, dando lugar a un pulso cuyo pico se produce en un tiempo  $\tau_d$  después del switch. Como resultado del crecimiento del número de fotones, la inversión de población  $N(t)$  decrecerá desde su valor inicial de  $N_i$  (en  $t = 0$ ) hasta el valor final  $N_f$  a la izquierda después del pulso es emitido[15].

Los parámetros  $N_i$ ,  $N_p$  y  $N_f$  hacen referencia a la inversión de población del medio activo en distintos instantes del proceso. El primero de ellos,  $N_i$  cuantifica la inversión de población inicial que hay en el momento en que el factor de calidad  $Q$  pasa a tener un valor alto. Por otra parte,  $N_p$  representa la inversión de población que hay cuando el sistema pasa por la condición umbral de emisión, es decir, cuando la ganancia del medio activo se iguala a las pérdidas de la cavidad. Por último,  $N_f$  es la inversión de población final, cuando la energía almacenada en la cavidad se ha emitido en forma de un pulso láser Q-switching.

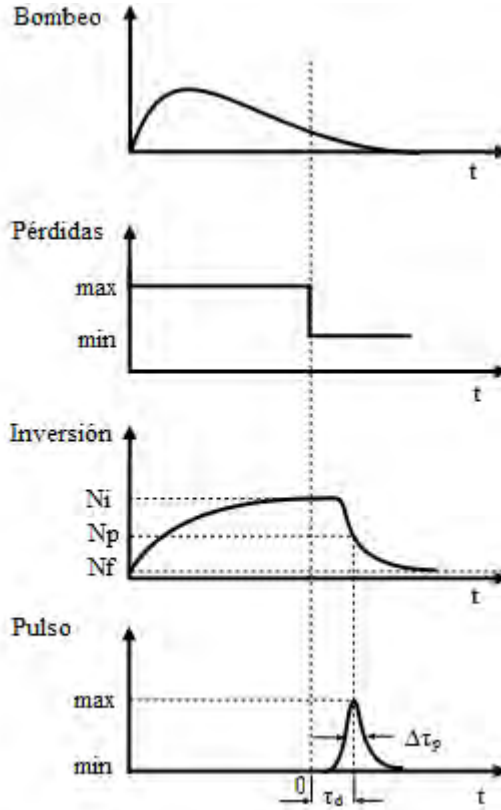


Fig. 2. 3 Proceso de formación de un pulso Q-switching[16].

Durante el periodo de bombeo, el factor de calidad de la cavidad ( $Q$ ) presenta un valor bajo, y la emisión láser no es posible. De esta manera, la energía suministrada por la señal de bombeo se almacena en la cavidad aumentando la inversión de población. A partir de la ecuación (2.1) y considerando que no hay fotones en la cavidad ( $\phi \approx 0$ ), podemos expresar la inversión de población alcanzada en cada momento como:

$$N(t) = R_p \tau_{21} \left( 1 - e^{-t/\tau_{21}} \right) \quad (2.5)$$

El crecimiento de la inversión de población es exponencial, a razón del tiempo de vida media  $\tau_{21}$ , alcanzando un valor máximo que viene fijado por la potencia de

bombeo que se disponga y por  $\tau_{21}$ . Debido a la presencia de la emisión espontánea, bombear la cavidad láser durante un periodo mucho mayor que  $\tau_{21}$  es ineficaz a la hora de conseguir almacenar energía en la cavidad más allá del límite impuesto por esta inversión de población máxima.

La inversión de población alcanzada durante el intervalo de bombeo es mucho mayor de la que se alcanzaría si el láser trabajara en régimen continuo, ya que durante este intervalo la emisión láser esta inhibida. En un instante dado, se hace conmutar el factor de calidad  $Q$  del láser a un valor alto, disminuyendo drásticamente las pérdidas que se introducen en la cavidad. En este desarrollo teórico consideramos, por simplicidad, que esta conmutación es instantánea. En nuestro dispositivo experimental el tiempo de respuesta del atenuador acústico-optico que introduce las pérdidas en la cavidad es de varias decenas de microsegundos, por lo que la aproximación no es válida, pero, a pesar de ello, las expresiones que obtendremos nos permitirán estudiar las características de los pulsos Q-switching.

Cuando el factor de calidad de la cavidad alcanza un valor alto, el sistema láser se sitúa por encima de la condición umbral de emisión, y comienza el tiempo de formación del pulso Q-switching. Puesto que este tiempo es más corto que el tiempo de vida  $\tau_{21}$ , podemos considerar que no hay cambios apreciables en la inversión de población y que la emisión espontanea es despreciable, a pesar de que este proceso es el que suministra los fotones iniciales que desencadenan la emisión estimulada. Además, debido a que, en esta primera etapa, el número de fotones presentes en la cavidad es muy reducido, podemos despreciar el término que reproduce el proceso de extracción de luz de la cavidad. Con todas estas aproximaciones, a partir de la ecuación (2.2) puede deducirse cómo aumentará la población de fotones en la cavidad durante el proceso de formación del pulso:

$$\phi(t) = \phi_i e^{(r-1)t/\tau_c} \quad (2.6)$$



donde  $\phi_i$  es la población inicial de fotones, generados por emisión espontánea y que desencadenan el proceso de emisión estimulada, y  $r$  es el parámetro de bombeo, que se define como la relación entre las inversiones de población inicial y umbral,  $r = N_i / N_p$  y que, en general, depende linealmente de la potencia de bombeo aplicada al medio activo. La tasa de crecimiento de la población de fotones aumenta con el parámetro de bombeo, de manera que la subida del pulso será tanto más rápida cuanto mayor potencia de bombeo apliquemos al medio activo.

A partir de esta ecuación podemos obtener una expresión aproximada para el tiempo de formación del pulso, que es el tiempo que transcurre desde que conmuta el factor  $Q$  a un estado alto, hasta que la emisión estimulada pasa a ser el proceso dominante en el sistema láser:

$$t_f \approx \frac{25}{r-1} \times \frac{T}{\delta_c} \quad (2.7)$$

de esta expresión podemos deducir que el tiempo de formación del pulso Q-switching disminuye conforme aumenta el bombeo y disminuye la longitud de la cavidad.

En la Fig. 2. 3 puede observarse que el máximo del pulso Q-switching corresponde con el momento en el que la inversión de población del medio activo se iguala a la inversión de población del umbral de emisión,  $N_p$ . A partir de este momento la ganancia del medio activo no es suficiente para compensar las pérdidas en la cavidad, y la población de fotones empieza a decrecer. La disminución del número de fotones sigue una caída exponencial, de acuerdo con el tiempo de vida de los fotones en la cavidad,  $\tau_c$ , de manera que la forma de la caída del pulso es independiente del bombeo aplicado al medio activo. Por lo tanto, para bombeos altos, los pulsos tendrán una envolvente asimétrica, con una subida muy rápida (siguiendo la tendencia marcada por  $(r-1)/\tau_c$ ) y una caída más lenta, de acuerdo con el tiempo de vida en la cavidad,  $\tau_c$ .

La energía que se extrae del medio activo y que va a contribuir a la energía del pulso Q-switching viene dada por la siguiente expresión:

$$E_p = \frac{N_i - N_f}{\gamma} \hbar \omega_{21} \quad (2.8)$$

Donde  $\hbar \omega_{21}$  es la energía de un fotón generado por la des-excitación de un átomo del medio activo.

La potencia de pico de un pulso Q-switching puede escribirse como:

$$P_p = \frac{r - 1 - \ln(r)}{\gamma} \times \frac{N_p \hbar \omega_{21}}{\tau_c} \quad (2.9)$$

En esta expresión puede verse como la potencia de pico aumenta con la potencia de bombeo aplicada al medio activo, hasta el límite que permite la inversión de población máxima que se puede alcanzar en el medio, establecido por la ecuación (2.3). Cuando el intervalo de bombeo es del orden del tiempo de vida del estado excitado,  $\tau_{21}$ , se alcanza esta inversión de población máxima, y la potencia de pico de los pulsos Q-switching ya no sigue aumentando con la potencia de bombeo. Por otra parte, la potencia de pico depende de la longitud de la cavidad,  $L$  a través del tiempo de vida en la cavidad,  $\tau_c$ , de manera que, conforme aumenta  $L$ , la potencia de pico del pulso disminuye.

Los anchos temporales de un pulso Q-switching van desde las decenas de nanosegundos hasta varios microsegundos. Para obtener una expresión aproximada del ancho de un pulso Q-switching podemos dividir la energía total del pulso,  $E_p$ , dada por la ecuación (2.8) por la potencia de pico,  $P_p$ , ecuación (2.9). De esta manera, se obtiene la siguiente expresión:

$$\tau_p \approx \frac{E_p}{P_p} = \frac{r \cdot \eta(r)}{r - 1 - \ln(r)} \times \tau_c \quad (2.10)$$

de donde se deduce que la anchura del pulso decrece conforme aumenta el bombeo, tendiendo a un valor mínimo marcado por el tiempo de vida en la cavidad,  $\tau_c$ , y el parámetro de eficiencia de extracción de energía,  $\eta(r)$ , que se define como:

$$\eta(r) = \frac{N_i - N_f}{\gamma \cdot N_i} \quad (2.11)$$

este parámetro cuantifica la energía almacenada en la cavidad en forma de átomos excitados que contribuye a la formación del pulso láser, y depende únicamente de la inversión de población inicial, es decir, de la potencia de bombeo, y de las características del medio activo[12].

## 2.4 Mode-locking

En la sección anterior, hemos descrito cómo el proceso de Q-switching genera pulsos cortos muy intensos. Sin embargo, tales pulsos Q-Switching están limitados a un mínimo de duración del pulso de unos pocos nanosegundos. Otra técnica que ha permitido la generación de pulsos ópticos tan cortos como 5 fs ( $5 \times 10^{-15}$  s) se conoce como Mode-locking.

El Mode-locking se logra mediante la combinación en fase de un número de distintos modos longitudinales de un láser, y que todos tengan ligeramente una frecuencia diferente. Cuando modos de ondas electromagnéticas de diferentes frecuencias, pero con fases aleatorias se suman, se produce una distribución al azar, un promedio de ambos el campo eléctrico y la intensidad en el dominio del tiempo. Cuando las mismas frecuencias (modos) se suman en fase (cuando todas sus fases son cero en la misma localización espacial Fig. 2. 4) se combinan para producir una amplitud de campo total y la intensidad de salida tiene un característico pulso repetitivo (ver Fig. 2. 4). Por esta razón el Mode-locking se ha convertido en un poderoso método para la generación de pulsos ultracortos[17].

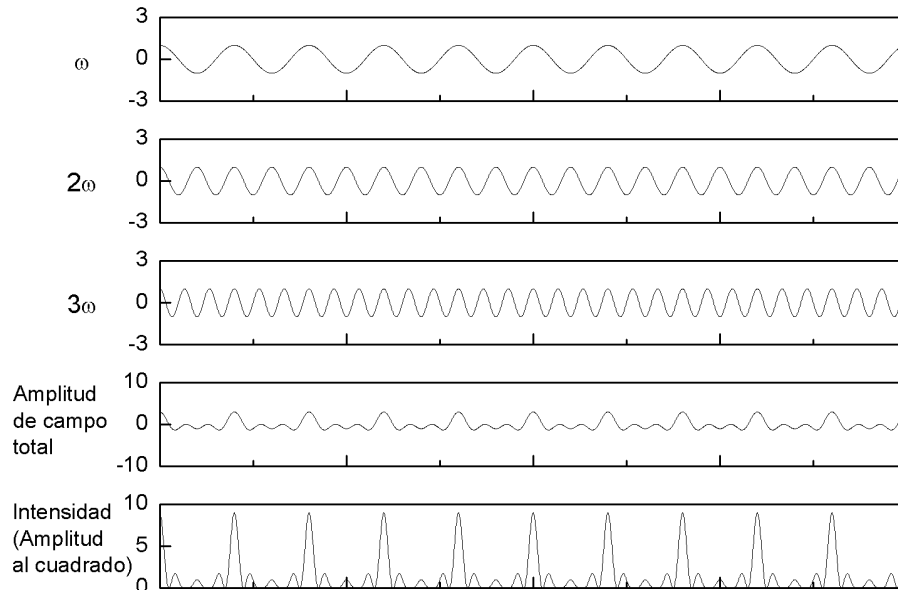


Fig. 2. 4 Amplitud e intensidad de la suma de tres ondas en fase[17].

Los métodos de Mode-locking se pueden dividir en dos categorías:

- (1) Mode-locking activo, en la que el elemento de mode-locking se debe a una fuente externa.
- (2) Mode-locking pasivo, en la cual elemento que induce el mode-locking no es conducido externamente y en su lugar explota algunos efectos ópticos no-lineales, tales como la saturación de un absorbedor saturable o el cambio del índice de refracción no lineal de un material adecuado.

### 2.4.1 Mode Locking Activo

Hay tres tipos principales de mode-locking activo:

- i. Mode-locking inducido por un modulador de amplitud (AM mode-locking).
- ii. Mode-locking inducido por un modulador de fase (FM mode-locking).
- iii. Mode-locking inducido por una modulación periódica de la ganancia de láser a una frecuencia de repetición igual a la frecuencia fundamental de la cavidad  $\Delta\nu = c/2L$  (Mode-locking por bombeo sincronizado).

Aquí se describirá el AM mode-locking, debido a que es el método utilizado para realizar parte del trabajo experimental presentado en esta tesis.

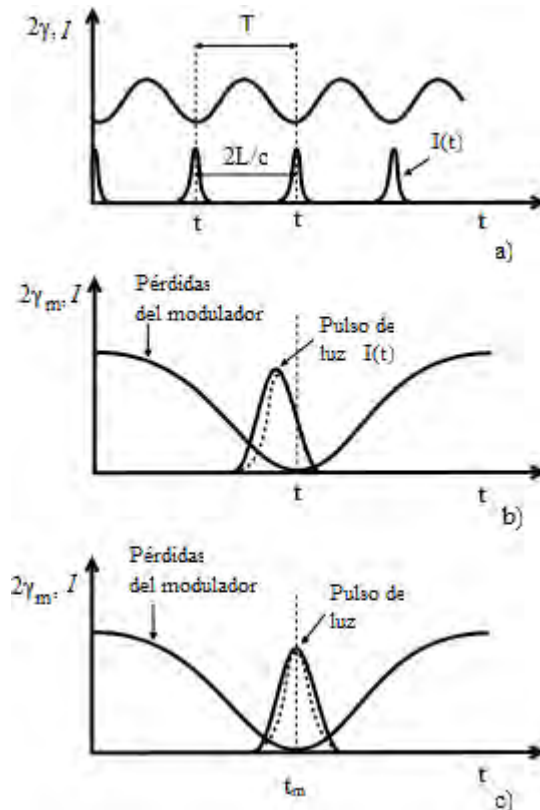
Para describir el modo de AM-Mode locking, consideramos un modulador insertado dentro de la cavidad, lo que produce pérdidas variables en el tiempo a la frecuencia  $\varpi_m$ . Si  $\varpi_m \neq \Delta\varpi$ , donde  $\Delta\varpi = 2\pi\Delta\nu$ ,  $\Delta\nu$  es la diferencia de frecuencia entre modos longitudinales, estas pérdidas simplemente modularan la amplitud del campo eléctrico,  $E_l(t)$  de cada modo de la cavidad dado

$$E_l(t) = E_0 \{1 - (\delta/2)[1 - \cos(\varpi_m t)]\} \cos(\varpi_l t + \phi_l) \quad (2.12)$$

donde  $\varpi_l$  es la frecuencia de modo,  $\phi_l$  es la fase y  $\delta$  es la profundidad de modulación de amplitud, lo que significa que la amplitud del campo se modula desde  $E_0$  a  $E_0(1 - \delta)$ . Notamos que el término  $E_0(\delta/2)\cos\varpi_m t \times \cos(\varpi_l t + \phi_l)$  en la ecuación 2.12 se puede escribir como  $E_0(\delta/4) \times \{\cos[(\varpi_l + \varpi_m)t + \phi_l] + \cos[(\varpi_l - \varpi_m)t + \phi_l]\}$ . Así  $E_l(t)$  en realidad contiene dos términos que oscilan a la frecuencia  $(\varpi_l \pm \varpi_m)$

(modulación de las bandas laterales). Si ahora  $\varpi_m = \Delta\varpi$ , estas bandas laterales de modulación coinciden con los modos de frecuencias adyacentes del resonador. Estas dos bandas laterales contribuyen así a las ecuaciones de campo de los dos modos adyacentes de la cavidad. Por lo tanto, las ecuaciones para los modos de la cavidad llegan a ser acopladas, es decir, la ecuación de campo de un modo contiene dos contribuciones derivadas de la modulación de los modos adyacentes. Si el modulador está colocado muy cerca de uno de los espejos de la cavidad, el acoplamiento de modos puede así ser mostrado para el amarrar los modos en fase de acuerdo con  $\varphi_l - \varphi_{l-1} = \varphi$ , donde  $\varphi$  es una constante.

Por lo tanto, la Fig. 2. 5 muestra el comportamiento temporal de la perdidas de potencia de la cavidad de ida y vuelta  $2\gamma$ , moduladas a un período de modulación  $T = 2\pi / \varpi_m$ . Suponemos que el modulador está colocado en uno de los extremo de la cavidad. Si ahora  $\varpi_m = \Delta\varpi$ , el período de modulación  $T$  será igual al tiempo de ida y vuelta de la cavidad, así la condición de estado estacionario (steady-state) corresponderá a los pulsos de luz  $I(t)$  que pasan a través del modulador al tiempo  $t_m$  cuando las mínimas perdidas del modulador se producen ( Fig. 2. 5). En efecto, si se supone que un pulso pasa a través del modulador en un momento de mínimas pérdidas, entonces volverá al modulador después de un tiempo,  $2L/c$ , donde las pérdidas son de nuevo un mínimo. Si, por otro lado, se supone que el pulso pasa inicialmente a través del modulador a un tiempo, ligeramente menor que  $t_m$  (pulso de línea sólida en la Fig. 2. 5b), entonces el efecto de pérdidas variables en el tiempo del modulador causan que el borde delantero del pulso sufra más atenuación que el borde trasero. Por lo tanto, después de pasar por el modulador, dará como resultado el pulso indicado por una línea discontinua en la Fig. 2. 5b, teniendo este pico una ventaja tal, durante el paso siguiente, el pico estará más cerca de  $t_m$ .



**Fig. 2. 5 Mode Locking AM: (a) condición de estado estacionario, (b) pulso de luz que llegan antes del tiempo  $t_m$  de pérdidas mínimas, (c) pulso corto (pulse-shortening) que se produce cuando el pulso llega al tiempo  $t_m$ [16].**

Esto muestra que eventualmente la condición de estado estacionario de la Fig. 2. 5a será alcanzado. En este caso, la duración del pulso tiende a acortarse cada vez que el pulso pasa a través del modulador ya que ambos bordes el delantero y el trasero del pulso atenuados, mientras que el pico del pulso no es atenuado por las pérdidas variables en el tiempo del modulador,  $2\gamma_m(t)$ , (ver Fig. 2. 5c). Por lo tanto, si sólo fuera por este mecanismo, la duración del pulso tendería a cero con pases progresivos a través del modulador. Esto es, sin embargo impedido por el ancho de banda finito del medio de ganancia. De hecho, como el pulso se vuelve más corto, su espectro eventualmente llegaría a ser tan grande como para llenar el ancho de banda del medio de láser. Los costados del espectro del pulso ya no son amplificadas; esto

constituye una limitación fundamental al ancho de banda de pulso y por lo tanto para la duración del pulso.

El ancho finito de banda del medio activo limita el estado estacionario de la duración del pulso en maneras bastante diferentes, para las líneas homogénea o inhomogénea. Para un ensanchamiento de línea inhomogéneo, si el láser está suficientemente lejos del umbral, el ancho de banda de oscilación  $\Delta\nu_L$  tiende a cubrir el ancho de banda de ganancia  $\Delta\nu_0^*$ . En este caso, en una descripción en el dominio de frecuencia, el objetivo principal del modulador es amarrar las fases de estos modos oscilantes. Bajo la condición de sincronismo  $\varpi_m = \Delta\varpi$  y si el modulador AM se coloca al final de una cavidad, la condición de amarre de fase está dada por  $\varphi_l - \varphi_{l-1} = \varphi$  donde  $\varphi$  es una constante y, suponiendo por simplicidad para una distribución Gaussiana la amplitud de los modos, se obtiene la ecuación:

$$\Delta\tau_p \cong \frac{0.441}{\Delta\nu_0^*} \quad (2.13)$$

En contraste con esta situación, para la línea homogénea, el fenómeno de la frecuencia selectiva de emisión tiende a concentrarse al ancho de la oscilación espectral en una estrecha región alrededor de la frecuencia central de  $\nu_0$ . Por lo tanto, asumiendo que el láser original no hay amarramiento de fase, el ruido de los pulsos de luz tienden a ser considerablemente más largo que  $1/\Delta\nu_0$ , donde  $\Delta\nu_0$  es el ancho de la línea de ganancia. En este caso, el mecanismo descrito en la Fig. 2. 5c es realmente efectivo en la reducción de la duración del pulso, es decir, en la ampliación de su espectro. Este estrechamiento del pulso es sin embargo contrarrestado por la ampliación del pulso que ocurre cuando el pulso pasa a través del medio activo y experimente un estrechamiento del espectral. El perfil de intensidad resulta ser bien



descrito por una función gaussiana, cuya ancho  $\Delta\tau_p$  (FWHM) es aproximadamente dado por

$$\Delta\tau_p \cong \frac{0.45}{(\nu_m \Delta\nu_0)^{1/2}} \quad (2.14)$$

donde  $\Delta\nu_m$  es la frecuencia del modulador ( $\nu_m = \omega_m / 2\pi = c / 2L$  para un fundamental mode locking armónico)[16].

## Referencias

1. Shoichi, S., *Optical Fiber Amplifiers: Materials, Devices, and Applications*. 1997, Boston Artech House, Inn.
2. Miniscalco, W.J., *Optical and Electronic Properties of Rare Earth Ions in Glasses*, in *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, M.J.F. Digonnet, Editor. 2001, Marcel Dekker: New York.
3. De la Cruz Laso, C., *Fundamentos atómicos de espectroscopía*. 1996: Universidad Veracruzana.
4. Becker, P.C., Olsson, N.A., and Simpson, J.R., *Erbium Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. 1999, San Diego Academic Press.
5. Gasiorowicz, S., *Quantum Physics*. 2nd ed. 1995, New York: John Wiley & Sons, Inc.
6. Digonnet, M.J.F., *Continuous-Wave Silica Fiber Lasers*, in *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, M.J.F. Digonnet, Editor. 2001, Marcel Dekker: New York
7. Pask, H.M., Carman, Robert J., Hanna, David C., Tropper, Anne C., Mackechnie, Colin J., Barber, Paul R., Dawes, Judith M., *Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  Region*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1995. **1**(1).
8. Swiderski, J., Zajac, A., Skorczakowski, M., Jankiewics, Z., Konieczny, P., *Rare-earth-doped high-power fiber lasers generating in near infrared range*. Opto-Electronics Review, 2004. **12**(2): p. 169-173.
9. Lucio Martínez, I., *Análisis experimental de la formación de pares  $\text{Yb}^{3+}$ - $\text{Yb}^{3+}$  en fibras de silicio altamente dopadas*. 2005, Universidad de Guanajuato: León, Gto.
10. Paschotta, R., Nilsson, J., Tropper, A., & Hanna, D., *Ytterbium-doped fiber amplifiers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997. **33**(7): p. 1049-1056.

