



**BENEMERITA  
UNIVERSIDAD AUTONOMA DE PUEBLA**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS FISICO MATEMATICAS  
POSGRADO EN OPTOELECTRONICA**

**LASER DE FIBRA OPTICA TERMICAMENTE  
SINTONIZABLE POR UN FILTRO COMPUESTO POR DOS  
INTERFEROMETROS DE SAGNAC.**

**TESIS PRESENTADA COMO REQUISITO PARCIAL  
PARA OBTENER EL GRADO DE:  
  
DOCTOR EN CIENCIAS  
CON ESPECIALIDAD EN OPTOELECTRONICA**

**PRESENTA:**

**ISAC HUIXTLACA CUATECATL**

**DIRIGIDA POR:**

**Dra. GEORGINA BELTRAN PEREZ**

Puebla, Pue. Febrero del 2008

## INDICE

	Pág.
Objetivos generales	iv
Objetivos específicos	iv
Resumen	v
<b>CAPITULO 1</b>	<b>1</b>
Introducción	1
1.1 Antecedentes	1
Bibliografía	13
<b>CAPITULO 2</b>	
<b>INTERFEROMETRO DE SAGNAC</b>	<b>16</b>
Introducción	16
2.1. Principios básicos del interferómetro de Sagnac	16
2.2. Birrefringencia en fibras ópticas ISFO	18
2.3. Interferómetro de Sagnac de fibra óptica	22
2.3.1. Efecto de la birrefringencia en el interferómetro de Sagnac	22
2.4 Filtro óptico usando dos interferómetros de Sagnac	33
2.4.1 Variación de $\Delta\varphi$ como función de la temperatura	38
2.6 Cálculo teórico de los parámetros del interferómetro de Sagnac con fibra birrefringente	40
Bibliografía	42
<b>CAPITULO 3</b>	
<b>AMPLIFICADORES Y LASERES DE FIBRA OPTICA</b>	<b>44</b>
3.1. Introducción	44
3.2. Amplificadores de fibra óptica	44
3.2.1. Modelamiento físico del EDFA	46

	Pág.
3.2.2. Ecuación de razón atómica para un sistema láseres de tres niveles	46
3.2.3 Ruido de amplificación	50
3.3 Resonadores ópticos	51
3.3.1. Modos del resonador en una cavidad anular de fibra óptica	53
3.4 Láseres de fibra óptica	57
3.4.1 Láser de cavidad anular de fibra óptica	61
Bibliografía	63
<b>CAPITULO 4</b>	
<b>DESARROLLO EXPERIMENTAL</b>	64
4.1 Introducción	64
4.2 Caracterización del diodo láser de bombeo	64
4.3 Características de la emisión espontánea amplificada.	67
4.4 Características del espectro de emisión del amplificador.	69
4.4.1 Ganancia del amplificador	71
4.5 Arreglo y caracterización del filtro basado en el interferómetro de Sagnac	75
4.5.1 Caracterización del filtro	76
4.5.2 Calculo experimental de los parámetros del interferómetro de Sagnac con fibra birrefringente de 7.6 cm. de longitud.	78
4.5.3 Características espectrales del filtro	81
4.5.4 Resultados del corrimiento espectral del filtro ante el estímulo térmico	84
Bibliografía	86
<b>CAPITULO 5</b>	
<b>LASER DE CAVIDAD ANULAR CON UN DOBLE INTERFEROMETRO DE SAGNAC</b>	87
5.1. Introducción	87

	Pág.
5.2 Arreglo del láser de FDE de cavidad anular con un filtro basado en dos interferómetro de Sagnac colocados en serie	87
5.3 Resultados del láser de cavidad anular con el filtro de uno y dos interferómetros de Sagnac.	89
Bibliografía	96
<b>CAPITULO 6</b>	
CONCLUSIONES	97

## **OBJETIVO GENERAL**

- ▣ **Desarrollo de un láser de fibra óptica sintonizable mediante un filtro basado en dos interferómetros de Sagnac conectados en cascada.**

## **OBJETIVOS ESPECÍFICOS**

- ▣ **Caracterización de la fibra dopada con  $\text{Er}^{+3}$ , con diferentes potencias de bombeo.**
- ▣ **Caracterización del amplificador óptico y obtención de sus características espectrales.**
- ▣ **Implementación y caracterización del filtro óptico basado en uno y dos interferómetros de sagnac.**
- ▣ **Implementación y caracterización del láser de fibra de cavidad anular sintonizado con el filtro óptico.**

## RESUMEN

En este trabajo de investigación, se presenta un arreglo de láser de fibra óptica de cavidad anular con un filtro basado en dos interferómetros de Sagnac colocados en serie.

Inicialmente se hace una comparación del filtro propuesto de dos interferómetros con un filtro de un solo interferómetro, de esta forma encontramos que podemos reducir el ancho de banda en un 31%, con la desventaja que también tenemos una reducción de la transmitancia de alrededor del 40%, además se da un análisis matemático cuando se tiene el arreglo de dos interferómetros colocados en cascada, el cual se puede generalizar para un arreglo de  $n$  interferómetros.

Con lo que respecta a la obtención de las emisiones, también se hizo la comparación de ambos filtros ópticos, propuestos en este trabajo. Los resultados muestran que el ancho de emisión cuando se tiene el filtro de un solo interferómetro, es mayor que cuando se hace uso del arreglo del filtro de dos interferómetros, además de obtener una reducción del ruido que se presenta alrededor de las emisiones cuando se tiene un solo interferómetro que generalmente fueron de -5 dBm, que comparadas con el arreglo de dos interferómetros que fueron de -28 dBm. El rango espectral de emisiones que se obtuvo fue de  $\sim 42$  nm, con una potencia de emisión mayor de 1.5 mW.

# CAPITULO 1

## **INTRODUCCION**

En este capítulo se realizará una exposición del desarrollo histórico que han seguido los láseres de fibra. Se describe brevemente del funcionamiento básico de un láser y que condiciones debe cumplir para que exista emisión, además se hará un pequeño repaso de las nociones sobre el funcionamiento de los láseres sintonizables en longitud de onda. Por último se presenta una recopilación de trabajos relacionados con los láseres sintonizables, las configuraciones y elementos que son utilizados, con el fin de tener antecedentes y comparar nuestros resultados con los ya publicados, para determinar las ventajas y desventajas de nuestro láser.

### **1.1 ANTECEDENTES**

Antes de los años 60 ya se conocía la capacidad de amplificación de luz de las tierras raras. En 1960 ya se había propuesto el máser óptico y se había demostrado el efecto láser. En 1961 Elias Snitzer et al [1], propuso y demostró usar una fibra óptica como medio amplificador y como cavidad resonante. Durante los años posteriores se siguió avanzando en esta idea, pero las fibras utilizadas presentaban muchas pérdidas. A mediados de los 80s, cambios en los procesos de fabricación permitieron por una parte, una gran disminución en las pérdidas de propagación y por otra, incorporar iones de tierras raras en el núcleo de la preforma. En 1985 un grupo de la Universidad de Southampton consiguió el primer láser de fibra usando neodimio. Pronto se observó que el ion erbio tiene una transición hacia 1550 nm, que coincide con la ventana de transmisión con menos pérdidas en las fibras basadas en sílice. A pesar de constituir un

sistema láser de tres niveles, una vez puesto en forma de fibra el erbio permite confinar una gran potencia en poco espacio, por lo que se consigue una alta densidad de energía logrando amplificación con potencias de bombeo muy bajas. El primer láser con fibra dopada con erbio lo realizó el mismo grupo de Southampton en 1986. Fue el primer láser de tres niveles operando en modo continuo a temperatura ambiente que se consiguió, lo que indicaba el potencial de estos láseres [2].

A principio de los 90s se empezaron a desarrollar los láseres de fibra dopada con erbio sintonizables. Inicialmente se construye un amplificador óptico con la fibra dopada con erbio, mediante un acoplador óptico se introducen el bombeo y la señal que se quiere amplificar. El bombeo (normalmente en 980 nm o en 1480 nm) permite conseguir la inversión de población. La señal sale amplificada por el otro extremo de la fibra. Se puede hacer pasar esta señal amplificada de nuevo por el amplificador (esto es, se cierra el anillo), consiguiéndose un resonador láser. Para obtener señal del interior del resonador se introduce un acoplador que permita extraer un porcentaje de la luz encerrada en el interior. Lógicamente la cavidad (es decir, el anillo) siempre va a tener pérdidas. Para que haya emisión láser, la ganancia del amplificador debe compensar estas pérdidas [3]. En el momento en el que se consiga compensar las pérdidas habrá emisión láser. Habrá una potencia de bombeo umbral por debajo de la cual no habrá emisión láser, ya que no se habrá conseguido la ganancia suficiente. Por encima de la potencia de bombeo umbral, la potencia de salida del láser es directamente proporcional a la potencia de bombeo menos la potencia umbral [3]. El parámetro que relaciona ambas potencias recibe el nombre de eficiencia. Dicha eficiencia, junto con la potencia de bombeo umbral, son los parámetros necesarios para caracterizar un láser.

Si se introduce en el anillo un filtro pasa-banda, se aumentarán notablemente las pérdidas en todas las longitudes de onda salvo en la zona que deja pasar el filtro. Por tanto, la potencia umbral aumentará mucho en todo el espectro salvo en la región permitida por el filtro, que será la región en la que se produzca la emisión láser. De esta manera, cambiando la posición del máximo



de transmisión del filtro podemos mover el pico de emisión. Se consigue de esta forma un láser sintonizable en un rango continuo de longitudes de onda.

Un filtro óptico ajustable puede ser representado por una caja negra, según se ve en la Figura 1, este posee en su entrada diferentes señales, cada cual a su frecuencia óptica, y que tiene en su salida, debido al proceso selectivo, sólo una señal.

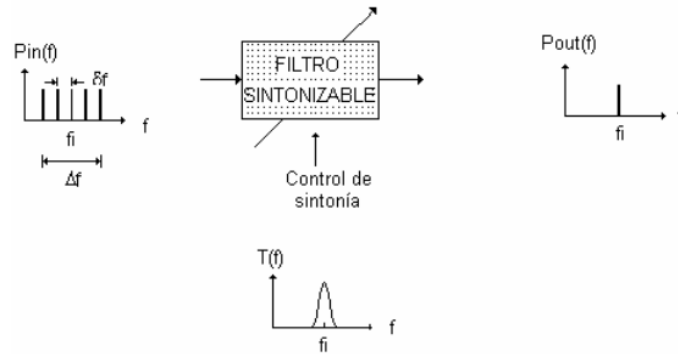


Figura 1: Función básica de un filtro sintonizable en la selección de una de entre muchas entradas a diferentes frecuencias.

Cuando se analiza el desempeño de un filtro óptico se debe tomar en consideración los siguientes requerimientos:

- Número máximo de canales sintonizables.
- Tiempo de acceso en la sintonía del canal.
- Pérdidas causadas por inserción y diafonía.
- Atenuación.
- Control habilidad del dispositivo.
- Dependencia del dispositivo con la polarización.
- Tamaño, consumo de potencia y ambiente de operación del dispositivo.
- Costos.

Independientemente de la configuración empleada y su desempeño como elemento de selección espectral dentro de un láser de cavidad anular de fibra óptica, los filtros pueden estar configurados de varias formas tales como; Filtros con Rejillas Bragg [4], Filtros Interferométricos Fabry-Pérot Etalon [5], Filtros Opto-Mecánicos con rejillas de Bragg [6] Filtros Acustó-Ópticos, [7], Filtros Interferométricos de Sagnac [8], Filtro Interferométrico de Mach-Zehnder [9], solo por mencionar algunos. Sin embargo algunos de estos filtros solo sintonizan en un rango espectral muy bajo por lo general no mas de 1 nm, [4-6], otros láseres de fibra pueden sintonizar sobre un rango mucho más amplio, por lo general superior a 20 nm, [7-9].

Inicialmente se buscaron otras alternativas para conseguir mejores emisiones en cuanto al ancho de línea de emisión y que tuvieran un rango de sintonización superior a 40 nm.

Los láseres de fibra discretamente sintonizables [10-14] eran una alternativa atractiva, debido a su confiabilidad directa con la transmisión del medio, los costos bajos, la disponibilidad de algunos elementos ópticos, la sencillez en el manejo de las fibras dopadas con erbio como medio activo y la disponibilidad del diodo láser de bombeo. Sin embargo, la mayoría de estos filtros [11-12, 14], no son dispositivos todo fibra, por lo tanto, requieren lentes de microscopios adicionales para introducir el haz a la fibra, resultando en pérdidas de inserción grandes ( $>4$  dB [12, 14]) para los filtros sobre la base de materiales de alto índice de refracción.

Hay algunos trabajos reportados en los cuales se pueden sintonizar una o varias longitudes de onda haciendo uso de arreglos con las mismas características de transmisión del interferómetro de Sagnac, generalmente se les conoce como filtros tipo peine [15-19].

Por ejemplo R. M. Sova et al [15], presenta un arreglo de láser de cavidad anular, en el cual coloca dos filtros Lyot basados en segmentos de fibras que mantienen la polarización (PM). Esta configuración se muestra en la Figura 1.1-1

a), aquí los segmentos de fibra son colocados entre dos polarizadores y cada segmento es rotado independientemente. La longitud efectiva es cambiada por rotación de los segmentos  $L_1$  y  $L_2$ , de tal forma que los ejes rápidos sean colocados en cualquier posición  $+45^\circ, 0^\circ -45^\circ$  relativo al eje de polarización. El número posible de espaciamentos entre máximos de transmitancia es cambiado en base a las longitudes efectivas de los segmentos de la fibra. La Figura 1.1-1 b) muestra resultados experimentales de este trabajo para cuatro orientaciones con lo cual se logran espaciamentos de 0.30, 0.40, 0.60 y 1.2 nm para un solo arreglo. La inserción de pérdidas de este arreglo es de  $\sim 4$  dB.

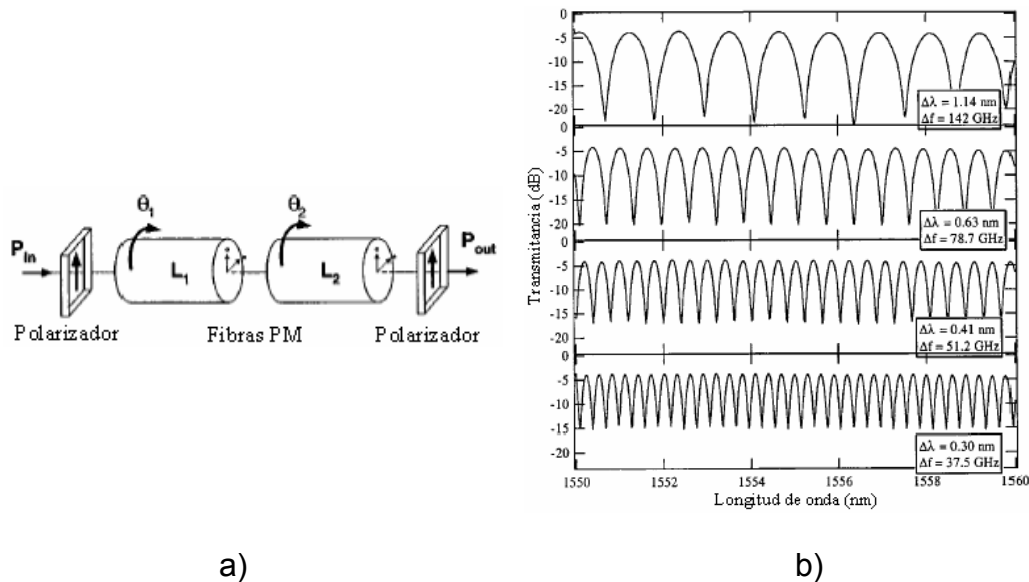


Figura 1.1-1: a) Arreglo del filtro basado en dos segmentos de fibra que mantiene la polarización. b) Espectro de transmisión experimental para el filtro con dos segmentos de fibra que mantienen la polarización [15].

S. Kim, et al [16], propone un arreglo de Sagnac en figura ocho similar al que se muestra en la Figura 1.1-2, este arreglo esta formado por dos acopladores direccionales  $2 \times 2$ , tres secciones de fibra que mantienen la polarización (MP) y cuatro torcedores. En un acoplador, se le fusionan dos segmentos de fibra MP en los puertos de salida. A la salida de estas dos fibras se conecta el segundo acoplador en los dos puertos de entrada, las salidas del segundo acoplador se conectan a una tercera fibra MP formando un

interferómetro de Sagnac, los segmentos de la fibra MP ( $L_1, L_2$  y  $L_3$ ) tienen la misma longitud, además se les coloca los torcedores justo enfrente de cada sección de MP para hacer cambios en los estados de polarización. Para obtener cambios en la transmitancia de este arreglo del 100% es necesario cumplir la siguiente condición; el estados de polarización de entrada de la onda en los segmentos  $L_1$  y  $L_2$  de la fibra PM devén ser iguales  $\theta_1 = \theta_2$ , independientemente de los valores de rotación que tomen  $\theta_3$  y  $\theta_4$ . Para obtener cambios en cuanto al perfil de la transmitancia es necesario variar la rotación de la polarización en el tercer segmento de fibra. La Figura 1.1-3 muestra el resultado de la función de transmitancia como una función del ángulo  $\theta_3$ , tomando en consideración que  $\theta_3 = \theta_4$ .

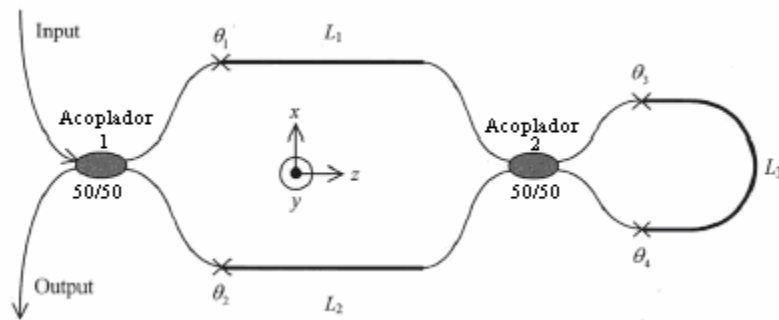


Figura 1.1-2: Arreglo basado en el interferómetro de Sagnac en figura ocho con lazo de fibra PM [16].

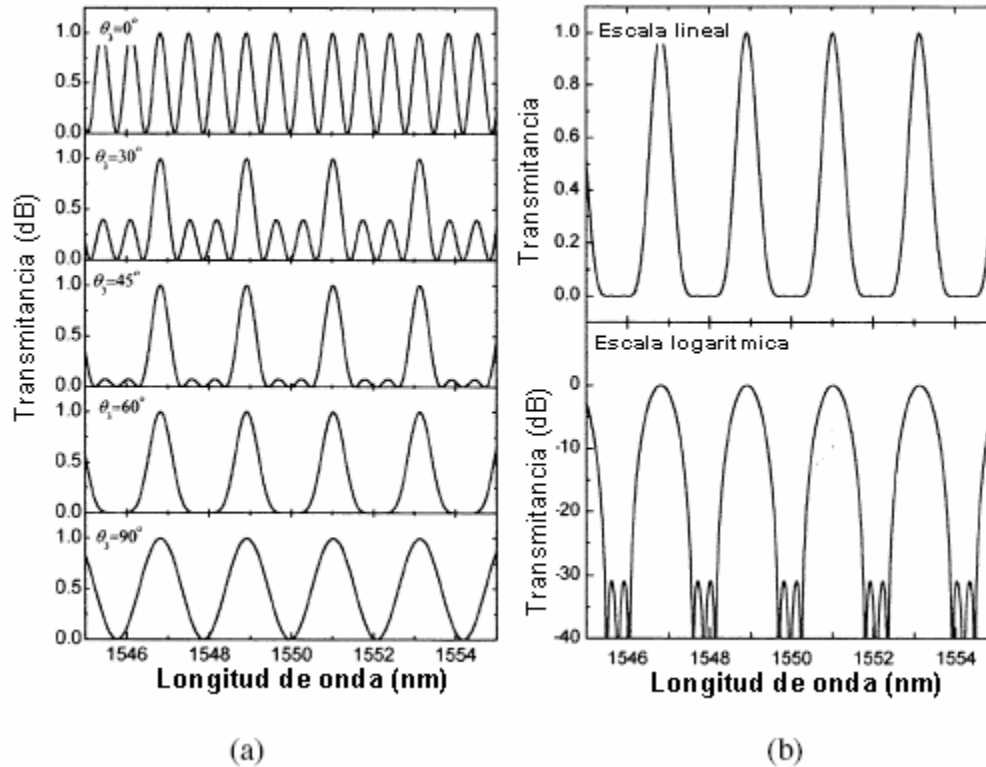


Figura 1.1-3: a) Transmisión como una función del ángulo  $\theta_3$ , cuando  $\theta_3 = \theta_4$ . b) Transmisión del filtro tipo peine cuando  $\theta_3 = 57^\circ$  en escala lineal y logarítmica [16].

Además de estos arreglos se han reportado varias configuraciones de filtros todo fibra basados en el interferómetro de Sagnac que cumplen con las características de tener transmitancia tipo peine [20-23], en los cuales se emplean diferentes tipos de fibra dentro del lazo del interferómetro, como por ejemplo Xuewen *et al* [20], utiliza una rejilla de Bragg colocada asimétricamente en dos longitudes de fibra  $L_1$  y  $L_2$  dentro del lazo tal como se muestra en la Figura 1.1-4 a), los segmentos determinan la separación espectral entre máximos de transmitancia. En éste trabajo reportan que cuando hay una diferencia entre longitudes de 1.05, 2.1 y 4.2 m el espaciamiento entre máximos de transmitancia es de 0.8, 0.4 y 0.2 nm respectivamente, en la Figura 1.1-4 b) se muestra la transmitancia para los valores mencionados anteriormente. Sin embargo, una desventaja que presentan los arreglos que utilizan rejillas de Bragg es que al inducirle un estrés mecánico o una variación térmica, presentan

un cambio mínimo en la longitud de onda de transmitancia máxima de alrededor de  $11.5 \text{ pm}/\mu\epsilon$  o  $0.01 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ , por lo que lograr una sintonización mayor de  $1 \text{ nm}$  ocasionaría fracturas a la fibra si se aplica un estrés mecánico o se requiere hacer variaciones térmicas de  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  [21].

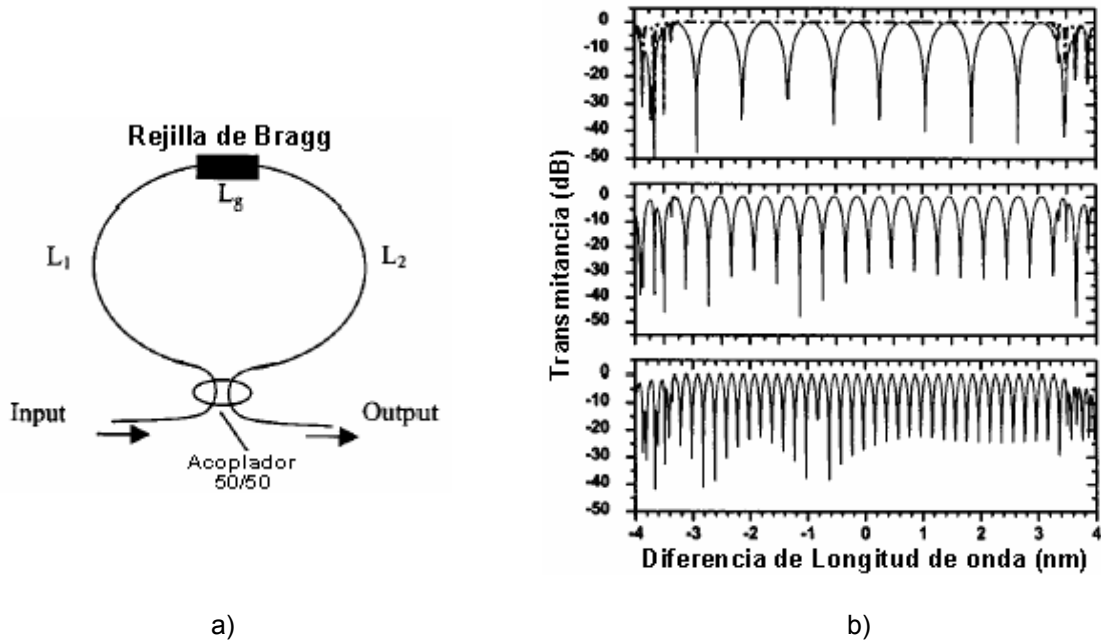


Figura 1.1-4: a) Interferómetro de Sagnac de fibra óptica con una rejilla colocada en el lazo del interferómetro. b) Espectro de transmitancia del filtro con diferentes espaciados entre máximos de transmitancia para los valores dados anteriormente [20].

Por otra parte Chun-Liu, *et al* [22], presenta un arreglo del interferómetro de Sagnac con una fibra birrefringente de cristal fotónico colocada en el lazo, tal como se visualiza en la Figura 1.1-5 a), este arreglo presenta alta resistencia a los cambios de temperatura del medio ambiente obteniendo corrimientos finos entre los máximos de transmitancia a cambios de temperatura alrededor de  $0.3 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ , por lo que una de sus desventajas de este arreglo, además de tener corrimientos espectrales muy finos es que su costo es muy elevado en

comparación con las otras fibras estándar. El espectro de transmitancia de este arreglo se muestra en la Figura 1.1-5 b).

