

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS



**Diseño de un Láser sintonizable de fibra óptica dopada de Erblio  
utilizando una lente de micro-bola (MBL) como filtro de  
interferencia Fabry-Perot.**

Por

Msc. CARLOS ENRIQUE BENDER PÉREZ.

Como requisito parcial para obtener el Grado de:

DOCTORADO EN INGENIERÍA FÍSICA.

**Agosto 2021.**

Universidad Autónoma de Nuevo León  
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas.

Tesis para aspirar al grado de Doctor en Ingeniería Física.

Los miembros del Comité recomendamos que la tesis "Diseño de un Láser sintonizable de fibra óptica dopada de Erblio utilizando una lente de micro-bola (MBL) como filtro de interferencia Fabry-Perot." realizada por el Máster en Ingeniería Física-Industrial: Carlos Enrique Bender Pérez, cumple con los requisitos necesarios y sea aceptada para su defensa como opción al grado de: Doctor en Ingeniería Física.

-----

Dr. Arturo Alberto Castillo Guzmán.  
(Presidente del Comité. Asesor)

-----

Dr. José Rafael Guzmán Sepúlveda.  
(Secretario del Comité. Co-Asesor)

-----

Dr. Romeo de Jesús Selvas Aguilar.  
(Vocal)

-----

Dr. Manuel García Méndez.  
(Vocal)

-----

Dr. Roberto Robledo Fava.  
(Vocal)

## RESUMEN

En este trabajo de Tesis se propone el diseño y fabricación de un Láser sintonizable de fibra óptica dopada de Erblio utilizando un filtro de interferencia llamado Lente de micro-bola (Micro-ball lens). Se comenzó realizando una descripción óptica y matemática del filtro obteniéndose la ecuación de trabajo para el Rango Espectral Libre (Free Spectral Range) que presenta la luz en la cavidad plano-convexa Fabry-Perot. Las curvas matemáticas de las MBLs fabricadas, de fibra SMF-28 por descarga con arco de corriente eléctrica, a diferentes pasos de potencia se muestran con sus correspondientes ajustes teóricos y se demostró la gran diferencia en aceptación de luz que presenta la MBL con respecto a la punta de fibra óptica SMF-28 donde se demuestra que a una apertura numérica de 8 grados la MBL presenta dos órdenes de magnitud por encima de la aceptación de luz que presenta la punta de fibra óptica. Se demostró la emisión de longitud de onda sintonizable de un láser de fibra dopada con erbio utilizando un filtro de interferencia Fabry-Perot basado en una lente de micro-bola de fibra (MBL) con forma esférica obtenida experimentalmente. La MBL se formó en la punta de una fibra monomodo mediante una descarga controlada de arco eléctrico. El filtro consta de una fibra MBL con un radio de  $152,7 \mu\text{m}$  y un espejo plano-convexo. Se obtiene un rango de emisión de láser único sintonizable de  $1556,85\text{-}1569,72 \text{ nm}$  cuando el espejo se mueve perpendicular a la fibra. Se obtuvo una emisión láser de doble longitud de onda con separación de  $12,9 \text{ nm}$  correspondiente al rango espectral libre de modulación de interferencia dentro de los límites de sintonización de longitud de onda de un solo láser. La línea láser exhibe un ancho completo en la mitad de su máximo de  $0,1 \text{ nm}$ . También se analizó la estabilidad de la emisión láser en un tiempo de 30 minutos. El uso de un filtro espectral sintonizable confiable para emisión de longitud de onda dual y sintonización simple quedó demostrado en el diseño del láser sintonizable de fibra óptica dopada con Erblio.

## ABSTRACT

In this thesis work, the design and manufacture of a tunable Erbium-doped fiber optic laser is proposed using an interference filter called a Micro-ball lens. An optical and mathematical description of the filter was started, obtaining the working equation for the Free Spectral Range that the light presents in the Fabry-Perot plano-convex cavity. The mathematical curves of the manufactured MBLs, made of SMF-28 fiber by discharge with an electric current arc, at different power steps are shown with their corresponding theoretical settings and the great difference in light acceptance presented by MBL with respect to the SMF-28 fiber optic tip where it is shown that at a numerical aperture of 8 degrees the MBL presents two orders of magnitude higher than the acceptance of light that the fiber optic tip presents. The tunable wavelength emission of an erbium doped fiber laser using a Fabry-Perot interference filter based on a fiber micro-ball lens (MBL) with a spherical shape is experimentally demonstrated. The filter is formed at the tip of a single-mode fiber by controlled electric arc discharge. The filter consists of a fiber MBL with a radius of  $152.7 \mu\text{m}$  and a flat-convex mirror. A tunable single laser emission range of  $1556.85\text{-}1569.72 \text{ nm}$  is obtained when the mirror moves perpendicular to the fiber. Dual-wavelength laser emission with a separation of  $12.9 \text{ nm}$  corresponding to the free spectral range of interference modulation is obtained within the single laser wavelength tuning limits. The laser line exhibits full width at maximum half of  $0.1 \text{ nm}$ . The stability of the laser emission is also discussed.