11. Koechner, W., *Solid-state laser engineering*. 1996: Springer-Verlag.
12. Delgado Pinar, M., *Q-Switching activo de un láser de fibra óptica basado en la interacción acusto-óptica.*, in *Departamento de Física aplicada y Electromagnetismo*. 2004, Universidad de Valencia: Valencia, España.
13. Yariv, A., *Optical Electronics*. 4a ed. 1991, Florida: Rinehart & Winston.
14. Cruz Vicente, S.G., *Caracterización espectroscópica a altas temperaturas de vidrios activados con Erbio-Iterbio y pulsos cortos autogenerados en fibras láser de Erbio*. 2004, Universidad de Guanajuato - Centro de investigaciones en Óptica.
15. Svelto, O., *Principles of Lasers*. 5a. ed. 2010, New York: Springer.
16. Svelto, O., *Principles of Lasers*. 4a. ed. 1998: Springer.
17. Silfvast, W.T., *Laser Fundamentals*. 2a. ed. 2004: Cambridge University Press.



## Capítulo 3

# Propagación de ondas acusto-ópticas a lo largo de una fibra óptica

### Introducción

La interacción acústico-óptica en fibras monomodo ha sido ampliamente explotada para realizar diferentes dispositivos de fibra óptica con capacidad para el procesamiento de potencia óptica guiada por la fibra. En este capítulo, se discute la aplicación de ondas acústicas de flexión y longitudinales para llevar a cabo dispositivos acústico-ópticos. Cuando una onda acústica a la flexión se propaga por una fibra óptica induce una perturbación periódica del índice de refracción, lo cual da lugar al acoplamiento entre diferentes modos guiados y a la transferencia de potencia óptica entre ellos. Además, la luz transferida entre estos modos es modificada por la frecuencia. Por otro lado también se discutirán los efectos de la propagación de una onda acústica longitudinal a lo largo de una rejilla de Bragg. La onda elástica introduce una modulación de periodo largo en la rejilla, la cual da origen a una perturbación del índice efectivo de la fibra. Puede considerarse que esta perturbación tiene un doble efecto en el índice de refracción. Primero la propagación de la onda acústica modifica periódicamente el índice de refracción promedio de la rejilla y, segundo, y forma un periodo uniforme de la rejilla de Bragg que es modificado débilmente de acuerdo a la longitud de onda acústica. Ambos efectos inducen un incremento del índice de refracción efectivo de la rejilla en el punto donde es expandida, y una reducción del mismo cuanto la fibra es comprimida. El resultado de

esta modulación es una rejilla de fibra superestructurada, cuyas características espectrales pueden ser controladas en forma dinámica por medio de la onda acústica enviada a la fibra.

Estos efectos han sido utilizados para realizar diferentes dispositivos tales como filtros ópticos, modificadores de frecuencia (frequency-shifted), interruptores ópticos y elementos de Q-switching o Mode-locking para láseres de fibra[1-4]. Lo más atractivo de esta técnica son sus características dinámicas. Las características de la onda acústica (su frecuencia y amplitud) son controladas de forma dinámica en una manera simple, por medio del sistema electrónico que genera la onda acústica. Como las propiedades de la onda acústica son modificadas, la respuesta óptica del dispositivo acústico-óptico también cambia[5]. En este capítulo se presentaran los principios básicos de la interacción de ondas acústicas en fibras ópticas.

### **3.1 Perturbaciones generadas por una onda acústica**

En esta tesis, dos grupos de experimentos relacionados a la interacción acusto-óptica son presentados. Primeramente se estudiará la propagación de ondas acústicas de flexión a lo largo de una fibra óptica estándar y en segundo lugar se estudiará la propagación de ondas acústicas longitudinales a lo largo de una rejilla de Bragg.

Cuando una onda acústica armónica se propaga a lo largo de una fibra óptica, introduce un esfuerzo periódico en el sílice, al cual le corresponde una la longitud de onda acústica. Como resultado, la fibra es periódicamente tensada (estresada) y comprimida, y el índice de refracción es periódicamente modulado. Esta modulación puede actuar como una rejilla de periodo largo. Esto es sabido de la teoría de modos acoplados, tal perturbación del índice de refracción induce un acoplamiento de modos ópticos entre los diferentes modos soportados por la fibra.

El segundo caso de interés es una onda acústica longitudinal propagándose a lo largo de una rejilla de Bragg escrita en el núcleo de una fibra monomodo estándar. Como es sabido una rejilla de Bragg tiene un corto periodo de modulación del índice de refracción del núcleo de la fibra, cuyo efecto es la aparición de una banda de reflexión centrada a la longitud de onda de Bragg. Esta longitud es determinada por el índice efectivo de modo fundamental guiado por el núcleo de la fibra, y el periodo de modulación del índice de refracción producido por la rejilla de Bragg. Cuando la onda acústica se propaga a lo largo de la rejilla, introduce una rejilla de periodo largo que se superpone al periodo corto de la rejilla de Bragg, modificando las características espectrales de la banda de reflexión de la rejilla de Bragg.

En términos generales, el esfuerzo produce un cambio del camino óptico a través de la superposición de dos efectos. Primero, el esfuerzo cambia la longitud física del material, y segundo, cambia el índice de refracción por medio del efecto elasto-óptico.

### 3.2 Ondas acústicas de flexión

En un cilindro sólido, homogéneo e isotrópico se pueden propagar ondas acústicas de tres tipos: ondas de flexión, de presión y de torsión [6, 7]. En el rango de frecuencias acústicas de trabajo, de toda la familia de modos acústicos de flexión solo se propaga el modo fundamental, estando los modos de orden superior en corte, por lo que nos restringiremos al estudio de la propagación de este modo fundamental.

En el límite de bajas frecuencias, el desplazamiento transversal de un punto dado del cilindro por el que se propaga una onda acústica de flexión de amplitud  $u_0$  y frecuencia angular  $\Omega = 2\pi f$  se puede escribir:

$$u(z, t) = u_0 \cos(\kappa z - \Omega t) \quad (3.1)$$

donde  $\kappa$  es número de onda de la señal acústica.

La propagación de la onda introduce una distribución de esfuerzo en el plano transversal de la fibra, que varía con la distancia hasta la línea neutra (línea a lo largo de la cual la perturbación es nula, como puede verse en la Fig. 3. 1. De entre todas las componentes de la tensión, solo la componente axial  $s_z$  tiene un papel relevante en el acoplamiento acusto-óptico estudiado en este trabajo. La componente axial de la tensión en cada plano transversal de la fibra está dada por:

$$s_z(z, t) = y \frac{d^2 u(z, t)}{dz^2} = y u_0 \kappa^2 \cos(\kappa z - \Omega t) \quad (3.2)$$

La relación de dispersión que determina la dependencia de la longitud de onda con la frecuencia acústica para el modo fundamental de flexión, en la aproximación de baja frecuencia se expresa como:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\kappa} = \sqrt{\frac{\pi R c_{ext}}{f}} \quad (3.3)$$

Donde  $R$  es el radio del cilindro y  $c_{ext}$  es una constante relacionada con la velocidad de propagación de la onda acústica en medios isotrópicos, cuyo valor es 5760 m/s para el silicio. De aquí se puede obtener la velocidad de propagación de este modo en el cilindro.

$$v = \Lambda f = \sqrt{\pi R c_{ext} f} \quad (3.4)$$



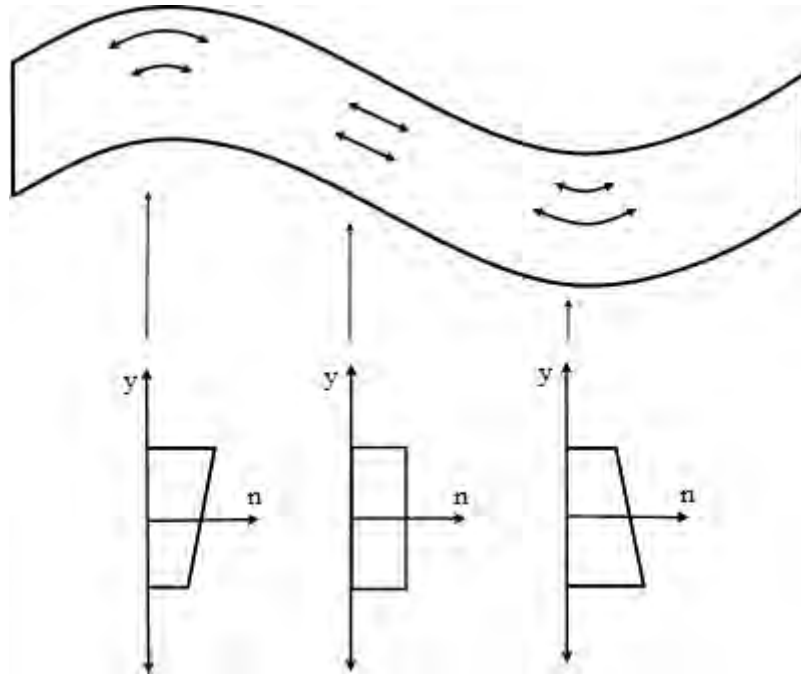


Fig. 3. 1 Efecto de una onda acústica sobre el índice de refracción efectivo[8].

De esta expresión se deduce que la onda se propagará más rápido cuanto mayor sea la frecuencia de la onda y el radio del cilindro.

En el régimen de bajas frecuencias podemos considerar que la potencia acústica se distribuye uniformemente en toda la sección transversal del cilindro. En estas condiciones la potencia transportada por el modo,  $P$ , viene dada por[9] :

$$P = 2\pi^3 \rho c_{ext} (f R)^2 u_o^2 \quad (3.5)$$

donde  $\rho$  es la densidad del material que forma el cilindro, en este caso el sílice, cuya densidad es  $2200 \text{ Kg/m}^3$ . A frecuencias altas, el campo acústico deja de estar distribuido uniformemente en la sección transversal del cilindro, y tiende a concentrarse en torno a las paredes del cilindro, con lo que la ecuación (3.5) deja de tener validez.

### 3.2.1 Perturbación en el índice de refracción por ondas acústicas de flexión

El efecto que la propagación de la onda de flexión produce en la fibra, es la modificación del índice efectivo modal. Esta perturbación puede ser descrita mediante la siguiente expresión:

$$\Delta n_{ef} = n_{ef} - s_z - \chi n_{ef} s_z \quad (3.6)$$

Donde  $n_{ef}$  es el índice efectivo del modo,  $s_z$  es la tensión introducida por la onda acústica en cada punto y  $\chi$  es el coeficiente elasto-óptico, de valor 0.22 para el sílice[10, 11]. La Fig. 3. 1 representa de forma esquemática el efecto neto de la onda acústica sobre el índice de refracción efectivo.

En la ecuación (3.6), cada uno de los sumandos representa un efecto distinto: el primero representa el efecto geométrico, que da cuenta de las variaciones de camino geométrico como consecuencia de la expansión y compresión de la fibra debido a la onda acústica. La luz que se propaga por la zona estirada recorrerá un camino mayor que la que se propaga por la zona comprimida. En el tratamiento habitual de este fenómeno, las variaciones de camino geométrico se introducen como variaciones de índice efectivo, aumentando el índice en las zonas estiradas y reduciéndolo en las comprimidas. El segundo término de la ecuación (3.6) representa el efecto elasto-óptico, y es debido a las variaciones del índice de refracción del sílice provocadas por cambios en la densidad debidos a la compresión y expansión del material que compone la fibra. Este efecto se traduce en una disminución del índice modal en las zonas de expansión que se oponen a la contribución del efecto geométrico. De los dos términos de la ecuación (3.6), el primero es el dominante, lo que supone un aumento del índice cuando se aplica una tensión mecánica positiva.

Combinando las ecuaciones (3.2) y (3.6), obtenemos la perturbación introducida en el índice de refracción:

$$\Delta n_{ef} = n_{ef}(1 - \chi)y\kappa^2 u_0 \cos(\kappa z - \Omega t) = \Delta n_{ef}(x, y) \cos(\kappa z - \Omega t) \quad (3.7)$$

Esta expresión  $\Delta n_{ef}$  es función de la coordenada transversal  $y$ , lo que en coordenadas cilíndricas, supone una dependencia con la coordenada angular  $\phi$ . La distribución angular de la perturbación es antisimétrica en la sección transversal de la fibra, lo que va a imponer condiciones de simetría que seleccionaran los modos ópticos entre los que será posible el acoplamiento[12].

### 3.2.2 Teoría de modos acoplados

El acoplamiento entre modos de una fibra producido por una onda de flexión puede ser descrito en términos de la teoría de modos acoplados[7-8]. En este apartado vamos a resumir cuales son los resultados más relevantes de esta teoría, y a continuación estudiaremos cuáles son las implicaciones en nuestro dispositivo acusto-óptico.

Cuando se introduce una perturbación en una guía, es posible transferir energía de unos modos propios de la guía original a otros. Para que el acoplamiento entre dos modos sea eficiente han de verificarse dos condiciones: por un lado, la conservación del momento en la interacción, para lo que debe cumplirse la condición de ajuste de fases entre los modos implicados en el acoplamiento, y por otro lado, la conservación de la energía, que implica un desplazamiento en frecuencia de la luz que se transfiere de un modo a otro.

La condición de ajuste de fases se escribe como:

$$L_B = \Lambda \quad (3.8)$$

La cual exige que la longitud de onda de la señal que introduce la perturbación,  $\Lambda$ , en este caso la onda acústica, se iguale a la longitud de batido entre los modos de la guía,  $L_B$  siendo:

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \quad (3.9)$$

donde  $\Delta\beta$  es la diferencia entre las constantes de propagación de los modos acoplados.

La conservación de la energía en la interacción supone que la energía acoplada de un modo a otro esté desplazada en frecuencia respecto a la que no ha sido acoplada. El desplazamiento es justamente la frecuencia de la señal acústica que introduce la perturbación y puede ser positivo o negativo. El signo depende del sentido de propagación de la onda acústica así como del sentido de propagación de los modos ópticos. La conservación de energía se escribe como:

$$\varpi_2 - \varpi_1 = \pm\Omega \quad (3.10)$$

donde  $\varpi_1$  y  $\varpi_2$  son las frecuencias de los dos modos ópticos entre los que se produce la transferencia de energía y  $\Omega$  es la frecuencia de la onda acústica. En este caso, el acoplamiento transfiere energía desde el modo fundamental de la guía a un modo de orden superior, siendo la señal acústica y los modos ópticos copropagantes. En estas condiciones, el desplazamiento en frecuencia es negativo.

Cuando en la entrada de la región donde se produce el acoplamiento se excita un solo modo óptico, al cabo de una cierta longitud de interacción  $L$ , la potencia transportada por cada uno de los modos de la guía implicados en el acoplamiento viene dada por las expresiones:

$$\begin{aligned} P_1 &= P_0 \left[ 1 - \frac{C^2}{C^2 + \delta^2} \operatorname{sen}^2(L\sqrt{C^2 + \delta^2}) \right] \\ P_2 &= P_0 \operatorname{sen}^2(L\sqrt{C^2 + \delta^2}) \end{aligned} \quad (3.11)$$

donde  $P_1$  es la potencia que permanece guiada por el modo incidente,  $P_2$  es la potencia que ha sido acoplada al otro modo y  $P_0$  es la potencia total.  $C$  es el coeficiente de acoplamiento y  $\delta$  es el parámetro de desintonización, definido como:

$$\delta = \pi \left( \frac{1}{L_B} - \frac{1}{\Lambda} \right) \quad (3.12)$$

Cuando se verifica la condición de ajuste de fase este parámetro se anula, y las expresiones anteriores se reducen a la respuesta en seno cuadrado, con argumento  $CL$ , lo que significa que, en resonancia, el acoplamiento de potencia es periódico con  $CL$ .

Por último, el coeficiente de acoplamiento  $C$  viene dado por la siguiente expresión:

$$C = \frac{\pi}{\lambda} \int_A \Psi_{\text{núcleo}}(x, y) \Delta n_{ef}(x, y) \Psi_{\text{recubrimiento}}(x, y) dx dy \quad (3.13)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz,  $\Psi_{\text{núcleo}}$  y  $\Psi_{\text{recubrimiento}}$  son las distribuciones transversales de campo de los modos de la guía, y  $\Delta n_{ef}(x, y)$  es la perturbación del índice que introduce la onda acústica. La integral se evalúa en una sección transversal  $A$  de la guía.

De estos resultados se desprende que la eficiencia del acoplamiento entre dos modos va a depender de la longitud de la zona de interacción, de la potencia acústica, de las propiedades elasto-ópticas del medio y del solapamiento entre las distribuciones de campo de la onda acústica y los modos guiados.

### 3.3 Perturbación en el índice de refracción por ondas acústicas longitudinales

Consideremos aquí la propagación de una onda acústica fundamental longitudinal a lo largo de una fibra. En el régimen de bajas frecuencias, la perturbación en el índice de refracción no tiene ninguna dependencia con la coordenada transversal, y es constante sobre la sección transversal de la fibra. El campo de deformación inducido por una onda elástica de frecuencia  $\Omega$  puede ser escrito como:

$$s(z, t) = s_0 \cos(\kappa_0 z - \Omega t) \quad (3.14)$$

La perturbación que esta deformación causa en el índice efectivo de el modo fundamental esta dado por:

$$\Delta n_{ef} = n_{ef} (1 - \chi) s_0 \cos(\kappa_0 z - \Omega t) \quad (3.15)$$

Donde  $s_0$  es la amplitud del campo de deformación inducido por la onda acústica longitudinal el cual depende de la potencia acústica conducida por la onda,  $P_s$ :

$$s_0 = \sqrt{\frac{2P_s}{E \cdot A \cdot c_g}} \quad (3.16)$$

aquí  $A$  es la sección transversal de la fibra óptica y  $c_g$  es la velocidad de grupo de la onda acústica.

De nuevo, un esfuerzo mecánico resulta en el incremento del índice de refracción efectivo. Sin embargo, en contraste con el caso previo, ahora la perturbación no cambia con la coordenada azimutal, y esto da a una selección de reglas diferente para los modos ópticos que pueden acoplarse a través de esta perturbación.

### 3.3.1 Propagación de ondas acústicas longitudinales a lo largo de una rejilla de Bragg

Una rejilla de Bragg uniforme (FBG) consiste en un periodo corto de modulación del índice de refracción del núcleo de una fibra óptica. Como resultado, La FBG refleja una banda centrada a la longitud de onda de Bragg  $\lambda_B$  la cual está dada por:

$$\lambda = 2n_0\Lambda_B \quad (3.17)$$

donde  $n_0$  es el promedio de índice a lo largo de la rejilla y  $\Lambda_B$  es el corto periodo de modulación del índice de refracción de la FBG. Esta modulación es creada por la exposición de una fibra fotosensible a radiación UV. Diferentes técnicas pueden ser empleadas para la fabricación de una FBG, incluyendo la técnica de mascara de fase y la técnica interferométrica. A lo largo de una rejilla de Bragg, el índice modal del modo fundamental a un punto  $z$  de la rejilla esta dado por:

$$n(z) = n_0(1 + M \cos[K_B \cdot z]) \quad (3.18)$$

donde  $M$  es el coeficiente de modulación de la rejilla de Bragg no perturbada y  $K_B$  es el número de onda de la rejilla.

Cuando una onda elástica se manda a través de una rejilla de Bragg uniforme, induce una modulación de periodo largo a la rejilla. En este caso, tensión/compresión de la fibra no solo la perturbación del índice de refracción de la rejilla, sino también la modulación espacial de la rejilla de Bragg[13, 14]. Así, el índice modal resultante esta escrito como:

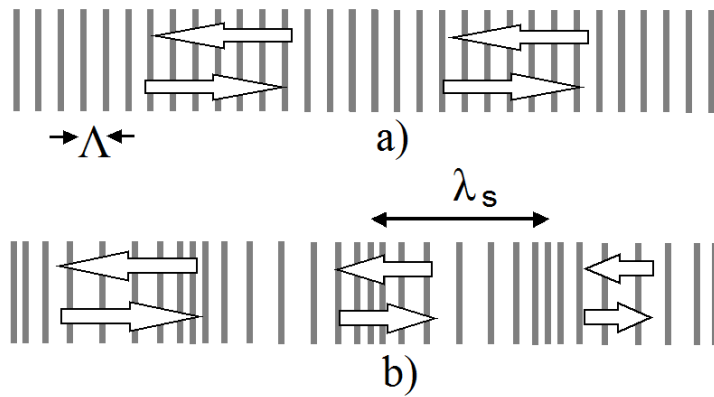
$$n(z, t) = n_0(1 - \chi \cdot s(z, t)) \cdot (1 + M \cos[K_B \cdot (z - f(z))]) \quad (3.19)$$

En esta expresión, pueden observarse dos contribuciones. Primero, el índice de refracción del modo óptico es perturbado debido al efecto elasto-óptico. Segundo, el termino  $f(z)$  toma en cuenta el efecto geométrico, ya que la rejilla esta modulada

espacialmente por la onda elástica. Este término puede ser escrito de la siguiente manera:

$$f(z) = \int_0^z s(z', t) dz' \quad (3.20)$$

En este caso, ambos efectos pueden ser descrito por medio de un smooth-comparable al periodo- espacial de la deformación de una rejilla uniforme debido al alargamiento-compresión inducido por la onda elástica. En un caso realista un periodo típico de una rejilla de Bragg uniforme es de una fracción de una micra, mientras tanto la longitud de onda de una onda acústica es de cerca de un milímetro.