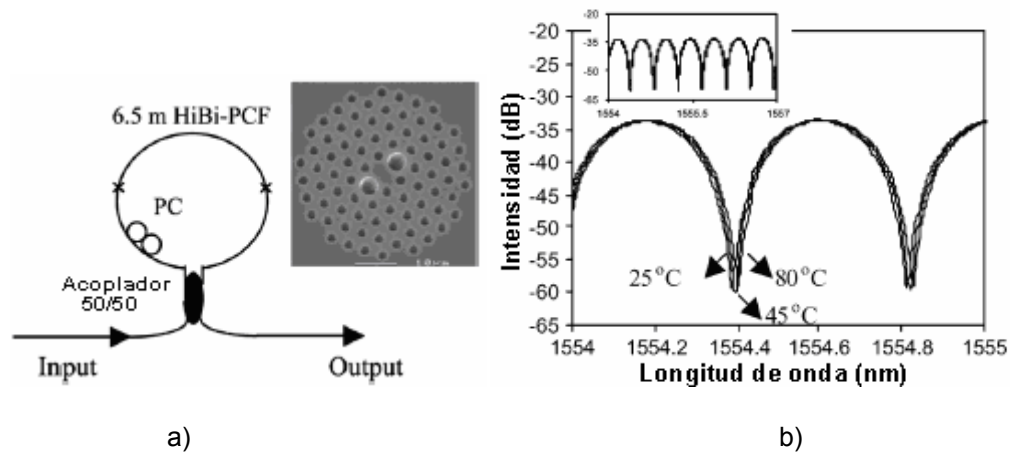


Figura 1.1-5: a) Interferómetro de Sagnac con fibra birrefringente de cristal fotónico. b) Espectro de transmitancia con variación de la temperatura [22].

En otro trabajo reportado por Yong Wook *et al* [23], presenta un arreglo del interferómetro de Sagnac similar al que se presenta en la Figura 1.1-6 a), este arreglo está compuesto por un segmento de fibra de alta birrefringente (High Birefringence Fiber HBF), dos placas retardadoras de cuarto de onda (quarter-wave plates QWP's; QWP1 y QWP2) y una placa retardadora de media onda (half-wave plate HWP), que son colocados dentro del lazo del interferómetro para controlar la birrefringencia efectiva y obtener un corrimiento en longitud de onda de los máximos de transmitancia. La orientación del eje rápido de HWP ( $\theta_h$ ) es puesta a  $(\theta_p - 45^\circ)/2$ , donde  $\theta_p$  es el ángulo de HBF y toma un valor de  $45^\circ$  con respecto al eje  $x$  del sistema,  $\theta_1$  y  $\theta_2$  son los ángulos de orientación de los ejes rápidos de las placas QWP1 y QWP2 con respecto al eje  $x$ . Si se tiene una combinación de  $[\theta_1, \theta_2]$  de las placas QWP1 y QWP2, el espectro de transmitancia toma valores definidos, la Tabla 1 muestra las transmitancias cuando los ángulos  $\theta_1$  y  $\theta_2$  cumplen con esta condición. Los corrimientos entre máximos de transmitancia pueden ser de 0.2, 0.4 y 0.6 nm de

acuerdo a la selección apropiada de los ángulos de las placas QWP's, tal como se muestra en la Figura 1.1-7, el uso de las placas retardadoras en este arreglo presenta la desventaja de tener mayores pérdidas con respecto a las dos anteriores.

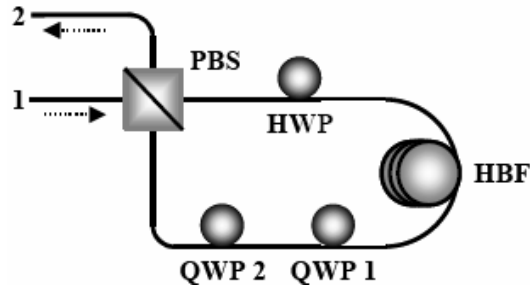


Figura 1.1-6. Arreglo del interferómetro de Sagnac como del filtro que hace cambios de transmitancia por variaciones de las placas retardadores QWP1 y QWP2 [23].

	Posición 1	Posición 2	Posición 3	Posición 4
$\theta_1$ (QWP 1)	$\theta_p/2 + 22.5^\circ$	$\theta_p/2 - 22.5^\circ$	$45^\circ$	$-45^\circ$
$\theta_2$ (QWP 2)	$\theta_p/2 + 22.5^\circ$	$\theta_p/2 - 22.5^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$
Transmitancia	$[1 - \cos(\Gamma)]/2$	$[1 + \cos(\Gamma)]/2$	$[1 - \sin(\Gamma)]/2$	$[1 + \sin(\Gamma)]/2$

Tabla 1. Cuatro combinaciones de las placas QWP's con diferentes valores de transmitancia.

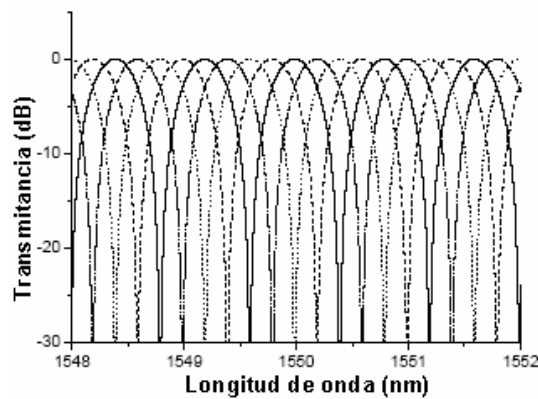


Figura 1.1-7. Espectros de transmisión del filtro donde se obtienen corrimientos en longitud de onda [23].



Sin embargo Nathaniel J. et al [24], muestra que el interferómetro de Sagnac se puede configurar de tal forma que funcione como un filtro, seleccionando múltiples longitudes de onda, que al colocarlo dentro de una cavidad anular junto con filtro sintonizable dieléctrico de ancho de banda de 0.3 nm y con un rango de sintonización de 30 nm, fue usado para seleccionar un canal. Con esto demuestra que puede sintonizar 25 longitudes de onda en un rango de 10 nm (1546-1556 nm), con un espaciamiento de 0.4 nm.

En el trabajo de E. Molina et al [25], se usa un filtro basado en un solo interferómetro de Sagnac, el cual se colocó dentro de la cavidad láser, este presentó algunas desventajas tales como un ancho de línea de emisión (FWHM Full Width at Half Maximum) de  $\sim 2$  nm, además de la emisión de espúreos que ocasionan una inestabilidad de la emisión, aunque por otro lado se logra un rango de sintonización de 40 nm, por variaciones térmicas en un rango de 15 °C a 65 °C, que da variaciones en la transmitancia de 0.8 nm/°C, para una variación térmica aplicada a una sección de la fibra birrefringente colocada en el lazo de 10 cm. Sin embargo cabe mencionar que este corrimiento puede mejorar reduciendo el segmento al cual se le aplica las variaciones térmicas.

Los arreglos mencionados anteriormente basados en el interferómetro de Sagnac, ofrecen distintas ventajas, como la de tener bajas pérdidas de inserción, cambios en la transmitancia por variaciones de los elementos y la disposición de los componentes para hacer estos arreglos.

Por lo tanto en este trabajo se buscó abarcar un rango de sintonización de 1530 nm a 1570 nm, que corresponde al ancho espectral de mejor eficiencia del amplificador de fibra dopada con Erblio, (Erbium doped fiber amplifier EDFA), por lo que se tomó como referencia el trabajo mencionado anteriormente [25], haciendo variantes del arreglo, como el de colocar dos interferómetros de Sagnac en cascada, con las mismas características, los cuales constan de un acoplador de fibra 50:50 y una fibra de alta birrefringencia colocada simétricamente en el lazo, además de un controlador de polarización colocado dentro del lazo de cada interferómetro (Polarisation controllers PC's) con el fin

de obtener la máxima transmitancia y una fase semejante entre los dos interferómetros. Inicialmente se obtuvo su transmitancia en función de la longitud de onda  $T(\lambda)$  en el rango de 1520 a 1620 nm, para diferentes temperaturas aplicada a un segmento de igual longitud de las fibras birrefringentes ( $L_{h1} = L_{h2}$ ), con el fin de obtener cambios entre máximos de transmitancia, que son logrados cuando hay modificaciones del índice de refracción por variaciones térmicas de las fibras birrefringentes en ambos interferómetros, que para nuestro arreglo fueron de 0.8 nm/°C hacia las longitudes de onda largas cuando se aumenta la temperatura. La idea fundamental de colocar dos filtros en cascada es de reducir el ancho espectral de sintonización y el corte de picos adyacentes cuando a esté se le da la aplicación de elemento de sintonización en un láser de fibra óptica de cavidad anular. Este arreglo tiene la ventaja de tener un simple diseño y una fácil implementación, además de su bajo costo.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] E. Snitze, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 444.
- [2] Antoine Bellemare: “*Continuous-wave silica-based erbium-doped fibre lasers*”.Progress in Quantum Electronics 27 (2003) 211-266.
- [3] Orazio Svelto: “*Principles of Lasers*”. Ed. Plenum Press. 1998. 4<sup>a</sup> edición.
- [4] D Zhao, X. Shu, W. Zhang, Y. Lai, I. Bennion, “Stable Dual-Wavelength Oscillation of an Er-Doped Fiber Ring Laser at Room Temperature”, Fiber and integrated Optics, 21, pp. 465-470, 2002.
- [5] Lei Zheng, Jarrod Vaillancourt, Craig Armiento, and Xuejun Lu, “Thermo-optically tunable fiber ring laser without any mechanical moving parts”, Optical Engineering, Vol. 45 (7), July 2006.
- [6] Minoru SASAKI, Kousuke MIURA, Kazuhiro HANE and Kazuyuki MINAMI, “Tunable Fiber Bragg Grating Combined with Microactuator”, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 41 (2002) pp. 4356–4361, June 2002.
- [7] D.A Smith, M.W. Maeda, J.J. Johnson, J.S. Patel, M.A. Saifi, y A. Von Lehman; Acoustically tuned erbium-doped fiber ring laser; Optics letters, 1991, Vol 16, No. 6. p. 387.
- [8] Yong Wook Lee, Kyung Jun Han, ByoungHo Lee, and Jaehoon Jung “Polarization-independent all-fiber multiwavelength-switchable filter based on a polarization-diversity loop configuration” *Optics express*, Vol. 11, No.25, pp. 3359-3364, December 2003
- [9] C. A. Miller, I. D. Millar, B. J. Ainslie, S. P. Craig, and J. R. Armitage, Electron. Lett. 23, 665 (1987.)
- [10] T. Haber, K. Hsu, C. Miller, and Y. Bao, “Tunable EDF laser precisely locked to the 50 GHz ITU frequency grid,” in *Tech. Dig. Eur. Conf. Optical Communications*, Nice, France, Sept. 1999, paper Mo B2.4.
- [11] A. Bellemare, J.-F. Lemieux, M. Tetu, and S. LaRochelle, “Er-doped fiber ring lasers step-tunable to exact multiples of 100 GHz (ITU-grid) using

periodic filters,” in *Tech. Dig. Euro. Conf. Optical Communications*, Madrid, Spain, Sept. 1998, pp. 153–154.

- [12] Presented at the Large channel count ( $\sim 60$ )  $\lambda$ -selectable 1.5  $\mu\text{m}$  laser for 50 GHz WDM applications, Nice, France, 2000, Postdeadline paper CPD2.8.
- [13] “Precisely and rapidly  $\lambda$ -switchable narrow-linewidth 1.5  $\mu\text{m}$  laser source for WDM applications” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.11, pp. 1584–1586, Dec. 1999.
- [14] K.-Y. Liou, U. Koren, C. Chen, E. C. Burrows, K. Dreyer, and J.W. Sulhoff, “A 24-channel wavelength-selectable Er-fiber ring laser with intracavity waveguide-grating-router and semiconductor FP filter” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 1787–1789, Dec. 1998.
- [15] Raymon M. Sova, Chang-Seok Kim, and Jin U. Kang. “Tunable Dual-Wavelength All-PM Fiber Ring Laser”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, No. 3, pp. 287-289, March 2002.
- [16] Sungwon Kim and Jin U. Kang, “Polarization-Independent “Figure-Eight” Birefringent Sagnac Variable Comb-Fiber/Attenuator”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, No. 2, pp. 494-496, February 2002.
- [17] Do-Hyun Kim and Jin U. Kang, “Sagnac loop interferometer based on polarization maintaining photonic crystal fiber with reduced temperature sensitivity”, *Optics express*, Vol.12, No. 19, pp. 4490-4495, Septiembre 2004.
- [18] S. Hu, L. Zhan, Y. J. Song, W. Li, S. Y. Luo and Y. X. Xia, “Switchable Multiwavelength erbium-Doper Fiber Ring Laser With a Multisection High-Birefringence Fiber Loop Mirror”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, No. 7, pp. 1387-1389, July 2005.
- [19] Jian Liu, Jianping Yao, Jian Yao and Tet Hin Yeap, “Single-Longitudinal-Mode Multiwavelength Fiber Ring Laser”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, No. 4, pp. 1020-1022, April 2004.

- [20] Xuewen Shu, Shan Jiang, and Dexiu Huang “Fiber Grating Sagnac Loop and its Multiwavelength-Laser Application” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 8, pp. 980–982, August 2000
- [21] Dae Seung Moon, Un-Chul Paek, and Youngjoo Chung, “Multi-wavelength linear-cavity tunable fiber laser using a chirped fiber Bragg grating and a few-mode fiber Bragg grating” *Optics express*, Vol. 13, No.15, pp. 5614-5620 July 2005
- [22] Chun-Liu Zhao, Xiufeng, Chao Lu, Wei Jin, and M. S. Demokan, “Temperature-Insensitive Interferometer Using a Highly Birefringent Photonic crystal Fiber Loop mirror”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 2535–2537, November 2004
- [23] Yong Wook Lee, Kyung Jun Han, ByoungHo Lee, and Jaehoon Jung “Polarization-independent all-fiber multiwavelength-switchable filter based on a polarization-diversity loop configuration” *Optics Express*, Vol. 11, No.25, pp. 3359-3364 December 2003
- [24] Nathaniel J. C. Libatique and Ravinder K. Jain, Fellow “ A Broadly Tunable Wavelength-Selectable WDM Source Using a fiber Sagnac Loop Filter” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no.12, pp. 1283-1285, December 2001.
- [25] Esteban Molina Flores “Láser de fibra óptica dopada con erbio con interferómetro de Sagnac como selector espectral” Tesis doctoral, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, enero del 2006.

# CAPITULO

## 2

### INTERFEROMETRO DE SAGNAC

#### INTRODUCCION

El objetivo principal de este capítulo es describir el funcionamiento del interferómetro de Sagnac basado en fibra óptica (ISFO), con lazo de fibra birrefringente para mostrar su aplicación como filtro óptico. En la primera sección describiremos el funcionamiento de un interferómetro en el espacio libre, posteriormente se describirá la propagación de los campos dentro de la fibra óptica. Antes de esto se describirá la función de transferencia de un acoplador de fibra monomodo, con la cual obtendremos los campos de salida del acoplador en función de los campos de entrada

#### 2.1. PRINCIPIOS BASICOS DEL INTERFEROMETRO DE SAGNAC

En la Figura 2.1-1 se muestra un arreglo de un interferómetro de Sagnac (IS), de tipo rectangular. Aquí un divisor de haz (BS) toma el haz de entrada y lo divide en dos partes. Los dos haces viajan en un lazo cerrado idéntico pero en direcciones opuestas, antes de superponerse en el mismo divisor de haz. La característica más importante del IS de tipo rectangular es el traslape espacial de las dos trayectorias de los haces que se propagan en direcciones opuestas. Cuando se rota el IS, la velocidad del haz que viaja en una dirección será diferente a la del haz que viaja en la dirección opuesta, esta rotación provoca que la trayectoria del haz cambie y la intensidad de salida de interferencia

correspondiente cambie también. Este cambio puede ser usado para calcular la velocidad angular rotacional.

En situaciones practicas, las componentes ópticas sufren vibraciones mecánicas aleatorias, estas vibraciones causan que la salida del patrón de interferencia sea inestable, para estabilizar un interferómetro con frecuencia es usado un mecanismo electrónico de retroalimentación activa [1,2].

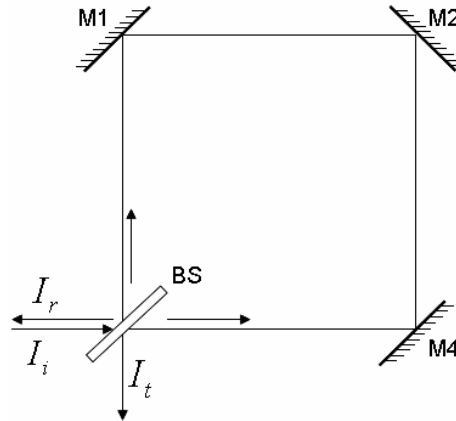


Figura 2.1-1: Interferómetro de Sagnac (IS)

Considerando las salidas del IS mostradas en la figura 2.1-1, hay dos haces de salida en el BS; uno que viaja en dirección opuesta y el otro perpendicular al haz de entrada  $I_i$ . Denotaremos estas dos salidas como la salida “reflejada”  $I_r$  y “transmitida”  $I_t$ . Estas dos intensidades pueden ser expresadas como [3]:

$$I_r = 2t^2r^2[1 + \cos \Delta\phi_r]I_i \quad (2.1-1)$$

$$I_t = [r^4 + t^4 + 2t^2r^2 \cos \Delta\phi_0]I_i \quad (2.1-2)$$

Donde  $t$  y  $r$  son los coeficientes de transmisión y reflexión de la película del divisor de haz y  $\Delta\phi$  representa el cambio de fase geométrico entre los dos haces de interferencia.

Si la transmitancia  $t^2$  y la reflectancia  $r^2$  del divisor de haz tiene el mismo valor (0.5) y los espejos están alineados de tal manera que  $\Delta\phi_0 = \pi$  y  $\Delta\phi_r = 0$ , observamos lo siguiente [3]:

$$I_r = I_i \quad (2.1-3)$$

$$I_t = 0 \quad (2.1-4)$$

Toda la energía regresa al punto de partida. En este caso el interferómetro actúa como un espejo. Si la razón de los coeficientes de Fresnel fuera diferente de 0.5/0.5 no se lograrían las condiciones expresadas en las ecuaciones (2.1-3) y (2.1-4) y aun con un alineamiento perfecto se tendrían dos señales de salida la “reflejada” y la “transmitida”.

En lo subsiguiente se hablara del mismo esquema, al igual que se explicó anteriormente, pero ahora se hará por medio de fibra óptica, explicando sus diferentes efectos causados por la introducción de otros elementos.

## 2.2. BIRREFRINGENCIA EN FIBRAS OPTICAS

En una fibra monomodal ordinaria existen dos modos independientes, los modos degenerados de propagación [5]. Estos modos son muy similares, pero sus planos de propagación son ortogonales. Estos planos pueden escogerse arbitrariamente como eje  $x$  o eje  $y$ . Cada uno de estos modos de polarización constituyen el modo fundamental  $HE_{11}$ . En general, el campo eléctrico de la luz que se propaga a lo largo de la fibra es una superposición lineal de esos dos



modos de polarización de la luz en el instante de introducir la luz dentro de la fibra.

Una fibra óptica se considera “ideal” cuando posee una simetría circular perfecta, esto es, si esta libre de esfuerzos mecánicos y no esta expuesta a campos magnéticos (los campos eléctricos, domésticos, de bajas frecuencias no afectan en los cambios de birrefringencia). En este caso se dice que los dos modos son degenerados con igual constante de propagación  $k_x = k_y$ . Esto sería equivalente a afirmar que cualquiera de los dos estados ortogonales de polarización del modo fundamental son degenerados o tienen la misma velocidad de propagación [4,5]. Entonces, una fibra hipotética de este tipo no tiene *birrefringencia* y por ella se podría propagar cualquier estado de polarización, sin ser alterado.

En realidad, una fibra está expuesta a numerosas perturbaciones que rompen la simetría de una fibra ideal. Tomando en cuenta que la fibra y sus perturbaciones son homogéneas, o sea que existe simetría transversal a lo largo de ella, el concepto de “modos” de propagación aun se mantiene y en la fibra “monomodal” perturbada ahora existirán dos modos diferentes, con lo cual se habla de que la fibra presenta *birrefringencia lineal*. Los modos que se propagan lo hacen ahora con diferentes velocidades, y la diferencia entre los índices de refracción efectivos se le llama *birrefringencia lineal*, dada por [4]:

$$B_f = n_y - n_x \quad (2.2-1)$$

donde  $n_x$  y  $n_y$  son los índices de refracción de los ejes principales de la fibra birrefringente.

Un tipo de fibra con bajo grado de birrefringencia lineal es llamada *fibra de baja birrefringencia*. Una fibra que posee una considerable cantidad de birrefringencia lineal se dice que es una fibra de *alta birrefringencia*. Los valores típicos de una fibra con alta birrefringencia varían de  $10^{-4}$  a  $10^{-2}$  [6], y en una

fibra de baja birrefringencia de  $10^{-5}$  a  $10^{-9}$  [7], aproximadamente. En algunos casos se habla de la birrefringencia o bien, se utiliza otro parámetro conocido como *longitud de repetición*.

La *longitud de repetición* puede visualizarse de la siguiente forma: Asumiendo que una fibra tiene cierto grado de birrefringencia, podemos definir un eje principal. Un estado de polarización de la luz claramente se propagará a través de esta fibra birrefringente. Sobre ella se le hace incidir luz polarizada linealmente a un ángulo  $\phi=45^\circ$  con respecto a su eje principal (eje x), ver Figura 2.2-1. Después, se puede observar que a cierta distancia  $s_0$  la luz se convertirá de lineal a elípticamente polarizada, esto corresponde a un retardo de  $\delta_1' s_0 = \frac{\pi}{4}$ . Al continuar la propagación, y después de recorrer una distancia similar, la polarización de la luz se transforma en polarización circular derecha, lo cual equivale a que la fibra se comporta como un retardador  $\pi/4$ , con un cambio de fase de  $\delta_1' 2s_0 = \frac{\pi}{2}$ . Mas allá de este punto, la polarización restablece su elipticidad antes de que sea este el nivel nuevamente, lo cual sucede a la distancia  $4s_0$ , satisfaciendo  $\delta_1' 4s_0 = \pi$ . La polarización lineal restaurada ahora está inclinada en dirección contraria, es decir, a un ángulo  $\phi' = -\phi$ . La evolución de la polarización de la luz continua hasta llegar a su estado de polarización inicial, cuando  $\delta_1' 8s_0 = 2\pi$ , con lo cual se completa un ciclo de evolución en la polarización de la luz. En una fibra linealmente birrefringente, el estado de polarización evoluciona periódicamente no importando el ángulo inicial de lanzamiento.

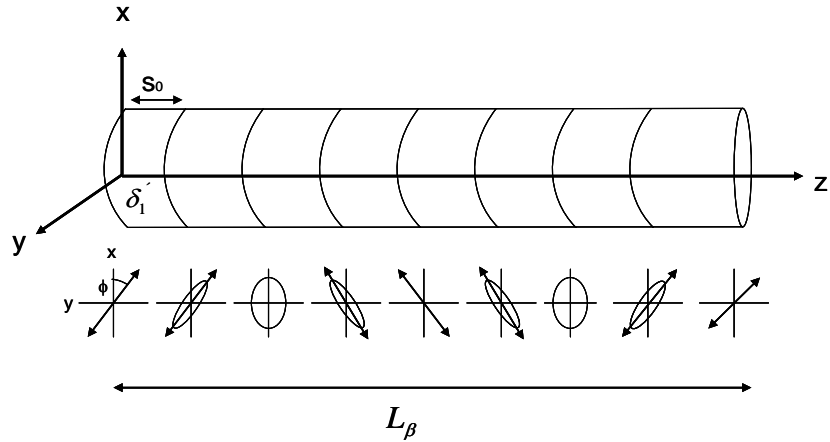


Figura 2.2-1: Fenómeno de longitud de repetición, en una fibra óptica.

La birrefringencia y la longitud de repetición son dos parámetros comunes, usados para describir la calidad y el comportamiento de una fibra linealmente polarizada. La relación entre estos dos parámetros es dada a continuación.

La definición de la *longitud de repetición* es la distancia  $L_\beta = 8s_0$  que cumple con la relación  $\delta_1 \sim L_\beta = 2\pi$ , o bien [4]:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)(\Delta n)L_\beta = 2\pi, \quad (2.2-2)$$

lo cual nos lleva a que:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{L_\beta}. \quad (2.2-3)$$

En donde  $\Delta n = n_y - n_x$  es la diferencia entre los índices de refracción de los ejes principales de la fibra, y está definida como la *birrefringencia lineal* de una fibra [4].

### **2.3. INTERFEROMETRO DE SAGNAC DE FIBRA OPTICA (ISFO)**

El interferómetro de Sagnac, fue diseñado en 1913 y su mayor aplicación fue para medidas de rotación. Desde la invención del láser su uso ha obtenido nuevos intereses. El interferómetro de Sagnac de fibra óptica es uno de los más compactos y prácticos.

El interferómetro de fibra óptica de Sagnac es esencialmente un acoplador direccional de fibra óptica monomodo de cuatro puertos con una porción de potencia dividida  $\alpha$ ,  $(1-\alpha)$  ( $\alpha$  es la constante de acoplamiento) teniendo sus puertos de salida unidas. Si  $\alpha = 0.5$  este interferómetro actúa como un espejo completamente de fibra [8].

Existen ciertos fenómenos dentro de la óptica de las fibras, como el de presentar un cambio en el índice de refracción como consecuencia de las propiedades del material con el que están fabricadas, estas propiedades dependen de la intensidad del campo aplicado y se conocen como no-lineales [9], los cuales no se analizan en este trabajo.

#### **2.3.1 EFECTO DE LA BIRREFRINGENCIA EN EL INTERFEROMETRO DE SAGNAC.**

El interferómetro de Sagnac de fibra óptica se constituye de un acoplador y un lazo de fibra birrefringente. La longitud de lazo, se regula de acuerdo a la respuesta espectral que se requiera obtener del ISFO. En la Figura 2.3-1, se ilustran las partes principales que conforman a este interferómetro de Sagnac.