**Dedicatoria.**

A mi abuelo materno, Fermín Pérez Velázquez, por haber sido una persona maravillosa en mi vida. Gracias abuelo por toda la enseñanza que me diste, por haber sido un ejemplo de padre ejemplar, por haberme escuchado tanto en muchas ocasiones, porque nunca te cansaste conmigo, por siempre haberme dado tantos consejos y por haberme amado tanto. No tengo palabras para darte las gracias abuelo por todo lo que hiciste en esta vida por mí desde pequeño y siempre me apoyaste en momentos buenos y malos. Muchísimas gracias le doy a Dios por haberme dado una persona tan linda y maravillosa como abuelo.

Por todo el cariño y dedicación que siempre me tuviste, te dedico este trabajo porque sé que amabas mucho a México y siempre me hablabas desde que era niño de este bello país, de sus costumbres y personas, con mucho cariño aunque nunca lo conociste....

**Agradecimientos.**

Quiero agradecer a Dios en primer lugar, mi mejor amigo por haberme permitido, venir a este hermoso país (México), haber estudiado aquí y graduarme de un posgrado como es el Doctorado en Ingeniería Física. Gracias Señor mío, por haberme sostenido siempre en momentos donde pensé que nunca podría continuar, gracias Dios por la enseñanza, por los momentos bellos, por ayudarme siempre y suplirme todo lo necesario en cada momento que camino. Gracias por haberme dado tu preciosa mano Señor mío porque nunca me has abandonado.

Muchísimas gracias al Dr. Arturo Alberto Castillo Guzmán, mi asesor, por guiarme en la investigación, por apoyarme como profesor en mi doctorado y por haberme brindado su confianza como amigo en muchas ocasiones. Gracias Profe por todos sus consejos y recomendaciones. Gracias por toda la ayuda y colaboración durante todo el tiempo. Para mí es y será siempre mi profesor del doctorado que respeto y admiro.

Muchísimas gracias al Dr. José Rafael Guzmán Sepúlveda, mi co-asesor, por haberme aceptado como estudiante y por haberme ayudado en la comprensión de muchos aspectos investigativos. Gracias Profe, por todos sus consejos como físico y profesor que me ha dado. Gracias por asistirme en la realización de este trabajo y la revisión del mismo. Muchas gracias por el equipo de trabajo y por toda la colaboración que me ha ofrecido siempre.

Es muy importante agradecer a todos mis maestros del comité de revisión por haberme aceptado como estudiante y por todos los consejos que siempre me han dado durante las exposiciones que he tenido previas a este trabajo. Muchas Gracias Dr. Romeo de Jesús Selvas Aguilar, por todas sus recomendaciones y señalamientos en la investigación. Muchas gracias por permitirme entrar al laboratorio y realizar los experimentos. Gracias Profe por toda la ayuda como profesor que siempre me ha brindado. Agradezco al Dr. Roberto Robledo Fava por la ayuda que siempre me ha brindado en sus valiosas aportaciones y sugerencias en mis previas discusiones de este trabajo. Y al Dr. Manuel García Méndez por siempre haberme apoyado y brindado la oportunidad de investigar y realizar experimentos. Muchas gracias a todos mis profesores por el privilegio que Dios me ha dado de tenerlos y de haber contado con su ayuda y enseñanza en el doctorado. A todos muchas gracias.

Deseo agradecer a las autoridades de México y de la Universidad por haberme permitido estar aquí y estudiar durante mis años de maestría y doctorado. Al Conacyt por todo el apoyo dado durante el tiempo que duró el programa de doctorado. Gracias a todas las personas del CIMFIM por haberme permitido asistir al Laboratorio para investigar y realizar experimentaciones.

Al Dr. Álvaro Eduardo Cordero Franco, al Dr. Edgar Martínez Guerra, y la Maestra Azucena, muchas gracias por ayudarme siempre y por permitirme asistir al laboratorio y realizar todas las investigaciones.

A mi mamá por ser la mujer la especial en mi vida muchas gracias por la paciencia que siempre me has tenido, gracias por ser tan linda, especial y por todo lo que me has enseñado en la vida. Gracias porque no tengo con que pagar todo el amor, la dedicación, y la educación que me has dado siempre. ¡A mis amigos aquí en México la Dra. Blanca Idalia Montes y Oswaldo por ser amigos especiales y personas maravillosas conmigo, muchas gracias!

## Capítulo I.

### 1.1) Hipótesis del Trabajo Investigativo.

1. ¿Se puede fabricar un dispositivo de fibra óptica pasivo, utilizando una Lente de micro-bola (MBL) que forme parte de un filtro espectral de interferencia, para sintonizar un láser de fibra de Erbio?.