**Fig. 3. 2 Efectos de la propagación de una onda acústica longitudinal a lo largo de una rejilla de Bragg, se puede observar como el periodo se alarga y se estrecha al propagarse una onda acústica longitudinal de longitud de onda  $\lambda_s$ , sobre la rejilla de Bragg[13].**

Así, ambas modulaciones del índice de refracción, esto es, el periodo fino de la rejilla de Bragg y el periodo largo de modulación introducido por la onda elástica esta superpuesto, resultando en una acústicamente inducida rejilla de fibra superestructurada. Los dos efectos modulan el camino óptico, típicamente la modelación se lleva a cabo en términos de los cambios del periodo efectivo de la rejilla. La Fig. 3. 2 muestra un esquema representativo de la modulación del índice de refracción de una rejilla de Bragg uniforme, como resultado de la propagación de una onda acústica longitudinal senoidal la figura Fig. 3. 2 a) muestra la rejilla de Bragg de



periodo  $\Lambda$ , sin perturbación. Por otro lado, debido al efecto elasto-optico el índice de refracción decrece en los puntos en los cuales la amplitud de la perturbación es máximo, y se incrementa en los puntos en que la perturbación es mínima, simultáneamente, la perturbación modifica el periodo de la rejilla (ver Fig. 3. 2 b), en este caso el periodo esta alargado en los puntos de máximo esfuerzo, y decrece en los puntos de mínimo esfuerzo[5].

## Referencias

1. Östling, D., & Engan, H. E., *Narrow-band acousto-optic tunable filtering in a two-mode fiber*. Optics Letters, 1995. **20**(11): p. 1247-1249.
2. Kim, B., Blake, J., Engan, H., and Shaw, H., *All-fiber acousto-optic frequency shifter*. Optics letters, 1986. **11**(6): p. 389-391.
3. Park, H.S., Song, K., Yun, S., & Kim, B. Y., *All-fiber wavelength-tunable acoustooptic switches based on intermodal coupling in fibers*. Journal of Lightwave Technology, 2002. **20**(10): p. 1864-1868.
4. Diez, A., Delgado-Pinar, M., Mora, J., Cruz, J., & Andrés, M. V., *Dynamic fiber-optic add-drop multiplexer using Bragg gratings and acousto-optic-induced coupling*. IEEE Photonics Technology Letters, 2003. **15**(1): p. 84-86.
5. Delgado Pinar, M., *In-fibre acousto-optic devices and anisotropic microstructured optical fibres*, in *Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo*. 2008, Universidad de Valencia: Valencia, España.
6. Thurston, R.N., *Elastic waves in rods and clad rods*. J. Acoust. Soc. Am., 1978. **64**(1): p. 1-37.
7. Engan, H.E., Kim, B. Y., Blake, J. N., & Shaw, H. J., *Propagation and optical interaction of guided acoustic waves in two-mode optical fibers*. Journal of Lightwave Technology, 1988. **6**(3): p. 428-436.
8. Birks, T.A., Russell, P. S. J., Culverhouse, D., *The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers*. Journal of Lightwave Technology, 1996. **14**(11): p. 2519-2529.
9. Blake, J.N., Kim, B. Y., Engan, H. E., & Shaw, H. J., *Analysis of intermodal coupling in a two-mode fiber with periodic microbends*. Optics Letters, 1987. **12**(4): p. 281-283.

10. Birks, T., Russell, P. S. J., & Culverhouse, D. O., *The acousto-optic effect in single mode fiber tapers and couplers*. Journal of lightwave technology, 1996. **14**(11): p. 2519-2529.
11. Dong, L., Birks, T., Ober, M., & Russell, P. S. J., *Intermodal coupling by periodic microbending in dual-core fibers-comparison of experiment and theory*. Journal of Lightwave Technology, 1994. **12**(1): p. 24-27.
12. Delgado Pinar, M., *Q-Switching activo de un láser de fibra óptica basado en la interacción acusto-óptica.*, in *Departamento de Física aplicada y Electromagnetismo*. 2004, Universidad de Valencia: Valencia, España.
13. Russell, P.S.J., & Liu, W. F. , *Acousto-optic superlattice modulation in fiber Bragg gratings*. Journal of the Optical Society of America. A, 2000. **17**(8): p. 1421-1429. .
14. Liu, W.F., Russell, P. S. J., and Dong, L., *100% Efficient Narrow-Band Acoustooptic Tunable Reflector Using Fiber Bragg Grating*. Journal of Lightwave Technology, 1998. **16**(11): p. 2006-2009.



## **Capítulo 4**

# **Modulador acústico óptico basado en el uso de ondas acústicas de flexión**

### **Introducción**

Cuando una onda acústica de flexión se propaga a lo largo de una fibra óptica monomodo se introduce una perturbación periódica de su índice de refracción, y eso puede inducir el acoplamiento entre el modo fundamental guiado por el núcleo de la fibra a uno de los modos soportados por el recubrimiento[1]. Esta interacción acústico-óptica puede ser vista como el equivalente a una fibra de periodo largo (LPG). Las LPG son usualmente fabricadas por la creación de una perturbación periódica del índice de refracción por medio de radiación ultravioleta; esto fija las características espectrales de la rejilla. Por otro lado cuando la perturbación es introducida por una onda acústica, su periodo y esfuerzo puede controlarse por medio de la frecuencia y amplitud de la onda acústica respectivamente[2]. Así, las propiedades espectrales del dispositivo óptico pueden ser controladas dinámicamente a través de las características de la perturbación acústica. El acoplamiento óptico es resonante en longitud de onda, y tiene lugar en la longitud de onda que asegura la condición de ajuste de fase entre la longitud de onda de batido de los dos modos ópticos y la longitud de la onda acústica. A la salida del dispositivo acústico-óptico, solamente la luz que sigue siendo guiada por el modo del núcleo es transmitida. Por lo tanto, el acoplamiento de energía desde el modo fundamental a un modo del revestimiento resulta en la aparición de un pico de atenuación en el espectro, cuya amplitud es fija

por las ondas acústicas que están siendo usadas[3]. En el presente capítulo se muestran los resultados experimentales de la interacción acústico-óptica utilizando ondas acústicas de flexión en un taper de fibra óptica monomodo estándar empleados para la fabricación y caracterización de un atenuador acusto-optico de banda ancha sintonizable en longitud de onda, que posteriormente será utilizado como modulador del factor Q en una cavidad laser.

#### 4.1 Desarrollo experimental

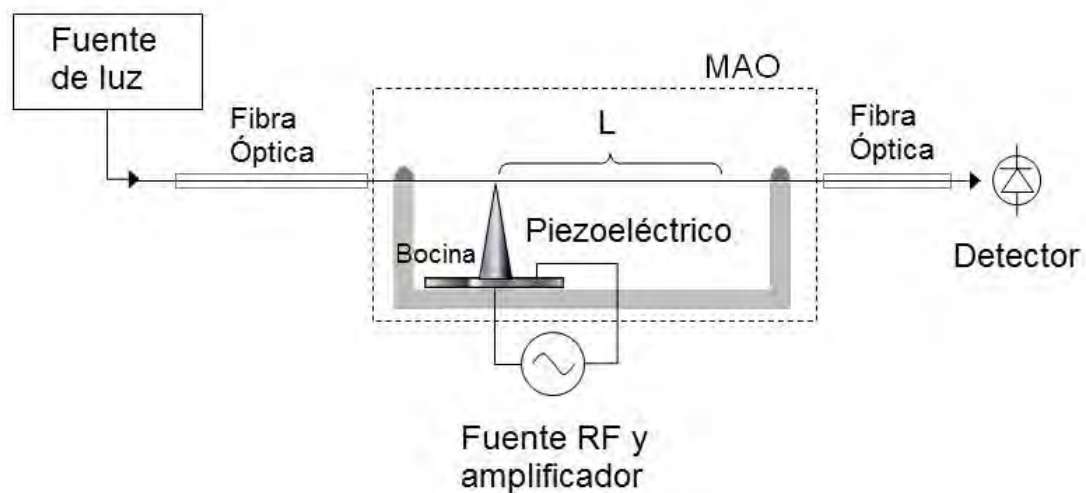


Fig. 4. 1 Arreglo experimental utilizado para la implementación de un dispositivo acústico-óptico.

La configuración utilizada para la implementación del dispositivo acusto-óptico se muestra en la Fig. 4. 1. El dispositivo en turno está compuesto de una fuente de RF (radiofrecuencia), un disco piezoeléctrico de modo transversal (PZT), una bocina de aluminio cónica, y un taper de fibra óptica monomodo – SM980 Fibercore de baja apertura numérica (0,13-0,15) –.La fibra óptica fue disminuida por fusión y estirada usando una llama que se deslizaba horizontalmente, hasta obtener una cintura

de estrechamiento con un diámetro uniforme de  $76\ \mu\text{m}$  y  $0,1\ \text{m}$  de longitud, para este caso en específico. Como se menciona anteriormente es necesario obtener la condición de ajuste de fase entre la longitud de onda de batido de los modos ópticos y la onda acústica de flexión. El método que utilizamos para lograr esto está basado en el uso de materiales piezoeléctricos, los cuales al aplicárseles una señal de radiofrecuencia (RF) se expanden y se contraen a la frecuencia aplicada. De esta manera usando una bocina acústica de forma cónica hecha de aluminio (se utilizó este material debido a que la velocidad con que se propagan las ondas acústicas en él, es similar a la velocidad con la cual se propagan en el silicio) fue unida a un disco piezoeléctrico (PZT) en un extremo y en el extremo opuesto fue pegada a una sección de la fibra sin recubrimiento y cercana al taper de fibra óptica. Finalmente el dispositivo fue amortiguado acústicamente en ambos extremos para prevenir reflexiones acústicas no deseadas[1]. Esta configuración permite la concentración de la intensidad acústica generada por el PZT en una señal de mayor intensidad acústica en la punta de la bocina. La luz proveniente de una fuente de luz de amplio rango espectral se hace incidir en la zona de interacción L (la cual está constituida por una fibra óptica que ha sido desprovista de polímero y disminuida por fusión usando una llama que se desliza horizontalmente hasta obtener una cintura de diámetro uniforme de  $76\ \mu\text{m}$  y  $0,1\ \text{m}$  de longitud) donde la onda acústica de flexión que proviene del piezoeléctrico se propaga a lo largo de la fibra óptica e introduce una perturbación periódica de su índice de refracción, induciendo el acoplamiento entre el modo fundamental guiado por el núcleo de la fibra a uno de los modos soportados por el recubrimiento[4]. A la salida del dispositivo acústico-óptico, solamente la luz que sigue siendo guiada por el modo del núcleo es transmitida. Por lo tanto, el acoplamiento de energía desde el modo fundamental a un modo del revestimiento resulta en la aparición de un pico de atenuación en el espectro (en torno a la longitud de onda de resonancia del piezoeléctrico) y cuya amplitud es fija por las ondas acústicas usadas.

En el experimento, el disco piezoeléctrico es alimentado por una señal eléctrica alterna la cual es suministrada por un generador de radiofrecuencia (RF) y amplificada por un amplificador de banda ancha que tiene un rango de 10 KHz a 250 MHz. La señal eléctrica resultante se aplica al piezoeléctrico, el cual responde proporcionalmente a la amplitud de la señal[5].

Para caracterizar el dispositivo se realizaron dos tipos de mediciones.

- 1) Se midió el espectro de transmitancia del dispositivo, ya que proporciona las características de la resonancia como: la longitud de onda del pico de atenuación, el ancho de banda de la resonancia, el nivel de atenuación de la luz en cada longitud de onda y la aparición de posibles lóbulos laterales. Para realizar estas mediciones utilizamos la luz proveniente del espectro de fluorescencia de una fibra óptica dopada con iones de Iterbio ya que tiene un ancho de banda de aproximadamente 100 nm, de esta manera la luz se envía a través del dispositivo (MAO) y a la salida de este se mide la transmitancia utilizando un analizador espectral ANDO-6315A.
- 2) Otra característica importante a medir es el tiempo de respuesta del dispositivo frente a la conexión o desconexión de la onda acústica. Cuando el generador de RF deja de suministrar la señal, la onda acústica deja de propagarse en la fibra y la transmitancia del dispositivo comienza a subir hasta su valor máximo, de esta manera el tiempo entre la transmitancia nula y la transmitancia máxima determina la frecuencia de repetición máxima a la que va a operar el dispositivo acusto-óptico. Para hacer esta medición se utilizó un laser de fibra óptica a 1064 nm, un fotodetector de InGaAs a 125 MHz y un osciloscopio.

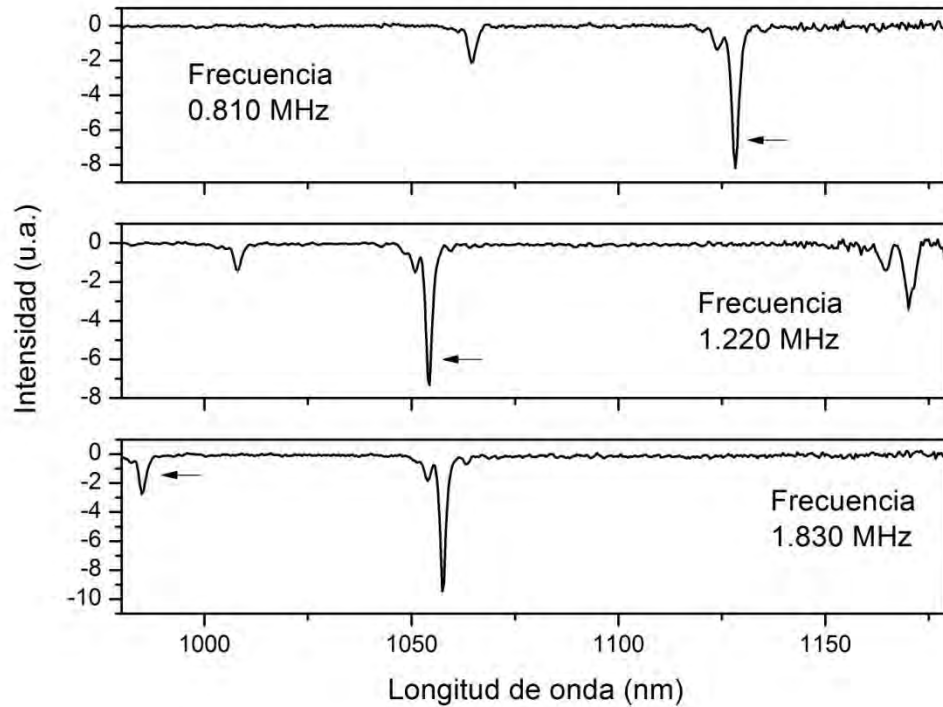


## 4.2 Caracterización espectral del modulador

### 4.2.1 Sintonización de la longitud de onda y control del nivel de atenuación del modulador

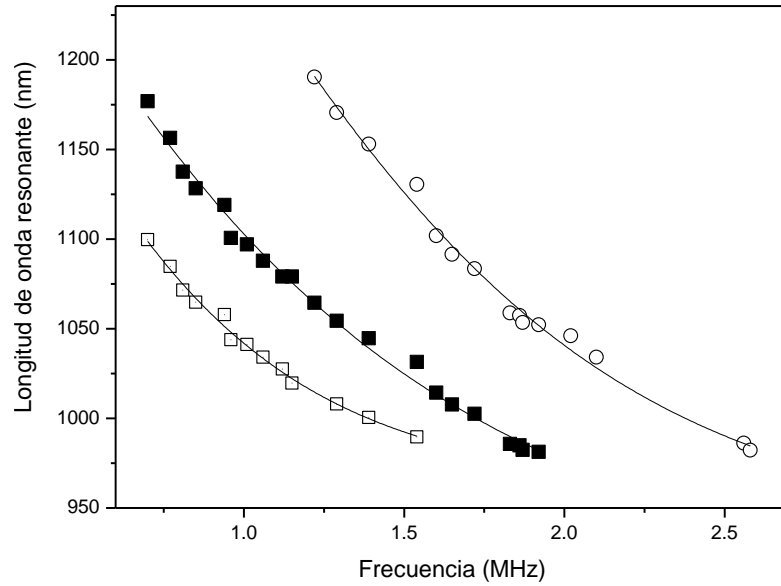
Cuando la señal de RF es aplicada al disco piezoeléctrico, la onda acústica de flexión viaja a través del taper. Si la longitud de onda acústica se ajusta perfectamente a la longitud de onda de batido entre el modo fundamental guiado por el núcleo de la fibra y uno de los modos ópticos soportados por el recubrimiento, así la luz es acoplada a la onda residual del revestimiento a lo largo del taper, siendo la onda acústica finalmente absorbida por el revestimiento de la fibra. [6]. Por lo tanto, el acoplamiento de energía desde el modo fundamental a un modo del revestimiento resulta en la aparición de un pico de atenuación en el espectro de salida del modulador. Cuando se varía la frecuencia acústica, la perturbación también lo hace, y por lo tanto la condición de ajuste de fase se desplaza una diferente longitud de onda.

En la Fig. 4. 2. se pueden observar diferentes espectros de transmitancia del dispositivo correspondientes a diferentes frecuencias de la onda acústica, en cada uno de ellos se pueden observar uno o varios picos de atenuación que aparecen a diferentes longitudes de onda. Cuando la frecuencia de la onda acústica se incrementa, los picos de atenuación se desplazan a longitudes de onda mas cortas. Como se menciono anteriormente la fibra utilizada para realizar este experimento fue la SM980 Fibercore estrechada hasta un diámetro de 76  $\mu\text{m}$  (taper) y con una longitud de diámetro uniforme de 10 cm.



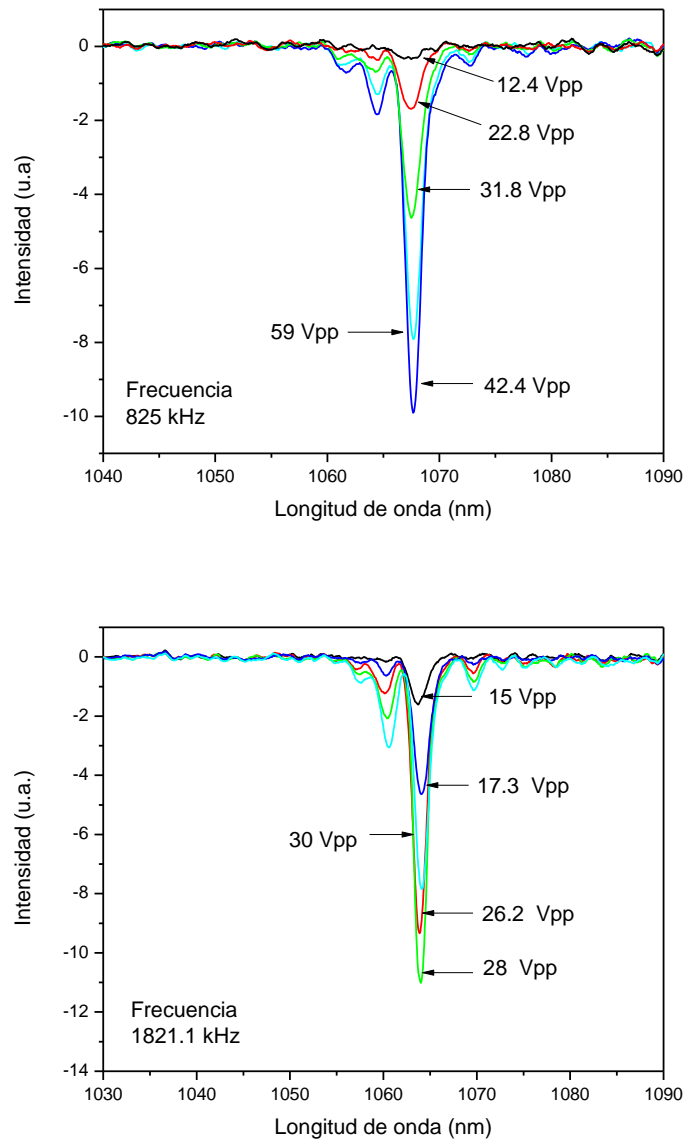
**Fig. 4. 2** Espectros de transmitancia de la fibra SMF 980 reducida a 76 micras de diámetro (taper) y cuya longitud de interacción es de 10 cm. La figura muestra como varía el espectro de atenuación a diferentes frecuencias de la onda acústica. Las flechas muestran como el mismo pico de atenuación se desplaza a longitudes de onda más cortas conforme la frecuencia de la onda acústica es incrementada.

La Fig. 4. 3 muestra la sintonización de los picos de atenuación causados por el acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo y los tres primeros modos de revestimiento  $LP_{1m}$ . Estas mediciones se hicieron mediante la iluminación del taper con una fuente de luz de banda ancha espectral en este caso utilizamos la luz proveniente del espectro de fluorescencia de una fibra óptica dopada con iones de Iterbio ya que tiene un ancho de banda de aproximadamente 100 nm y la detección de la luz transmitida a través del taper se realizó con un analizador espectral ANDO-6315A .



**Fig. 4. 3** Longitudes de onda resonantes como función de la frecuencia acústica para los tres primeros modos de acoplamiento.

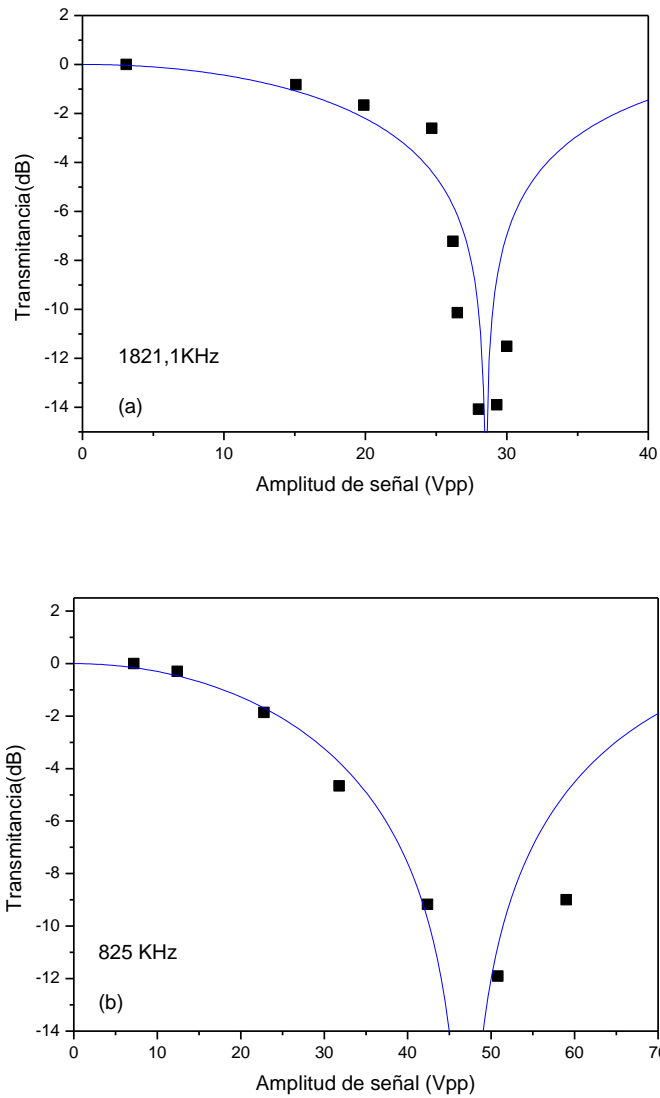
Como ejemplo, la Fig. 4. 4 muestra la evolución del espectro de transmisión medido a dos distintas frecuencias y a diferentes voltajes aplicados al piezoeléctrico que van desde los 12.4 V hasta los 59 V (medidos de pico a pico) para la frecuencia de 885 kHz y desde los 15 V hasta los 30 V (medidos de pico a pico) a una frecuencia de 1821.1 kHz. La transferencia de potencia óptica desde el modo fundamental del núcleo a uno de los modos de revestimiento se comporta periódicamente como una función de la potencia acústica, la cual a su vez es una función del voltaje aplicado al piezoeléctrico. La Fig. 4. 5 muestra este efecto para el punto de operación seleccionado, en este caso a una longitud de onda resonante de 1067 y 1064 nm.