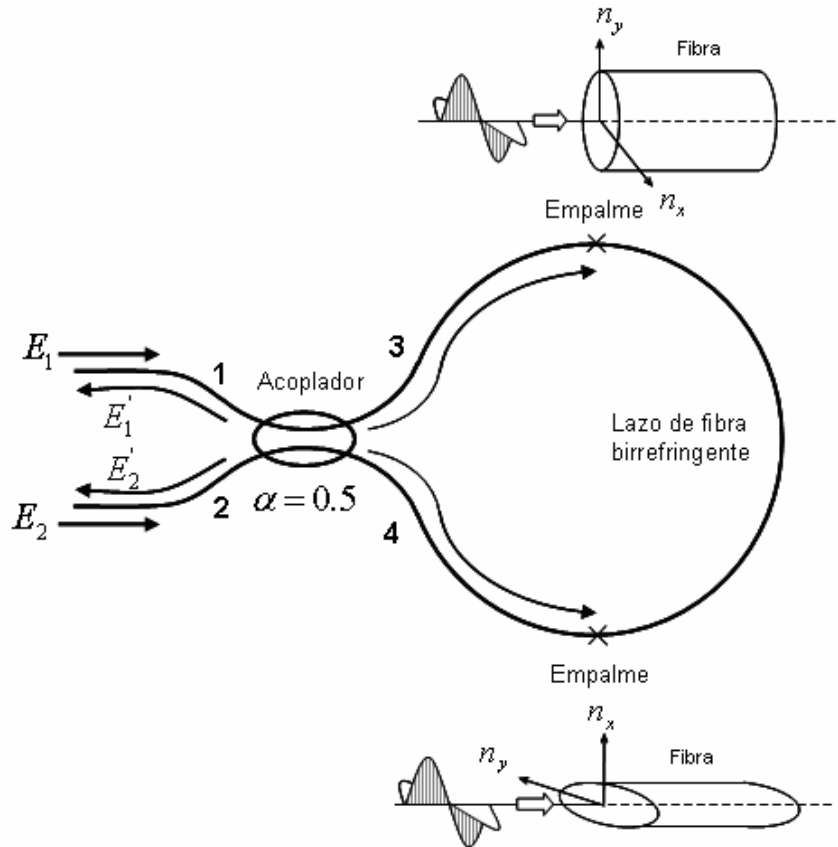


Figura 2.3-1: Interferómetro de Sagnac de fibra birrefringente [8].

Para obtener el modelo teórico del funcionamiento del ISFO se hace el análisis de la siguiente manera: La señal  $E_i$  es enviada a través del puerto de entrada (puerto 1) de un acoplador tipo 2x2, por lo que producirá una perturbación en las terminales de la fibra acoplada (puertos 3 y 4), debido al fenómeno de acoplamiento de modos, el cual se manifiesta como un intercambio de energía dentro del acoplador entre las dos fibras. Esto dará como resultado dos campos:  $E_3$  y  $E_4$  generados a partir de  $E_i$  en el acoplador, para viajar por el lazo de fibra birrefringente, entendiéndose que el otro puerto de entrada (puerto 2) funcionará únicamente como salida, los campos en la salida del acoplador pueden ser representados como :

$$E_3 = \alpha^{1/2} E_i, \quad (2.3-1)$$

$$E_4 = i(1 - \alpha)^{1/2} E_i. \quad (2.3-2)$$

Para hacer operar al ISFO en la región lineal es necesario ajustar los ejes principales de la fibra birrefringente. En el caso ideal, los puertos de salida del acoplador se interconectan a través de una fibra birrefringente con un extremo torcidos a  $\pi/2$ , como se muestra en la Figura 2.3-1, para operar idealmente con un coeficiente de transmisión y reflexión variando entre cero y uno cuando el acoplador simétrico es usado, lo que garantiza que los haces que se contra propagan lo hagan a distintas velocidades debido a la birrefringencia del lazo [10]. En esta sección se analizan los efectos amplificados por estos artificios, y se concluye con la obtención del modelo teórico para el ISFO operando en la región lineal. Tanto la fibra como el acoplador mantienen la polarización de la señal, y sus pérdidas son despreciables.

Se considera en el análisis una señal de entrada cuyo campo es definido por [11]:

$$E_i = \hat{e}_x E_x + \hat{e}_y E_y, \quad (2.3-3)$$

donde:

$$E_x = E_i \cos \varphi_0, \quad (2.3-4)$$

$$E_y = E_i \text{sen} \varphi_0, \quad (2.3-5)$$

y  $\varphi_0$  es el ángulo entre el eje de polarización del campo y del eje  $x$  de la fibra.

La señal de entrada al pasar por el acoplador sufre el fenómeno de acoplamiento de los modos que da como resultado la división del campo incidente en dos señales  $E_3$  y  $E_4$ , que son obtenidas al sustituir la ecuación (2.3-3), en las ecuaciones (2.3-1) y (2.3-2), para obtener:

$$\vec{E}_3 = \alpha^{1/2}(\hat{e}_x E_x + \hat{e}_y E_y), \quad (2.3-6)$$

$$\vec{E}_4 = i(1-\alpha)^{1/2}(\hat{e}_x E_x + \hat{e}_y E_y), \quad (2.3-7)$$

después de propagarse a través de la fibra birrefringente y antes de ingresar al acoplador llamemos a los campos  $\vec{E}_3$  y  $\vec{E}_4$  como  $\vec{E}'_3$  y  $\vec{E}'_4$ , respectivamente como se muestra en la Figura 2.3-2.

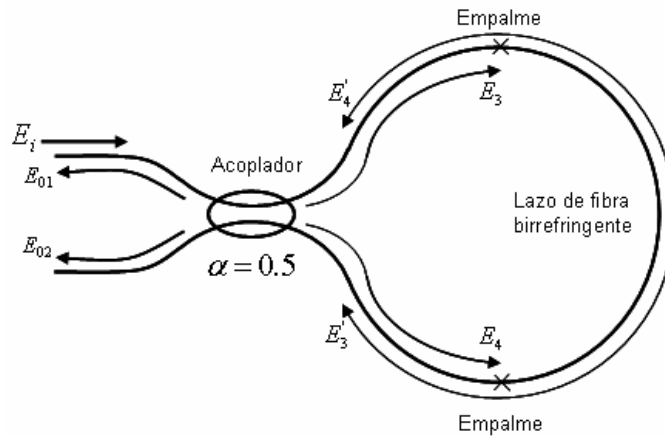


Figura 2.3-2: ISFO que muestra la dirección de los campos en cada punto del interferómetro.

Estos son los campos que reingresan a la función de transferencia del acoplador, que nos dan como resultado dos nuevos campos de salida y que quedan definidos como:

$$\vec{E}_{01} = \alpha^{1/2} \vec{E}'_4 + i(1-\alpha)^{1/2} \vec{E}'_3, \quad (2.3-8)$$

$$\vec{E}_{02} = \alpha^{1/2} \vec{E}'_3 + i(1-\alpha)^{1/2} \vec{E}'_4, \quad (2.3-9)$$

dado que los ejes transversales de los extremos de la fibra birrefringente están rotados  $\pi/2$  radianes relativamente en la terminal las expresiones de  $\vec{E}'_3$  y  $\vec{E}'_4$  son:

$$\vec{E}'_3 = \alpha^{1/2} [\hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Lx}) + \hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Ly})], \quad (2.3-10)$$

$$\vec{E}'_4 = i(1-\alpha)^{1/2} [\hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Ly}) + \hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Lx})]. \quad (2.3-11)$$

La fase lineal de los campos que se propagan dentro del lazo tiene el siguiente modelo:

$$\phi_{Lx,y} = \frac{2\pi n_{x,y} L}{\lambda}. \quad (2.3-12)$$

Volviendo al lazo y una vez que los campos  $\vec{E}'_3$  y  $\vec{E}'_4$ , han recorrido la totalidad del trayecto  $L$  pasan por el acoplador por segunda vez, ahí ocurre el intercambio de energía debido al fenómeno de acoplamiento de modos que dará



como resultado dos señales de salida  $\bar{E}_{01}$  y  $\bar{E}_{02}$ , ya definida por las ecuaciones (2.3-8) y (2.3-9) en las cuales se sustituyen las ecuaciones (2.3-10) y (2.3-11) para obtener las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{01} = & i\alpha^{1/2} (1-\alpha)^{1/2} [\hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Lx}) + \hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Ly})] \\ & + i\alpha^{1/2} (1-\alpha)^{1/2} [\hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Ly}) + \hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Lx})], \end{aligned} \quad (2.3-13)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_{02} = & \alpha^{1/2} \alpha^{1/2} [\hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Ly}) + \hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Lx})] \\ & + i(1-\alpha)^{1/2} i(1-\alpha)^{1/2} [\hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Lx}) + \hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Ly})], \end{aligned} \quad (2.3-14)$$

separando componentes:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{01} = & i\alpha^{1/2} (1-\alpha)^{1/2} [\hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Lx}) + \hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Ly})] \\ & + \hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Ly}) + \hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Lx})], \end{aligned} \quad (2.3-15)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_{02} = & \hat{e}_x \alpha E_y \exp(i\phi_{Ly}) - \hat{e}_x (1-\alpha) E_y \exp(i\phi_{Lx}) \\ & + \hat{e}_y \alpha E_x \exp(i\phi_{Lx}) - \hat{e}_y (1-\alpha) E_x \exp(i\phi_{Ly}) \end{aligned} \quad (2.3-16)$$

reordenando:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{01} = & \hat{e}_x E_y i\alpha^{1/2} (1-\alpha)^{1/2} \exp(i\phi_{Ly}) \{ \exp[i(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})] + 1 \} \\ & + \hat{e}_y E_x i\alpha^{1/2} (1-\alpha)^{1/2} \exp(i\phi_{Lx}) \{ \exp[i(\phi_{Ly} - \phi_{Lx})] + 1 \}, \end{aligned} \quad (2.3-17)$$

$$\begin{aligned}\vec{E}_{02} = & \hat{e}_x E_y \exp(i\phi_{Ly}) \{(\alpha - 1) \exp[i(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})] + \alpha\} \\ & + \hat{e}_y E_x \exp(i\phi_{Lx}) \{(\alpha - 1) \exp[i(\phi_{Ly} - \phi_{Lx})] + \alpha\},\end{aligned}\quad (2.3-18)$$

Para facilitar el cálculo de la transmitancia y la reflectancia se buscará la expresión para la intensidad de los campos  $\vec{E}_{01}$  y  $\vec{E}_{02}$ ; calculando por separado cada una de sus componentes:

$$|\vec{E}_{01}|^2 = |E_{01x}|^2 + |E_{01y}|^2, \quad (2.3-19)$$

donde  $E_{01x}$  y  $E_{01y}$  son las componentes en  $x$  y  $y$  de la ecuación (2.3-17).

Sustituyendo estas componentes en la ecuación (2.3-19).

$$E_{01x} = \hat{e}_x E_y \alpha^{1/2} i(1 - \alpha)^{1/2} \exp(i\phi_{Ly}) \{ \exp [i(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})] + 1 \}, \quad (2.3-20)$$

$$|E_{01x}| = |E_y \alpha^{1/2} i(1 - \alpha)^{1/2}| \cdot | \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) + i \sin(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) + 1 |, \quad (2.3-21)$$

$$|E_{01x}| = |E_y \alpha^{1/2} (1 - \alpha)^{1/2}| \cdot \sqrt{(\cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) + 1)^2 + \sin^2(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})}, \quad (2.3-22)$$

$$|E_{01x}|^2 = E_y^2 \alpha (1 - \alpha) \cdot [ \cos^2(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) + 2 \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) + 1 + \sin^2(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) ], \quad (2.3-23)$$

de la identidad trigonométrica:

$$\cos^2(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) + \sin^2(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) = 1, \quad (2.3-24)$$

$$|E_{01x}|^2 = E_y^2 \alpha (1 - \alpha) \cdot [2 \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly}) + 2], \quad (2.3-25)$$

$$|E_{01x}|^2 = 2E_y^2 \alpha (1 - \alpha) [1 + \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})], \quad (2.3-26)$$

por la similitud de las expresiones  $|E_{01y}|^2$  se escribe:

$$|E_{01y}|^2 = 2E_x^2 \alpha (1 - \alpha) [1 + \cos(\phi_{Ly} - \phi_{Lx})], \quad (2.3-27)$$

entonces para la región lineal:

$$|\vec{E}_{01}|^2 = |E_{01x}|^2 + |E_{01y}|^2 = 2(E_x^2 + E_y^2) \alpha (1 - \alpha) [1 + \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})], \quad (2.3-28)$$

$$|\vec{E}_{01}|^2 = |E_{01x}|^2 + |E_{01y}|^2 = 2|E_i|^2 \alpha (1 - \alpha) [1 + \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})], \quad (2.3-29)$$

de aquí se obtiene la expresión de la reflectancia del interferómetro de Sagnac de fibra:

$$R = \frac{|\vec{E}_{01}|^2}{|\vec{E}_i|^2} = 2\alpha(1 - \alpha) [1 + \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})], \quad (2.3-30)$$

donde  $\phi_{Lx} - \phi_{Ly} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y)L$  dada en la ecuación (2.3.12), que es lo que relaciona una diferencia de fase con la diferencia de índices de refracción.

La expresión de  $|\vec{E}_{02}|^2$  se obtiene de la siguiente relación:

$$|\vec{E}_i|^2 = |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 . \quad (2.3-31)$$

Cada término de la ecuación (2.3-31) representa las siguientes potencias medibles:

$$P_{1,ent} = |\vec{E}_i|^2 , \quad (2.3-32)$$

$$P_{1,sal} = |\vec{E}_{01}|^2 , \quad (2.3-33)$$

$$P_{2,sal} = |\vec{E}_{02}|^2 . \quad (2.3-34)$$

despejando  $|\vec{E}_{02}|^2$  de la ecuación (2.3-31) y sustituyendo en la ecuación (2.3-29) se obtiene la siguiente relación:

$$|\vec{E}_{02}|^2 = |E_i|^2 - 2\alpha(1-\alpha)|E_i|^2 [1 + \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})] , \quad (2.3-35)$$

$$|\vec{E}_{02}|^2 = |E_i|^2 \{1 - 2\alpha(1-\alpha)[1 + \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})]\} . \quad (2.3-36)$$

De aquí se obtiene la expresión de la transmitancia del Interferómetro de Sagnac de fibra:

$$T = \frac{|\vec{E}_{02}|^2}{|\vec{E}_i|^2} = 1 - 2\alpha(1 - \alpha)[1 + \cos(\phi_{Lx} - \phi_{Ly})]. \quad (2.3-37)$$

donde  $\phi_{Lx} - \phi_{Ly} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_x - n_y)L$ .

De estos resultados se puede observar que tanto la reflectancia como la transmitancia definidas en las ecuaciones (2.3-30) y (2.3-37) respectivamente dependen fuertemente de los corrimientos de fase que experimentan los haces que se contrapropagan en el lazo de fibra  $L$ , de la longitud de onda  $\lambda$  de los haces y de las variaciones de los índice de refracción  $n_x$  y  $n_y$  en la fibra birrefringente [12].

Es fácil ver que la intensidad de salida de la luz en los puertos 1 y 2 depende del corrimiento de fase entre las ondas (contra-propagantes) ortogonalmente polarizadas en la fibra birrefringente. El corrimiento de fase puede ser cambiado por una acción externa y por lo tanto este interferómetro puede ser usado como un sensor polarímetro en su configuración convencional. Al mismo tiempo, la intensidad de las salidas no depende de la polarización de la onda de entrada. Esto puede verse claramente en las ecuaciones (2.3-29) y (2.3-36), puesto que el campo de la entrada del interferómetro lo consideramos como dos campos que se propagan ortogonalmente en los ejes principales de la fibra y de esta manera podemos considerar cualquier polarización, y en estas ecuaciones la intensidad de salida no depende de la dirección de propagación de los campos de entrada sino de sus amplitudes.

Se puede determinar la profundidad de modulación, la cual se observa debido al cambio de fase de los campos, es decir, al variar la temperatura también se varían los cambios de fase entre los campos y por lo tanto la

intensidad de salida, dicha potencia de salida variará de su valor máximo a su valor mínimo dependiendo del incremento de temperatura. De acuerdo a lo anteriormente dicho podemos encontrar la profundidad de modulación de la siguiente manera [10]:

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.3-38)$$

donde  $I_{\max}$  y  $I_{\min}$  son los valores máximo y mínimo de la potencia a la salida.

Según la ecuación (2.3-29) la profundidad de modulación en la salida 2 es [13]:

$$m = \frac{2\alpha(1-\alpha)}{1-2\alpha(1-\alpha)}, \quad (2.3-39)$$

Podemos observar que la profundidad de modulación  $m$  depende solamente del coeficiente de acoplamiento  $\alpha$  y no depende de otro. La profundidad máxima es igual a 1 y se observa cuando  $\alpha = 0.5$  [13].

La función de reflectancia y transmitancia espectral del interferómetro de Sagnac de fibra óptica, es de perfil cosenoidal. Los valores máximos y mínimos se debe a que la fase adquiere valores de  $\pm n2\pi$ , y de  $\pm n\pi$ , respectivamente, por lo que todas las longitudes de onda que adquieran el mismo valor de transmitividad poseen el mismo valor de fase. Por otro lado, cuando se inducen esfuerzos térmicos a la fibra birrefringente en un segmento  $L_h$ , la reflectancia y la transmitancia del interferómetro cambia sin perder el perfil cosenoidal. Esto significa, que la diferencia de fase para cualquier valor de transmitividad entre un máximo y un mínimo se sigue produciendo, pero ahora se cumple para distintos valores de longitudes de onda y para cada temperatura inducida en la fibra

birrefringente que es parte del lazo del interferómetro de Sagnac. De aquí, que si se desea observar como la transmitancia se desplaza espectralmente en función de la temperatura, se debe considerar como una constante los valores de la fase es decir  $\phi_{Lx} - \phi_{Ly} = cte.$  y evaluar la rapidez de cambio de la longitud de onda correspondiente a ese valor de fase, respecto a la temperatura inducida [14].

Esto hace del interferómetro de Sagnac un elemento selector pasa banda con un ancho de banda que depende directamente de la longitud de la fibra birrefringente, si queremos abarcar las longitudes de onda en donde se obtienen las mejores condiciones de ganancia, nuestro filtro tendría que abarcar ese mismo ancho de longitudes de onda en sus valores mínimos. Tener un solo filtro con un ancho espectral amplio se vuelve inconveniente, cuando en general queremos sintonizar una longitud de onda, ya que se vuelve impreciso por su amplio rango de selección en su parte máxima. Este ancho se puede reducir colocando un segundo interferómetro con las mismas características del primero, garantizando con esto una reducción del ancho de transmitancia comparado con un solo interferómetro, además de reducir el ruido que se genera cuando tenemos un solo interferómetro.

## **2.4 FILTRO OPTICO USANDO DOS INTERFEROMETROS DE SAGNAC**

En la Figura 2.4-1 se muestra el arreglo del filtro todo fibra propuesto en este trabajo, el cual consiste de dos interferómetros de Sagnac, cada uno de estos cuenta con un segmento de fibra birrefringente de longitud  $L_1$  y  $L_2$ , los acopladores de fibra son 50:50, las secciones de lazo  $L_{n1}$  y  $L_{n2}$ , son sometidas a las mismas variaciones de temperatura.

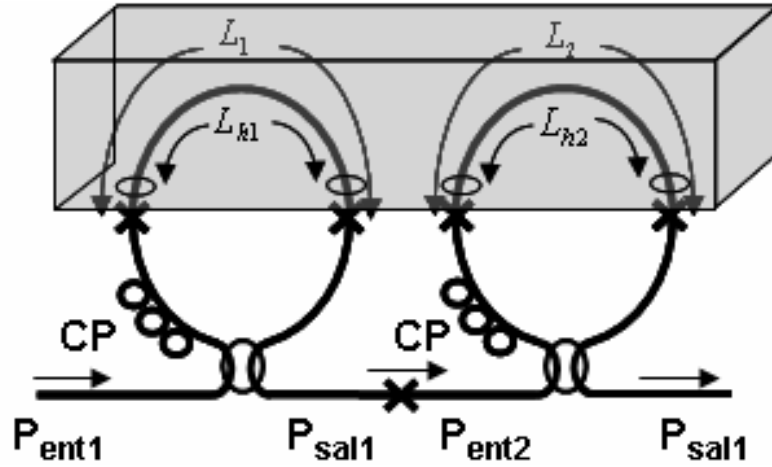


Figura 2.4-1: Interferómetros de Sagnac colocados en serie, para el filtro sintonizable.

El funcionamiento de este arreglo puede explicarse mediante la bien conocida función de transferencia del interferómetro de Sagnac, mostrada en la sección anterior. La amplitud de las componentes del campo a la salida del primer interferómetro quedan expresadas como:

$$\begin{aligned} E_1^x &= E_{ent}^x e^{ik_f L_1} \left[ (\alpha_1 - 1) e^{i(k_s - k_f) L_1} + \alpha_1 \right] \\ E_1^y &= E_{ent}^y e^{ik_s L_1} \left[ (\alpha_1 - 1) e^{-i(k_s - k_f) L_1} + \alpha_1 \right] \end{aligned} \quad (2.4-1)$$

donde  $E_{ent}^{x,y}$  y  $E_1^{x,y}$  son las amplitudes de las componentes x-y de los campos de entrada y salida, respectivamente, estas últimas antes definidas como  $\vec{E}_{02x}$  y  $\vec{E}_{02y}$  en la ecuación (2.3-18),  $\alpha_1$  es el factor de acoplamiento,  $K_{f,s}$  es el número de onda de los ejes rápido y lento de la fibra birrefringente y  $L_1$  la longitud de la fibra birrefringente. Estas relaciones pueden ser expresadas en forma matricial de la siguiente manera:



$$\begin{bmatrix} E_1^x \\ E_1^y \end{bmatrix} = M_1 \begin{bmatrix} E_{ent}^x \\ E_{ent}^y \end{bmatrix} \quad (2.4-2)$$

donde  $M_1$  caracteriza el comportamiento del lazo del interferómetro en función de la longitud de la fibra,  $L_1$ , el coeficiente de acoplamiento  $\alpha_1$  y la birrefringencia de la fibra  $B_1 = n_{s1} - n_{f1}$ , y puede definirse como:

$$M_1 = \begin{bmatrix} e^{ik_s L_1} \{(\alpha_1 - 1)e^{-i\varphi_1} + \alpha_1\} & 0 \\ 0 & e^{ik_f L_1} \{(\alpha_1 - 1)e^{i\varphi_1} + \alpha_1\} \end{bmatrix} \quad (2.4-3)$$

donde  $\varphi_1 = 2\pi B_1 L_1 / \lambda$  expresada en la sección anterior como  $\phi_{Lx} - \phi_{Ly} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) L$ , que es la diferencia de fase de los haces que se propagan dentro de la fibra óptica y se ha empleado el hecho de que  $K_{f,s} = 2\pi n_{f,s} / \lambda$ . De esta manera para el segundo interferómetro, las amplitudes de las componentes del campo eléctrico a la salida son:

$$\begin{bmatrix} E_2^x \\ E_2^y \end{bmatrix} = M_2 \begin{bmatrix} E_1^x \\ E_1^y \end{bmatrix} \quad (2.4-4)$$

donde la matriz  $M_2$  representa el comportamiento del segundo interferómetro nuevamente en función de la birrefringencia, el coeficiente de acoplamiento y la longitud de la fibra,  $B_2$ ,  $\alpha_2$  y  $L_2$  respectivamente. De esta última expresión es fácil observar que si se colocan  $N$  arreglos de este tipo en serie, entonces las amplitudes de salida de los campos eléctricos estarán expresados como:

$$\begin{bmatrix} E_{sal}^x \\ E_{sal}^y \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_{ent}^x \\ E_{ent}^y \end{bmatrix} \quad (2.4-5)$$

donde  $M$  es la matriz que representa el comportamiento total de los interferómetros colocados en serie y está definida como:

$$M = M_N M_{N-1} \dots M_1 \quad (2.4-6)$$

y cada una de las matrices está caracterizada por las birrefringencias, coeficientes de acoplamiento y longitudes de las fibras de cada uno de los interferómetros de Sagnac.

En nuestro caso resulta más interesante hablar de las intensidades que de las amplitudes del campo eléctrico, puede verse fácilmente a partir de (2.4-3) que  $M$  puede expresarse como:

$$M = \begin{bmatrix} A & 0 \\ 0 & B \end{bmatrix} \quad (2.4-7)$$

por lo tanto las amplitudes de los campos de salida quedan expresadas como:

$$\begin{aligned} E_{sal}^x &= A E_{ent}^x \\ E_{sal}^y &= B E_{ent}^y \end{aligned} \quad (2.4-8)$$

y finalmente la intensidad de salida queda expresada como:

$$\begin{aligned} I_{sal} &= |E_{sal}^x|^2 + |E_{sal}^y|^2 \\ &= |A E_{ent}^x|^2 + |B E_{ent}^y|^2 \end{aligned} \quad (2.4-9)$$

Esto significa que solo es necesario determinar la matriz que define el comportamiento del sistema, encontrar los parámetros  $A$  y  $B$ , y finalmente evaluar sus módulos al cuadrado.

Sin embargo una consecuencia de esta expresión es que si se colocan más interferómetros de Sagnac en serie, es posible modificar el perfil de la intensidad de salida del sistema completo. Por ejemplo en la Figura 2.5-2 se muestran los perfiles de la intensidad de salida para los casos en que se tienen 1, 2, 3 y 10 interferómetros de Sagnac en serie. Es evidente que al aumentar el número de interferómetros en serie los anchos de los picos de transmisión son disminuidos de manera significativa.

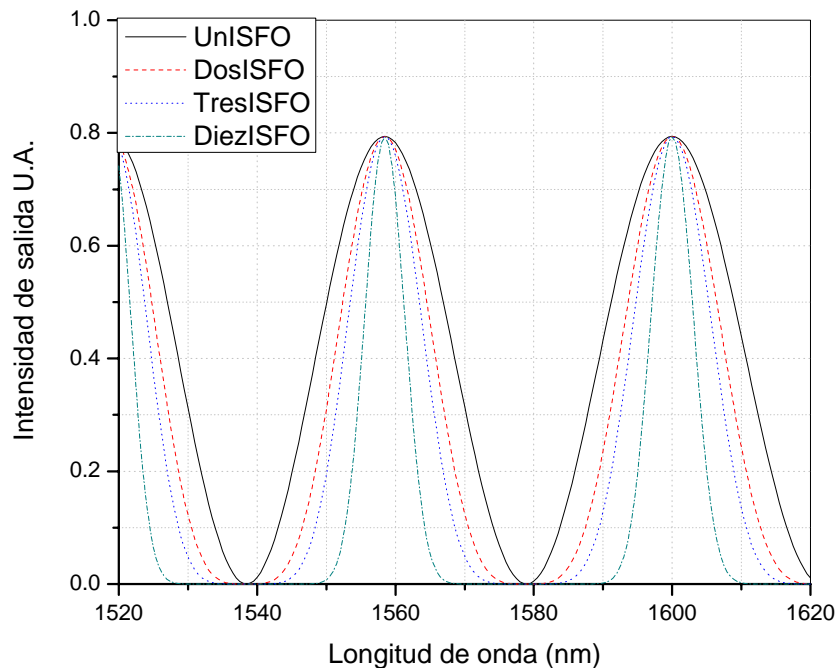


Figura 2.4-2: Intensidad de salida para 1, 2, 3 y 10 interferómetros de Sagnac en serie, en todos los casos, el perfil de intensidad individual tiene la misma fase.