**Fig. 4. 4** Espectros de transmitancia causados por el primer y tercer modo de acoplamiento mediante la aplicación de una señal senoidal a 825 kHz y 1821.1 kHz para diferentes voltajes aplicados al piezoelectrico.

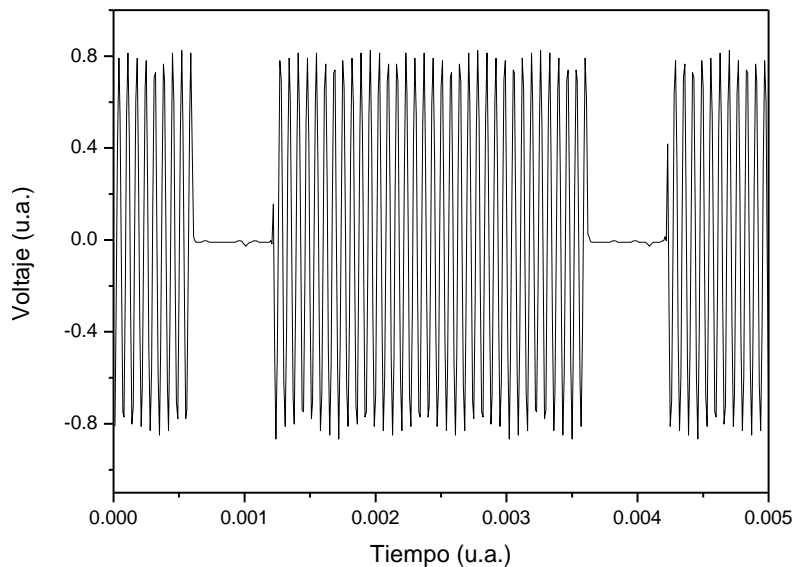
Como se puede observar en la Fig. 4. 5 (a) y (b), muestran un ciclo completo de acoplamiento. La máxima atenuación de la señal óptica a la longitud de onda de resonancia es graficada en función del voltaje aplicado. Se observa que la atenuación

aumenta hasta un máximo de 12 dB y 14 dB, para un voltaje aplicado al piezoeléctrico de 50 V y 28 V (medidos de pico a pico). Más allá de este punto, el incremento en el voltaje aplicado aumenta la ganancia de transmisión de nuevo.



**Fig. 4. 5** Transmitancia como función del voltaje aplicado al piezoeléctrico (recuadros negros), a una longitud de onda resonante y frecuencia fijas en este caso las longitudes de onda son de 1067 nm y 1064 nm para las frecuencias de 825 kHz y 1821.1 kHz, la curva representa el ajuste teórico de acuerdo a una función seno cuadrado.

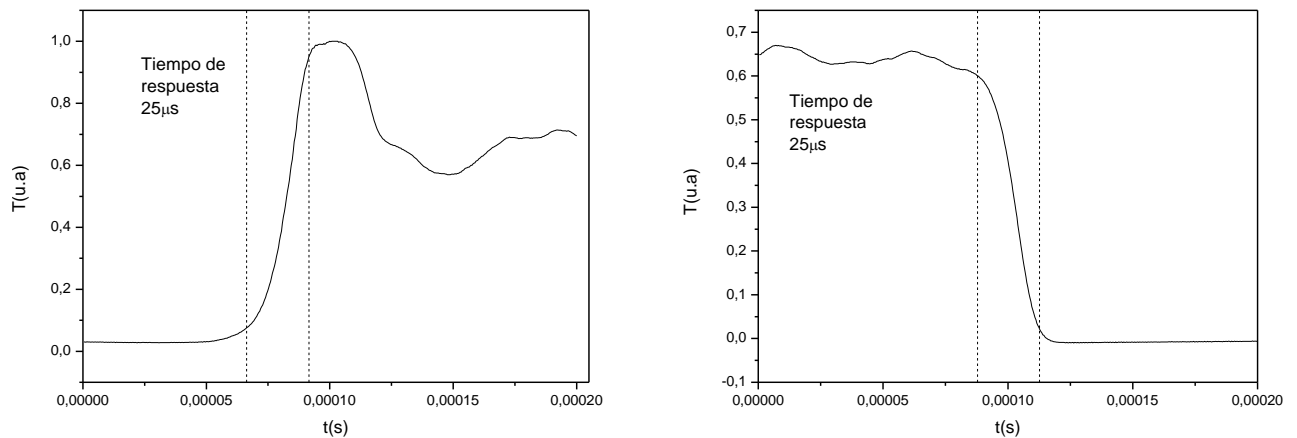
Por lo tanto, la modulación entre 0 dB y 14 dB y pueden ser logradas mediante la aplicación al piezoeléctrico de una señal senoidal a la frecuencia seleccionada (825 kHz y 1821.1kHz) totalmente modulada por una señal rectangular, ver la Fig. 4. 6. Esta modulación produce períodos de encendido y apagado de la ondas acústicas que viajan en la fibra, lo cual resulta en una modulación de las pérdidas de la cavidad en la longitud de onda de resonancia. De paso, cabe mencionar que varios tapers fueron fabricados con el fin de optimizar mejor el sistema, utilizando SM980 Fibercore de apertura numérica alta (0.17 a 0.19), y, Nufern SM-YSF-LO (una fibra moderadamente dopada con Iterbio) y a su vez con diferentes cinturas de tapers. A pesar de ello, el mínimo decaimiento en la transmitancia fue siempre alrededor de los valores reportados, es decir, entre 10 y 16 dB.



**Fig. 4. 6** La grafica muestra la señal senoidal modulada por una señal rectangular que fue aplicada al piezoeléctrico.

#### 4.2.2 Tiempo de respuesta del modulador

El tiempo de conmutación (encender o apagar) es uno de los parámetros clave para cualquier modulador destinado a ser utilizados como modulador. De preferencia este debe ser lo más corto posible. Por esta razón, se midió la respuesta temporal de este dispositivo, este parámetro se obtuvo al medir la luz transmitida, mientras simultáneamente se registraba la señal de modulación en un osciloscopio. De esta manera el tiempo que tardó en aumentar/disminuir la potencia óptica transmitida a través del taper cuando el voltaje de la señal RF fue aplicada al piezoeléctrico es decir estaba apagada o encendida, fue de 25  $\mu\text{s}$  respectivamente. La Fig. 4. 7 muestra el tiempo de conmutación de un dispositivo implementado en una fibra estrechada hasta 76  $\mu\text{m}$  con una longitud de interacción de 10 cm.



**Fig. 4. 7** Las graficas muestran la transmitancia en función del tiempo. Las líneas punteadas muestran el tiempo de conmutación del dispositivo que fue implementado en una fibra estrechada hasta 76  $\mu\text{m}$  con una longitud de interacción de 10 cm.

En un dispositivo como el realizado en este trabajo, el tiempo de conmutación es determinado por el tiempo que tarda la onda acústica en recorrer la longitud de interacción. Los factores que controlan el tiempo de conmutación son, la longitud de

interacción y la velocidad de propagación de la onda acústica en la fibra. Este tiempo corresponde razonablemente bien con el tiempo que tarda la onda acústica de flexión en viajar por el taper, es decir,  $0,1 \text{ m} / 3764 \text{ m} / \text{s} \cong 26 \mu \text{ s}$ . En principio, y para un taper de cintura dada, los tiempos de conmutación más cortos podrían lograrse por la disminución de la longitud de interacción. Desafortunadamente, esto incrementa simultáneamente la potencia acústica necesaria para alcanzar la misma potencia óptica acoplada, por lo tanto hay un límite (trade-off) entre ambos parámetros.

### **4.3 Conclusiones**

Se realizó la implementación de un modulador acústico óptico, basado en la introducción de pérdidas controladas a través de una señal eléctrica debido a la propagación de ondas acústicas de flexión a lo largo de una fibra estrechada.

De esta manera el dispositivo acústico óptico realizado es viable para ser implementado dentro de una cavidad laser y para de esta manera poder modular el factor de calidad de la cavidad y obtener un laser pulsado en régimen Q-switched. Esto debido a que la técnica utilizada en la realización de este dispositivo nos permite la sintonización de la longitud de onda así como también la variación del nivel de atenuación de la señal.



## Referencias

1. Kim, B., Blake, J., Engan, H., and Shaw, H. , *All-fiber acousto-optic frequency shifter*. Optics letters, 1986. **11**(6): p. 389-391.
2. Birks, T.A., Russell, P. S. J., Culverhouse, D. , *The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers*. Journal of Lightwave Technology, 1996. **14**(11): p. 2519-2529.
3. Christian Cuadrado-Laborde, A.D.C., Miguel V. Andrés, José L. Cruz, Miguel Bello-Jimenez, Irma L. Villegas, Alejandrina Martínez-Gámez, and Yuri O. Barmenkov., *Applications of in-Fiber Acoustooptic Devices*. Acoustic Wave/ Book 2: InTech - Open Access Publisher.
4. I.L. Villegas, C.C.-L., A. Díez, J.L. Cruz, M.A. Martínez-Gámez, and M.V. Andrés *Yb-doped strictly all-fiber laser actively Q-switched by intermodal acousto-optic modulation*. Laser Physics, 2011.
5. Pinar, M.D., *Q-Switching activo de un láser de fibra optica basado en la interacción acousto-optica.*, in *Departamento de Física aplicada y Electromagnetismo*. 2004, Universidad de Valencia: Valencia, España.
6. Birks, T., Russell, P. S. J., & Pannell, C. , *Low power acousto-optic device based on a tapered single-mode fiber*. IEEE Photonics Technology Letters, 1994. **6**(6): p. 725-727.



## Capítulo 5

# Láser de Iterbio todo fibra en régimen *Q*-Switching activo

### Introducción

El mecanismo de emisión de pulsos cortos está basado en la modulación del factor  $Q$  de la cavidad[1, 2], el cual puede hacerse de forma pasiva o activa. En el primero las configuraciones experimentales son más simples, pero la razón de repetición solo varía con la potencia de bombeo del medio de ganancia[3, 4]. Además, ellos mostraban inestabilidad a largo plazo, y frecuentemente las amplitudes de los pulsos son moduladas aleatoriamente en el tiempo[5]. Por otro lado, el régimen  $Q$ -switching activo es independiente y controlado con precisión por una señal eléctrica, la cual es accionada por el modulador. En general, moduladores como los electro-ópticos[6] o acústico-ópticos [7], no se adaptan a los sistemas compactos de láseres de fibra requeridos hoy en día, además tienen grandes pérdidas de acoplamiento óptico y estrictos requisitos de alineación[8]. También es cierto que los moduladores electro-ópticos o acústico-ópticos con salida de fibra óptica pueden ser usados, por consiguiente con menores pérdidas de la potencia de inserción, aunque estas todavía permanecen relativamente altas (típicamente superior a 3 dB). Por estas razones, el enfoque totalmente de fibra óptica es de interés permanente, siendo ventajoso en términos de costo, pérdidas, empaquetado, robustez y simplicidad. La técnica utilizada en este trabajo para la conmutación activa de  $Q$ -switch es la basada

en la modulación de las pérdidas de la cavidad láser por el acoplamiento de un modo de núcleo a un modo del revestimiento en una fibra óptica, el cual es inducido por ondas acústicas de flexión que viajan a través de ella [9, 10]. En este trabajo se presenta una forma activa de Q-switching realizada estrictamente en un láser completamente de fibra óptica, donde la modulación de las pérdidas de la cavidad se logran por la modulación intermodal inducidas por la trayectoria de ondas de flexión acústicas a través de un taper de fibra óptica. Aquí se demuestra experimentalmente la posibilidad de utilizar esta técnica de modulación a la tecnológicamente relevante a la longitud de onda de láser del Iterbio[11-14]. Debido a que muy pocos láseres con régimen activo de Q-switching dopados con Iterbio en una configuración totalmente de fibra óptica han sido reportados. Las principales dificultades se deben al relativamente largo tiempo de respuesta y una profundidad de modulación limitada de los moduladores de amplitud hechos totalmente de fibra óptica. En este capítulo, se presentarán los resultados experimentales que se obtuvieron en un trabajo de investigación centrado en la interacción acústico-óptica en fibra óptica, de un láser en régimen Q-switching hecho completamente de fibra óptica.

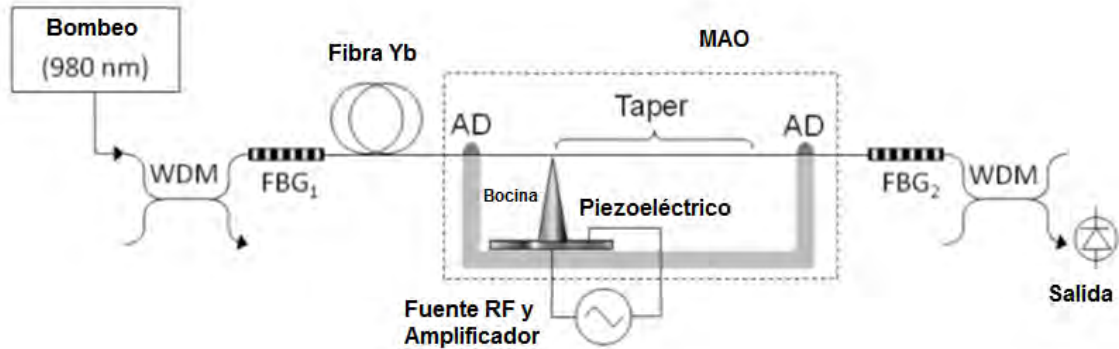


Fig. 5. 1 Arreglo experimental láser de fibra óptica en régimen Q-Switching activo. El modulador acusto-óptico se define por los elementos dentro de la línea discontinua; AD son los absorbentes de la onda acústica.

### 5.1. Arreglo experimental y la técnica de Q-switching.

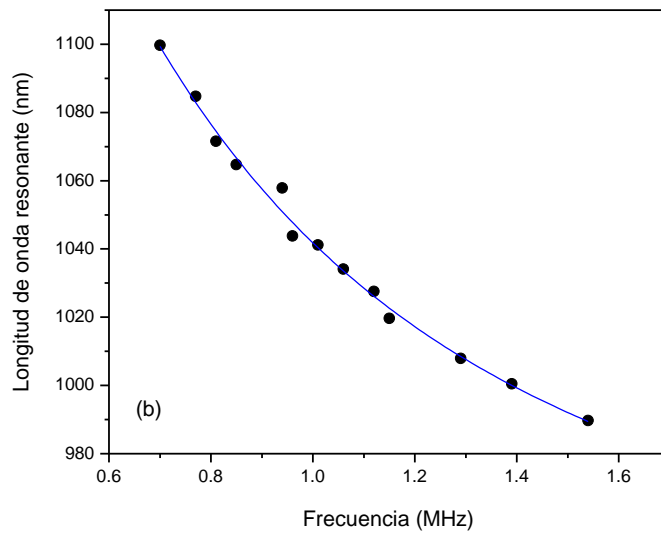
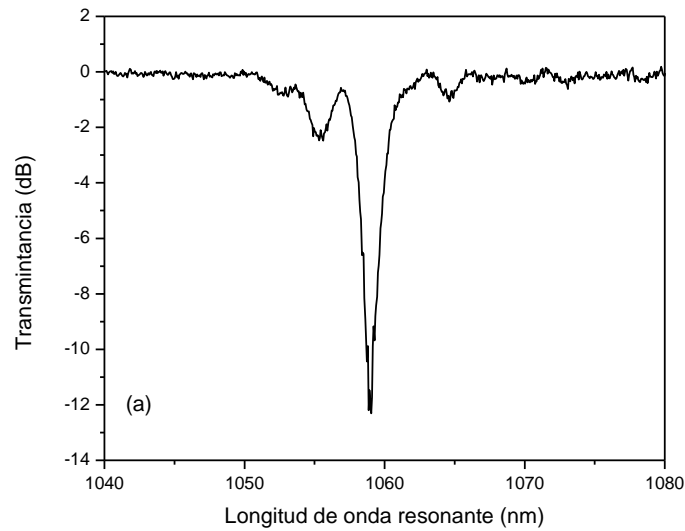
El arreglo experimental utilizado para la implementación del láser de fibra óptica modulado en régimen Q-switching se ilustra esquemáticamente en la Fig. 5. 1. El medio de ganancia fue proporcionada por 0,65 m de fibra monomodo altamente dopada con Iterbio de la marca Nufern SM-YSF-HI, cuya longitud de onda de corte es de  $860 \pm 70$  nm, su apertura numérica de 0.11, y la absorción de núcleo de 250 dB / m a 975 nm. La fibra activa fue bombeada a través de un acoplador WDM por un diodo láser con salida de fibra óptica cuya longitud de onda de emisión es a 980 nm, el cual tiene una potencia máxima de la bombeo de 110 mW. El modulador acústico-óptico de fibra óptica utilizado fue empalmado entre las rejillas de Bragg FBG<sub>1</sub> – la cual tiene una longitud de onda de Bragg de 1064 nm, un ancho espectral (FWHM) de 0.23 nm, y una reflectividad de 99,6% – y la FBG<sub>2</sub> – cuya longitud de onda de Bragg es de 1064 nm, su ancho espectral (FWHM) de 70 pm, y 44 % de reflectividad máxima–, de esta manera se definió una cavidad de Fabry-Perot. El modulador acústico óptico utilizado como se explico en el capítulo anterior está compuesto de una fuente

de RF (radiofrecuencia), un disco piezoeléctrico de modo transversal, una bocina de aluminio cónica, y un taper de fibra óptica monomodo – SM980 Fibercore de baja apertura numérica (0,13-0,15) –. La fibra óptica utilizada en la implementación del modulador acústico óptico fue disminuida por fusión y estirada usando una llama que se deslizaba horizontalmente (taper), hasta obtener una cintura de estrechamiento con un diámetro uniforme de 76  $\mu\text{m}$  y 0,1 m de longitud, para este caso específico. En la base de la bocina de aluminio fue fijado el disco piezoeléctrico y en la punta de la bocina se pegó la fibra óptica en una sección sin recubrimiento cerca del taper, ver Fig. 5. 1. Finalmente, a la fibra óptica utilizada en el modulador acústico óptico se le colocó un aislante acústico en ambos extremos, para evitar los reflejos acústicos no deseados[15].

Como se menciona en el capítulo anterior cuando una señal de RF es aplicada al disco piezoeléctrico, una onda acústica de flexión viaja a través de la fibra en este caso, el taper de fibra óptica. Si la longitud de onda acústica se ajusta perfectamente a la longitud de onda de batido entre el modo fundamental guiado por el núcleo de la fibra y uno de los modos ópticos soportados por el recubrimiento, la luz es acoplada a la onda residual del revestimiento a lo largo del taper, siendo la onda acústica finalmente absorbida por el revestimiento de la fibra.[16].

Por lo tanto, el acoplamiento de energía desde el modo fundamental a un modo del revestimiento resulta en la aparición de un pico de atenuación en el espectro de salida del modulador acústico óptico. Cuando se varía la frecuencia acústica, la perturbación también lo hace, y por lo tanto la condición de ajuste de fase se desplaza una diferente longitud de onda. El punto de operación seleccionado para el funcionamiento del modulador acústico óptico fue a una longitud de onda de 1064,1 nm para una señal de RF aplicada al piezoeléctrico de 825 kHz. Estas mediciones se hicieron introduciendo luz de una fuente de banda ancha espectral en el taper de fibra

óptica y posteriormente detectando la luz transmitida a través del taper, con un analizador espectral (ANDO-6315A).



**Fig. 5. 2** Caracterización espectral del modulador acústico óptico (MAO). Espectro de transmisión del dispositivo cuando una onda acústica de 885 kHz de frecuencia se propaga a lo largo de la fibra, la amplitud de RF aplicado en este caso fue de 26 Vpp. Curva de sintonización del pico de atenuación seleccionado.

La Fig. 5. 2 (a) muestra uno de los espectros de transmisión medidos a un voltaje aplicado al piezoeléctrico de 26 Vpp y una frecuencia de 885 kHz. Por lo tanto, y teniendo en cuenta su uso como un dispositivo *Q*-switching, la modulación de las pérdidas de la cavidad son entre 0 dB y 12 dB y pueden ser logradas mediante la aplicación al piezoeléctrico de una señal senoidal de 825 kHz de frecuencia totalmente modulada por una señal rectangular. Esta modulación produce períodos de encendido y apagado de la ondas acústicas que viajan en la fibra, lo cual resulta en una modulación de las pérdidas de la cavidad en la longitud de onda de resonancia.

Además cabe mencionar que el dispositivo trabajará a una longitud de onda resonante fija, en este caso 1064.1 nm que es la longitud de onda de las rejillas de Bragg utilizadas para la cavidad láser. La Fig. 5. 2 (b) muestra la curva de sintonización del modulador acústico óptico, donde observamos la variación de la longitud de onda resonante en función de la frecuencia acústica.

Hay que agregar además, que varios tapers fueron fabricados con el fin de optimizar mejor el sistema de láser, utilizando SM980 Fibercore de apertura numérica alta (0.17 a 0.19), y, Nufern SM-YSF-LO (una fibra moderadamente dopada con Iterbio) y a su vez con diferentes cinturas de tapers. A pesar de ello, el mínimo decaimiento en la transmitancia fue siempre alrededor de los valores reportados, es decir, entre 10 y 16 dB.

El tiempo de conmutación (encender o apagar) es uno de los parámetros clave para cualquier modulador destinado a ser utilizados como modulador *Q*-switching en un láser de fibra. Preferiblemente, debe ser lo más corto posible. Ya que en los láseres *Q*-switching los efectos del tiempo de *Q*-switching afectan las características de los pulsos emitidos. De esta manera para un tiempo de *Q*-switching mas rápido, más intensos y angostos serán los pulsos obtenidos[17].



Por esta razón, se midió la respuesta temporal de este dispositivo, al medir la luz transmitida, mientras simultáneamente registramos la señal de modulación en un osciloscopio. Tardo  $25 \mu s$  en aumentar/disminuir la potencia óptica transmitida a través del taper cuando el voltaje de la señal RF aplicada al piezoeléctrico estaba apagada o encendida, respectivamente. Este valor es lo suficientemente pequeño como para permitir el uso de este modulador en un dispositivo *Q*-switching en un láser de fibra.