Otro aspecto interesante que puede observarse a partir de (2.4-9) es que el perfil no solo se puede alterar por la mayor presencia de interferómetros de Sagnac, sino que incluso puede emplearse la fase relativa entre ellos para obtener distintos perfiles.

#### 2.4.1. VARIACION DE $\Delta\varphi$ COMO FUNCION DE LA TEMPERATURA

Por otro lado, ya se ha mencionado que la diferencia de fase dentro de cada interferómetro está expresado por:

$$\varphi = \frac{2\pi BL}{\lambda}. \quad (2.4-10)$$

A partir de (2.4-10) es claro que las variaciones en la diferencia de fase dentro de cada interferómetro son de la forma:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (L\Delta B + B\Delta L), \quad (2.4-11)$$

donde  $\Delta B$  y  $\Delta L$  representan pequeñas variaciones en la birrefringencia y la longitud de la fibra debidas a alguna perturbación externa. Estos cambios pueden ser inducido mediante cambios en la temperatura y pueden estimarse como:

$$\Delta\varphi(\Delta T^o) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{\partial B}{\partial T^o} \cdot \Delta T^o \cdot L \right] \quad (2.4-12)$$

En esta ultima ecuación se ha supuesto que los cambios en temperatura ( $\Delta T^o$ ) producen esencialmente cambios en la birrefringencia de la fibra y los cambios en  $L$  son despreciables. Esto significa que es posible cambiar la fase

de cada uno de los interferómetros si tan solo se modifica la temperatura de la fibra birrefringente. Por lo que la ecuación (2.4-12) predice el comportamiento típico de un interferómetro de Sagnac por variaciones térmicas. Este hecho se muestra claramente en la Figura 2.4-3, en esta se muestra la variación del perfil de la intensidad de salida a medida que la fase relativa entre los dos interferómetros que conforman el sistema es modificada.

En resumen estas ideas pueden ser empleadas para modificar el perfil de la intensidad de salida en función de  $\lambda$  (dada la dependencia de  $\Delta\phi$  de este parámetro) y lograr así filtros que sean esencialmente pasabanda en el rango de interés. En la sección de resultados se mostrará la aplicación de un filtro todo fibra basado en dos interferómetros de Sagnac para lograr la sintonización de la emisión de un láser todo fibra.

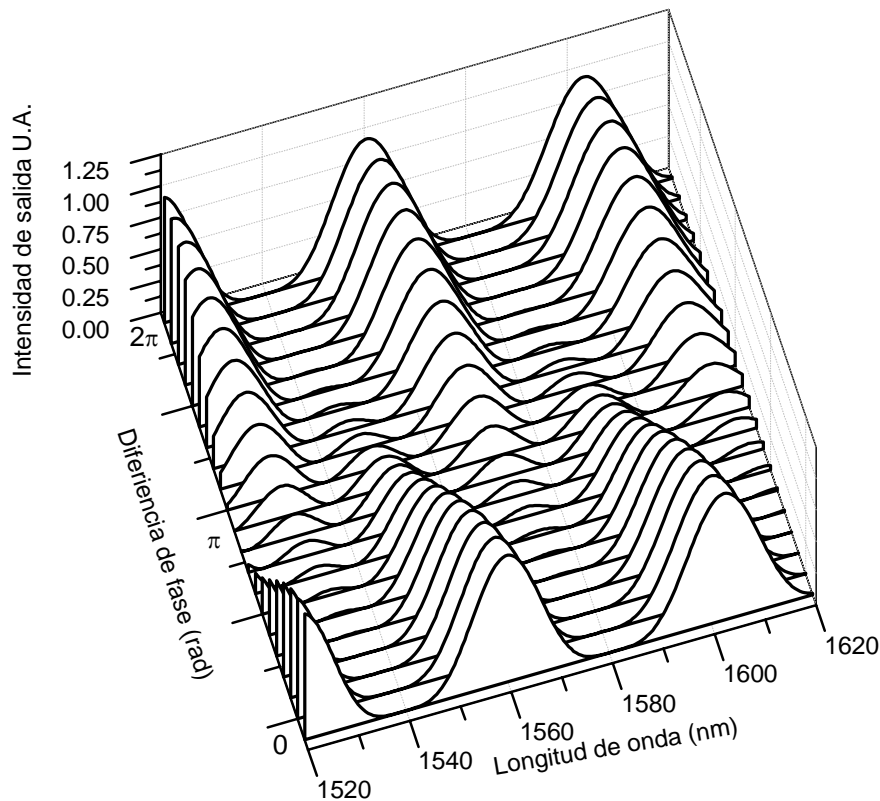


Figura 2.4-3: Variación del perfil de la intensidad de salida, cuando se cambia la fase relativa entre dos interferómetros de Sagnac en serie.

## 2.5 CALCULO TEORICO DE LOS PARAMETROS DEL INTERFEROMETRO DE SAGNAC CON FIBRA BIRREFRINGENTE.

A continuación se ilustra la deducción teórica del modelo matemático que muestra la interrelación entre las variables del interferómetro  $\lambda$ ,  $\Delta n_a$  y  $L$ , a una temperatura constante [14].

Sabemos que, la diferencia de fase entre los ejes principales de una fibra birrefringente, se expresa de la siguiente forma:

$$\Delta\Phi = \Phi_x - \Phi_y \quad (2.5-1)$$

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_x - n_y)L \quad (2.5-2)$$

Por lo que el grado de birrefringencia se define como de la diferencia de los índices de refracción de los ejes de la fibra como:  $\Delta n_a = n_x - n_y$ .

Para cada longitud de onda de intensidad mínima o máxima, existe una diferencia de fase que cumple la condición siguiente:

$$\Delta\Phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta n_a L, \quad (2.5-3)$$

$$\Delta\Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \Delta n_a L. \quad (2.5-4)$$

Por otra parte, para cada intensidad máxima o mínima, existe un determinado número  $N$  de longitudes de repetición

$$\Delta\Phi_1 = 2\pi N_0, \quad (2.5-5)$$

$$\Delta\Phi_2 = 2\pi(N_0 + 1), \quad (2.5-6)$$

Igualando las ecuaciones 2.5-3 con 2.5-5 y 2.5-4 con 2.5-6, obtenemos las siguientes ecuaciones:

$$\Delta\Phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \Delta n_a L = 2\pi N_0, \quad (2.5-7)$$

$$\Delta\Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \Delta n_a L = 2\pi(N_0 + 1), \quad (2.5-8)$$

despejando  $N_0$  de la ecuación 2.5-7 y sustituyendo en la ecuación 2.5-8, podemos llegar a la ecuación siguiente:

$$\Delta n_a = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{1}{L}. \quad (2.5-9)$$

Con la ecuación anterior se puede estimar la longitud de fibra birrefringente, proponiendo una separación entre los máximos de transmitancia y haciendo una primera caracterización de la fibra birrefringente que se utiliza.

## **BIBLIOGRAFIA**

- [1] P. Shajenko and E.L. Green, Appl. Opt. 19, 1895 (1980)
- [2] A. Olson, C.L. Tang and E.L. Green, Appl. Opt. 19, 1897 (1980)
- [3] Buscar referencia
- [4] Gerd Keiser, "Optical fiber communications", Mc, Graw-Hill, second Edition 1991, capitulo 2.
- [5] W.K.Burns, "Optical Fiber Rotation Sensing", Academic Press, U.K. 1994, Cap.2.
- [6] C. Tsao, "Optical Fiber Waveguide Analysis", Oxford Science, USA. 1992, Cap. 1 y 2.
- [7] J. Nada, "Polarization-Maintaining Fiber and their Applications", Juornal of Lightwave Technology 1986, Vol. LT-4, No. 8.
- [8] David B. Mortimore, "Fiber Loop Reflectors" J. Lighwave Tech., 6, 1217 (1988)
- [9] N.J. Doran and David Word "Nonlinear-optical loop mirror", Optics Letters, Vol. 13, No. 1, January 1988.
- [10] E.A. Kuzin, H. Cerecedo Nuñez, N. Korneev, "Alignment of a birefringent fiber Sagnac interferometer by fiber twist", Optics Communications 160, (1999), 37-41.
- [11] Eugene Hecht and Alfred Zajac, "Optica", Addison-Wesley, 1986.
- [12] E.A. Kuzin. J. Sánchez-Mondragon, M.A. Basurto-Penzado, B. Ibarra-Escamilla, M. Ramirez-Renero, H. Cerecedo-Nuñez, "Fiber optic polarimetric type sensors based on the loop interferometer", Optik, 106, No. 4, p.p.172-174, 1997.
- [13] E. Kuzin, M. Ramírez Renero, B. Ibarra Escamilla, J. Sánchez-Mondragón, H. Cercedo Núñez. "Interferómetro de Sagnac con fibra birrefringente y torcida en lazo", Revista Mexicana de Física 43, No. 3, p.p. 374-380, 1997.



- [14] Esteban Molina Flores, "Láser de fibra óptica dopada con erbio con interferómetro de Sagnac como selector espectral" Tesis doctoral, INAOE 2006.

# CAPITULO

## 3

### **AMPLIFICADORES Y LASERES DE FIBRA OPTICA**

#### **3.1 INTRODUCCIÓN**

En este capítulo se describe el principio de funcionamiento de los amplificadores y láseres de Fibra Dopada con Erblio, (Erbium Doped Fiber, EDF), así como la cavidad anular, debido a que el propósito del filtro óptico propuesto en este trabajo de tesis es acoplarlo a un láser de este tipo. Empezaremos hablando de los amplificadores ópticos, en particular del amplificador de fibra dopada y sus diferentes propiedades físicas, posteriormente se hace un análisis de los resonadores de cavidad anular y las condiciones que deben de cumplirse cuando en este se coloca un amplificador para dar lugar a un LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) y finalmente expresaremos las ecuaciones de razón para un átomo de erbio de tres niveles.

#### **3.2 AMPLIFICADORES DE FIBRA OPTICA**

Los sistemas de comunicación de larga distancia que hacen uso de la fibra óptica como medio físico para la propagación de las señales ópticas, experimentan una atenuación importante al propagarse sobre largas distancias por la fibra. Lo anterior obliga a que los sistemas de transmisión utilicen algún mecanismo de amplificación para que las señales mantengan un nivel de potencia detectable por el receptor, para lo cual en la actualidad se hace uso de

los amplificadores ópticos, como es el caso del Amplificador de Fibra Dopada con Erblio.

En la actualidad el amplificador de fibra dopada con Erblio es el más utilizado entre los amplificadores, dada las características intrínsecas que posee el Erblio, como la de operar en la zona cercana a 1550 nm, región en la cual el EDFA presenta una ganancia elevada y bajo ruido, además de poseer un amplio ancho de banda, transparencia a las longitudes de onda e independencia a la polarización, lo que en consecuencia lo hace tremendamente atractivo para su utilización en los sistemas de comunicaciones ópticas.

La idea básica que está detrás de la amplificación, en los amplificadores ópticos es la emisión estimulada, que es el mismo principio con que operan los láseres, con la diferencia que en el caso de los amplificadores ópticos no se trabaja con retroalimentación [1].

La amplificación de luz en fibras dopadas con tierras raras se ha estudiado desde hace mucho tiempo. Los amplificadores de fibra dopada con erblio se han mostrado por ser un potencial alternativo para los amplificadores láser semiconductores que operan en los sistemas de comunicación por fibra óptica, la ventaja de usar un EDFA incluye dar una alta ganancia, una salida de potencia de alta saturación, una ganancia independiente de la polarización, un espectro de bajo ruido, y una baja pérdida de inserción. El EDFA puede bombearse a varias longitudes de onda. Las longitudes de onda de bombeo más interesantes son a 810, 980, y 1480 nm. La absorción y el estado excitado a 810 nm de bombeo, implica un bombeo de alta potencia para lograr una alta ganancia. Un bombeo de alta potencia ocasiona un tiempo de vida bajo para un láser de bombeo. La alta ganancia se ha logrado con el láser de bombeo de 980 y 1480 nm, con una bajo potencia de bombeo [1,2].

### **3.2.1 MODELAMIENTO FISICO DEL EDFA**

El principio de operación que presentan los EDFAs es el siguiente: la fibra dopada con erbio, al ser estimulada mediante una señal de bombeo, causa que los átomos absorban fotones, quedando éstos en estado excitado durante un intervalo que está definido por el tiempo de vida de los átomos de Erblio en el caso de la ausencia de señal. Al volver a su estado original, liberan la energía almacenada, fenómeno que es conocido como emisión. La emisión puede presentarse en dos formas distintas: la primera de ellas es la emisión espontánea, donde la principal característica que presenta es que no existe una relación de fase, dirección, energía entre los fotones emitidos. La emisión estimulada, en cambio, se inicia producto de la incidencia de un fotón, con lo cual los fotones emitidos coinciden entre ellos y con los fotones incidentes, tanto en fase como dirección y energía, lo que produce una interferencia constructiva, que finalmente produce la amplificación del fotón incidente.

Para que llegue a producirse el fenómeno de emisión dentro del amplificador óptico, debe producirse una inversión de población a nivel de estados de energía, que se traduce en que la cantidad de iones en estado excitado sea mayor que la cantidad de iones en el estado básico de energía. Dicha inversión de población se logra inyectando potencia a la fibra dopada y puede ser realizada mediante un bombeo externo.

### **3.2.2. ECUACION DE RAZON ATOMICA PARA UN SISTEMA LASER DE TRES NIVELES**

Aquí se considera el sistema láser de tres niveles, dado que modela las propiedades de las fibras dopadas con erbio, con niveles energéticos mostrados en la Figura 3.2-1. Por definición, el nivel 1 es el nivel base, el nivel 2 es el nivel metaestable, caracterizado por un tiempo de vida largo  $\tau$ , y el nivel 3 es el nivel de bombeo. La transición del láser de interés toma lugar entre los niveles 1 y 2.

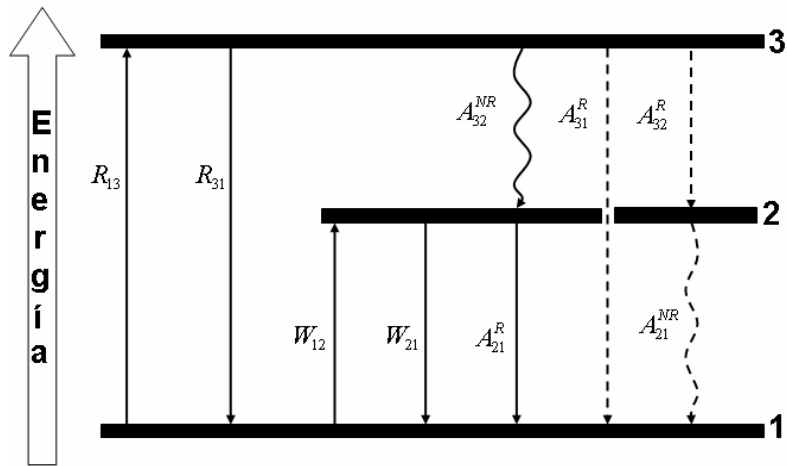


Figura 3.2-1: Diagrama de niveles de energía correspondiente a un sistema láser básico de tres niveles, en donde la transición láser ocurre entre los niveles 1 y 2.

La razón de bombeo del nivel 1 al 3 es  $R_{13}$ , y la razón de emisión estimulada entre el nivel 3 y el nivel 1 es  $R_{31}$ . Para el estado excitado correspondiente al nivel 3, hay dos posibilidades del decaimiento, radiativo (razón  $A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$ ), y no radiativo (razón  $A_{32}^{NR}$ ).

El decaimiento espontáneo desde el nivel 3 es predominantemente no radiativo es decir  $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$ . Las razones de absorción y emisión estimulada entre los niveles 1 y 2 son  $W_{12}$  y  $W_{21}$ , respectivamente  $W_{12}$  es la razón de absorción de la señal que se desea amplificar cuya longitud de onda es  $\lambda_s$ ,  $W_{21}$  es la razón de emisión para esa misma señal  $\lambda_s$ , y  $R_{13}$  es la razón de absorción de la señal de bombeo cuya longitud de onda es  $\lambda_p$ , esas razones de transición están definidas como [3]:

$$R_{13} = \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} \quad W_{12} = \frac{\sigma_A I_S}{h\nu_S} \quad \text{y} \quad W_{21} = \frac{\sigma_E I_S}{h\nu_S}$$

donde  $\sigma_p$  es la sección transversal de absorción de bombeo estimulado por la absorción del estado base,  $\sigma_A$  y  $\sigma_E$  son las razones de absorción de la señal  $\lambda_S$ ,  $I_S$  e  $I_p$  son las intensidades de fotones de la señal y del bombeo en la fibra, y  $h\nu_p$  y  $h\nu_S$  son las energías de los fotones del bombeo y de la señal.

El decaimiento espontáneo radiativo y no radiativo desde el estado excitado correspondiente al nivel 2 es  $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$  con  $A_{21}^R = 1/\tau$ , donde por definición  $\tau$  es el tiempo de vida de fluorescencia. Se asume que el decaimiento espontáneo es esencialmente radiativo, es decir  $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$ . En lo siguiente, el decaimiento espontáneo para los niveles 2 y 3 deberán ser referidos por simplicidad como  $A_{21}$ , y  $A_{32}$ . Aquí  $\rho$  es la densidad de iones en la fibra opada láser y  $N_1$ ,  $N_2$  y  $N_3$  son fracciones de densidad o población de átomos en los estados de energía 1, 2 y 3, respectivamente. Por definición [3]:

$$\rho = N_1 + N_2 + N_3 \quad (3.2-1)$$

Considerando la anterior definición, ahora podemos escribir la ecuación de razón atómica correspondiente a estas poblaciones de la siguiente forma:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (3.2-2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (3.2-3)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (3.2-4)$$

Ahora tomamos en cuenta que se ha alcanzado un estado estacionario, es decir las poblaciones son invariantes en el tiempo ( $dN_i/dt = 0$ ;  $i = 1,2,3$ ), manipulando las ecuaciones anteriores y asumiendo que la razón del decaimiento no radiativo  $A_{32}$ , domina sobre la razón de bombeo  $R_{13,31}$ , es decir  $A_{32} \gg R_{13}$ , por consecuencia las ecuaciones (3.2-2), (3.2-3) y (3.2-4) se reescriben de la siguiente forma:

$$N_1 = \rho \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (3.2-5)$$

$$N_2 = \rho \frac{R\tau + W_{12}\tau}{1 + R\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad (3.2-6)$$

Con el anterior resultado, nosotros encontramos que  $N_3 = \rho - N_1 - N_2 = 0$ , es decir, el nivel de población de bombeo es insignificante debido al predominio del decaimiento no radiativo ( $A_{32}$ ), hacia el nivel 2, metaestable.

La población de estado estable descrita por la ecuaciones (3.2-5) y (3.2-6), es central para el cálculo del coeficiente de ganancia de las fibras dopadas con iones de  $Er^{+3}$  en los cristales de sílice [3]. Todo el análisis anterior fue hecho para un sistema láser de tres niveles aplicándose al caso de iones de erbio inmersos en un vidrio de sílice.

### 3.2.3 RUIDO DE AMPLIFICACIÓN

Aunque el tiempo de vida del nivel superior de los iones del Erblio en un EDFA (~10 ms) es larga en la escala de tiempo de los fenómenos de mecánica cuántica, en ausencia de fotones de señal que inician la transición estimulada, los iones en el nivel metaestable decaerán espontáneamente al nivel fundamental. Este tipo de vida del estado superior de los iones de Erblio, que usualmente se conoce como tiempo de fluorescencia o tiempo de relajación de la población, corresponde al tiempo promedio físico después que los iones del nivel metaestable se relajan a un nivel fundamental en ausencia de la señal de entrada. Esta transición dará lugar a la emisión de un fotón teniendo la energía cerca de la energía de la señal  $E_s$ , (dentro del ancho de banda de los EDFA), que corresponde a la transición de bandas de energía entre el nivel metaestable y el nivel fundamental. Esto es lo que se llama el fenómeno de emisión espontánea de fotones, que no tienen las mismas propiedades que los fotones de la señal, y de esta manera ellos no contribuyen a la amplificación. En otras palabras, ellos no llevan la información contenida en la señal. Antes que nada su, longitud de onda es diferente a la longitud de onda de la señal, aunque es también incluida en el espectro del Erblio. Además de esto, su dirección de emisión es al azar, de manera que algunos de ellos no son guiados por la fibra. Otros son guiados, con ganancia de amplificación por la emisión estimulada, justo en la misma dirección de la señal utilizada o en la dirección contraria. Por esta razón, este ruido es llamado emisión espontánea amplificada (*Amplified Spontaneous Emission, ASE*). Puede dividirse en dos partes, dependiendo de la



dirección de propagación; la  $ASE^+$  que es la que se propaga en la misma dirección que la señal, y la  $ASE^-$  que es la que propaga en dirección contraria. Esta señal puede medirse en las dos puntas del EDFA. Cuando no se introduce una señal al EDFA, la ganancia total es aprovechada por la  $ASE$ , este ruido es mas intenso en ausencia de una señal de entrada [4]. Un espectro con el ancho de banda de este ruido se muestra en la Figura 3.2-2. En el capítulo posterior se mostraran las caracterizaciones de nuestro arreglo del EDFA.

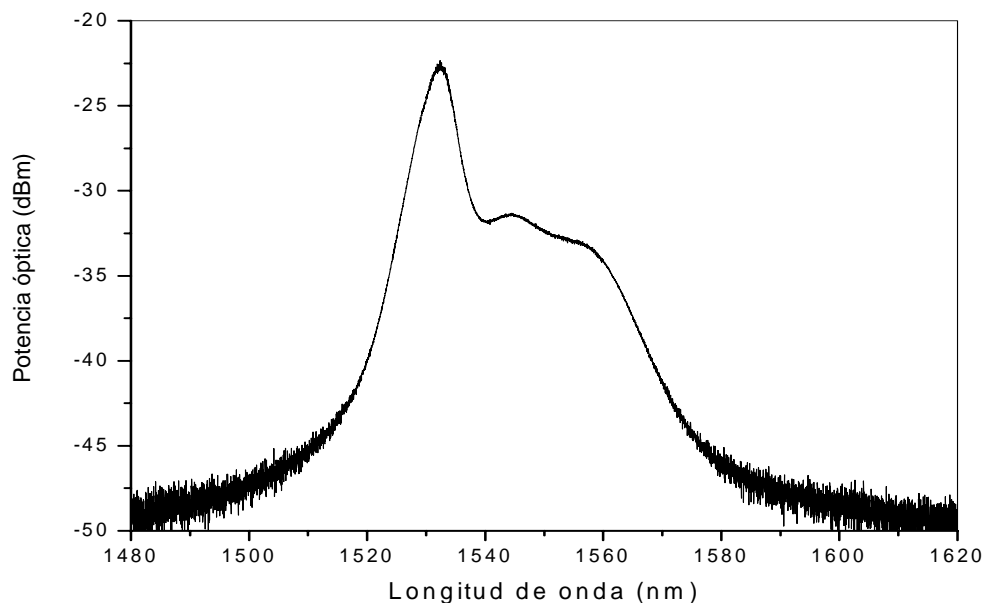


Figura 3.2-2: Medición del espectro de la  $ASE^+$  en ausencia de señal.

### 3.3 RESONADORES OPTICOS

Un resonador óptico es un circuito que confina una cantidad de luz en ciertas frecuencias resonantes. Puede verse como un sistema transmisor incorporando una retroalimentación tal como se muestra en la Figura 3.3-1.

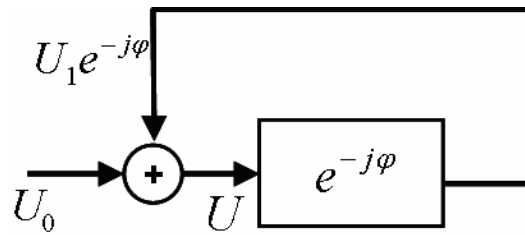


Figura 3.3-1: Representación de un diagrama a bloques de un sistema de retroalimentación óptica.

La luz circula o es reflejada repetidamente dentro del sistema, sin escaparse. El resonador simple comprende dos espejos planos paralelos entre los cuales la luz es repetidamente reflejada con pequeñas pérdidas. Las configuraciones típicas de resonadores son representadas en la Figura 3.3-2.

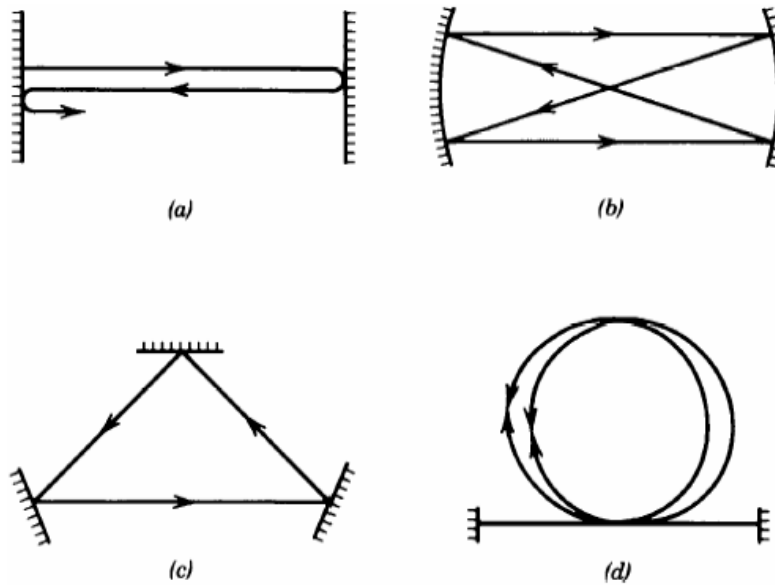


Figura 3.3-2: Resonadores ópticos a) resonador de espejos planos, b) resonador de espejos esféricos, c) resonador de anillo, d) resonador de fibra óptica.

La frecuencia selectiva de un resonador óptico lo hace útil como un filtro óptico o un analizador de espectros, y su más importante uso es como el de un “recipiente” dentro del cuál se genera la luz láser. El láser es un resonador óptico que cuenta con un medio que amplifica la luz, además determina la frecuencia y la distribución espacial del haz láser. Dado que el resonador tiene la capacidad de almacenar la energía, estos pueden ser usados para generar pulsos de energía láser.

Un resonador de fibra óptica de cavidad anular puede ser analizado como un resonador anular de espejos planos, ya que éste es el más simple y consiste de espejos planos separados por una distancia  $L$  [5,6].

Aquí presentamos un análisis para un resonador pasivo, porque el medio en el que viajan las ondas es aire o cualquier material que tiene un índice de refracción constante.

Para hacer un análisis simple, las ondas serán consideradas como ondas planas uniformes con extensión espacial limitada en la dirección transversal y un medio sin pérdidas.

### **3.3.1. MODOS DEL RESONADOR EN UNA CAVIDAD ANULAR DE FIBRA ÓPTICA**

La presencia de una perturbación ondulatoria en una región del espacio, no excluye que otras perturbaciones puedan propagarse en la misma región. Desde el punto de vista matemático el hecho que la ecuación diferencial de onda sea lineal nos garantiza que la ecuación de la perturbación resultante es simplemente la suma algebraica de las ecuaciones de las perturbaciones que actúan simultáneamente. Lo anterior, como decíamos, es consecuencia de la linealidad de la ecuación diferencial de la onda y corresponde a uno de los posibles enunciados del principio de superposición.

Desde el punto de vista físico esto quiere decir que si se superponen dos o más perturbaciones mecánicas, el desplazamiento de las partículas del medio de propagación es igual a la suma algebraica de los desplazamientos producidos por cada una de las perturbaciones; si las ondas que se superponen son ondas electromagnéticas, el principio de superposición implicaría que los campos eléctrico y magnético de la perturbación resultante corresponderían a las sumas vectoriales de los campos eléctricos y magnéticos de las ondas electromagnéticas componentes.

Ahora, consideramos una onda monocromática de frecuencia  $\nu$  que tiene una función de onda [5]

$$u(\vec{r}, t) = \text{Re}\{U(\vec{r})e^{j2\pi\nu t}\} \quad (3.3-1)$$

la cual representa las componentes transversales del campo eléctrico. La amplitud compleja,  $U(\vec{r})$  tiene que satisfacer la ecuación de Helmholtz  $\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2 U(\vec{r}) = 0$ , donde  $k = 2\pi\nu/c$  es el número de onda y  $c$  es la velocidad de la luz en el medio.

Independientemente de la naturaleza de las perturbaciones consideradas, si  $U_0(\vec{r}), U_1(\vec{r}), U_2(\vec{r}), \dots, U_q(\vec{r})$  son las ecuaciones de  $q$  perturbaciones que se propagan simultáneamente en una determinada región del espacio, la perturbación resultante de la superposición de estas perturbaciones estará dada entonces por una ecuación

$$U = U_0(\vec{r}) + U_1(\vec{r}) + U_2(\vec{r}) + \dots + U_q(\vec{r}) = \sum_q U_q(\vec{r}), \quad (3.3-2)$$

Por otro lado, sabemos que los modos de un resonador son las soluciones básicas de la ecuación de Helmholtz sujeta a las apropiadas condiciones de frontera. Los modos resonantes pueden ser alternativamente determinados siguiendo una onda, que para nuestro caso de un resonador de anillo se visualiza en la Figura 3.3-3, la onda que se propaga es de forma progresiva y se reproduce por si mismo después de uno o varios ciclos al arreglo, además debe satisfacer la condición que en el punto inicial de la onda se encuentre en fase con la onda final, por lo que debe cumplir la condición  $U(0)=U(L)$ , y  $\varphi = kL = 2\pi\nu L/c$ , además debe ser un múltiplo entero de  $2\pi$ ,  $L$  es la longitud del resonador de anillo.

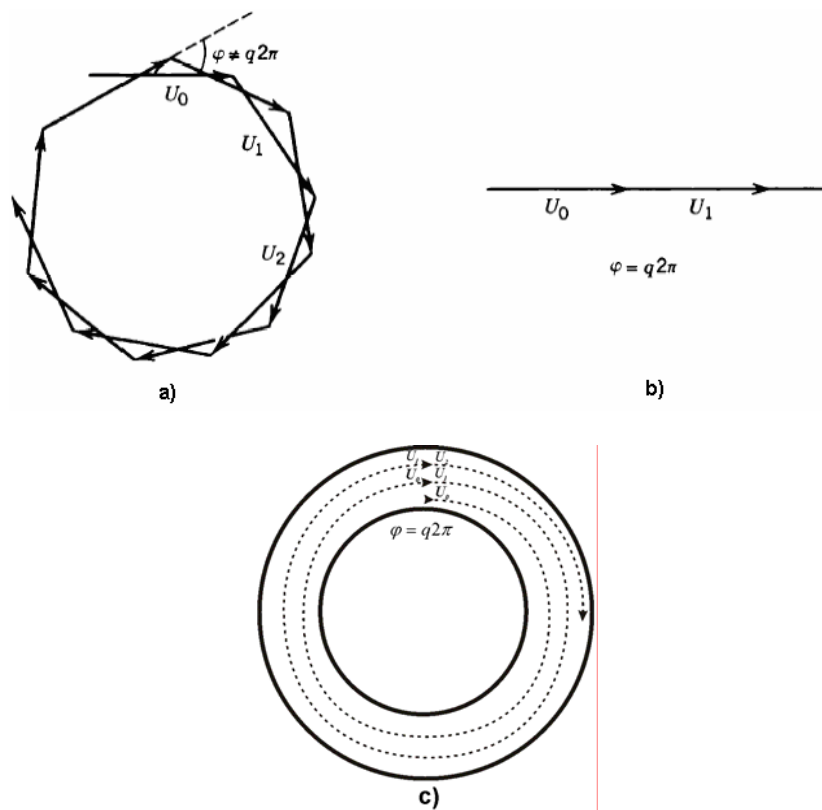


Figura 3.3-3: Diagrama de fasores representando la suma  $U = U_0(\vec{r}) + U_1(\vec{r}) + U_2(\vec{r}) + \dots$ , a) para  $\varphi \neq q2\pi$ , b)  $\varphi = q2\pi$  y c) onda progresiva sumándose en cada ciclo del arreglo en un resonador de anillo.

$$\varphi = kL = q2\pi, \quad q = 1, 2, \dots \quad (3.3-3)$$

esto nos lleva a restringir a  $k$  a los siguientes valores [5]:

$$k_q = q \frac{2\pi}{L} \quad (3.3-4)$$

Así que los modos tienen una amplitud compleja  $U(\vec{r}) = A_q \text{sen} k_q z$ , donde los  $A_q$  son constantes. Valores negativos de  $q$  no constituyen modos independientes ya que  $k_{-q} z = -\text{sen} k_q z$ . El valor de  $q = 0$  es asociado con un modo que no porta energía debido a que  $k_0 = 0$  y  $\text{sen} k_0 z = 0$ . Los modos del resonador son por lo tanto las ondas progresivas  $A_q \text{sen} k_q z$ , donde cada entero positivo  $q = 1, 2, \dots$  es llamado el número de modos.

Siguiendo con la ecuación (3.3-4) la frecuencia  $\nu = ck/2\pi$  es restringida a los valores discretos [5]:

$$\nu_q = q \frac{c}{L} \quad q = 1, 2, \dots \quad (3.3-5)$$

Las cuales son las frecuencias de resonancia del resonador. La Figura 3.3-4, muestra las frecuencias resonantes que son separadas por una diferencia de frecuencias resonantes constante, llamada intervalo espectral libre (*Free Spectral Range, FSR*).

$$\nu_f = \frac{c}{d}. \quad (3.3-6)$$

La longitud de resonancia,  $d = q\lambda$ , es un número entero de longitudes de onda. Hay que hacer notar que  $c = c_0/n$  es la velocidad de la luz en el medio arraigada en el resonador de anillo, y  $\lambda_q$  representa las longitudes de onda en el medio.

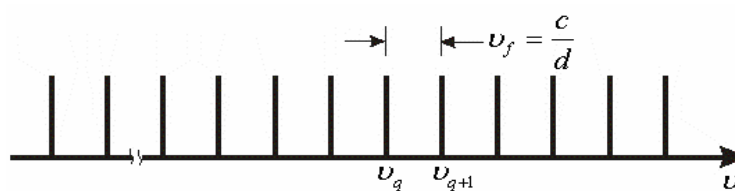


Figura 3.3-4: Frecuencias de resonancia que son separadas por  $\nu_f = c/d$ , en un resonador de anillo de fibra óptica

### 3.4 LASERES DE FIBRA OPTICA

Los láseres de fibra óptica han sido diseñados con fibras dopadas con tierras raras debido a su uso potencial en sistemas de comunicación o como sensores. Los láseres de fibra dopada con erbio que emiten en la región de 1550 nm han atraído más la atención porque esa longitud de onda coincide con la de la región de menos pérdidas para las fibras de sílice. Un láser de fibra es construido colocando un amplificador óptico de fibra dentro de una cavidad, la cual puede tener una configuración de cavidad lineal o Fabry-Perot, que sostiene un patrón de onda estacionaria entre dos espejos y la cavidad de anillo; en este

caso la onda es progresiva unidireccional, de manera que pueda propagarse indefinidamente.

En la Figura 3.4-1 se muestran las configuraciones de estos arreglos, nosotros trabajamos con un láser tipo anillo en el cual colocamos nuestro filtro propuesto.

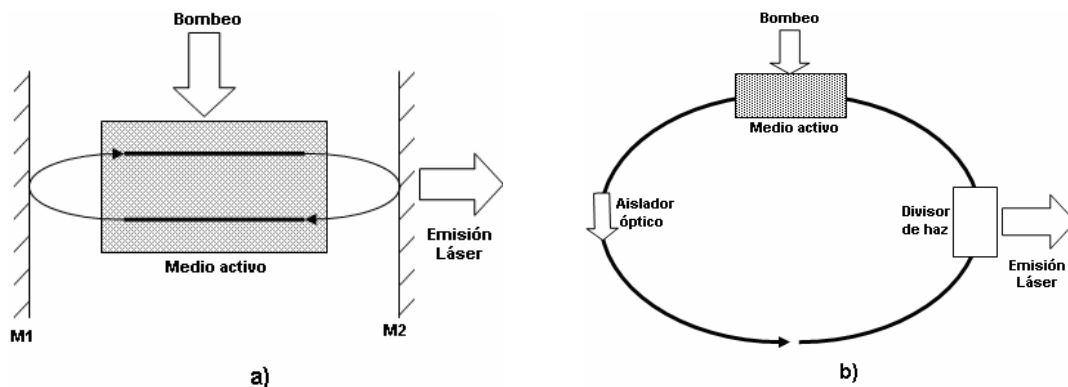


Figura 3.4-1: Un láser consiste de un amplificador óptico colocado dentro de un resonador óptico a) configuración láser Fabry-Perot, b) configuración láser de anillo.

El láser es un oscilador óptico que comprende un resonador y un amplificador óptico, este funciona de tal forma que la salida del amplificador es introducida de regreso dentro de la cavidad resonante con la misma fase, en la Figura 3.4-2 se visualiza este proceso. En ausencia de tal entrada no hay salida, así que la señal de retroalimentación es también cero. Sin embargo esta es una situación inestable, por lo que la presencia en la entrada de una pequeña cantidad de ruido es inevitable y puede iniciar el proceso de oscilación. La entrada es amplificada y la salida es introducida de regreso a la entrada, donde al pasar se adiciona amplificación. El proceso continúa indefinidamente hasta que una salida amplia es reproducida [5].



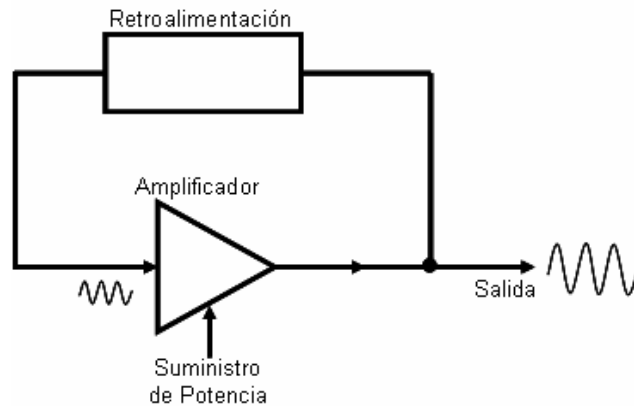


Figura 3.4-2: Oscilador con una retroalimentación positiva.

La saturación de la ganancia del amplificador limita adicionar un crecimiento a la señal, por lo que el sistema llega a un estado estable en el cual una señal de salida es creada en la frecuencia de resonancia de la cavidad amplificadora resonante.

Dos condiciones esenciales deben ser satisfechas para que ocurra la oscilación :

- La ganancia del amplificador a baja señal debe ser más grande que las pérdidas en el sistema de retroalimentación de manera que se incurra al inicio de la oscilación en una ganancia neta en el lapso de un ciclo a través del lazo de retroalimentación.
- La fase total cambia en el lapso de un ciclo y debe ser un múltiplo de  $2\pi$  , de manera que la fase de la señal después de cada ciclo iguale la fase original, condición de la cavidad resonante de anillo.

Si se satisfacen estas condiciones, el sistema se vuelve inestable y la oscilación empieza. Sin embargo cuando la potencia del oscilador crece, la amplificación se saturación y la ganancia disminuye debajo de su valor inicial. Por lo que una condición de estado estable es alcanzada cuando la ganancia se reduce y se igual con las perdidas, la Figura 4.4-3 muestra esta condición de estado estable. La ganancia, justo entonces compensa las pérdidas, así que el

siclo de amplificación y retroalimentación es repetido sin cambios y la oscilación de estado estable continúa.

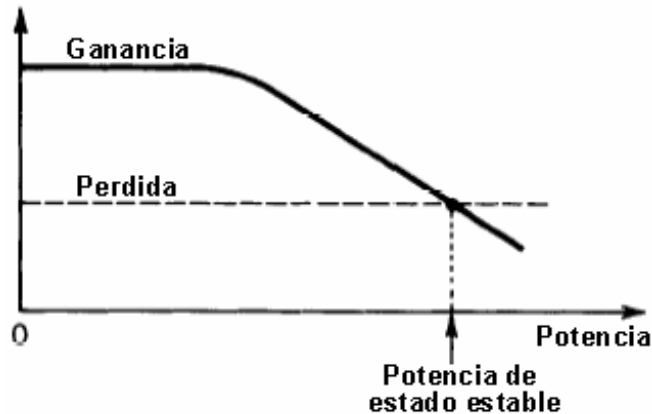


Figura 3.4-3: Si la ganancia de amplificación inicial es más grande que la pérdida, la oscilación puede iniciarse. Una condición de estado estable es llevada a cabo justo cuando la ganancia es igual a la pérdida.

Dado que la ganancia y el cambio de fase son funciones de la frecuencia, las dos condiciones de oscilación son satisfechas solo en una frecuencia llamada la frecuencia de resonancia del oscilador.

En suma, un oscilador óptico comprende [5]:

- Un amplificador con un mecanismo de ganancia y saturación.
- Un sistema de retroalimentación.
- Un esquema de acoplamiento de salida.

El láser es un oscilador óptico en el cual el amplificador es el medio activo bombeado. La ganancia de saturación es una propiedad básica del amplificador láser. La retroalimentación es obtenida colocando el medio activo en un resonador óptico el cual mantiene la luz confinada en la cavidad. La selección de

la frecuencia es llevada a cabo por la amplificación resonante y por el resonador, el cual admite ciertos modos. El acoplamiento de la luz láser hacia el exterior, es llevado a cabo haciendo que el resonador tenga una transmitancia parcial hacia el exterior. Dependiendo del tipo de cavidad que se este utilizando en un láser de fibra óptica, la radiación es extraída de diferentes formas. Si la cavidad es del tipo Fabry-Perot una de las dos rejillas que lo forman es parcialmente transmisora, sin embargo si la cavidad es de anillo se hace uso de un acoplador, en cualquiera de las dos formas un porcentaje de la radiación se transmite hacia fuera.

### 3.4.1 LASER DE CAVIDAD ANULAR DE FIBRA OPTICA.

Como ya se explicó anteriormente, dopando el núcleo de una fibra con iones de erbio durante el proceso de fabricación se puede construir un amplificador de fibra. Mediante un acoplador óptico se introducen el bombeo y la señal que se quiere amplificar.

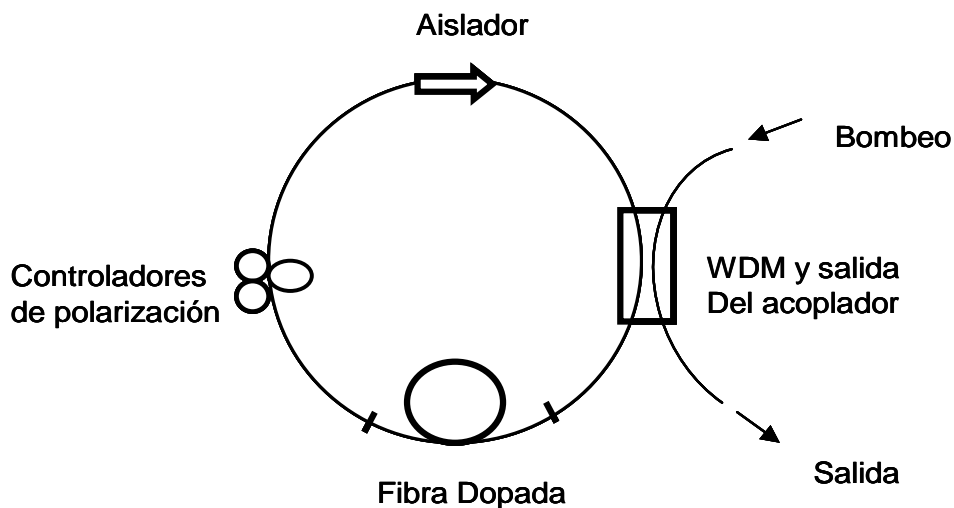


Figura 3.4-4: Diagrama esquemático de cavidad anular.

Las cavidades de anillo son usadas a menudo para realizar operación unidireccional de un láser. En el caso de un láser de fibra, una ventaja adicional es que la cavidad de anillo puede ser hecha sin utilizar espejos, dando como resultado una cavidad de solo fibra [9]. En el diseño más simple, dos puertos de un acoplador WDM son conectados junto con la fibra dopada para formar una cavidad de anillo. Como se muestra en la Figura 3.4-4 un aislador óptico es insertado en lazo para asegurar una operación unidireccional. También es necesario utilizar controladores de polarización para la fibra dopada convencional que no preserva la polarización.

Dado que uno de los objetivos principales de este trabajo es sintonizar las emisiones obtenidas de un láser de fibra óptica de cavidad anular, el arreglo experimental y resultados se muestran en los siguientes capítulos.

## **BIBLIOGRAFIA**

- [1] Antoine Bellemare: "Continuous-wave silica-based erbium-doped fibre lasers". Progress in Quantum Electronics 27 (2003) 211-266.
- [2] John M. Senior: "Optical Fiber Communications. Principles and Practice". Ed. Prentice Hall International. 1992. 2ª edición.
- [3] Emmanuel Desurvire; Erbium doped fiber amplifier, principles and applications, John Wiley & Sons, inc. 1994
- [4] Olsson, Simpson, Erbium Doped Fiber Amplifiers, Fundamentals and Technology, Backer, Academic Press.
- [5] Saleh Bahaa. E. A; Malvin Carl Teich. "Fundamental of Photonics" John Wiley & Sons, Inc 1991. Cap. 8, pp. 296-298.
- [6] Chai Yeh, "Applied Photonics", Cap. 4, pp 59-79, Academic Press, Inc. 1994.
- [7] B. Culshaw and J. Dakin. "Optical fiber sensors: Components and Subsystems", Vol. II, Cap. 4, pp. 103-141, Artech House 1996.
- [8] S. Shimada and H. Ishio. "Optical Amplifiers and their Applications", Cap. 5, pp.91-96, John Wiley & Sons 1994.
- [9] Govind P. Agrawal. "Applications of nonlinear Fiber Optics". (2003)

# CAPITULO

## 4

### DESARROLLO EXPERIMENTAL

#### 4.1 INTRODUCCION

En este capítulo presentaremos el desarrollo experimental de los arreglos contruidos para el filtro óptico, así como el láser de cavidad anular de fibra óptica. Para formar nuestro arreglo láser se caracterizó cada uno de los elementos que lo conforman. Inicialmente se realizó la caracterización del diodo láser de bombeo en función de la corriente aplicada para obtener la potencia óptica, de la misma forma se realizó la caracterización de la fibra dopada con erbio para obtener el ASE<sup>+</sup>, una vez realizada esta caracterización se obtuvo el espectro de ganancia del amplificador para definir en que longitudes de onda se obtienen las mayores amplificaciones y finalmente se explica como se optimizó el filtro y el arreglo de la cavidad láser.

#### 4.2 CARACTERIZACIÓN DEL DIODO LÁSER DE BOMBEO.

Se inicio con la caracterización del láser de bombeo, en la Figura 4.2-1 se muestra el arreglo utilizado para hacer esta caracterización, consta de un diodo láser de la marca Muxplex MTX9P10G01B2F2, que es alimentado por un controlador, que nos da la lectura de la corriente que consume el diodo, y que a su vez cuenta con una salida tipo pigtail, que es un tramo de fibra óptica de 1.5 m de longitud, que por cuestiones de manipulación fue necesario agregarle un tramo más de fibra. En la salida de la fibra se colocó el detector óptico S122B,

que detecta en el rango de 700-1800 nm, conectado a un medidor de potencia PM100 ambos de la marca Thorlabs, con el fin de determinar la potencia óptica entregada por el diodo láser en función del consumo de corriente. La máxima corriente que se le suministro al diodo láser fue de 160 mA, en la Figura 4.2-2 a) se observa que la potencia de bombeo es directamente proporcional a la corriente suministrada al diodo láser, a partir de esta figura se observa una corriente del umbral en 25 mA que es donde empieza a obtenerse una emisión estimulada, hasta alcanzar la máxima corriente aplicada de 160 mA, que correspondió a una potencia óptica de 72.8 mW. El diodo también se conecto al analizador de espectros ópticos (OSA) AQ6317B de la marca ANDO electronic, que tiene un rango de detección de 600-1800 nm, y una resolución de 0.01 nm, con el fin de determinar si la emisión del diodo láser correspondía a la longitud de onda de 980 nm, el espectro obtenida se muestra en la Figura 4.2-2 b). Los dispositivos de medición, medidor de potencia y analizador de espectros descritos anteriormente, fueron los mismos para la mayoría de las caracterizaciones de este trabajo.

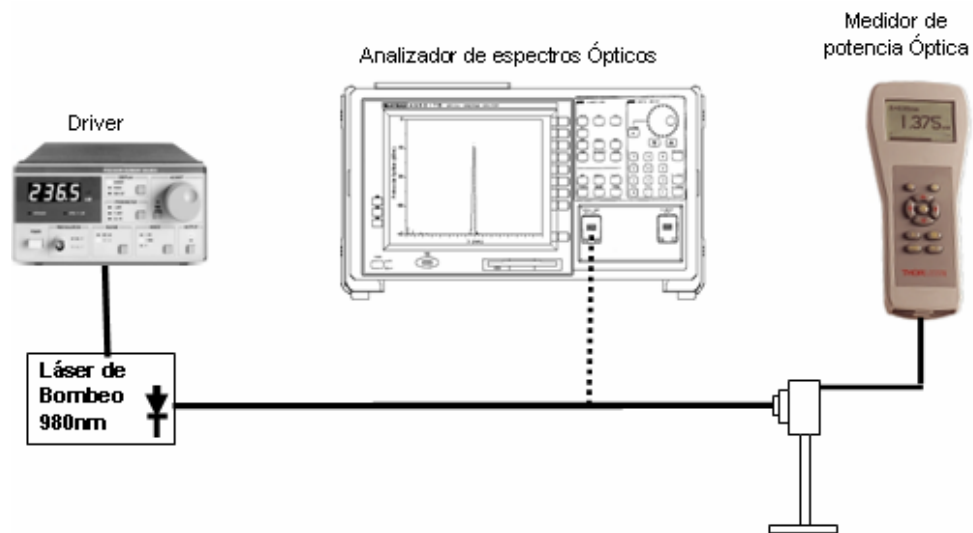
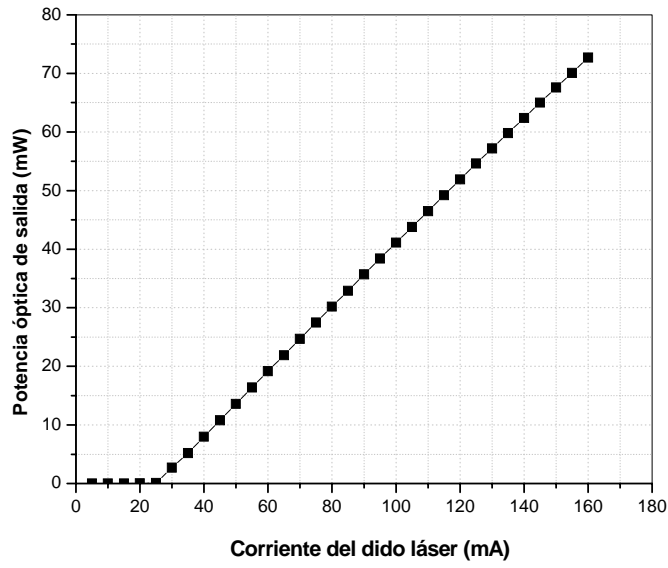
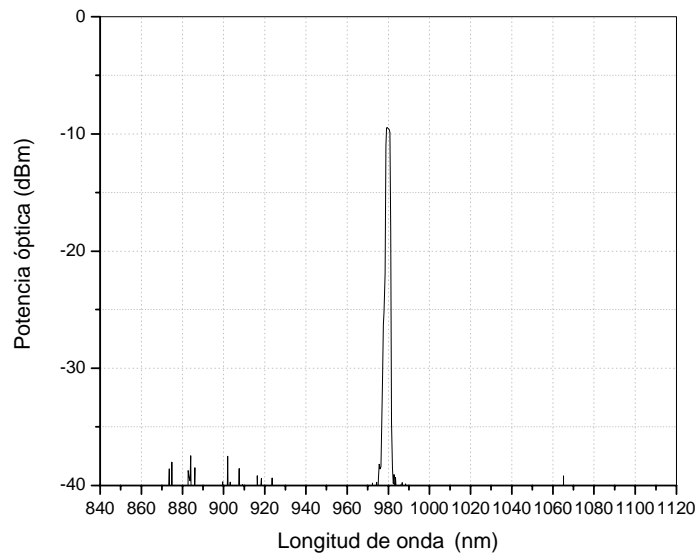


Figura 4.2-1 Arreglo experimental para caracterizar la potencia de bombeo para el diodo láser.



a)



b)

Figura 4.2-2 a) Potencia óptica obtenida al variar la corriente de consumo del diodo láser de bombeo usado en nuestro arreglo, b) espectro de emisión del diodo láser de bombeo emitiendo en 980 nm.