En resumen, los parámetros básicos del modulador acusto-óptico son un tiempo de respuesta de  $25 \mu s$  y una profundidad de modulación de unos 12 dB. Aunque estos valores son modestos para aplicaciones de *Q*-switching, se decidió implementar el láser e investigar las características de los pulsos ópticos que se puede alcanzar con este tipo de modulador cuando usamos una fibra óptica dopada con Iterbio.

## **5.2 Laser de fibra óptica dopada con iones de Iterbio en régimen *Q*-switching activo**

### *5.2.1 Caracterización láser en régimen de onda continua*

En este arreglo experimental, ambas rejillas están permanentemente sintonizadas a la misma longitud de onda mediante el uso de dos monturas de traslación, una para cada FBG (ver el arreglo experimental de la Fig. 5. 1). De esta manera, cuando se aplica cero voltaje al los piezoeléctrico, este láser emite en régimen de onda continua (CW), ya que las pérdidas de la cavidad son mínimas. La

Fig. 5. 3 (b) muestra la potencia óptica en el régimen de onda continua (CW) como una función de la potencia de bombeo.

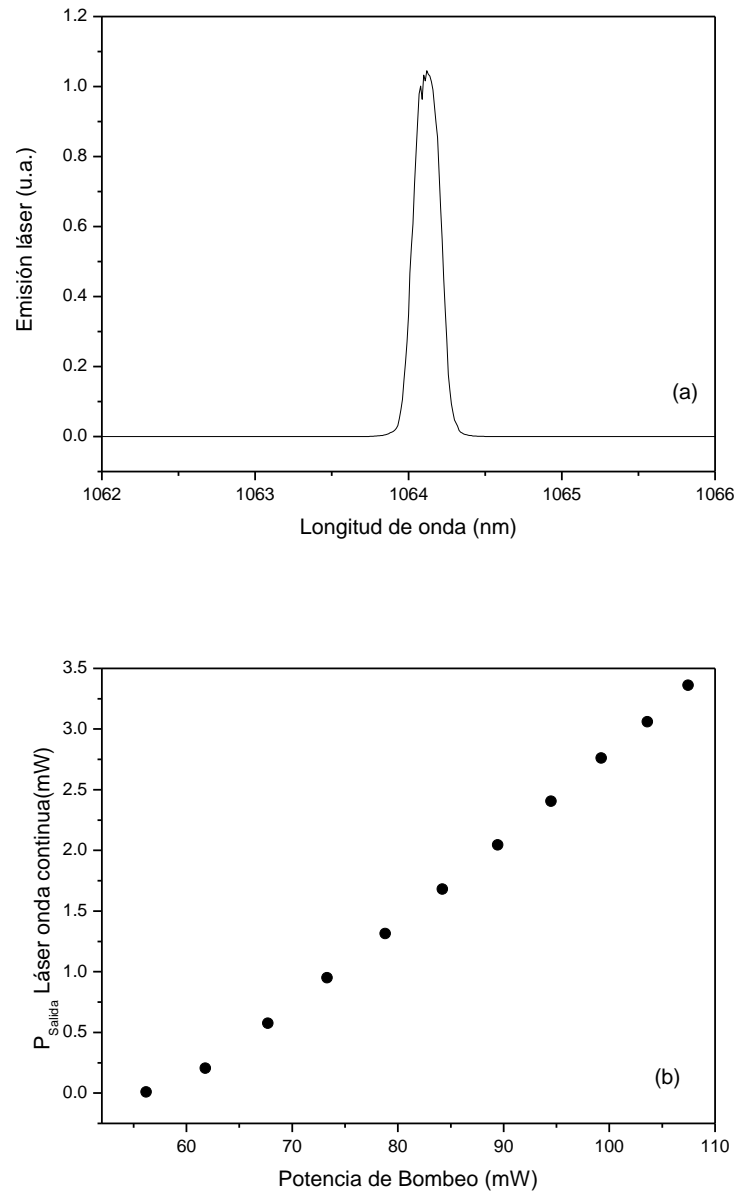


Fig. 5. 3 Caracterización del láser en régimen de onda continua: (a) La grafica muestra el espectro de emisión laser. (b) Potencia óptica de emisión laser en régimen de onda continua (CW) como función de la potencia de la bombeo.

El umbral de potencia de bombeo es de 56 mW, sobre los cuales el láser comienza a emitir, alcanzando una potencia máxima de salida de 3,4 mW, la cual a su vez está determinado por la máxima potencia de bombeo disponible en nuestra configuración (110 mW). La Fig. 5. 3 (a) muestra el espectro de emisión láser en el régimen de onda continua (CW), el cual tiene un ancho de línea de 0,21 nm a una longitud de onda central de 1064,1 nm.

### 5.2.2 Caracterización láser en régimen Q-switching activo

La emisión de pulsos en régimen Q-switching activo se basa en introducir una modulación temporal de las pérdidas de la cavidad, de manera que el factor de calidad de la cavidad láser varía con el tiempo. El factor de calidad Q, se define como la relación entre la energía almacenada en la cavidad y la energía perdida por ciclo de manera que, a mayores pérdidas menor el factor de calidad.

Cuando las pérdidas de la cavidad son muy altas y no se alcanza la condición de umbral a partir de la cual el láser puede emitir, se dice que el láser está en estado de cavidad abierta y el láser no emite. Si durante este periodo de tiempo se bombea el medio activo, la inversión de población aumenta, almacenándose energía en la cavidad. Si en un instante determinado se reducen las pérdidas de la cavidad, de manera que el factor de calidad conmuta a un valor alto, las condiciones de operación del láser se sitúan por encima de la condición de umbral, produciéndose la emisión láser. Este es el caso en el que se dice que el láser está en estado de cavidad cerrada. El resultado del proceso de conmutación es que el láser emite un pulso corto y con una potencia de pico varios órdenes de magnitud mayor que la potencia que emitiría en mismo láser en régimen de onda continua (ver Fig. 5. 4)[18].

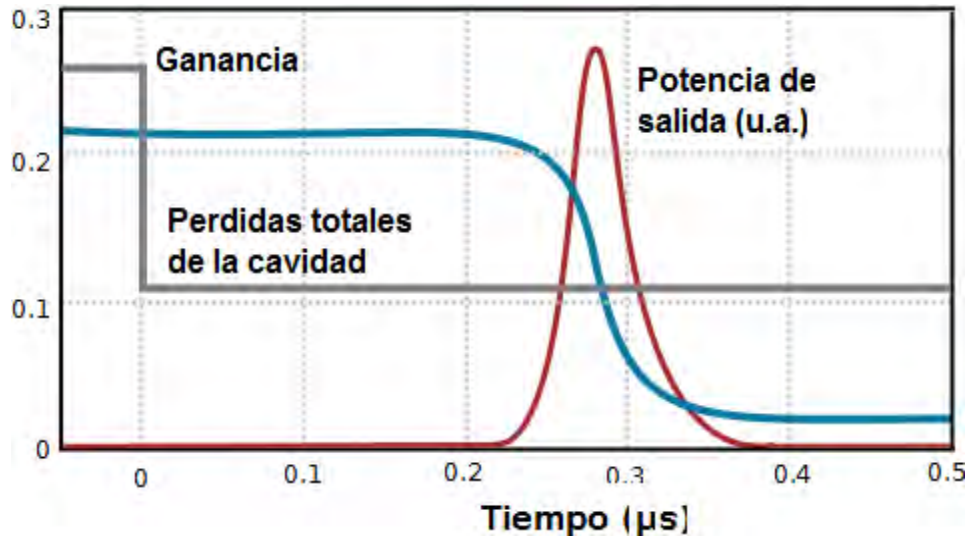


Fig. 5. 4 Evolución temporal de pérdidas y ganancia en un láser Q-switching activo. El Q-switching es activo a  $t = 0$ . La potencia comienza a crecer exponencialmente en este punto y alcanza su valor más alto en tan solo  $0.2 \mu\text{s}$ [19].

Ahora, se discute la operación de este láser *Q*-switching. Para este fin, se modularon las pérdidas de la cavidad por la aplicación al piezoeléctrico de una señal modulada senoidalmente a una frecuencia de 825 kHz y 50 V. Para obtener los pulsos *Q*-switching a una frecuencia dada, la señal de radio frecuencia (RF) es encendida y apagada periódicamente, esto se hizo mediante una onda rectangular que fue usada para modular el voltaje de la señal de radio frecuencia (RF) que genera la onda acústica. A una determinada frecuencia de la señal de modulación, encontramos siempre un ciclo de respuesta máximo – es decir, la razón de tiempo que la señal está en su máximo nivel – a la cual se puede realizar el *Q*-switching correctamente. Si reducimos este ciclo de trabajo, la cavidad se podría estar en su máximo estado *Q*, y más de un pulso de *Q*-switching sería emitido en cada intervalo de tiempo. La razón de repetición de *Q*-switching es determinada por la frecuencia de la señal de

modulación, con esta configuración nosotros alcanzamos una sintonización continua de la razón de repetición de Q-switching en el rango de 1-10 kHz.

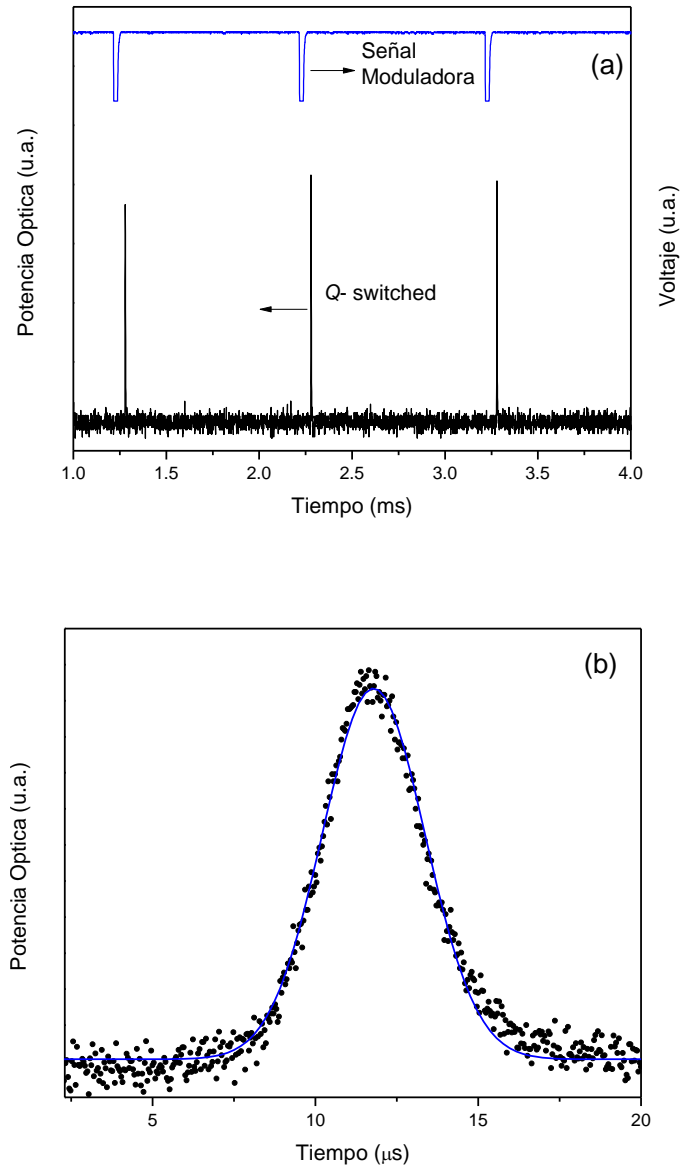


Fig. 5. 5 (a) Señal de modulación (arriba) a una razón de repetición de 1 kHz junto con la salida laser en régimen Q-switching (abajo). (b) Detalle de un solo pulso Q-switching (b) (puntos de dispersión), junto con su correspondiente ajuste a una función de Gaussiana (curva continua).

La Fig. 5. 5(a) muestra, un tren pulsos ópticos de 1 kHz, junto con su correspondiente señal de modulación, para una potencia de bombeo de 59 mW. La Fig. 5. 5(b) muestra un detalle de un pulso Q-switching del tren de pulsos mostrado en la Fig. 5. 5(a) con un ancho temporal (FWHM) de 3,72  $\mu$  s. Los pulsos tienen un perfil cuasi-gaussiano, el ajuste de esta función también se muestra en la Fig. 5. 5(b).

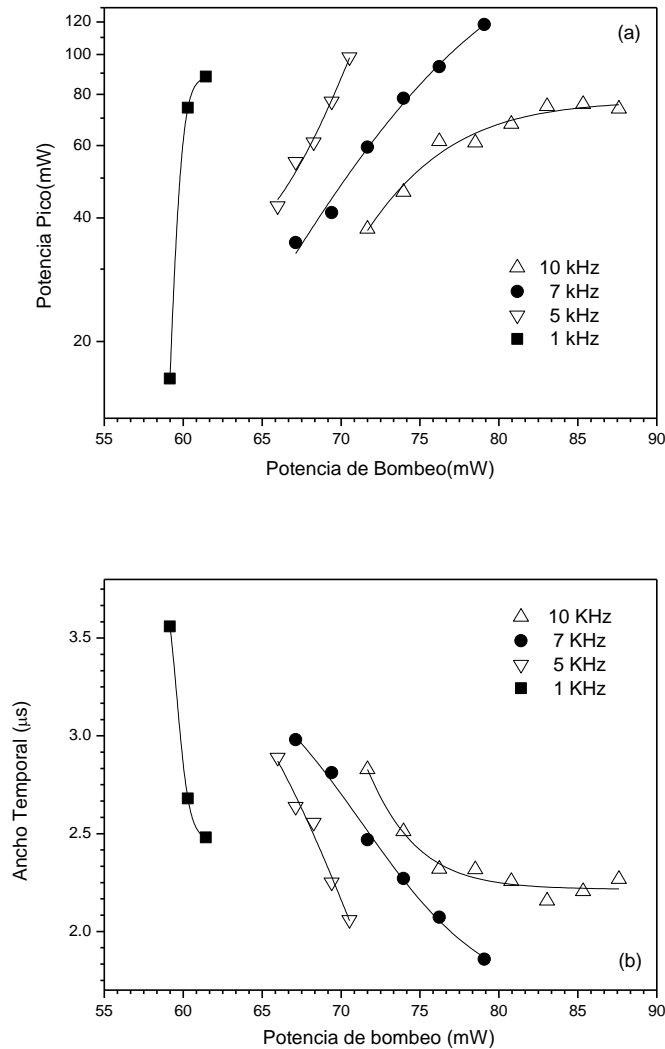
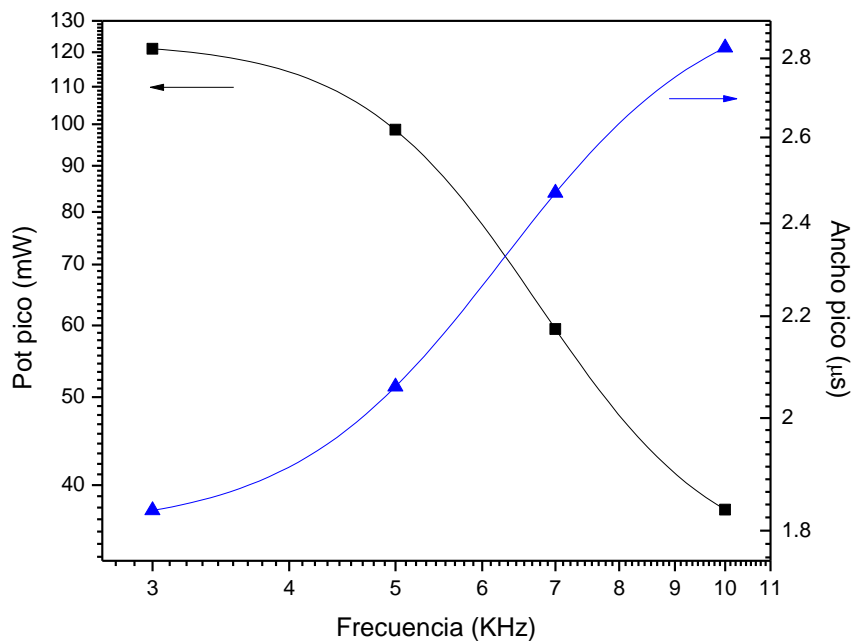


Fig. 5. 6 Potencia pico y ancho temporal en la operación del láser en régimen Q-switching como función de la potencia de bombeo, (a) y (b), respectivamente, para varias razones de repetición.

Los pulsos láser fueron caracterizados en términos de la potencia pico como función de la potencia de bombeo, para diferentes frecuencias. El efecto de la potencia de bombeo en los pulsos Q-switching, para diferentes razones de repetición en un rango de 1-10 kHz, se muestra en la Fig. 5. 6, la Fig. 5. 7 muestra la evolución de la potencia pico y el ancho de los pulsos Q-switching como función de la frecuencia, para una potencia de bombeo constante de 70 mW.



**Fig. 5. 7 Ancho (▲) y potencia de pico (■) de los pulsos Q-switching en función de la frecuencia de repetición para una potencia de bombeo fija de 70 mW.**

Para cada frecuencia Q-switching existe un umbral de bombeo. Por encima de este umbral, la potencia pico se incrementa con la potencia de bombeo y además hay una correspondiente reducción del ancho temporal del pulso. Para una frecuencia dada también hay un nivel de potencia de bombeo arriba del cual la emisión no es estable y parecen pulsos extra, las curvas se cortan en este punto. Con el fin de superar esta limitación, un modulador con mejor profundidad de modulación es requerido. Además, nuestro láser produce fácilmente múltiples pulsos de emisión, lo

cual es un conocido problema en los láseres en régimen de Q-switching activo a relativamente grandes tiempos de respuesta. Un gran tiempo de respuesta hace crítico el ajuste del ciclo de trabajo (duty cycle) del voltaje de modulación, cuando la potencia de bombeo es incrementada, especialmente a bajas razones de repetición. En consecuencia, una respuesta más rápida del modulador acústico-óptico es necesaria con el fin de mejorar el funcionamiento del láser[20].

### **5.3 Conclusiones**

En este capítulo se ha reportado el funcionamiento de un láser todo fibra dopado con iones de Iterbio en régimen Q-switching activo. La modulación Q-switching se consiguió mediante modulación intermodal inducida por ondas acústicas de flexión que viajan a través de un taper de fibra óptica. El acoplamiento entre el modo fundamental y un modo de revestimiento ha sido aprovechado para introducir las pérdidas en la cavidad de una manera controlada. Un trozo de 0,65 m de fibra monomodo altamente dopada con Iterbio de la marca Nufern SM-YSF-HI fue usada como medio de ganancia. Pulsos Q-switching a la longitud de onda de 1064,1 nm fueron obtenidos con éxito a diferentes razones de repetición en el rango de 1-10 kHz, con potencias de bombeo entre 59 mW y 88 mW. Los mejores resultados obtenidos fueron para los pulsos de láser de 118 mW de potencia pico, 1,8  $\mu$ s de ancho temporal, a una potencia de bombeo de 79 mW y una frecuencia de repetición de 7 kHz.



## Referencias

1. Delgado-Pinar, M., Díez, A., Cruz, J. L., and Andrés, M. V., *Enhanced Q-switched distributed feedback fiber laser based on acoustic pulses*. Laser Physics Letters, 2009. **6**(2): p. 139-144.
2. Sholokhov, E.M., Marakulin, a V., Kurkov, A. S., & Tsvetkov, V. B. , *All-fiber Q-switched holmium laser*. Laser Physics Letters, 2011. **8**(5): p. 382-385.
3. Kobtsev, S.M., Kukarin, S. V., & Fedotov, Y. S., *High-energy Q-switched fiber laser based on the side-pumped active fiber*. Laser Physics, 2008. **18**(11): p. 1230-1233.
4. Kurkov, A.S., Sholokhov, E. M., & Medvedkov, O. I., *All fiber Yb-Ho pulsed laser*. Laser Physics Letters, 2009. **6**(2): p. 135-138.
5. Vicente, S.G.C., Gamez, M. a M., Kir'yanov, a V., Barmenkov, Y. O., & Andres, M. V. , *Diode-pumped self- Q -switched erbium-doped all-fibre laser*. Quantum Electronics, 2004. **34**(4): p. 310-314.
6. Kee, H.H., Lee, G., & Newson, T. P., *Narrow linewidth CW and Q-switched erbium-doped fibre loop laser*. Electronics Letters, 1998. **34**(13): p. 1318-1319.
7. Alvarez-Chavez, J.A., Offerhaus, H., Nilsson, J., Turner, P., Clarkson, W. A., and Richardson, D. J. , *High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser*. Optics Letters, 2000. **25**(1): p. 37-39.
8. Chen, N.K., Feng, Z. Z., and Liaw, S. K. , *All-fiber pulsewidth tunable actively Q-switched erbium fiber laser using abrupt-tapered Mach-Zehnder block filter*. Laser Physics Letters, 2010. **7**(5): p. 363-366.

9. Zalvidea, D., Russo, N., Duchowicz, R., Delgado-Pinar, M., Diez, A., Cruz, J., Andrés, M., *High-repetition rate acoustic-induced Q-switched all-fiber laser*. Optics Communications, 2005. **244**(1-6): p. 315-319.
10. Huang, D., Liu, W., & Yang, C. C., *Q-switched all-fiber laser with an acoustically modulated fiber attenuator*. IEEE Photonics Technology Letters, 2000. **12**(9): p. 1153-1155.
11. Denisov, A.V., Kuznetsov, A G., Kharenko, D. S., Kablukov, S. I., Babin, S. A., *Frequency doubling and tripling in a Q-switched fiber laser*. Laser Physics, 2011. **21**(2): p. 277-282.
12. Kuznetsov, A.G., & Babin, S. A., *Q-switched fiber laser with spectral control for frequency doubling*. Laser Physics, 2010. **20**(5): p. 1266-1269.
13. Tuchin, V.V., *Lasers and Fibers Optics in Biomedicine*. Laser Phys., 1993. **3**(4): p. 767 -820.
14. Jiang, P., Yang, D., Wang, Y., Chen, T., B, W., & Shen, Y. H., *All-fiberized MOPA structured single-mode pulse Yb fiber laser with a linearly polarized output power of 30 W*. Laser Physics Letters, 2009. **6**(5): p. 384-387.
15. Kim, B., Blake, J., Engan, H., and Shaw, H., *All-fiber acousto-optic frequency shifter*. Optics letters, 1986. **11**(6): p. 389-391.
16. Birks, T., Russell, P. S. J., and Pannell, C., *Low power acousto-optic device based on a tapered single-mode fiber*. IEEE Photonics Technology Letters, 1994. **6**(6): p. 725-727.
17. Delgado Pinar, M., *In-fibre acousto-optic devices and anisotropic microstructured optical fibres*, in *Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo*. 2008, Universidad de Valencia: Valencia, España.
18. Delgado Pinar, M., *Q-Switching activo de un láser de fibra optica basado en la interacción acusto-optica.*, in *Departamento de Física aplicada y Electromagnetismo*. 2004, Universidad de Valencia: Valencia, España.