### 4.3 CARACTERISTICAS DE LA EMISIÓN ESPONTANEA AMPLIFICADA

Cuando la Fibra Dopada con Erblio, es bombeada a 980 nm, el sistema se comporta como un láser de tres niveles, emitiendo radiación alrededor de 1550 nm, con un ancho de banda de alrededor de 40 nm. La energía del láser de bombeo eleva la energía de los iones de erbio del estado base a un estado superior, y después de un tiempo al nivel de energía metaestable. Si la emisión estimulada no ocurre, los iones de erbio en el estado metaestable decaerán finalmente al estado base, radiando fotones con dirección y fase aleatorias [1]. Algunos de los fotones emitidos espontáneamente viajarán a lo largo de la EDF, causando que ellos regresen al estado base. Esto genera la emisión de fotones que viajarán a lo largo de la EDF. Estos fotones son subsecuentemente amplificados generando la emisión espontánea amplificada *ASE*.

En los amplificadores ópticos, la señal *ASE* es no deseada debido a que aparece como un ruido principal cuando el amplificador está operando, pero en nuestro experimento es muy importante debido a que constituye la señal inicial que es retroalimentada en nuestro arreglo láser de cavidad anular.

Para un  $ASE^+$ , la dirección de propagación de la radiación *ASE* es la misma que la del haz de bombeo y es denominada como copropagación, mientras que para  $ASE^-$  la dirección de la propagación de la radiación *ASE* es opuesta al bombeo, y es denominada como contrapropagación. Para nuestro arreglo se usó el bombeo en forma de copropagación, para medir el  $ASE^+$ . En la Figura 4.3-1, se muestra el arreglo que se usó para medir el espectro de emisión espontánea de la fibra dopada con erbio de una longitud de 10 m y con un dopaje de 300 ppm, que se realizó con la ayuda del láser de bombeo de 980 nm, que excita los iones de erbio de nuestra fibra dopada con erbio a través de un Multiplexor por División de Longitud de Onda (WDM Wavelength division multiplexer), por el puerto A, que corresponde a la entrada de longitud de onda de  $\lambda_1 = 980 \text{ nm}$ , mientras que el puerto B correspondiente a la entrada de longitud de onda de  $\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$  queda sin conectarse. En el puerto C que es la

salida las dos longitudes de onda  $\lambda_1 + \lambda_2$  se conecta la fibra dopada y a la salida de esta fibra se conecta directamente al analizador de espectros ópticos por medio de un conector temporal tipo FC.

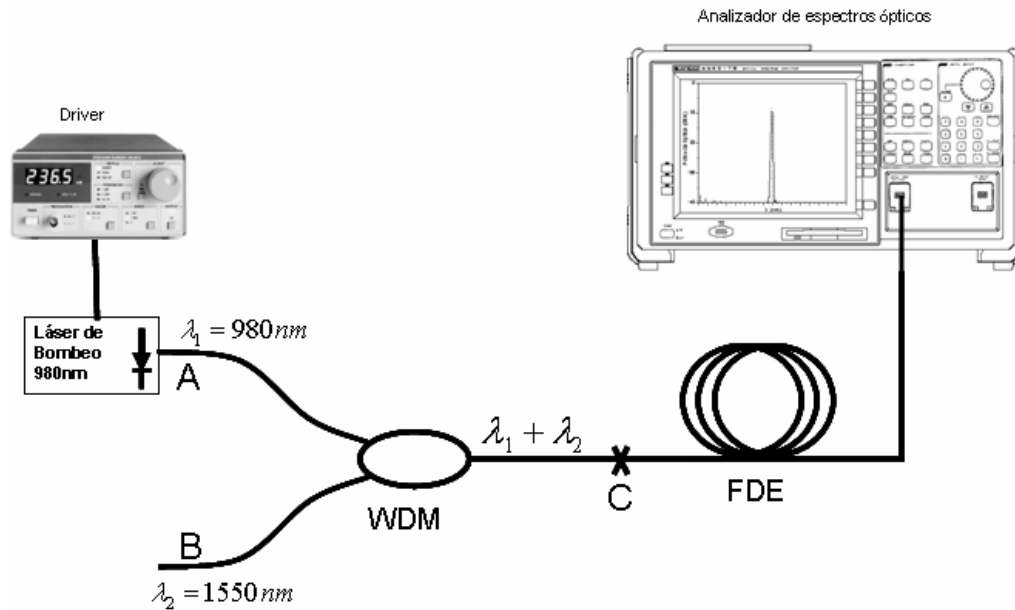


Figura 4.3-1 Arreglo experimental utilizado para la caracterización de la EDF para la emisión del  $ASE^+$ .

En la Figura 4.3-2, se muestran los espectros de la  $ASE$  medidos con el arreglo experimental, el rango de longitud de onda fue de 1480 nm a 1620 nm, con variaciones de corriente del diodo láser de bombeo empezando en 30 mA y finalizando en 130 mA que correspondieron a una potencia óptica de bombeo de 3 mW y 65 mW, respectivamente. Como se puede observar en la figura 4.3.2, la potencia de  $ASE$  varía con las potencias de bombeo. Cuando hay una potencia óptica de bombeo de 3 mW comienza a observarse un pequeño crecimiento del  $ASE$ , posteriormente se fue incrementando la potencia óptica de bombeo empezándose a observar la curva espectral característica del  $ASE$  en 8.5 mW, conforme se fue incrementando la potencia óptica, el espectro del  $ASE$

también se incremento. A partir de 46 mW de potencia óptica se empezaron a observar pequeños incrementos en el espectro del  $ASE$ , y a partir de 52.25 mW se observó una saturación repetitiva que teóricamente nos indica que todos los iones están en el estado excitado [1]. Dada las características que presentó la fibra dopada se decidió trabajar con 52.25 mW de potencia óptica de bombeo. Una característica típica que se observa en las fibras dopadas con erbio es el pico máximo característico, que en nuestro caso apareció en 1533.16 nm.

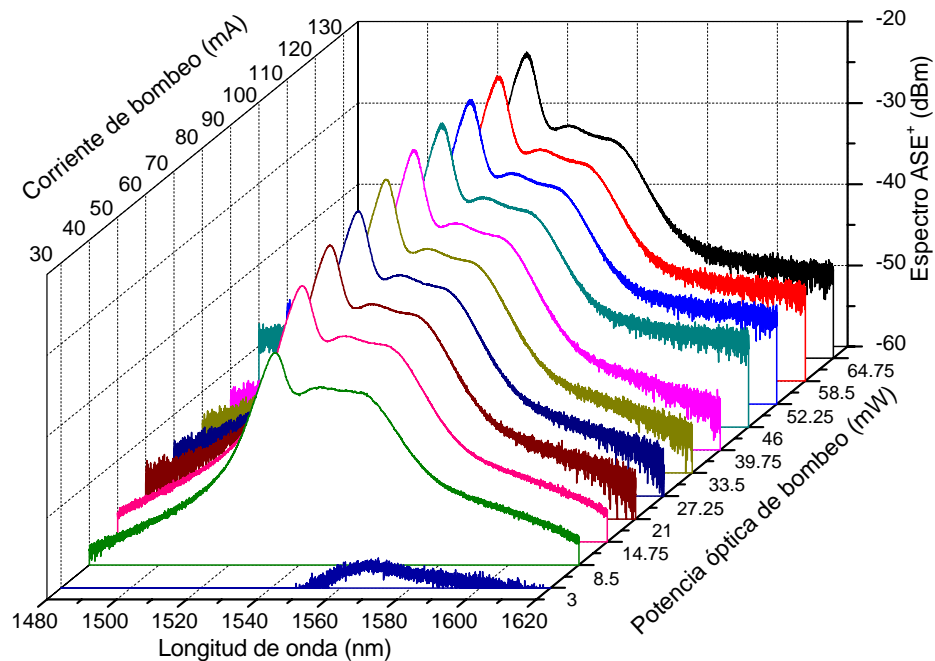


Figura 4.3-2 Obtención de la  $ASE^+$ , en la parte superior izquierda se muestra la variación de la corriente y en la parte inferior la correspondiente potencia óptica aplicada en el puerto de 980 nm del WDM.

#### 4.4 CARACTERÍSTICAS DEL ESPECTRO DE EMISIÓN DEL AMPLIFICADOR.

Una vez que se determinó la emisión espontánea amplificada  $ASE^+$  se introdujo una señal óptica. El objetivo de hacer esto, es poder generar emisión

estimulada y conocer la ganancia y el ancho de banda en la cual se obtienen las mejores condiciones de amplificación.

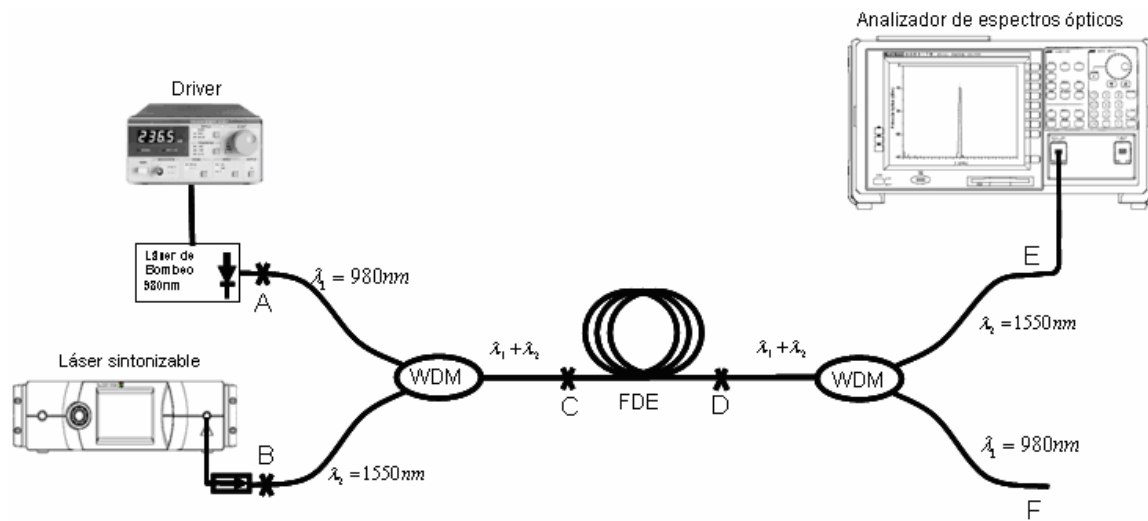


Figura 4.4-1 Arreglo experimental utilizado para la caracterización del amplificador con una FDE de 10 m y un dopaje de 300 ppm, en el rango espectral de 1520 nm a 1620 nm.

La señal se introduce a través del puerto B de la Figura 4.4-1, que corresponde a la entrada de  $\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$  del WDM, por medio de un láser sintonizable 6528-HP de la marca New focus, en la parte extrema de la FDE, que correspondería al puerto D en el cual se conecta un nuevo WDM, este puerto de entrada es  $\lambda_1 + \lambda_2$  del segundo WDM que corresponde a la suma de la señal amplificada y el residuo del bombeo. En el puerto E que corresponde a  $\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$  del segundo WDM se obtiene la señal amplificada que es detectada con el analizador de espectros y en el puerto F que corresponde a  $\lambda_1 = 980 \text{ nm}$ , se obtiene el residuo del bombeo. En la Figura 4.4-2 se muestran la amplificación de la señal de entrada de 3.5 mW cuando hay una variación de la longitudes de onda de 1520 a 1620 nm, en pasos de 10 nm para una potencia de bombeo de 52.25 mW.

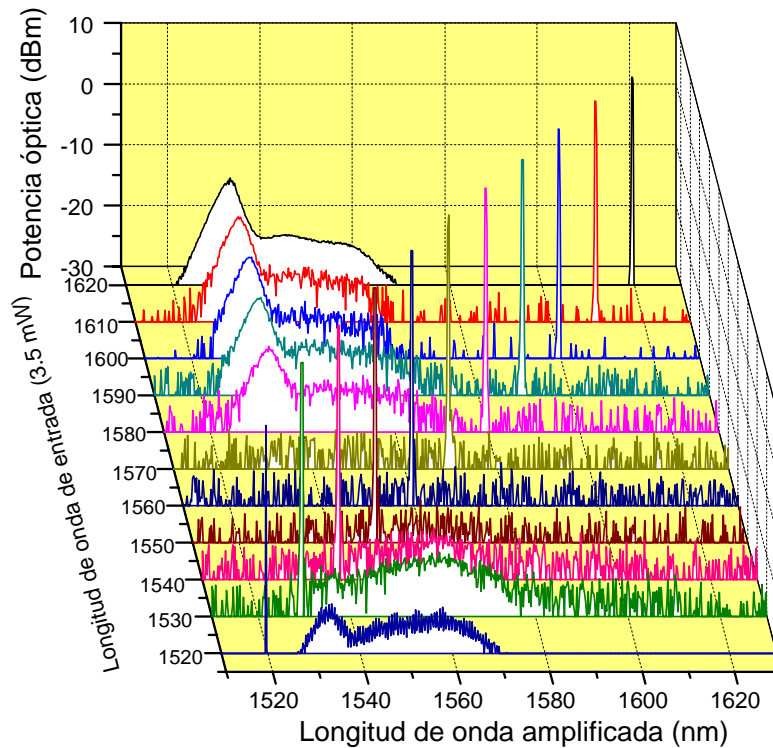


Figura 4.4-2 Emisión del amplificador cuando se aplica una potencia de entrada de 3.5 mW en pasos de 10 nm y una potencia de bombeo de 52.25 mW.

#### 4.4.1 GANANCIA DEL AMPLIFICADOR

La ganancia de un amplificador es expresada como la razón entre el nivel de la señal de salida y el nivel de la señal de entrada, típicamente expresada en dB, dada por [2]:

$$G = 10 \log \left( \frac{P_{\text{señ-sal}}}{P_{\text{señ-ent}}} \right). \quad (4.4-1)$$

Aunque conceptualmente simple, la medición de la ganancia de un amplificador óptico es complicada por efectos dependientes de la polarización y

el ruido ASE que acompaña la señal de salida del amplificador, tal como se muestra en la Figura 4.4-2. Para medir la ganancia libre de ruido se hace uso de un analizador de espectros ópticos y un método grafico. Se toma una grafica del espectro de salida donde se mide la potencia de señal de salida, la cual es la suma de la señal de salida libre de ruido con la señal de ruido del amplificador,  $P_{sal} = P_{sal-sin-ruido} + P_{ruido-de-sal}$ , después en esa grafica se mide el nivel del ruido,  $P_{ruido-de-sal}$ . Por lo tanto la señal de salida real será la potencia de la señal de salida menos la potencia del ruido que quedara definida como:

$$G = 10 \log \left( \frac{(P_{señ-sal} + P_{ruido-sal}) - P_{ruido-sal}}{P_{señ-ent}} \right). \quad (4.4-2)$$

Dado que la potencia de salida de un amplificador es limitado por la disponibilidad de la potencia de bombeo se obtienen las diferentes ganancias como función de la longitud de onda para diferentes potencias de bombeo haciendo uso de la ecuación (4.4-2). Los espectros de ganancia obtenidos se muestran en la Figura 4.4-3, la señal amplificada fue medida con una señal de entrada de 3.5 mW, con variaciones de la longitud de onda en el rango de 1520 a 1620 nm, en incrementos de 0.17 nm, y con variaciones de potencia de bombeo en el rango de 21 mW a 64,75 mW.

Se observa en la Figura 4.4-3 el efecto que tiene la potencia de bombeo cuando toma diferentes valores en el rango de 21 a 64.75 mW, en donde hay cambios en la forma del perfil de la ganancia del amplificador. Además se visualizan ganancias con una mínima variación para potencias de bombeo mayores de 39.75 mW en el rango espectral de 1530 nm a 1570 nm, que corresponde a un ancho espectral largo de  $\Delta\lambda = 40 \text{ nm}$

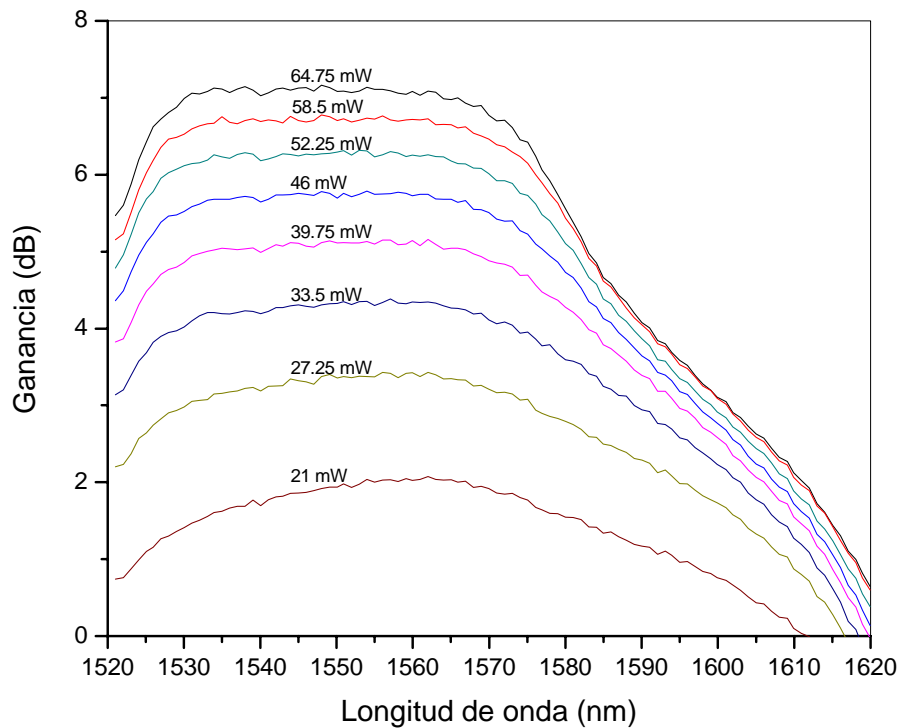
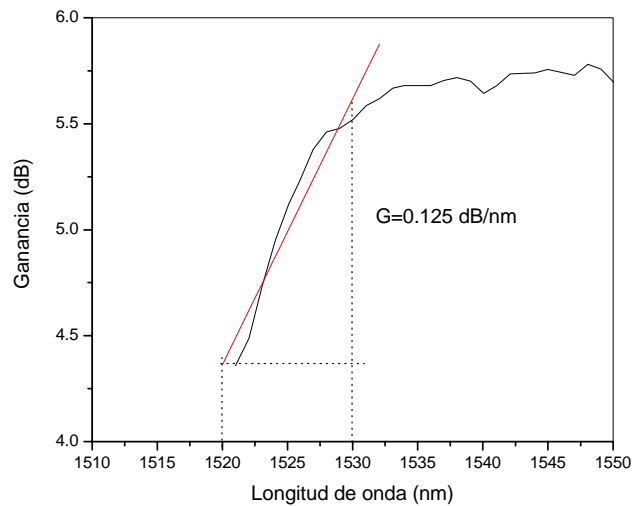


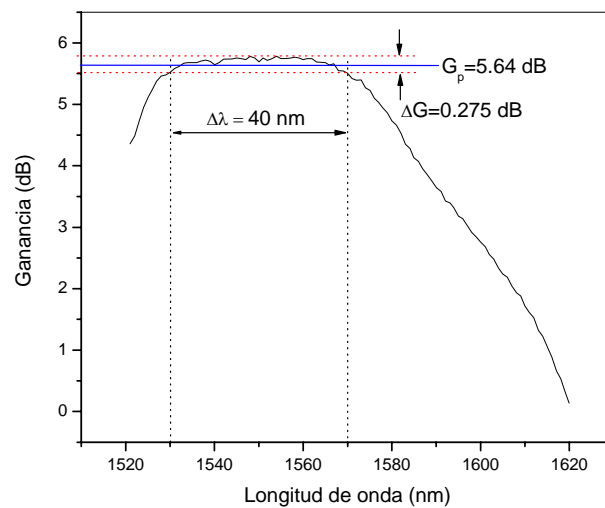
Figura 4.4-3, Ganancia de la fibra dopada con erbio en su configuración como amplificador óptico cuando se toman diferentes valores de potencia de bombeo comprendidos en el rango de 21 a 64.75 mW, con una potencia de señal de entrada de 3.5 mW y variación de la longitud de onda en el rango de 1520 a 1620 nm.

En la Figura 4.4-4 a), se muestra el ajuste de una línea en el rango de 1520 a 1530 nm, que nos sirvió para obtener la razón de crecimiento de la ganancia, que fue de 0.125 dB/nm, lo que implica una variación en la ganancia de 1.25 dB en este rango. Con lo que respecta al rango de 1530 a 1570 nm, existe una variación de la ganancia del orden de 0.275 dB, además en este rango las longitudes de onda presentan una mayor amplificación, la ganancia promedio en este rango es de 5.64 dB, esto se puede ver en la Figura 4.4-4 b). Finalmente en la Figura 4.4-4 c), se muestra la variación de la ganancia como un decremento en el rango de longitud de onda de 1570 nm a 1620 nm, nuevamente se hace un ajuste de una línea recta para encontrar la pendiente y

con esto la razón del decremento de la ganancia, que fue de  $-0.114$  dB/nm, tan solo en este rango existe una variación de la ganancia de  $5.7$  dB. Estos resultados los consideramos importantes, por que a partir de estos datos se considera la periodicidad de nuestro filtro propuesto. Este análisis se hizo para la región del espectro de ganancia del amplificador de  $1520$  nm a  $1620$  nm, cuando se tiene una señal de entrada de  $3.5$  mW con una potencia de bombeo de  $52.25$  mW.

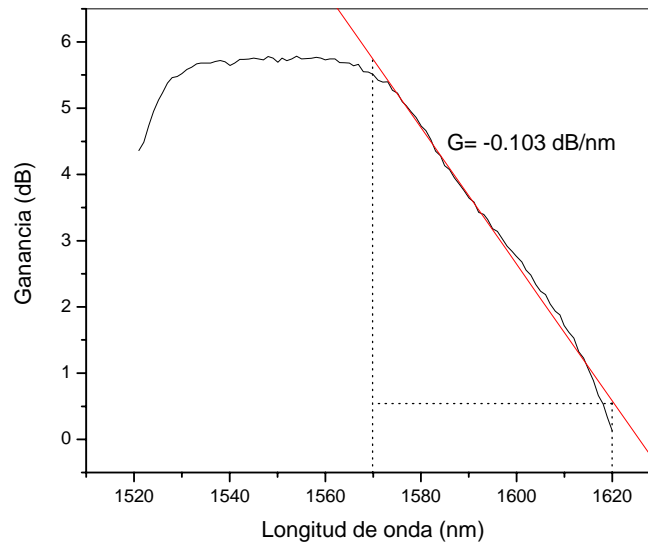


a)



b)





c)

Figura 4.4-4 Ancho de banda de mejor amplificación, que corresponde en el rango de longitudes de onda de 1530 nm a 1570 nm.

#### 4.5 ARREGLO Y CARACTERIZACIÓN DEL FILTRO BASADO EN EL INTERFERÓMETRO DE SAGNAC.

Para realizar la caracterización del filtro nos apoyamos en el concepto de *transmitancia*  $T$ , que es la razón de potencia de salida entre la potencia incidente medida en el arreglo y esta dada por [3]:

$$T = \frac{P_t}{P_i} \quad (4.5-1)$$

De esta manera, si tomamos el espectro de emisión del láser sintonizable y tomando la potencia de salida de cada elemento podemos obtener su transmitancia de cada uno de los elementos a ocupar, con el fin de obtener su respuesta espectral en forma porcentual.

Bajo el concepto explicado anteriormente, se realizó la caracterización del interferómetro de Sagnac y algunos elementos que se usaron en el arreglo de nuestro filtro y sistema láser.

#### 4.5.1 CARACTERIZACION DEL FILTRO.

En la Figura 4.5-1 se muestra el arreglo que se utilizó para hacer esta caracterización, esta formado por un interferómetro que tiene un segmento de fibra de alta birrefringencia (tipo tiger FS-TI-7129 Thorlabs, con una longitud de batido  $3.75 \pm 1$ ), el láser sintonizable con las características descritas anteriormente, el cual opera en el rango espectral de 1520 nm a 1620 nm, en incrementos de 0.17 nm, con una potencia óptica a la entrada del arreglo de 3.5 mW, el cual se acoplo al puerto de entrada del filtro. En el puerto de salida la señal fue detectada y medida en intervalos de 0.17 seg., por el detector de potencia óptica. Esta caracterización se realizó como un primer parámetro, en el cual el resultado obtenido sirve para hacer un nuevo cálculo para cubrir el ancho espectral deseado para nuestro arreglo.