19. Paschotta, D.R., *Q Switching*, in *Encyclopedia of laser physics and technology* (<http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>), RP Photonics Consulting GmbH.
20. Christian Cuadrado-Laborde, A.D.C., Miguel V. Andrés, José L. Cruz, Miguel Bello-Jimenez, Irma L. Villegas, Alejandrina Martínez-Gámez, and Yuri O. Barmenkov., *Applications of in-Fiber Acoustooptic Devices*. Acoustic Wave/ Book 2: InTech - Open Access Publisher.



## Capítulo 6

# Modulador basado en la interacción acústico óptica en fibras de Bragg

### Introducción

En este capítulo se estudiara otro modulador acústico-óptico basado en un arreglo de rejillas, el cual es un ejemplo de la interacción de una onda acústica longitudinal y una rejilla de Bragg en el régimen de longitud de onda corta [1, 2]. Cuando una onda acústica longitudinal que se propaga de manera axial se envía a través de un rejilla de Bragg (FBG), el campo de deformación(esfuerzo) periódico de la onda acústica perturba la rejilla de dos maneras diferentes. En primer lugar, los cambios del índice de refracción en respuesta a los efectos del estrés-óptico y el segundo, el otro cambios uniformes en el periodo(pitch) de la rejilla de Bragg que están modulados por la señal acústica [3]. Como consecuencia de ambos efectos cambia la reflectividad de la rejilla, la principal característica de estos cambios dependerá de la relación entre la longitud de onda acústica y la longitud de la rejilla . De esta manera, podemos distinguir dos situaciones muy bien diferenciadas: los regímenes de longitud de onda larga y de longitud de onda corta. En el primero, el periodo (pitch) de la rejilla de Bragg es homogéneamente perturbado a lo largo de su longitud. Los sucesivos ciclos de compresión y expansión generados por la onda longitudinal desplazarán periódicamente en el tiempo la respuesta espectral de la rejilla en conjunto a más largas y más cortas longitudes de onda[4, 5]. Por el contrario, en el régimen de longitud de onda corta la onda acústica genera muchas

secciones compresión y expansión, lo que da lugar a una superestructura dentro de la rejilla. En este caso, la respuesta espectral de la FBG original muestra bandas de reflexión nuevas y de manera simétrica en ambos lados de la original, la longitud de onda de Bragg [1, 2, 6]. La posición e intensidad de estas bandas laterales pueden ser controladas mediante la variación de la frecuencia y el voltaje aplicado al piezoeléctrico, respectivamente.

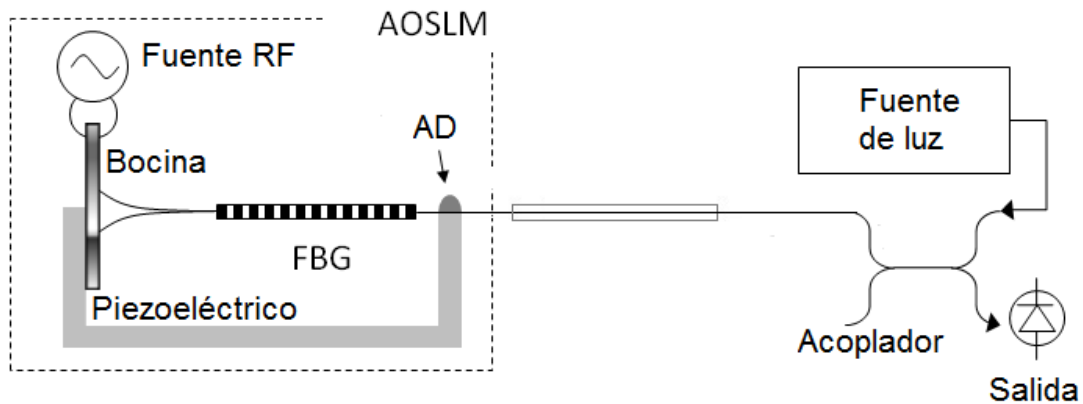
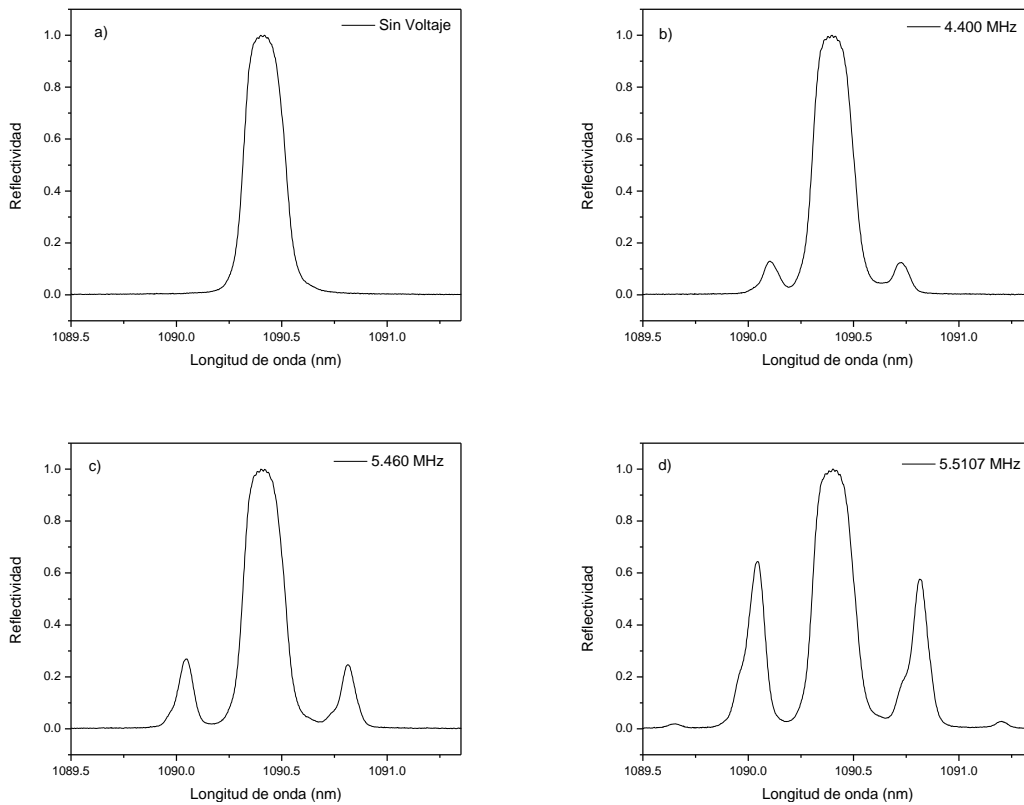


Fig. 6. 1 Arreglo experimental del modulador acústo-óptico.

## 6.1. Arreglo experimental

El arreglo experimental utilizado para la implementación del modulador acústo óptico se ilustra esquemáticamente en la Fig. 6. 1. El modulador se compone de fuente de radio frecuencia (RF) y un amplificador, un disco piezoeléctrico, una bocina de silicio, y una rejilla de Bragg grabada en fibra óptica (FBG<sub>1</sub>) cuya longitud es de 100 mm y su longitud de onda de Bragg de 1090,9 nm . La punta de la bocina de silicio se redujo por ataque químico y hasta obtener el mismo diámetro de la rejilla de Bragg FBG<sub>1</sub> (125 micras), posteriormente, fue empalmada por fusión a la rejilla de Bragg, esto con el fin de evitar cualquier reflejo de la potencia acústica en este punto. El piezoeléctrico usado en este caso en particular tiene una resonancia

centrada en los 5 MHz. Como se muestra en la Fig. 6. 1, fue utilizado para caracterizar el dispositivo, un acoplador óptico 2 x 2 (50:50) con una fuente de luz de banda ancha, dicho acoplador fue usado para iluminar y detectar la luz reflejada por el dispositivo de manera simultánea. La fuente de iluminación y el detector utilizados para la caracterización dependieron del tipo de medición realizado; se caracterizó el comportamiento temporal y espectral del dispositivo en función de la frecuencia acústica utilizada.



**Fig. 6. 2** Espectros de Reflexión del AOMFG cuando (a) no hay señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico y (b)-(d) cuando se aplica una señal de 4.400, 5.460 y 5.5107 MHz de frecuencia, y un voltaje pico-pico de entre 4 y 8 V, respectivamente. En d) se pueden observar las intensas bandas laterales del primer orden, y es posible distinguir las bandas laterales de segundo orden, además de la simetría casi perfecta en ambos casos, lo cual es un indicador de la uniformidad de la rejilla de Bragg[2].

## 6.2. Caracterización espectral del dispositivo

El comportamiento espectral del dispositivo fue obtenido al medir la luz reflejada por la rejilla de Bragg (FBG); al ser esta iluminada a través de un acoplador (50:50) con una fuente de luz de amplio rango espectral y detectado la luz reflejada por medio de un analizador espectral. La Fig. 6. 2 muestra el funcionamiento del modulador a diferentes frecuencias de operación. La Fig. 6. 2 a) muestra el espectro de reflectancia de la rejilla de Bragg cuando esta no recibe ningún tipo de perturbación, es decir sin señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico, y la Fig. 6. 2 b), c) y d) muestran algunos ejemplos de operación del modulador las frecuencias aplicadas de 4.400 MHz, 5.460 MHz y 5.5107 MHz, en ella se pueden observar en todas y cada una de ellas, las nuevas bandas laterales de reflexión formadas en ambos lados de la rejilla de Bragg original. En el caso específico de la frecuencia 5.5107 MHz ( Fig. 6. 2 d) pueden ser distinguidas claramente las bandas correspondientes al primer orden, y las bandas correspondientes al segundo orden pueden observarse con muy poca intensidad. Cabe mencionar que debido a que el piezoeléctrico no tiene una respuesta plana en función de la frecuencia eléctrica aplicada, la amplitud de la señal eléctrica aplicada fue diferente en cada caso.

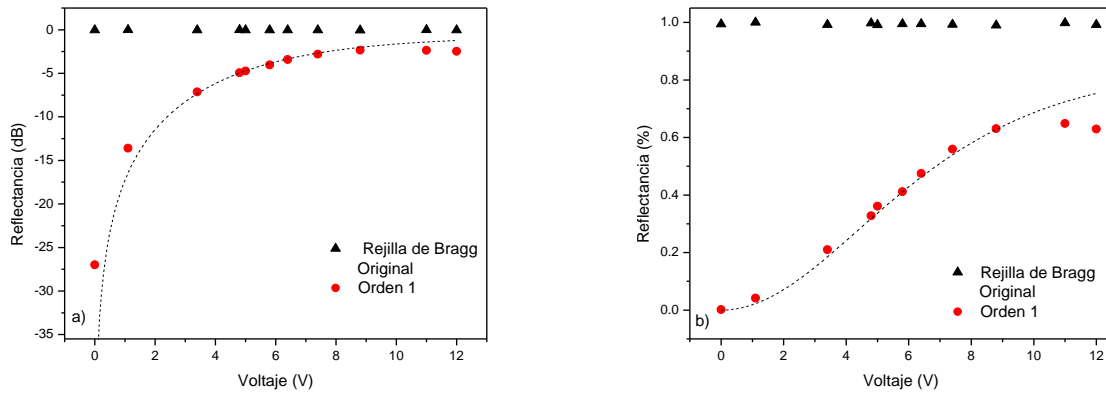
En la Fig. 6. 3 se puede ver la dependencia de la reflexión del pico lateral de orden 1 (círculos) en función del voltaje aplicado al piezoeléctrico. La frecuencia se mantuvo constante a 5.5107 MHz, para todas las mediciones. Los puntos representan los datos experimentales y las líneas punteadas corresponden a los ajustes de los datos experimentales a la ecuación dada por Liu[2] para la eficiencia de reflexión de las bandas laterales:

$$\eta = \tanh^2 \left[ \kappa L J_m \left( \frac{\lambda_s}{\Lambda} \sqrt{\frac{2P_s}{EA\nu_{gs}}} \right) \right]$$



donde  $\Lambda$  es el periodo de la rejilla de Bragg,  $P_s$  es la potencia acústica,  $A$  la sección transversal de la fibra,  $E$  el modulo de Young y  $v_{gs}$  la velocidad de grupo de la onda acústica,  $\lambda_s$  la longitud de onda de la onda acústica,  $\kappa$  es la constante de acoplamiento de la rejilla de Bragg y  $L$  la longitud física de la rejilla.

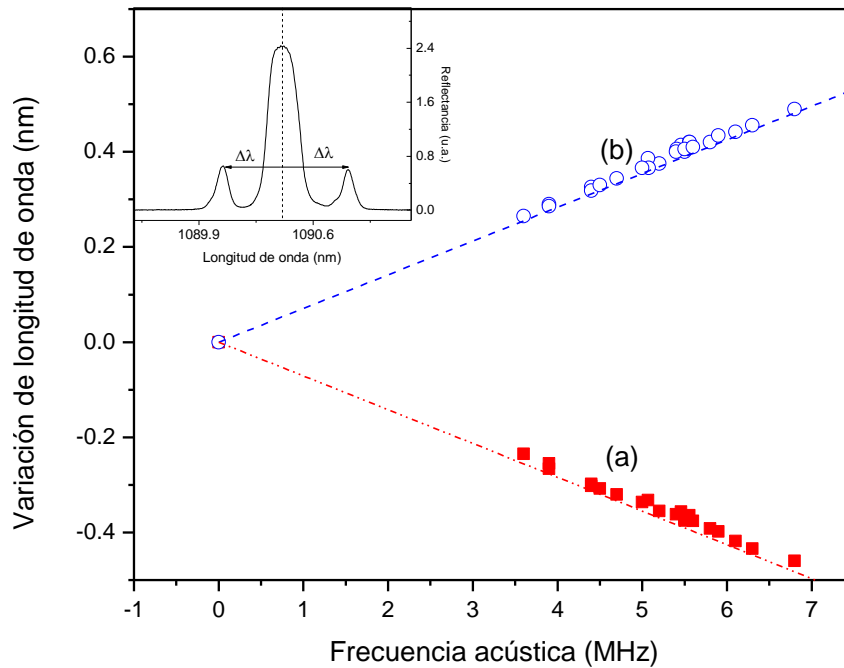
También se puede observar como la reflectividad del pico aumenta conforme se incrementa el voltaje. Sin embargo la reflexión de la banda lateral de orden 1 alcanza solamente el 64% de reflexión en comparación a la rejilla de Bragg original.



**Fig. 6. 3** La grafica muestra la reflectividad del pico de la rejilla de Bragg original (triángulos) y el pico lateral de orden 1 (círculos), como función del voltaje de la señal RF aplicada al piezoelectrico. La frecuencia acústica en este caso fue 5.5107 MHz. En b) los dos últimos puntos son debido a la saturación del piezoelectrico causado por el alto voltaje aplicado[2].

La Fig. 6. 4 muestra la variación en la longitud de onda ( $\Delta\lambda$ ) entre la longitud de Bragg original y la longitud de onda de las bandas laterales correspondiente a los órdenes 1 y -1, en función de la frecuencia aplicada, en ambos casos se observa un comportamiento lineal. La pendiente para el orden 1 es de 0.07 nm/MHz. Este resultado concuerda con lo reportado por Liu [1, 2], la variación en la longitud de onda ( $\Delta\lambda$ ) predicha por  $\Delta\lambda = m\lambda^2 / (2n_0\lambda_s)$  no depende del diámetro de la fibra ya que la velocidad de la onda acústica en el sílice ( $v_s = 5760$  m/s) es constante en este

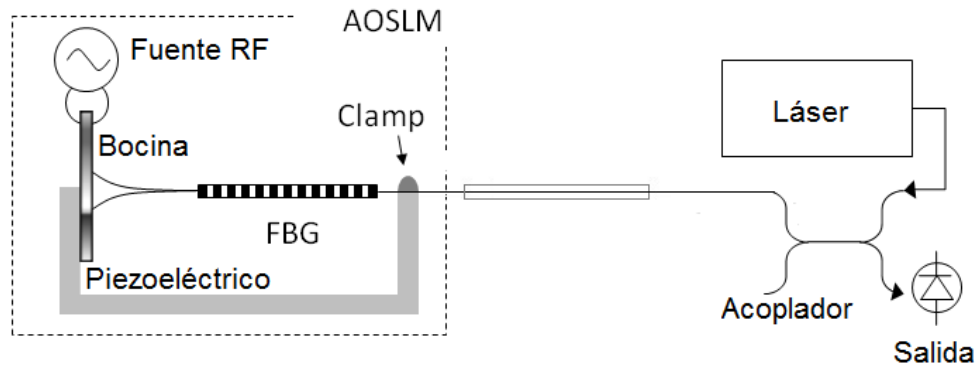
rango de frecuencias. De esta manera la Fig. 6. 4 muestra el rango de sintonización de nuestro dispositivo al graficar la variación en la longitud de onda en función de la frecuencia cústica aplicada, así obtuvimos un valor de sintonización de 0.07 nm por MHz sobre un rango de 0.5 nm.



**Fig. 6. 4** Variación de la longitud de onda desde la longitud de onda de Bragg de la rejilla: (a) banda lateral de orden -1 y (b) banda lateral de orden 1, en función de la frecuencia aplicada al piezoeléctrico, las líneas punteadas muestran el ajuste teórico y los puntos representan los datos experimentales.

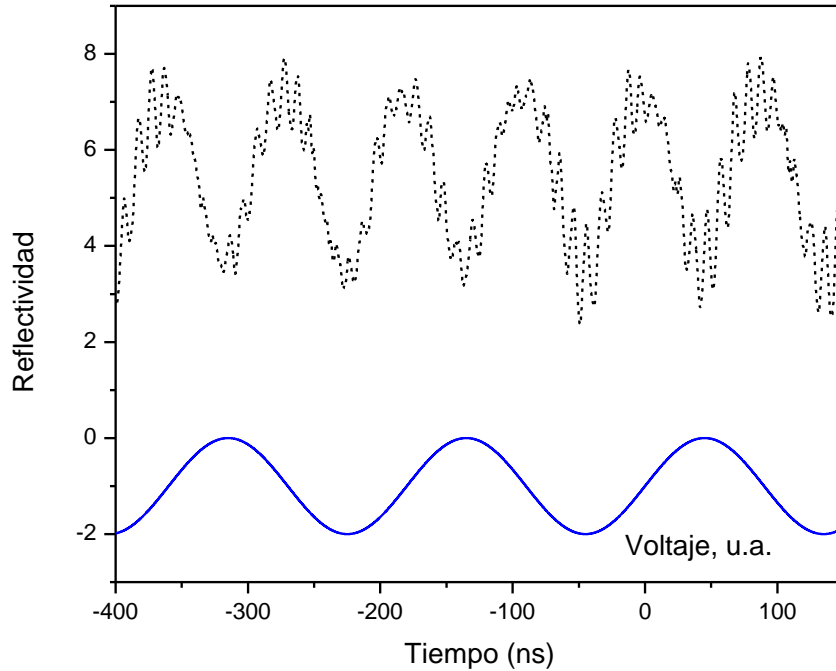
En la caracterización experimental realizada hasta el momento, la onda acústica utilizada viaja a través de la fibra y atraviesa completamente la rejilla de Bragg siendo absorbida al final de esta. Sin embargo para la realización de nuestro modulador, utilizaremos las reflexiones acústicas para crear ondas acústicas estacionarias a lo largo de la fibra. Este modulador basado en el uso de ondas acústicas estacionarias será usado como un modulador de intensidad luminosa. Para

lograr la onda acústica estacionaria, la fibra óptica fue sujeta al final de la rejilla de Bragg (ver Fig. 6. 5). Esta sujeción actúa como reflector acústico.



**Fig. 6. 5** Arreglo experimental del modulador acústo óptico donde ondas acústicas estáticas son creadas a lo largo de la fibra.

Cuando las ondas acústicas estacionarias son usadas – por la fijación del final de la rejilla de Bragg opuesto a la bocina de silicio- las bandas laterales suben y bajan al doble de la de la señal eléctrica [7]. La longitud de onda, de la onda estacionaria debe coincidir con una resonancia de la cavidad acústica formada por la fibra como en el caso de ondas acústicas propagándose a lo largo de una cuerda con un extremo fijo. En el momento en que la onda atraviesa un nodo (dos veces por cada período de la señal eléctrica), ninguna perturbación es inducida, por lo que no se crean bandas laterales. Cuando la amplitud de la onda estacionaria se encuentra en su máximo, las bandas laterales aparecen y de nuevo, esto ocurre dos veces por cada período eléctrico[8]. Además, en principio, para una perfecta reflexión acústica, la luz reflejada por las bandas laterales no experimenta ningún efecto Doppler, en comparación con el caso cuando ondas acústicas viajeras son utilizadas[9].



**Fig. 6. 6** la señal óptica reflejada por la longitud de onda de la banda lateral, cuando la onda acústica es aplicada (puntos de dispersión) y el voltaje de la señal RF (curva continua). En ambos casos, la señal RF aplicada al piezoeléctrico fue de 5.556 MHz y 20 Vpp.

La Fig. 6. 6 muestra la medición realizada al iluminar el centro de la banda lateral de longitud de onda más corta (banda lateral de orden 1) con un laser auxiliar de fibra hecho específicamente para este experimento y medir la luz reflejada por esta en un analizador espectral[10]. En ambos casos, la señal RF aplicada al piezoeléctrico fue de 5.556 MHz y 20 V pico a pico. Podemos observar que la frecuencia de modulación óptica es dos veces la frecuencia de la señal acústica, es decir 11.1 MHz. En resumen, un AOSLM puede ser conducido mediante el uso de ondas estacionarias de esta manera se puede utilizar como un modulador de amplitud, donde la luz es modulada por dos veces esta frecuencia.

### **6.3 Conclusiones**

En este capítulo se ha reportado el funcionamiento eficaz de un AOSLM utilizando una rejilla de Bragg grabada en una fibra óptica. Este dispositivo funciona como un modulador de frecuencia en el modo de reflexión con una reflectividad de banda estrecha, que es ajustable y sintonizable en 0.5 nm. La modulación genera nuevas bandas de reflexión equidistantes a ambos lados de la rejilla de Bragg original. Se han descrito y caracterizado las características dinámicas de estas nuevas bandas laterales. Su posición espectral depende de la frecuencia de la onda acústica que se propaga a lo largo de la fibra, mientras la reflectividad de cada pico lateral es determinada por la amplitud de la señal eléctrica. Este dispositivo también puede actuar como un filtro sintonizable o interruptor.