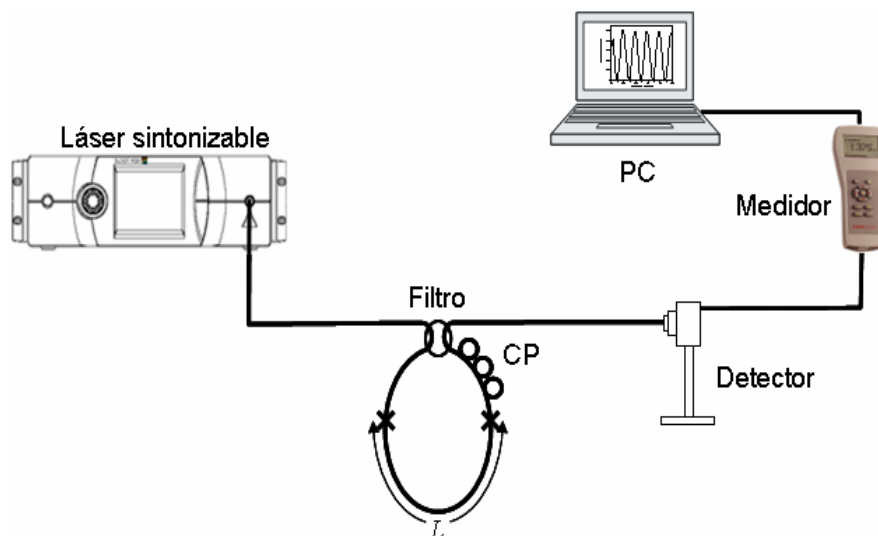


Figura 4.5-1 Arreglo experimental para la caracterización del filtro basado en el interferómetro de Sagnac.

Cuando el interferómetro de Sagnac está desajustado, la curva de transmitancia no alcanza el 100% de su transmitancia máxima, ni el 0% de su transmisión mínima, por lo que hay que ajustar esta transmitancia a un valor determinado según las condiciones que se requieran [4-6]. Para lograr este ajuste en nuestro arreglo se colocó un controlador de polarización (CP) dentro del lazo del interferómetro de Sagnac para variar el estado de polarización a la entrada de la fibra birrefringente y con esto tener una máxima transmitancia para nuestro arreglo [6].

En la Figura 4.5-2, se muestra el espectro de transmitancia cuando se tiene un mejor ajuste del interferómetro y fue obtenida experimentalmente para la longitud de fibra mencionada anteriormente, que ubica las longitudes de onda que refiere a dos máximos adyacentes en  $\lambda_1 = 1529.44 \text{ nm}$  y  $\lambda_2 = 1605.07 \text{ nm}$ , con una diferencia entre máximos adyacentes de  $\Delta\lambda = 75.63 \text{ nm}$ , del espectro de transmitancia del interferómetro de Sagnac.

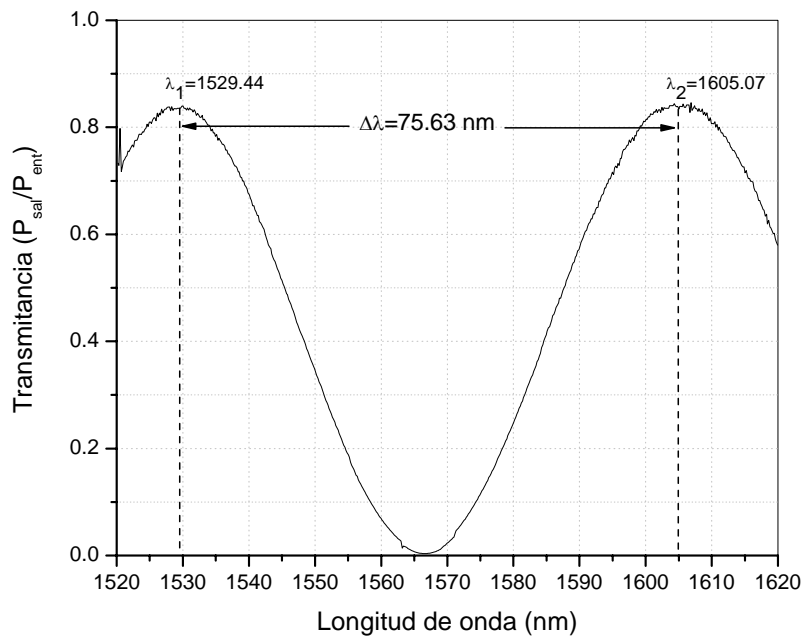


Figura 4.5-2, Transmitancia obtenida en laboratorio del arreglo del interferómetro de Sagnac como análisis preliminar.

#### 4.5.2 CALCULO EXPERIMENTAL DE LOS PARAMETROS DEL INTERFEROMETRO DE SAGNAC CON FIBRA BIRREFRINGENTE DE 7.6 CM DE LONGITUD.

En primera instancia podemos calcular el valor de la birrefringencia de la fibra del lazo del interferómetro a temperatura ambiente (25 °C), haciendo uso de la ecuación 2.7-9, sustituyendo los valores de la longitud de la fibra birrefringente y las longitudes de onda adyacente obtenidas y mostradas en la Figura 4.5-2, de esta forma obtenemos  $\Delta n_a$ .

$$\Delta n_a = \frac{(1529.44)(1605.07)nm^2}{(1529.44 - 1605.07)nm} \cdot \frac{1}{0.076mts} = -427.089 \times 10^{-6} \quad (4.5-2)$$

Con el cálculo realizado anteriormente, ahora podemos proponer la separación de máximos adyacentes para nuestro filtro propuesto. Con el dato obtenido de  $\Delta n_a$ , y el ancho espectral en donde se obtiene mejor amplificación que se muestra en la figura 4.4-4 b), que es de  $\Delta\lambda = 40 nm$ , y que abarca en el rango de 1530 nm a 1570 nm. Nuevamente de la ecuación 2.7-9, podemos encontrar el valor de  $L$  para su cálculo, por lo que la ecuación toma la forma siguiente [7]:

$$L = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{1}{\Delta n_a} \quad (4.5-3)$$

sustituyendo los valores propuestos obtenemos el valor de  $L$

$$L = \frac{(1530)(1570)nm^2}{(1530 - 1570)nm} \cdot \frac{1}{(427.089 \times 10^{-6})} = 0.1406 m. \quad (4.5.4)$$

La longitud de la fibra birrefringente con la cual garantizamos máximos adyacentes de 40 nm es de  $L = 14.06 \text{ cm}$

La Figura 4.5-3, muestra la grafica de la transmitancia (ecu. 2.5-6) al sustituir los datos obtenidos de  $\Delta n_a$  y  $L$ . Con estos datos ahora podemos analizar cada uno de los parámetros que influyen en la transmisión del interferómetro. Como se puede observar los máximos se alcanzan en 1540 nm y 1580 nm, cubriendo un rango espectral de mayor ganancia del amplificador que es de  $\Delta\lambda = 40 \text{ nm}$ .

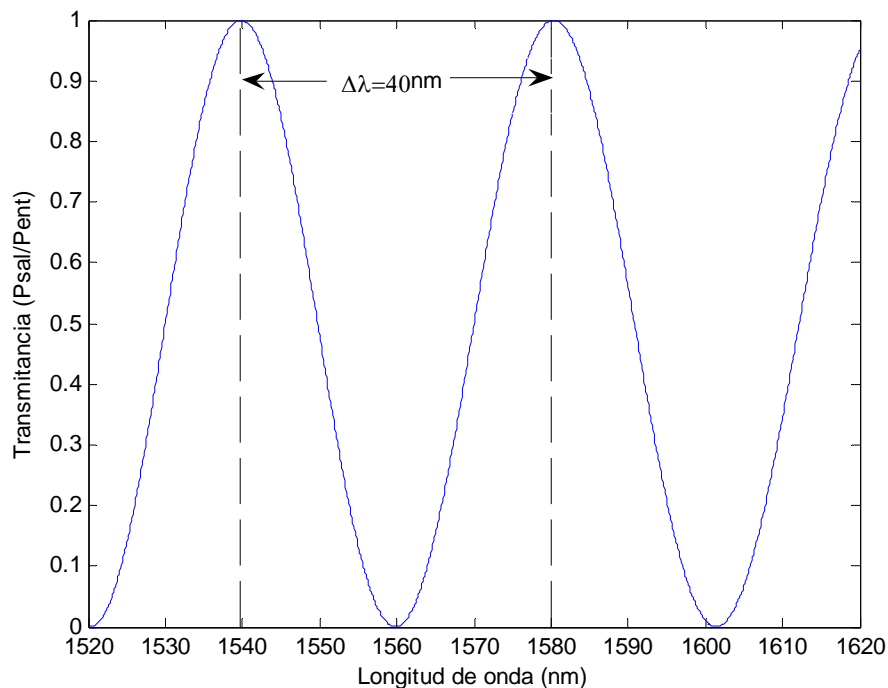


Figura 4.5-3 Espectro de transmitancia obtenida numéricamente, que abarca dos máximos adyacentes con una diferencia de  $\Delta\lambda = 40 \text{ nm}$ .

Una vez hechos los cálculos se implementaron dos interferómetros de Sagnac con las mismas características de los componentes, por cuestiones

técnicas las fibras que se acoplaron ya no correspondieron a lo calculado y correspondieron a fibras de una longitud de 12.2cm,  $L_1$  y  $L_2$ , que garantizó un intervalo entre máximos de transmitancia más amplio.

El arreglo del filtro compuesto de dos interferómetros de Sagnac conectados en serie se muestra en la Figura 4.5-4. Para el ajuste de las transmitancias de los interferómetros se realizó el mismo procedimiento explicado anteriormente, con la diferencia que exista un desfase entre ambos interferómetros, con el fin de reducir el FWHM.

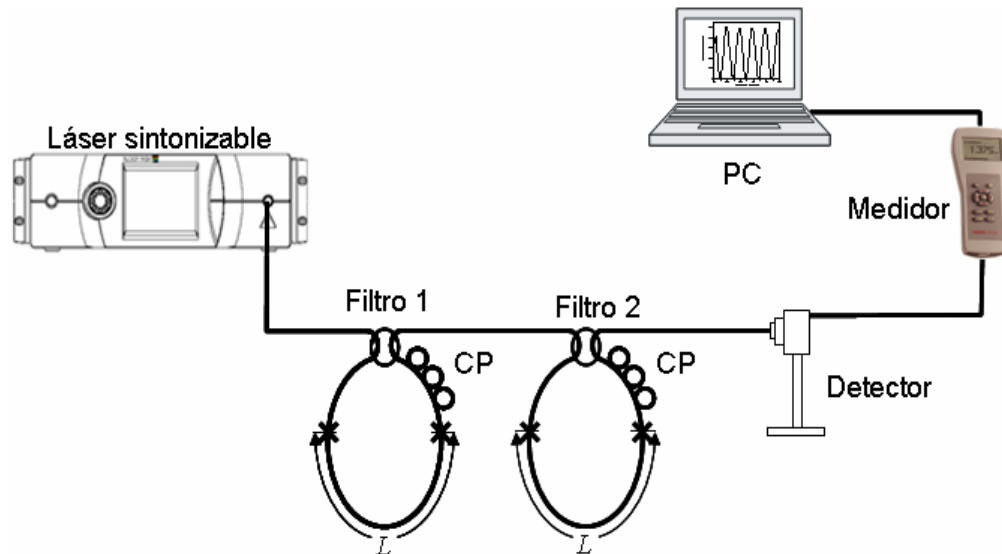


Figura 4.5-4 Arreglo del filtro compuesto de dos interferómetros de Sagnac conectados en serie con longitud de lazo de fibra birrefringente de 12.2 cm.

En la Figura 4.5-5 se muestran las transmitancias de los dos filtros caracterizados a una temperatura de 25 °C, esta caracterización se obtuvo para cada interferómetro por separado.

Como se puede observar hay una diferencia de fase entre ambos espectros de transmitancia, esto es el resultado de un pequeño cambio en los parámetros de ambos interferómetros de Sagnac, por cambios en la magnitud

de la birrefringencia o el cambio de la longitud total del lazo, etc. En principio, este problema puede ser aumentado o disminuido haciendo pequeñas manipulaciones en los controladores de polarización colocados en el lazo de ambos interferómetros, de tal forma que mantengan la misma transmitancia.

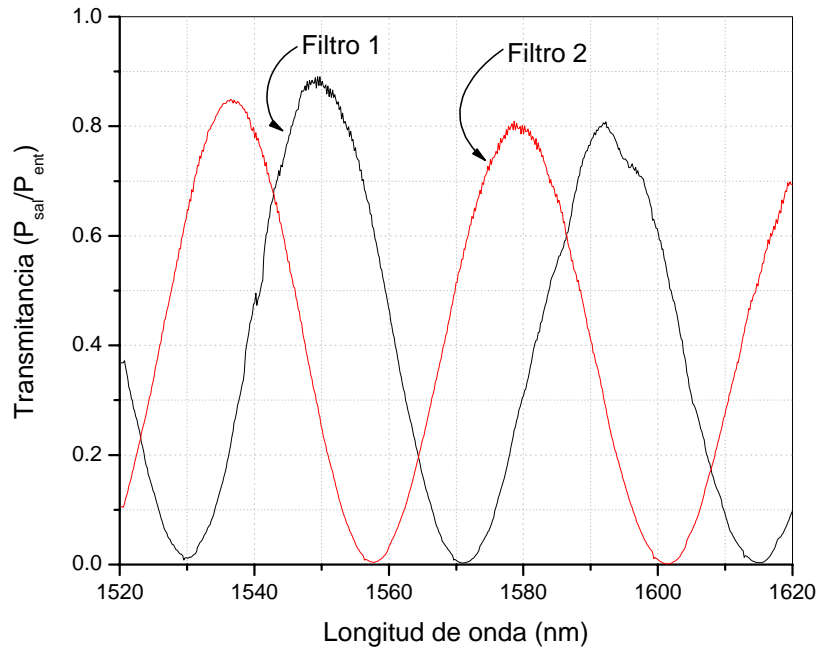


Figura 4.5-5 Espectros de transmitancia de los filtros con la misma longitud de fibra  $L_{1,2} = 12.2\text{ cm}$ , con un desfase relativo entre ambos.

### 4.5.3 CARACTERÍSTICAS ESPECTRALES DEL FILTRO.

El propósito fundamental de nuestro filtro propuesto, es reducir el FWHM de la transmitancia que se ve reflejado en la reducción del ancho de las emisiones de línea, además de cubrir el ancho de mayor ganancia de nuestro amplificador que se emplea en el láser de fibra de cavidad anular.

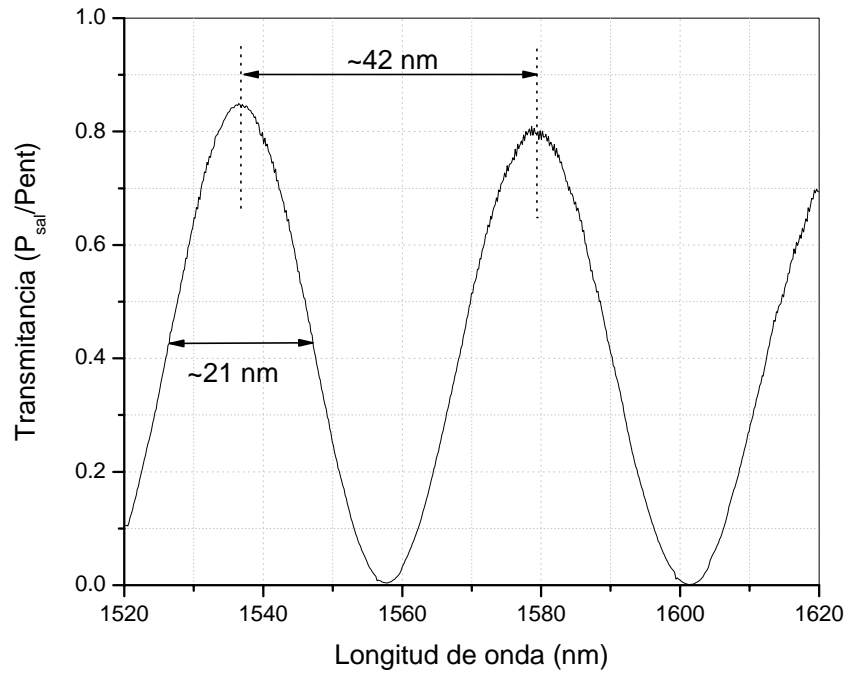


Figura 4.5-6 Espectro de transmittancia obtenido para el filtro con un solo interferómetro.

La Figura 4.5-6 muestra la transmittancia de uno de los filtros en donde la separación entre máximos adyacentes fue de  $\Delta\lambda \cong 42 \text{ nm}$ , y el ancho de banda (FWHM) fue de aproximadamente  $\Delta\lambda_{FWHM} = 21 \text{ nm}$ . Se puede comparar este filtro con el filtro formado por dos interferómetros de Sagnac conectados en serie, cuyo espectro de transmittancia se muestran en la Figura 4.5-7, resultado de multiplicar los espectros de transmittancia individuales de los dos interferómetros que conforman el filtro.



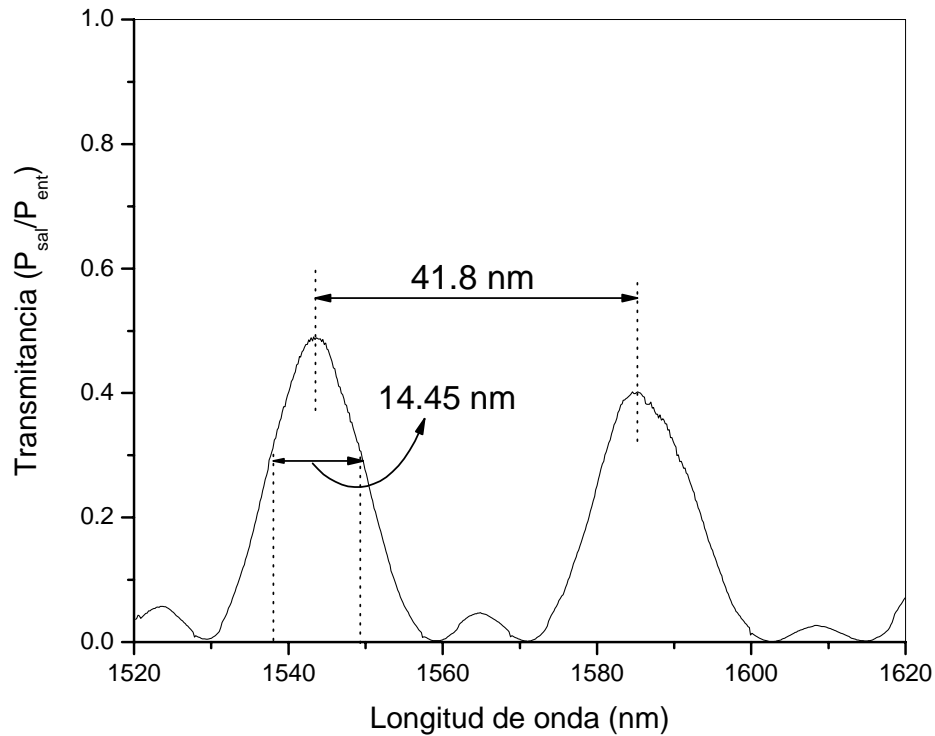


Figura 4.5-7 Espectro de transmitancia para el filtro compuesto de dos interferómetros de Sagnac.

Como fue de esperarse, el cambio de fase entre espectros de transmitancias individuales distorsiona el espectro de transmitancia el filtro en el sentido de que un pequeño pico aparece entre los máximos principales de la transmitancia, que es similar a uno de los datos que se obtuvieron numéricamente y que se muestran en la Figura 2.6-3.

Para este caso el ancho de banda (FWHM) fue de aproximadamente 14.45 nm, que representa una reducción de ~31%, además se observa que hubo una reducción de los máximos de la transmitancia en un porcentaje del 45% comparado con el filtro de un solo interferómetro, que se puede ver en la Figura 4.5-6. Para hacer la medición del espectro de transmitancia también se hizo uso de la ecuación (2.6-9). Además, los máximos de transmitancia consecutivos del filtro de dos interferómetros fueron similares a los calculados por la ecuación

(2.6-9), y que pueden ser vistos en la Figura 2.6-2. La conexión en serie de ambos interferómetros fue realizada por una empalmadora de fibras, que generalmente presenta una pérdida en la conexión de alrededor de 0.02 dB.

#### 4.5.4 RESULTADOS DEL CORRIMIENTO ESPECTRAL DEL FILTRO ANTE EL ESTIMULO TERMICO

Para producir un cambio espectral en los máximos de transmitancia, se aplicó un cambio de temperatura, en los segmentos de la fibra birrefringente de ambos interferómetros conectados en serie, las longitudes que fueron expuestas a las variaciones de temperatura fueron de 9 cm  $L_{h1}$  y  $L_{h2}$ . Los cambios de temperatura fueron llevados a cabo en el rango de temperatura de 10 °C a 70°C, en pasos de 5 °C.

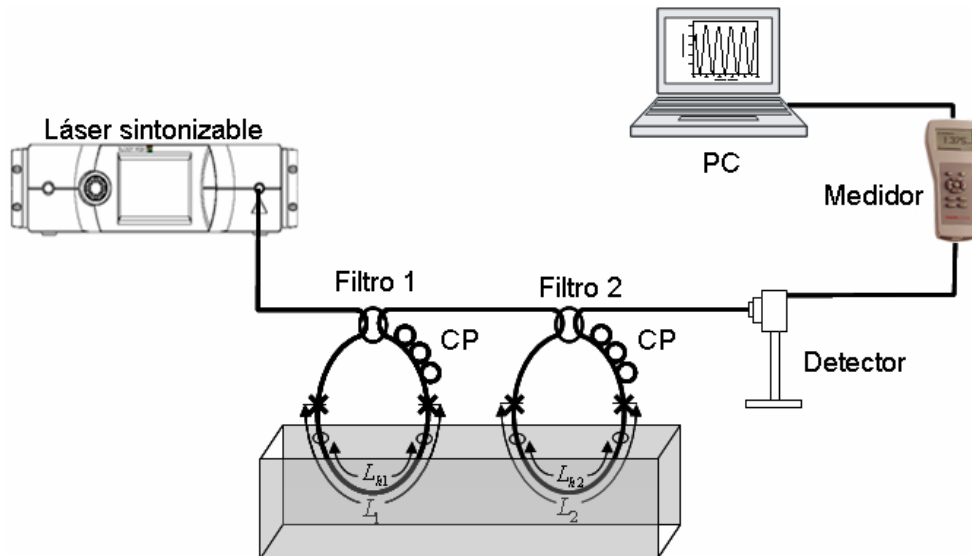


Figura 4.5-8 Arreglo experimental para obtener cambios de transmitancias en longitud de onda haciendo variaciones térmicas al colocar los segmentos de fibra  $L_{h1}$  y  $L_{h2}$  dentro del termo, al cual se le vario la temperatura por medio de una resistencia.

En la Figura 4.5-9 se muestran los resultados de las diferentes transmitancias para el rango de temperatura de 25 °C a 75 °C en pasos de 10 °C, ya que es cuando se cumple un periodo de repetición en la transmitancia en el filtro, además de cubrir el espectro de mayor ganancia de la fibra dopada. Se puede observar que conforme hay un incremento de temperatura existe un cambio en los máximos de transmitancia hacia longitudes de onda mas cortas a razón de 0.8 nm/°C. Cabe mencionar que para realizar esta caracterización, los segmentos sometidos a las variaciones térmicas deben de cumplir las mismas condiciones, ya que si uno de estos no cumpliera la condición, el espectro se distorsionaría y pasaría por todas las condiciones descritas en la Figura 2.6-3.

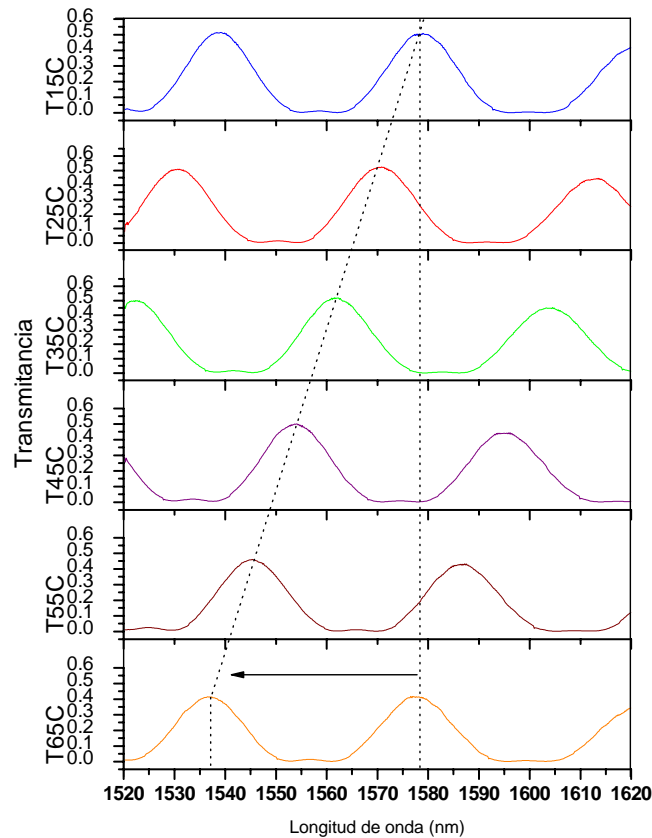


Figura 4.5-9 Cambios de transmitancias obtenidas del arreglo experimental para las temperaturas de 15 °C a 75 °C, en pasos de 10 °C.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] Desurvire Emmanuel, "Erbium Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications", capitulo 4, pp. 250-252, Wiley Interscience, New York, (1994)
- [2] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson. "Erbium-Doped Fiber Amplifier, Fundamentals and Technology", Academic Press. San Diego Cal. Capitulo 8, pp. 251-256 (1997)
- [3] E.Hecht, Optics, Addison-Wesley Publishing Company, 2<sup>a</sup> Edición 1990
- [4] Diego C. B. Valente, Eduardo T. M. Costa, Paula M. P. Gouvêa and I. C. S. Carvalho, Maria Cristina R. Carvalho, Walter Margulis. A "Sagnac Interferometer as a Variable Optical Attenuator", Annals of Optics, Volume5 – 2003.
- [5] K. L. Lee, M. P. Fok, S.M. Wan, and C. Shu, "Optically controlled Sagnac loop comb filter", *Optics Express*, Vol. 12, No. 25, pp. 6335-6340, December 2004.
- [6] David B. Mortimore, "Fiber Loop Reflectors", Journal of lightwave technology, vol. 6, No. 7, July 1988.
- [7] A. N. Starodumov, L. A. Zenteno, D. Monzon, and E. De La Rosa, "Fiber Sagnac interferometer temperature sensor", Appl. Phys. Lett. 70 (1), 6 January 1997

# CAPITULO 5

## LASER DE CAVIDAD ANULAR CON DOS INTERFEROMETROS DE SAGNAC COLOCADOS EN SERIE

### 5.1. INTRODUCCION

En este capítulo presentan los resultados del arreglo propuesto del filtro con dos interferómetros de Sagnac conectados en serie, usado como elemento de sintonización por variaciones térmicas en un láser de cavidad anular. Se presentaran las implementaciones usando el diseño del filtro basado en el interferómetro de Sagnac y se hace una comparación del dispositivo con uno y dos interferómetros. Finalmente se presentan las variaciones de emisión del láser en función de la temperatura para ambos filtros.