## Referencias

1. Liu, W.F., Russell, P. S. J., & Dong, L., *Acousto-optic superlattice modulator using a fiber Bragg grating*. Optics letters, 1997. **22**(19): p. 1515-1517.
2. Liu, W.F., Russell, P. S. J., and Dong, L., *100% Efficient Narrow-Band Acoustooptic Tunable Reflector Using Fiber Bragg Grating*. Journal of Lightwave Technology, 1998. **16**(11): p. 2006-2009.
3. Russell, P.S.J., & Liu, W. F. , *Acousto-optic superlattice modulation in fiber Bragg gratings*. Journal of the Optical Society of America. A, 2000. **17**(8): p. 1421-1429. .
4. Andrés, M.V., Cruz, J., Díez, A., Pérez-Millán, P., and Delgado-Pinar, M. , *Actively Q-switched all-fiber lasers*. Laser Physics Letters, 2008. **5**(2): p. 93-99.
5. Cuadrado-Laborde, C., Delgado-Pinar, M., Torres-Peiró, S., Díez, A. and Andrés, M. V., *Q-switched all-fibre laser using a fibre-optic resonant acousto-optic modulator*. Optics Communications, 2007. **274**(2): p. 407-411.
6. Liu, W.F., & Tu, P.J., *Switchable narrow-bandwidth comb filters based on an acousto-optic superlattice modulator in sinc-sampled fiber gratings*. Optical Engineering, 2001. **40**(8): p. 1513-1515.
7. Cuadrado-Laborde, C., Díez, A., Delgado-Pinar, M., Cruz, J.L., & Andrés, M. V., *Mode locking of an all-fiber laser by acousto-optic superlattice modulation*. Optics Letters, 2009. **34**(7): p. 1111-1113.
8. Delgado Pinar, M., *In-fibre acousto-optic devices and anisotropic microstructured optical fibres*, in *Departamento de Física Aplicada y Electromagnetismo*. 2008, Universidad de Valencia: Valencia, España.
9. Cuadrado-Laborde, C., Díez C., Antonio, Andrés, Miguel V., Cruz, José L., Bello-Jimenez, Miguel, Villegas, Irma L., Martínez-Gámez, Alejandrina, and

Barmenkov, Yuri O., *Applications of in-Fiber Acoustooptic Devices*, in *Acoustic Waves -from Microdevices to Helioseismology*, M.G. Beghi, Editor. 2011, InTech Croatia.

10. Villegas, I.L., Cuadrado-Laborde, C., Díez, A., Cruz, J.L., Martínez-Gámez, M.A. and Andrés, M.V., *Yb-doped strictly all-fiber laser actively Q-switched by intermodal acousto-optic modulation*. Laser Physics, 2011.





# Capítulo 7

## Láser de Iterbio todo fibra en régimen

### Mode-locked

#### Introducción

Las fibras ópticas dopados con Iterbio (YDF) se ha convertido en un medio ideal de ganancia para láseres de fibra que trabajan en régimen mode-locked[1, 2]. El Iterbio tiene una alta absorción en 976 nm, y para esta longitud de onda hay disponible una amplia gama de diodos láser de bombeo con salida de fibra óptica con diferentes características. Como la banda de laseo está muy cerca de la longitud de onda de bombeo, entonces tiene también una de las más altas eficiencias cuánticas. También muy altas concentraciones de dopantes son posibles en YDFs, permitiendo altas ganancias de un solo paso. Su banda de emisión es también muy amplia (el ancho completo a la mitad del pico máximo es  $\text{-FWHM} > 40 \text{ nm}$ ) por lo tanto es capaz de producir pulsos mode-locked muy estrechos. Las ventajas de utilizar YDF en una configuración láser completamente todo fibra son conocidos. Estrictamente las configuraciones todo fibra tienen el potencial de una más alta eficiencia de potencia, ya que las pérdidas de la cavidad puede ser despreciables. Además, son compactos, robustos y sin problemas de alineación, producen un haz láser de buena calidad y son fácilmente compatibles con sistemas de fibra óptica [3-5]. Además, las configuraciones todo fibra tienen un alto umbral de daño y, en consecuencia, se pueden manejar altas potencias de pico.

De esta manera varios trabajos han sido reportados describiendo los láseres de fibra óptica dopada con Yb en régimen mode-locked [3, 6-19]. Sin embargo, un láser

100% de fibra óptica significa un reto a la longitud de onda de láser del Iterbio, debido a la falta de eficientes moduladores todo-fibra en ese rango de MHz y además porque todas las fibras monomodo estándar tienen una importante dispersión normal en esta longitud de onda, lo cual se opone al mode-locked. Como resultado, hasta hace poco la mayoría de los láseres en régimen mode-locked basados en YDF se basaron en el uso de una rejilla de compresión, para compensar la dispersión normal de las fibras [7, 9, 11, 13, 20]. Esto, destruye muchas de las características interesantes de un láser 100% de fibra óptica. En trabajos más recientes, las fibras de cristal fotónico, han hecho posible una cavidad 100% fibra óptica para láseres basados en YDF, proporcionando alta dispersión anómala para compensar la dispersión normal de las otras fibras dentro de la cavidad [20, 21]. Sin embargo, todos estos láseres todavía se basan en mecanismos de mode-locked pasivo. Aunque el régimen de mode-locked pasivo generalmente conduce a pulsos más estrechos, el régimen de mode-locked activo produce pulsos de luz más estables [22, 23], ya que cada pulso es activado por el modulador, el cual a su vez es impulsado por una señal eléctrica. De esta manera, pueden ser fácilmente sincronizados a un reloj maestro. En nuestro conocimiento un láser mode-locked en régimen activo 100% fibra basado en YDF no ha sido desarrollado hasta ahora. Todos los resultados previos en láseres de régimen de mode-locked activo utilizando una configuración 100% fibra óptica fueron basados en fibras ópticas dopadas con erbio o neodimio [24-30]. Los resultados presentados en este capítulo muestran la primera demostración de un láser en régimen mode-locked activo, 100% fibra óptica basado en fibra óptica dopada con Iterbio, donde la modulación de amplitud (AM) se logra por un acusto-optic superlattice modulador (AOSLM) de bajas pérdidas de inserción [31]. De esta manera en el presente capítulo se presenta la descripción del arreglo experimental del láser de fibra óptica y la caracterización de la AOSLM. En seguida, se describe la operación del láser en régimen mode-locked, para finalmente mostrar las conclusiones.

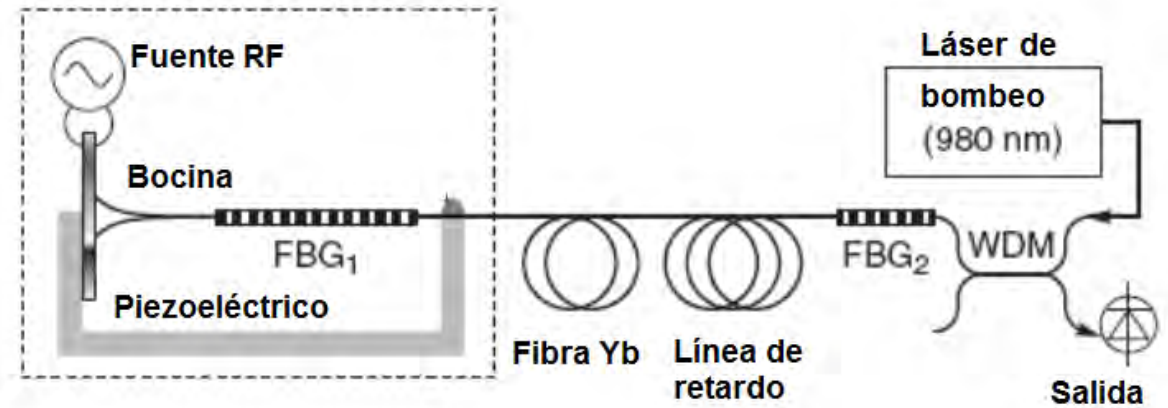
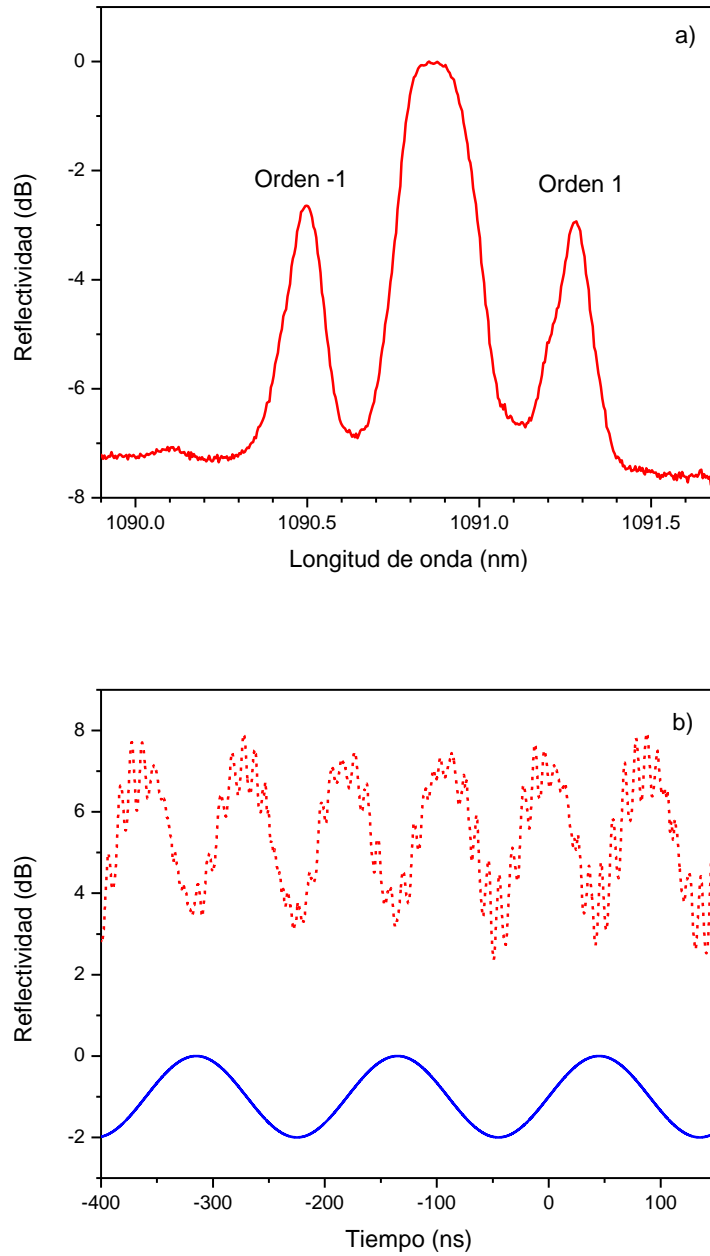


Fig. 7. 1 Arreglo experimental laser de fibra óptica en régimen mode-locked.

## 7.1 Arreglo experimental del láser

La configuración utilizada para la realización del laser en régimen mode-locking se ilustra esquemáticamente en la Fig. 7. 1. El medio de ganancia utilizado fue una fibra monomodo dopada con Iterbio (Nufern SM-YSF-HI) de 0,9 m de longitud, con una longitud de onda de corte de  $860 \pm 70$  nm, y una apertura numérica de 0.11. La fibra activa fue bombeada a través de un multiplexor de división de longitud de onda (WDM) acoplado a un diodo láser con salida de fibra óptica cuya longitud de onda de emisión es de 980 nm, y el cual proporciona una potencia máxima de bombeo de 590 mW. El modulador acusto-optico y una pequeña línea de retraso, seguidos de una segunda rejilla de Bragg ( $FBG_2$ ) grabada en fibra óptica, fueron empalmados por fusión a cada uno de los extremos de la fibra activa. El modulador acusto-optico se compone a su vez de una fuente de radio frecuencia (RF) y un amplificador, un disco piezoeléctrico, una bocina de silicio, y una rejilla de Bragg grabada en fibra óptica ( $FBG_1$ ).



**Fig. 7. 2 (a) Espectro de reflexión del modulador acústo óptico, (b) - la señal óptica reflejada por la longitud de onda de la banda lateral, cuando las ondas acústicas son aplicadas (puntos de dispersión) y el voltaje de la señal RF (curva continua). En ambos casos, una señal RF de 5.556 MHz y 20 V es aplicada al piezoeléctrico.**

La punta de la bocina de silicio se redujo por ataque químico hasta obtener el mismo diámetro de la rejilla de Bragg, FBG<sub>1</sub> (125 micras), posteriormente, fue empalmada por fusión a la rejilla de Bragg, esto con el fin de evitar cualquier reflejo de la potencia acústica en este punto. Ambas rejillas fueron escritas en fibra fotosensible utilizando un láser de argón y una máscara de período uniforme. Las longitudes de onda de Bragg y la longitud física de cada rejilla fueron de 1090,9 nm y 100 mm respectivamente para FBG<sub>1</sub> y de 1091.3 nm y 3 mm para FBG<sub>2</sub>.

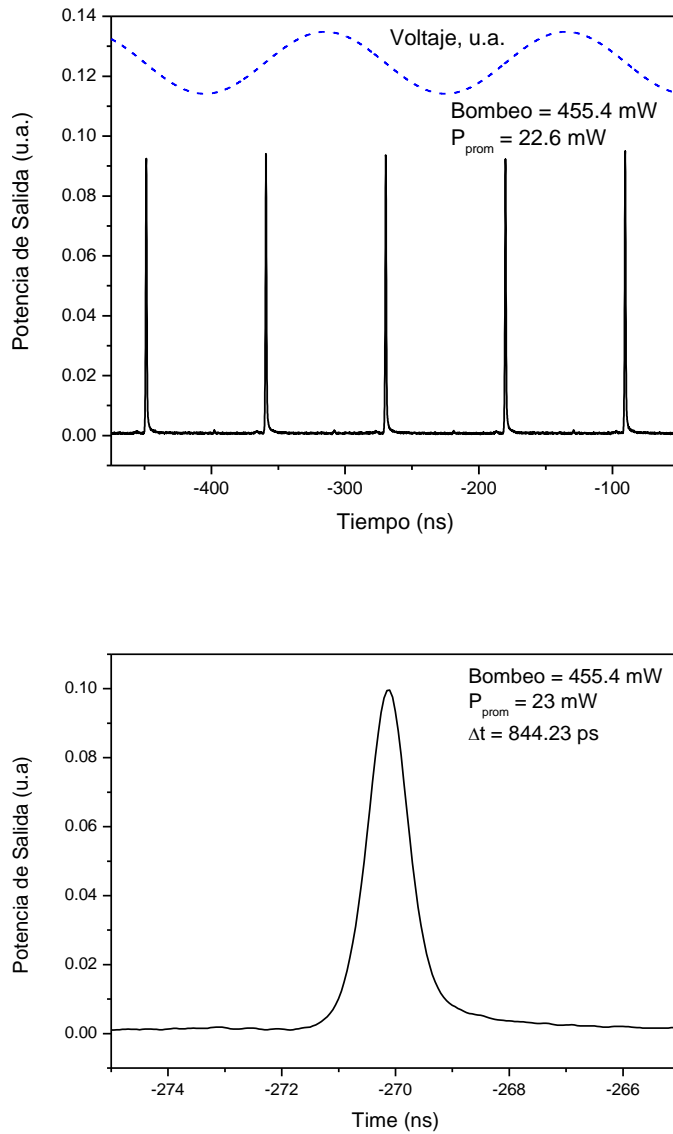
## 7.2 Modulador acústico óptico de amplitud

Ahora se discutirán las principales características del modulador acústico óptico. Como se vio en el capítulo anterior cuando una onda acústica longitudinal en el rango de MHz es enviada a través de un rejilla de Bragg grabada en fibra, nuevas bandas de reflexión aparecen simétricamente a ambos lados de la longitud de onda de Bragg original. La posición y la potencia de estas bandas laterales se puede controlar mediante la variación de la frecuencia y el voltaje aplicado al piezoeléctrico, respectivamente [31]. En el caso de ondas acústicas estacionarias, la amplitud de las bandas laterales es modulada al doble de frecuencia de la señal eléctrica utilizada para accionar el piezoeléctrico [28, 29]. Las propiedades de reflexión del modulador acústico óptico se obtuvieron al iluminar la FBG<sub>1</sub> a través de un acoplador óptico de  $2 \times 2$  con una fuente de luz de banda ancha, y detectando la luz reflejada con un analizador espectral (ANDO-6315A). La Fig. 7. 2a muestra el espectro de FBG<sub>1</sub>, cuando una señal eléctrica de 5.556 MHz y de 20 V es aplicada al piezoeléctrico (cuando nos referimos al voltajes, la medida realizada fue de pico a pico). Al sujetar el final de FBG<sub>1</sub>, opuesta a la bocina de silicio, se crea una onda acústica estacionaria y las bandas laterales aumentan y se sitúan al doble de frecuencia de la onda acústica. En este régimen el modulador se comporta como un modulador de amplitud, el cual opera al doble de la frecuencia de la señal eléctrica utilizada para accionar el

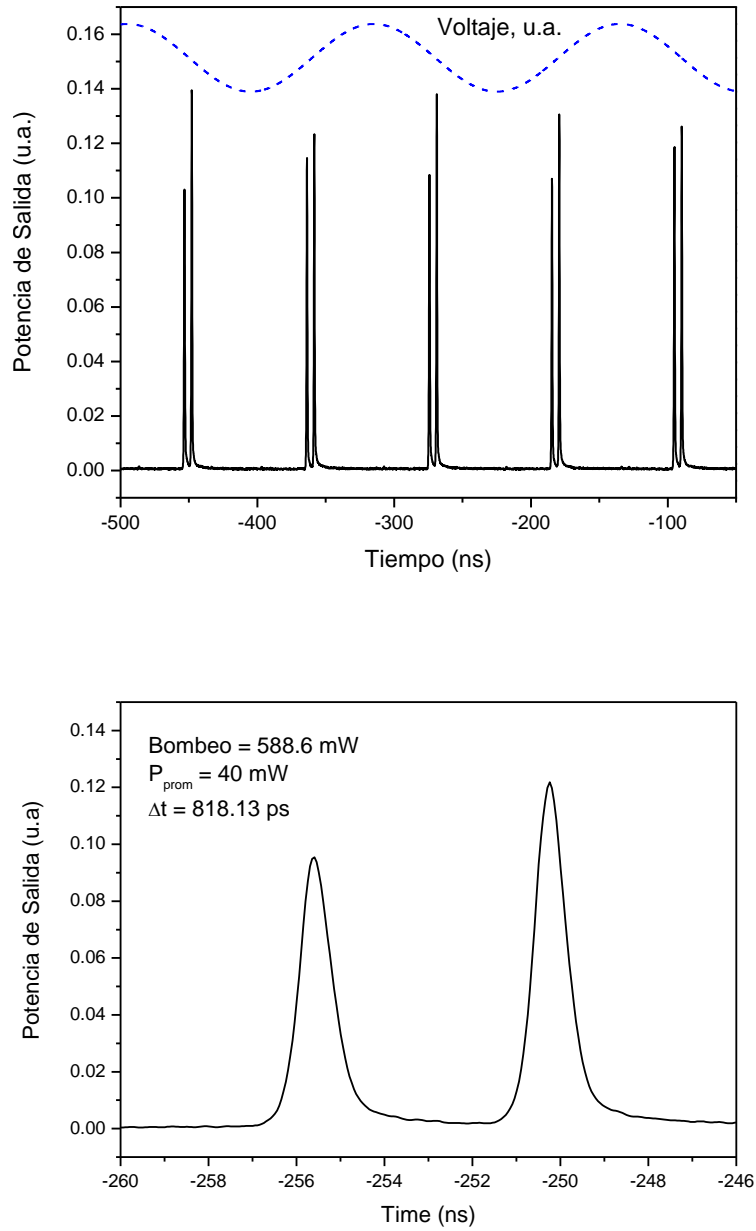
piezoeléctrico, es decir, 11.1 MHz para este caso en específico. La Fig. 7. 2b muestra este efecto para los mismos valores de voltaje y frecuencia que los del espectro de la Fig. 7. 2a, junto con la señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico. La medición se realizó al iluminar el centro de la banda lateral (banda lateral de 1er. orden) con un láser de fibra auxiliar hecho específicamente para este experimento, y midiendo la luz reflejada por esta. La modulación tiene el doble de la frecuencia eléctrica utilizada para accionar el piezoeléctrico, (ver Fig. 7. 2b). La ondulación superpuesta a la señal de luz en la Fig. 7. 2b no se debe al proceso de modulación, que ha demostrado estar libre de armónicos de alta frecuencia [28], pero se origina por la inestabilidad de la fuente de luz utilizada para esta medición.

### **7.3 Láser de Iterbio 100 % fibra óptica en régimen mode-locked**

Ahora discutiremos la operación del láser en régimen mode-locked. La longitud de la línea de retardo (ver Fig. 7. 1.) se eligió para que el tiempo de ida y vuelta coincida con el inverso de la frecuencia de modulación, la cual a su vez es el doble de la frecuencia eléctrica aplicada a los piezoeléctrico. Ya que la frecuencia de operación seleccionada del piezoeléctrico fue la misma que en la Fig. 7. 2, es decir, 5.556 MHz, esto resulta en una longitud de cavidad de 9,3 m (la fibra óptica seleccionada para la línea de retraso fue la SM980 Fibercore con una apertura numérica de 0,12). Sin embargo, siempre es necesario el ajuste fino de la frecuencia acústica. Además fue necesario también realizar un ajuste de traslación para poder hacer coincidir la banda de reflexión de la rejilla de Bragg ( $FBG_2$ ) con la banda lateral de la rejilla de Bragg ( $FBG_1$ ). De esta manera, la longitud de onda de emisión del láser fue a 1091,3 nm (ver Fig. 7. 2 a). Este láser trabaja en el régimen normal de dispersión, ya que ningún método de remuneración de la dispersión se utilizó, con una dispersión promedio neta de la cavidad de -36,2 ps / nm / km.



**Fig. 7. 3** La primera grafica muestra la señal de voltaje utilizada para accionar el piezoeléctrico (línea punteada) a 5.55 MHz junto con el tren de pulsos mode-locked individuales (línea continua) generados en 11,1 MHz para una potencia bombeo de 455 mW. La grafica de abajo muestra un detalle de un pulso mode-locked.



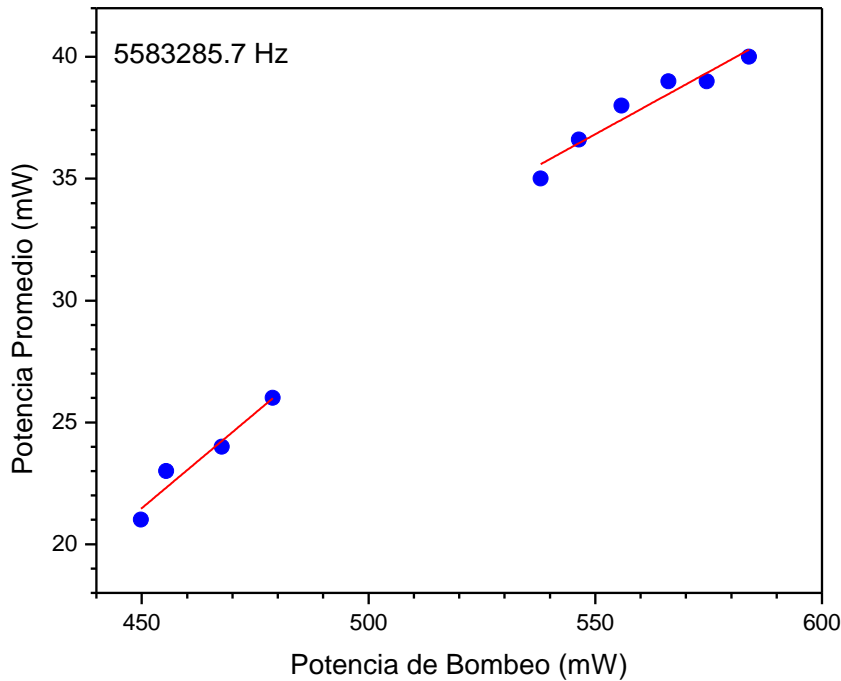
**Fig. 7. 4** La grafica superior muestra al igual que la figura anterior, el tren de pulsos mode-locked pero ahora se generaron pulsos pares debido a que la potencia de bombeo fue incrementada hasta 588 mW. La grafica inferior muestra un detalle de uno de estos pulsos pares generados.



Fueron observados tres diferentes regímenes en este láser a medida que se incrementa la potencia de bombeo: a) tren de pulsos mode-locked individuales, b) un régimen inestable, y c) un tren de pulsos mode-locked pares. En primer lugar, para relativamente bajas potencias de bombeo dentro del rango de 440 - 480 mW, el láser emite un tren de pulsos mode-locked individuales como se muestra en la Fig. 7. 3, el recuadro muestra un detalle de los pulsos mode-locked individuales. Los pulsos mostrados en esta figura tienen una potencia promedio de 22,6 mW (pico de potencia de 2,4 W) y 844 ps de ancho temporal.

Puede también observarse en la Fig. 7. 3, que la razón de repetición del tren de pulsos mode-locked es dos veces la frecuencia de la señal de voltaje usada para excitar el piezoeléctrico, concordando con el AM generado por el AOSLM. A medida que aumenta la potencia de bombeo, el tren de pulsos mode-locked individuales se estrecha temporalmente hasta que finalmente desaparecen, y entrando de esta manera en el régimen inestable. Este régimen inestable se observó en el rango de 490 a 530 mW de potencia de bombeo. Por otro lado al incrementar la potencia de bombeo por encima de 540 mW y hasta la potencia de bombeo máxima disponible (en este experimento fue de 590 mW) la salida del láser se estabiliza de nuevo, pero ahora el tren de pulsos mode-locked producido es un tren de pulsos pares. Un resultado típico de este régimen es mostrado en la Fig. 7. 4. En esta figura se puede ver un tren de pulsos pares mode-locked con una potencia promedio de 40 mW y 800 ps de ancho temporal. El recuadro en la Fig. 7. 4 muestra un detalle de estos pulsos pares mode-locked. La generación de pulsos pares en el mismo periodo de tiempo en láseres en régimen mode-locked activo ha sido reportado antes [32, 33], y ha sido asociado a un exceso de potencia de bombeo. Además, los pulsos pares no son necesariamente generados en cada intervalo de tiempo. Sin embargo, la generación de estos pulsos pares mode-locked, fue muy estable en este láser, e inmediatamente conmuta al modo

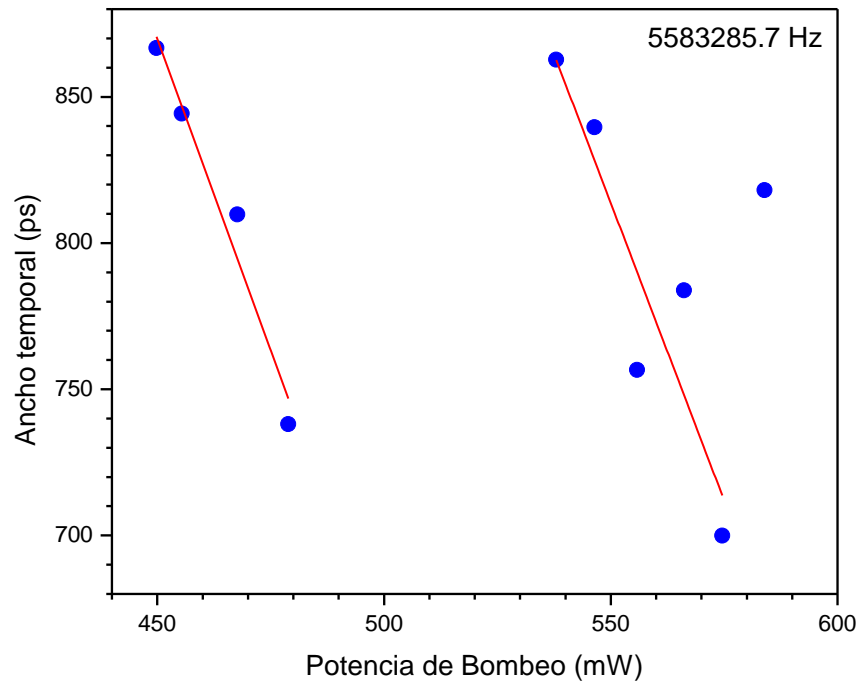
de mode-locked de un solo pulso cuando se disminuye lo suficiente la potencia de bombeo.



**Fig. 7. 5** Potencia promedio de en función de la potencia de bombeo, para una señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico de 5,58 MHz y 20 V.

En la Fig. 7. 6 se muestra la potencia de salida promedio y el ancho temporal, respectivamente, como una función de la potencia bombeo, los tres diferentes regímenes de funcionamiento del laser pueden observarse claramente. Los mejores resultados en el régimen de mode-locked de pulsos individuales fueron para pulsos ópticos de 740 ps de ancho temporal y 26 mW de potencia promedio, obtenidos a una potencia bombeo de 480 mW (ver Fig. 7. 6). Puede ser observada una suave variación del ancho temporal del pulso en función de la potencia de bombeo en el régimen de mode-locked estándar, es decir, un pulso por espacio de tiempo, antes de llegar al régimen inestable. El intervalo en el rango medio de potencias de bombeo

(ver Fig. 7. 6) corresponde al régimen inestable mencionado anteriormente, mientras que el límite superior observado fue establecido por la potencia máxima de bombeo disponible en la configuración.



**Fig. 7. 6 Ancho temporal en función de la potencia de bombeo, para una señal eléctrica aplicada al piezoeléctrico de 5,58 MHz y 20 V.**

Se sabe que en el mode-locked, ya sea pasivo o activo, cuanto mayor sea el ancho de banda del medio de ganancia, más estrechos temporalmente serán los pulsos de salida [34]. En esta configuración, sin embargo, el amplio ancho de banda del Iterbio (superior a 40 nm) no está disponible para el mode-locked. Esto se debe al AOSLM, lo cual impone una fuerte filtración espectral, ya que sólo una banda lateral participa en el proceso de modulación, y esto es a su vez espectralmente muy estrecho. Estas bandas laterales pueden ser consideradas como réplicas débiles de la fuerte y permanente rejilla de Bragg. Su ancho de banda espectral FWHM es el de

una rejilla de Bragg débil de la misma longitud, es decir,  $\Delta\lambda = 1.39 \lambda^2/(\pi L n_0)$ , donde  $L$  es la longitud de la fibra y  $n_0$  es el índice modal efectivo [31]. Para la rejilla usada en este trabajo, con  $L = 100$  mm, a  $\lambda = 1091.3$  nm, esto se traduce en  $\Delta\lambda = 3.6$  pm, lo que es equivale a 909 MHz a la longitud de onda operacional de este láser (1091,3 nm). Como una estimación aproximada, ya que los modos de la cavidad son distantes 11,1 MHz, se puede ver que el AOSLM sólo es capaz de amarrar un pequeño porcentaje de los modos axiales disponibles por el medio de ganancia, es decir,  $909/11.1$  MHz = 82 modos (FWHM). Por otro lado, el ancho de banda del modulador (además de la profundidad de modulación y la longitud de la cavidad) también influye en la tolerancia de la frecuencia de des-sintonización del AM mode-locked [35]. En pocas palabras entre más estrecho es el ancho de banda de la modulación, más alto es el rango de bloqueo (locking). Esto es de hecho el caso, el relativamente estrecho ancho de banda del modulador del AOSLM permite una relativamente alta frecuencia de des-sintonización en los cientos de Hertz, sin efectos notables en los parámetros de los pulsos. Por otra parte, a más des-sintonización en el orden de kHz inhibe el mode-locking.

### 7.3 Conclusiones

En este trabajo, se ha mostrado un láser de Yb 100 % fibra óptica en régimen mode-locked activo. Por lo que sabemos, este es el primer láser 100 % fibra óptica en régimen mode-locked activo que emite en la longitud de onda de láser del Iterbio, es decir, alrededor de  $1 \mu\text{m}$ . Como la dispersión juega un papel importante solamente cuando los pulsos se hacen más estrechos (es decir, por debajo de 1 ps) este láser puede hacer mode-locked sin ningún tipo de compensación de la dispersión normal neta de la cavidad, ya que los anchos temporales de este láser se encuentran en los cientos de ps. En función de la potencia de bombeo, tres diferentes regímenes fueron identificados. Para relativamente bajas potencias de bombeo el láser emite un tren de pulsos mode-locked individuales, es decir, el mode-locked estándar. Los mejores resultados en este rango fueron de 740 ps de ancho temporal y 26 mW de potencia promedio (potencia de bombeo de 480 mW). Si la potencia de bombeo se incrementa, los pulsos van decreciendo hasta que, y el mode-locked se pierde. Por otro lado al incrementar la potencia de bombeo se produce un tren de pulsos mode-locked pares. Los mecanismos para hacer más estrechos aún los pulsos láser también se discutieron.

## Referencias

1. Kurkov, A.S., *Oscillation spectral range of Yb-doped fiber lasers*. Laser Physics Letters, 2007. **4**(2): p. 93-102.
2. Digonnet, M.J.F., *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. 2001, New York - Basel: Marcel Dekker, Inc. 113.
3. Fekete, J., Cserteg, A., & Szipöcs, R., *All-fiber, all-normal dispersion ytterbium ring oscillator*. Laser Physics Letters, 2009. **6**(1): p. 49-53.
4. Jiang, P., Yang, D., Wang, Y., Chen, T., B, W., & Shen, Y. H., *All-fiberized MOPA structured single-mode pulse Yb fiber laser with a linearly polarized output power of 30 W*. Laser Physics Letters, 2009. **6**(5): p. 384-387.
5. Andrés, M.V., Cruz, J.L., Díez, A., Pérez-Millán, P., & Delgado-Pinar, M., *Actively Q-switched all-fiber lasers*. Laser Physics Letters, 2008. **5**(2): p. 93-99.
6. Zhang, M., Chen, L., Zhou, C., Cai, Y., Ren, L., & Zhang, Z., *Mode-locked ytterbium-doped linear-cavity fiber laser operated at low repetition rate*. Laser Physics Letters, 2009. **6**(9): p. 657-660.
7. Budunoğlu, I.L., Ulgüdür, C., Oktem, B., & Ilday, F. O., *Intensity noise of mode-locked Yb-doped fiber lasers*, in *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference (OSA /CLEO/IQEC)*. 2009: Baltimore, MD, USA. p. 2516-8.
8. Ling-Zhen, Y., Yun-Cai, W., Guo-Fu, C., Yi-Shan, W., & Wei, Z., *Harmonic Mode-Locked Ytterbium-Doped Fibre Ring Laser*. Chinese Physics Letters, 2007. **24**(4): p. 944-946.
9. Chédot, C., Lecaplain, C., Idlahcen, S., Martel, G., & Hideur, A., *Mode-Locked Ytterbium-Doped Fiber Lasers: New Perspectives*. Fiber and Integrated Optics, 2008. **27**(5): p. 341-354.

10. Chong, A., Buckley, J., Renninger, W., & Wise, F., *All-normal-dispersion femtosecond fiber laser*. Optics Express, 2006. **14**(21): p. 10095-10100.
11. Ilday, F.Ö., Buckley, J., Kuznetsova, L., & Wise, F. W., *Generation of 36-femtosecond pulses from a ytterbium fiber laser*. Optics Express, 2003. **11**(26): p. 3550-3554.
12. Kong, L.J., Xiao, X. S., & Yang, C. X., *Low-repetition-rate all-fiber all-normal-dispersion Yb-doped mode-locked fiber laser*. Laser Physics Letters, 2010. **7**(5): p. 359-362.
13. Lefort, L., Price, J. H. V., Richardson, D. J., Spüler, G. J., Paschotta, R., Keller, U., Fry, a R., & Weston, J., *Practical low-noise stretched-pulse Yb(3+)-doped fiber laser*. Optics Letters, 2002. **27**(5): p. 291- 293.
14. Orsila, L., Gomes, L. A., Xiang, N., Jouhti, T., & Okhotnikov, O. G., *Mode-locked ytterbium fiber lasers*. Applied Optics, 2004. **43**(9): p. 1902-1906.
15. Kobtsev, S.M., Kukarin, S., Smirnov, S., & Fedotov, Y., *High-energy mode-locked all-fiber laser with ultralong resonator*. Laser Physics, 2010. **20**(2): p. 351-356.
16. Ivanenko, A., Kobtsev, S. M., & Kukarin, S., *Femtosecond ring all-fiber Yb laser with combined wavelength-division multiplexer-isolator*. Laser Physics, 2010. **20**(2): p. 344-346.
17. Jang, G., & Yoon, T., *Environmentally-stable all-normal-dispersion picosecond Yb-doped fiber laser with an achromatic quarter-wave-plate*. Laser Physics, 2010. **20**(6): p. 1463-1468.
18. Kong, L.J., Xiao, X., & Yang, C., *Tunable all-normal-dispersion Yb-doped mode-locked fiber lasers*. Laser Physics, 2010. **20**(4): p. 834-837.
19. Pottiez, O., Ibarra-Escamilla, B., Kuzin, E., Grajales-Coutiño, R., & Carrillo-Delgado, C.-M., *Generation of high-energy pulses from an all-normal-dispersion figure-8 fiber laser*. Laser Physics, 2010. **20**(3): p. 709-715.

20. Knight, J.C., *Photonic crystal fibers and fiber lasers (Invited)*. J. Opt. Soc. Am. B, 2007. **24**(8): p. 1661-1668.
21. Tse, M.-L.V., Horak, P., Poletti, F., & Richardson, D. J. , *Designing Tapered Holey Fibers for Soliton Compression*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2008. **44**(2): p. 192-198.
22. Zhong, Y., Zhang, Z., & Tao, X., *Passively mode-locked fiber laser based on nonlinear optical loop mirror with semiconductor optical amplifier*. Laser physics, 2010. **20**(8): p. 1756-1759.
23. Chen, D., *Fourier domain mode locking pulse fiber laser*. Laser Physics, 2010. **20**(1): p. 281-284.
24. Culverhouse, D.O., Richardson, D. J., Birks, T. A., & Russell, P. S. J., *All-fiber sliding-frequency Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> soliton laser*. Optics Letters, 1995. **20**(23): p. 2381-2383.
25. Jeon, M., Lee, H.K., Kim, K., Lee, E., Oh, W., Kim, B., Lee, H.W., et al. , *Harmonically mode-locked fiber laser with an acousto-optic modulator in a Sagnac loop and Faraday rotating mirror cavity*. Optics Communications, 1998. **149**: p. 312-316.
26. Myren, N., & Margulis, W., *All-fiber electrooptical mode-locking and tuning*. IEEE Photonics Technology Letters, 2005. **17**(10): p. 2047-2049.
27. Phillips, M.W., Ferguson, A. I., Kino, G. S., & Patterson, D. B., *Mode-locked fiber laser with a fiber phase modulator*. Optics Letters, 1989. **14**(13): p. 680-682.
28. Cuadrado-Laborde, C., Díez, A., Delgado-Pinar, M., Cruz, J.L., & Andrés, M. V., *Mode locking of an all-fiber laser by acousto-optic superlattice modulation*. Optics Letters, 2009. **34**(7): p. 1111-1113.
29. Cuadrado-Laborde, C., Díez, A., Cruz, J., & Andrés, M., *Experimental study of an all-fiber laser actively mode-locked by standing-wave acousto-optic modulation*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2010. **99**(1): p. 95-99.



30. Cuadrado-Laborde, C., Díez, A., Cruz, J. L., & Andrés, M. V., *Actively Q-switched and modelocked all-fiber lasers*. Laser Physics Letters, 2010. **7**(12): p. 870-875.
31. Liu, W.F., Russell, P. S. J., & Dong, L., *Acousto-optic superlattice modulator using a fiber Bragg grating*. Optics letters, 1997. **22**(19): p. 1515-1517.
32. Zeitouny, A., & Horowitz, M., *Experimental study of pulse recovery from dropout in an actively mode-locked fiber laser*. Journal of lightwave technology, 2006. **24**(10): p. 3671-3676.
33. Horowitz, M., Menyuk, C.R., Carruthers, T.F., Duling, I.N., III, *Pulse dropout in harmonically mode-locked fiber lasers*. Photonics Technology Letters, IEEE 2000. **12**(3): p. 266 - 268
34. Kuizenga, D., & Siegman, A., *FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1970. **6**(11): p. 694-708.
35. Li, Y., Lou, C., Han M. & Gao, Y., *Detuning characteristics of the AM mode-locked fiber laser*. Optical and Quantum Electronics, 2001. **33**(6): p. 589-597.



## Capítulo 8

### Conclusiones

Se realizó la implementación de un modulador acústico óptico, basado en la introducción de pérdidas controladas a través de una señal eléctrica debido a la propagación de ondas acústicas de flexión a lo largo de una fibra estrechada.

De esta manera el dispositivo acústico óptico realizado es viable para ser implementado dentro de una cavidad laser y para de esta manera poder modular el factor de calidad de la cavidad y obtener un laser pulsado en régimen Q-switched. Esto debido a que la técnica utilizada en la realización de este dispositivo nos permite la sintonización de la longitud de onda así como también la variación del nivel de atenuación de la señal.

En este trabajo también se ha reportado la construcción y el funcionamiento de un láser todo fibra dopado con iones de Iterbio en régimen Q-switching activo. La modulación Q-switching se consiguió mediante modulación intermodal inducida por ondas acústicas de flexión que viajan a través de un taper de fibra óptica. El acoplamiento entre el modo fundamental y un modo de revestimiento ha sido aprovechado para introducir las pérdidas en la cavidad de una manera controlada. Un trozo de 0,65 m de fibra monomodo altamente dopada con Iterbio de la marca Nufern SM-YSF-HI fue usada como medio de ganancia. Pulsos Q-switching a la longitud de onda de 1064,1 nm fueron obtenidos con éxito a diferentes razones de repetición en el rango de 1-10 kHz, con potencias de bombeo entre 59 mW y 88 mW.

Los mejores resultados obtenidos fueron para los pulsos de láser de 118 mW de potencia pico, 1.8 $\mu$ s de ancho temporal, a una potencia de bombeo de 79 mW y una frecuencia de repetición de 7 kHz.

De igual manera se reporto la elaboración y el funcionamiento eficaz de un AOSLM (acoustoptic super lattice modulation) utilizando una rejilla de Bragg grabada en una fibra óptica. Este dispositivo funciona como un modulador de frecuencia en el modo de reflexión con una reflectividad de banda estrecha, que es ajustable y sintonizable en 0.5 nm. La modulación genera nuevas bandas de reflexión equidistantes a ambos lados de la rejilla de Bragg original. Se han descrito y caracterizado las características dinámicas de estas nuevas bandas laterales. Su posición espectral depende de la frecuencia de la onda acústica que se propaga a lo largo de la fibra, mientras la reflectividad de cada pico lateral es determinada por la amplitud de la señal eléctrica. Este dispositivo también puede actuar como un filtro sintonizable o interruptor.

Finalmente en este trabajo, se ha construido y probado el funcionamiento un laser de Yb 100 % fibra óptica en régimen mode-locked activo. Por lo que sabemos, este es el primer laser 100 % fibra óptica en régimen mode-locked activo que emite en la longitud de onda de laseo del Iterbio, es decir, alrededor de 1  $\mu$ m. Como la dispersión juega un papel importante solamente cuando los pulsos se hace más estrechos (es decir, por debajo de 1 ps) este láser puede hacer mode-locked sin ningún tipo de compensación de la dispersión normal neta de la cavidad, ya que los anchos temporales de este láser se encuentran en los cientos de ps. En función de la potencia de bombeo, tres diferentes regímenes fueron identificados. Para relativamente bajas potencias de bombeo el láser emite un tren de pulsos mode-locked individuales, es decir, el mode-locked estándar. Los mejores resultados en este rango fueron de 740 ps de ancho temporal y 26 mW de potencia promedio (potencia de bombeo de 480 mW). Si la potencia de bombeo se incrementa, los pulsos van decreciendo hasta que, y el

mode-locked se pierde. Por otro lado al incrementar la potencia de bombeo se produce un tren de pulsos mode-locked pares. Los mecanismos para hacer más estrechos aún los pulsos láser también se discutieron.

## Apéndice A

---

### Publicaciones:

- *I.L. Villegas, C. Cuadrado-Laborde, J. Abreu-Afonso, A. Díez, J.L. Cruz, M.A. Martínez-Gámez, and M.V. Andrés . Mode-locked Yb-doped all-fiber laser based on in-fiber acousto-optic modulation. Laser Physics Letters, No. 8, 227-231 (2011). Impact- factor : 6.010*
- *I.L. Villegas, C. Cuadrado-Laborde, A. Díez, J.L. Cruz, M.A. Martínez-Gámez, and M.V. Andrés. “Yb-doped strictly all-fiber laser actively Q-switched by intermodal acousto-optic modulation”. Laser Physics (Agosto,2011). Impact- factor : 1.319*

### Capítulos de libros

- Título del capítulo: "Applications of in-Fiber Acoustooptic Devices—, Libro:"Acoustic Wave / Book 2", Christian Cuadrado-Laborde, Antonio Díez, Miguel V. Andrés, José L. Cruz, Miguel Bello-Jimenez, Irma L. Villegas, Alejandrina Martínez-Gámez, and Yuri O. Barmenkov, ISBN978-953-307-572-3. *InTech* - Open Access Publisher.