### 5.2 ARREGLO DEL LASER DE FIBRA DOPADA CON ERBIO DE CAVIDAD ANULAR CON UN FILTRO BASADO EN DOS INTERFEROMETROS DE SAGNAC COLOCADOS EN SERIE.

Anteriormente se han desarrollado trabajos en la misma configuración de cavidad anular [1,2], sin embargo, aquellos láseres sintonizables de fibra óptica sufren de adyacencia densamente espacial de múltiples modos longitudinales bajo la curva de ganancia como consecuencia de la longitud de la cavidad el cual limita su aplicación debido a las oscilaciones multimodales, salto de modo y ancho de línea relativamente grande, por lo que se desea tener la emisión de modo único longitudinal [3].

En la Figura 3.4.4, se mostró un esquema general de un láser de cavidad anular de fibra óptica, esta cavidad esta compuesta de un medio activo que corresponde a la fibra dopada con erbio, una fuente de bombeo que generalmente es un diodo láser el cual se acopla a través de un WDM, la cavidad consta de un aislador óptico que previene la competencia indeseada entre los haces que se contrapropagan en la cavidad, y al mismo tiempo evita la posibilidad de la aparición de patrones de ondas resultantes estacionarias, que provocaría regiones espaciales, dentro de la cavidad resonante, de muy altas cantidades de energía láser amplificada, que podría provocar puntos de quemadura periódicas en este medio de ganancia (*Spatial Hole Burning*, desfavorable a la operación en un modo longitudinal único) [4].

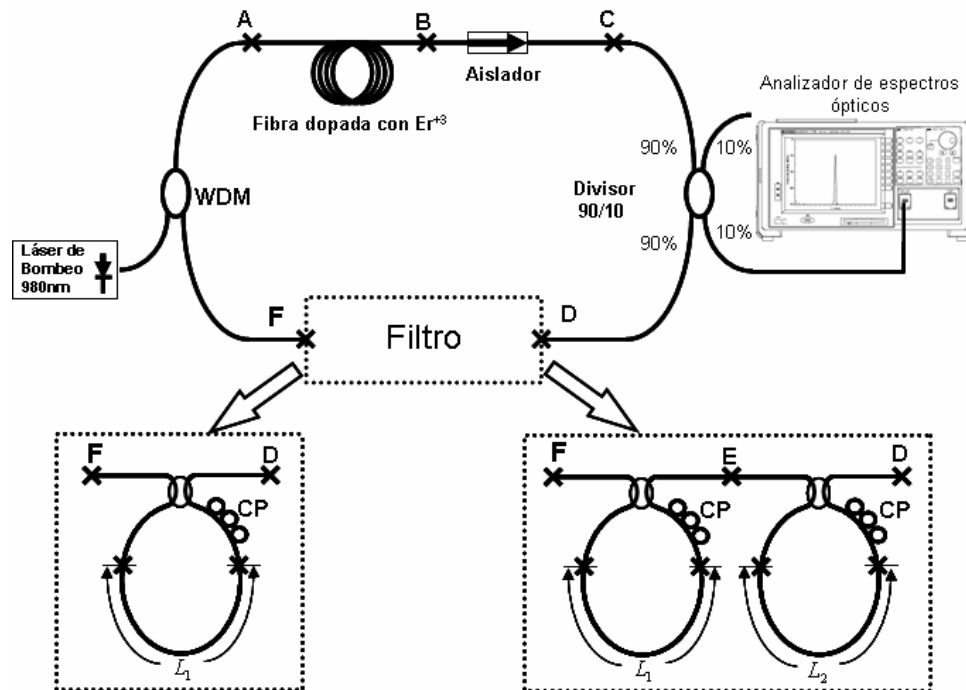


Figura 5.1-1: Láser de cavidad anular propuesto en nuestro trabajo para mejorar las emisiones de línea.

La Figura 5.1-1, muestra el esquema del láser de cavidad anular que se propone en este trabajo, este es alimentada por el diodo láser de bombeo a través del WDM en el puerto de  $\lambda_1 = 980 \text{ nm}$ , en el puerto de salida del WDM (nodo A) que corresponde a  $\lambda_1 + \lambda_2$ , es acoplada la fibra dopada con erbio de una longitud de 10 m, con una concentración de 300 ppm, y a la salida de esta, se acopla el aislador (nodo B), cuya salida a su vez es acoplada parcialmente al exterior del anillo mediante el empleo de un acoplador direccional de una transmitancia del 10%, el 90% restante es reingresado nuevamente para acoplarse al filtro (nodo D). La salida del filtro (nodo F), es acoplada al puerto de entrada  $\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$ , del WDM para completar el circuito óptico de nuestra cavidad de anillo.

### **5.3 RESULTADOS DEL LASER DE CAVIDAD ANULAR CON EL FILTRO DE UNO Y DOS INTERFEROMETRO DE SAGNAC.**

Después de la caracterización del filtro se prosiguió a armar la cavidad láser de tipo anular todo fibra, en la cual se colocaron los filtros con uno y dos interferómetros, una vez colocado cada elemento que conforma la cavidad anular, se puso en funcionamiento. El esquema de la configuración del láser para el filtro con uno y dos interferómetros se muestra en la Figura 5.2-1, como se puede ver se garantizó que la cavidad anular fuese unidireccional por medio de un aislador óptico. El medio activo como ya se mencionó anteriormente fue una fibra dopada con  $Er^{+3}$  con  $4 \mu m$  de diámetro de núcleo y una apertura numérica  $NA = 0.2$ . La ganancia del medio fue bombeada con diodo láser de 980 nm, a través del WDM 980/1550 nm, con una potencia óptica de 52 mW. La salida fue monitoreada a través de un acoplador 90/10, en su puerto de 10% que fue acoplado al analizador de espectros ópticos con una resolución de 0.01 nm. Las mediciones de las líneas de emisión láser se llevaron a cabo mientras se cambiaba la temperatura en la fibra birrefringente del filtro óptico.

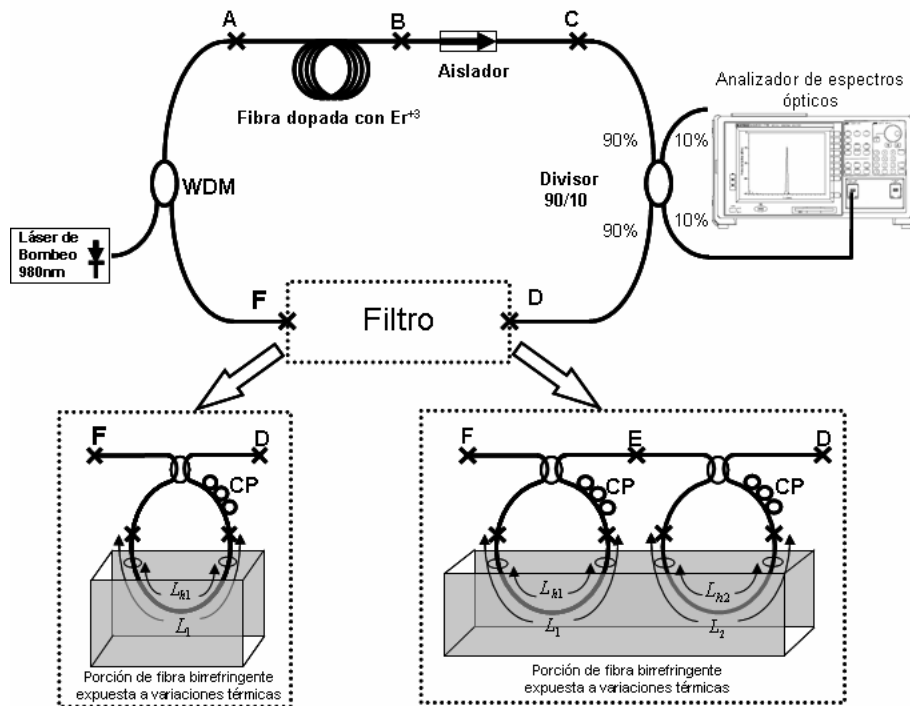
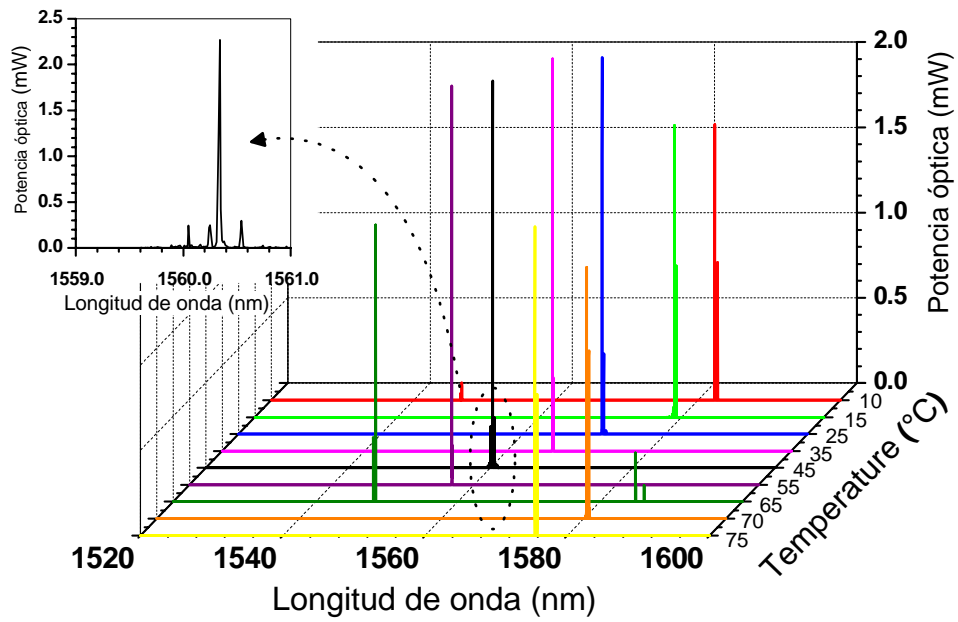


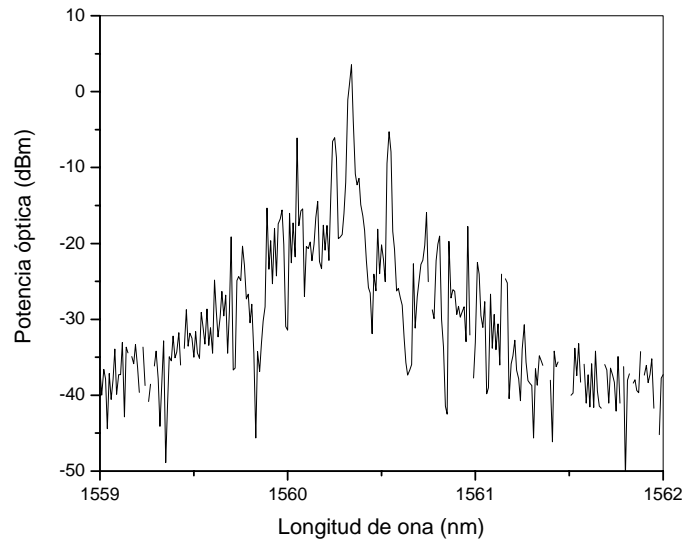
Figura 5.2-1: Arreglo experimental de la cavidad láser, en la cual se obtuvieron las emisiones para el filtro de uno y dos interferómetros de Sagnac.

En la Figura 5.2-2 a), son mostradas las correspondientes emisiones láser cuando se usa el filtro con un solo interferómetro de Sagnac para diferentes valores de temperatura. La señal de salida tuvo un rango de sintonización con una sola línea de emisión que cubre el rango de 1548.5 nm a 1584.8 nm ( $\Delta\lambda = 36.3$  nm), con un variación de temperatura de 11 °C a 65 °C. El rango de sintonización cubre una porción del espectro de ganancia del  $\text{Er}^{+3}$ , para los casos específicos de 11 °C y 65 °C, se pudo observar una doble emisión de longitudes de onda. Esto es debido a que la separación entre los máximos de transmitancia fue menor que el ancho de ganancia del  $\text{Er}^{+3}$ . Además, otro punto interesante es que en varias emisiones sintonizadas aparecieron emisiones de ruido menores a -5 dBm junto con la emisión principal, tal como se muestra en la Figura 5.2-2 b), que corresponde a la emisión de 45 °C en escala de dBm.





a)



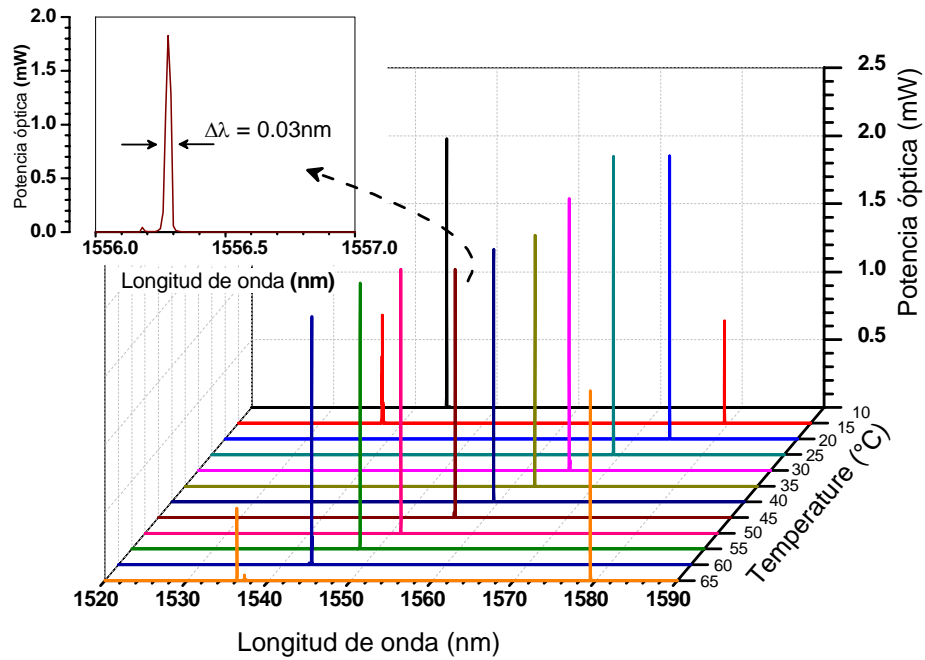
b)

Figura 5.2-2: a) Emisiones obtenidas con la cavidad láser con el filtro de un solo interferómetro, b) Ruido en la emisión láser (que comúnmente aparecieron en todas las emisiones).

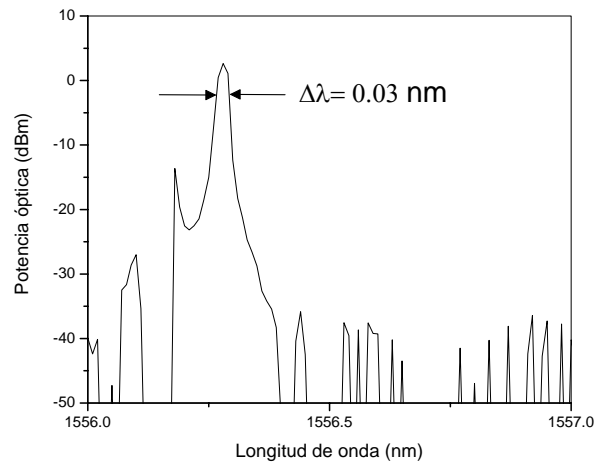
Se sabe que las emisiones con ruido pueden causar crosstalk en los sistemas de comunicaciones, que tiene una separación de canal en el orden de 1-2 nm, en donde los niveles varían dependiendo de la aplicación. Sin embargo un nivel de -10 dB no es suficiente, generalmente se requiere un nivel de -30 dB, [5]. Por lo tanto es importante eliminar tal clase de señales. Esto puede ser conseguido con la reducción del ancho de banda que existe entre los máximos de la transmitancia del filtro. Para lograr esto, se colocaron dos interferómetros de Sagnac conectados en serie con las mismas características.

El láser todo fibra fue implementado usando el diseño del filtro con dos interferómetros para comparar los resultados con el láser implementado con el filtro que usa un solo interferómetro, la configuración de este láser se muestra en la Figura 5.2-1.

El espectro de emisión del láser colocando el filtro con dos interferómetros para varias temperaturas se muestra en la Figura 5.2-3 a). Los espectros fueron muy similares a los mostrados en la Figura 5.2-2 a). El rango de sintonización con una sola línea de emisión fue de aproximadamente de 1539 a 1580 nm, para la variación de temperatura de 15 °C a 65 °C. En este caso hubo dos emisiones lineales separadas por ~42 nm para el mismo rango de temperatura, que se debe prácticamente a la explicación que se dio anteriormente. Además, otro interesante punto es que las líneas de señales de ruido se redujeron, se observa una línea cerca ~ -14 dBm y en general son menores de -28 dBm como se puede observar en la Figura 5.2-3 b), que se puede comparar con la Figura 5.2-2 b).



a)



b)

Figura 5.2-3: a) Emisión obtenida con la cavidad anular cuando se usa el filtro con dos interferómetros, b) Emisión en dBm que muestra la reducción de los espúreos cuando se hace uso del filtro con dos interferómetros de Sagnac.

La obtención de una emisión con bajo ruido se logra con la reducción del ancho de banda que existe entre los máximos de la transmitancia del filtro. Esta supresión de modos laterales es aun menor que DFB, o cavidades láser externas. Además el ancho de banda FWHM de la línea de emisión fue 0.03 nm, el cual es un valor típico para un láser de cavidad anular todo fibra, y que se puede observar en la Figura anterior.

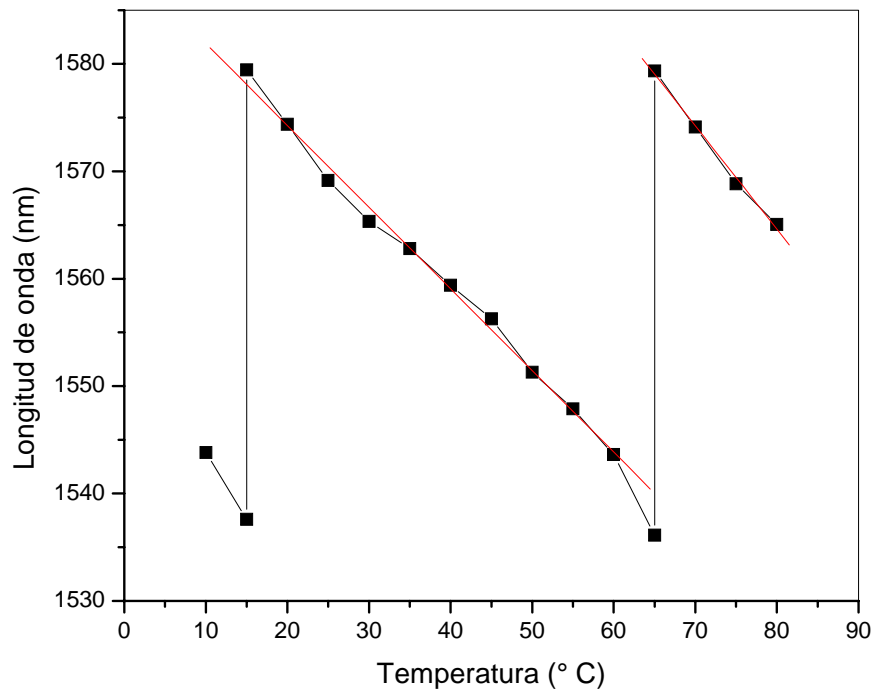


Figura 5.2-4: Variación de la emisión láser de la cavidad anular con el filtro de dos interferómetros de Sagnac cuando se aplica variación térmica a los segmentos de lazo  $L_{h1}$  y  $L_{h2}$  de la fibra birrefringente.

Finalmente, la variación de la longitud de onda de emisión en función de la temperatura se muestra en la Figura 5.2-4. La variación de la longitud de onda fue ajustada a una línea recta para obtener la razón de cambio en función de la temperatura. Para este sistema, el promedio de sintonización fue de 0.8 nm/°C,

el cual coincidió con el cambio encontrado con el filtro. Por el comportamiento de este filtro se puede proponer como un sensor de temperatura, donde los valores de esta variable pueden ser encontradas de las posiciones de las líneas de emisión. El sensor tendría la sensibilidad mencionada anteriormente ( $0.8 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ ) y las emisiones láser serían limitadas por el ancho de banda del filtro. El ancho de banda FWHM fue de  $0.03 \text{ nm}$ , el cual da como resultado una resolución de aproximadamente  $0.04 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Sin embargo, la obtención típica de los datos mostrados en la figura fueron de  $0.6 \text{ nm}$ , los cuales son mayores que el FWHM, por lo que la resolución final fue de  $\sim 0.75 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

## BIBLIOGRAFIA

- [1] Nathaniel J. C. Libatique and Ravinder K. Jain, Fellow “ A Broadly Tunable Wavelength-Selectable WDM Source Using a fiber Sagnac Loop Filter” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13, (2001) 1283-1285.
- [2] Xuewen Shu, Shan Jiang, and Dexiu Huang “Fiber Grating Sagnac Loop and its Multiwavelength-Laser Application” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, (2000) 980-982.
- [3] Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Ed. Academic Press. Third Edition, 2001
- [4] Esteban Molina Flores, “Láser de fibra óptica dopada con erbio con interferómetro de Sagnac como selector espectral”, Tesis doctoral INAOE 2006.
- [5] Gerd Keiser, “Optical fiber communications”, Mc, Graw-Hill, second Edition 1991, capítulo 11, pp 401.
- [6] Gong-Ru Lin, Jun-Yuan Chang and Yu-Sheng Liao, “L-band erbium-doped fiber laser with coupling-ratio controlled wavelength tunability”, *Optics Express*, 14, (2006) 9743-9749.

# CAPITULO

## 6

### CONCLUSIONES

En este trabajo de tesis se desarrolló un láser de fibra óptica sintonizado por un filtro todo fibra basada en dos interferómetros de Sagnac. Este arreglo utiliza una fibra de alta birrefringencia dentro de los lazos del interferómetro, en los cuales se induce cambios en la birrefringencia por variaciones térmicas, lo que provoca corrimientos en los máximos de transmitancia, con esto se logra la sintonización en un rango amplio donde la fibra dopada con erbio tiene mejor ganancia cuando funciona como amplificador. Finalmente con la implementación del arreglo láser se pueden destacar algunos puntos importantes que en seguida se mencionan.

Se realizó la implementación de un amplificador óptico, del cual se varió la ganancia con diferentes potencias de bombeo, aquí se pudo observar que la mayor ganancia de este amplificador se obtuvo para un bombeo de 64.75 mW de potencia óptica, sin embargo la ganancia que se obtiene es de apenas 7.2 veces la señal de entrada, esto se debe a que el amplificador estuvo funcionando con ganancia saturada, ya que en esta caracterización se uso una señal de entrada de 3.5 mW, sin embargo el objetivo de esta caracterización fue el de obtener el rango de mejor amplificación, que fue de 1530 a 1570 nm, con una ganancia promedio de 5.64 dB, cuando se tiene una potencia de bombeo de 52.25 mW.

El principal objetivo de colocar dos interferómetros de Sagnac fue el de reducir el ancho de banda entre los máximos de transmitancia del filtro. El ancho de banda conseguido por los dos interferómetros en serie fue de aproximadamente 31% menor comparado con el ancho de banda cuando se usa

el filtro compuesto de un solo interferómetro de Sagnac, sin embargo se tiene una reducción de la transmitancia de alrededor del 40%.

Se implementó un láser de fibra óptica, el cual es sintonizable por un filtro óptico, basado en dos interferómetros de Sagnac colocados en serie. La reducción del ancho de banda en el filtro tuvo efecto de reducir el ruido presente en las emisiones ( $< -28$  dBm) que aparecen en las emisiones cuando se hace uso del filtro compuesto de un solo interferómetro. El ancho de banda FWHM de los picos de emisión fueron de 0.03 nm, el cual es un valor típico para los láseres todo fibra. Por otra parte, se mostró que la emisión de una sola línea, pudo ser sintonizada en un rango de 1538 nm a 1580 nm, con una sintonización de  $-0.8$  nm/°C, el cual cubre una porción amplia del espectro de ganancia de la fibra dopada con erbio ( $\text{Er}^{+3}$ ).

Como se mostró en los cálculos, el ancho de banda entre los máximos de transmitancia del filtro puede ser reducido usando varios interferómetros de Sagnac colocados en serie. Sin embargo, esta claro que en algún momento no podría ser practico colocar más interferómetros, debido a que hay otros parámetros posibles que influirían en los máximos de la transmitancia, como la respectiva diferencia de fase, ligeros cambios de birrefringencia de la fibra, entre otros.

Actualmente se estudia la diferencia de fase que permite la máxima transmitancia entre ambos interferómetros, además se están estudiando arreglos donde se usan más de dos interferómetros.

Como parte de la contribución del trabajo de tesis, se realizo una publicación en la revista IEEE Journal of quantum electronics.