### 1.2) Objetivo Principal del Trabajo de Investigación.

1. Diseñar, en el laboratorio, un Láser Sintonizable de Fibra Dopada de Erbio utilizando una Lente de micro-bola (Micro-Ball lens) de Sílice, que puede incorporarse como parte de un Filtro de Interferencia Fabry-Perot.

#### 1.2.1) Objetivos Secundarios.

1. Obtener un Patrón de Interferencia a partir de la llegada del rayo refractado dentro de la Micro-esfera como producto de una diferencia de camino óptico, que presentan ambos rayos superpuestos.
2. Obtener dentro de la señal dual del Láser, emisiones individuales.
3. Demostrar que las emisiones individuales del láser son estables en el tiempo.
4. Demostrar que el incremento en el radio de las Micro-esferas (MBL) implica un incremento del período de interferencia (*FSR*) que se obtiene.
5. Verificar que la MBL permite una mayor aceptación de Energía luminosa, comparando con la apertura numérica de la fibra óptica SMF-28, para aplicación en el sensado de señales.

### **1.3) Motivación.**

A través del estudio de las fibras ópticas especiales como una de las asignaturas que cursamos durante el doctorado, pudimos apreciar que era posible obtener mediante un proceso de estiramiento a la fibra con el uso de una empalmadora, adelgazamientos de la misma; permitiendo el diseño de sensores con múltiples aplicaciones industriales. Este proceso nos llevó a plantearnos la siguiente hipótesis: Sería posible en vez de utilizar adelgazamientos en la fibra óptica SMF-28, utilizar un ensanchamiento de la misma con fines similares?. Esta idea apoyada por la literatura que nos mostró las múltiples aplicaciones en filtros espectrales que presenta este dispositivo que se obtiene por descarga eléctrica a una punta de fibra óptica, llamado Lente de micro-bola o Micro-ball lens (MBL) y que muchos autores refieren como un dispositivo en estudio con excelentes aportaciones. Pero no encontramos en la literatura una caracterización completa de este dispositivo óptico. Además nos surgió la duda, al pensar en si era posible utilizarlo como parte de un filtro espectral para el diseño de un láser de fibra de Erblio. Luego durante los experimentos nos vimos en la necesidad de continuar el estudio de este dispositivo más profundamente debido a que decidimos investigar la apertura numérica del mismo en comparación con una punta de fibra SMF-28, con el objetivo de verificar si la desalineación del mismo afectaba mucho el diseño del filtro espectral.

### **1.4) Contenido del trabajo de tesis doctoral.**

## Capítulo 1.

En el capítulo 1 de nuestro trabajo aparecen: la hipótesis y objetivos a cumplimentar en la experimentación. Se partió de una motivación que derivó en un trabajo científico y se expone la metodología a seguir para lograrlo. Los contenidos de cada capítulo se mencionan de forma breve y al final del capítulo se termina con las aportaciones que surgieron de nuestra investigación en el área científica.

## Capítulo 2.

El capítulo 2 aborda los antecedentes y la teoría de las fibras ópticas así como los antecedentes del láser y la física de la fibra óptica dopada con tierras raras. Se desarrolló la teoría del láser de fibra dopada con Erblio con sus ecuaciones de balance para conseguir la inversión de población, además de los fenómenos de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada en la fibra de Erblio. Acto seguido se procedió a explicar toda la teoría del interferómetro Fabry-Perot teniendo en cuenta superficies reflectoras de luz, esféricas y tomando límites se llegó al caso del interferómetro formado por dos superficies paralelas.

Se explicó teóricamente el fenómeno de interferencia que ocurre a partir de que los rayos de luz se superponen dentro de la MBL y teniendo en consideración que nuestro dispositivo láser presenta coherencia en su emisión, se explicaron los fenómenos de coherencia espacial y temporal, con la expresión para la longitud de coherencia en el caso de coherencia temporal.

## Capítulo 3.

El capítulo 3 trata acerca los diseños experimentales que se realizaron en el laboratorio de Láseres y Fotónica del CIMFIM con el objetivo de obtener los resultados que mostraremos en capítulo 4. Se presentan los circuitos ópticos que utilizamos para la caracterización de las (MBL), debido a que es un dispositivo esencial en nuestro filtro espectral. El funcionamiento teórico del diodo láser es explicado así como el principio de funcionamiento de un láser semiconductor. Además mostramos cada uno de los componentes del circuito óptico del láser y su funcionamiento de manera teórica, exponiendo al final de este capítulo los principios físicos de funcionamiento de algunos de los principales interferómetros utilizados hoy en día.

## Capítulo 4.

El capítulo 4 presenta los resultados obtenidos de los experimentos mostrados en el capítulo 3. Primero mostramos los resultados de fabricación de las (MBLs) y la relación que existe entre el radio de curvatura de las mismas y la potencia paso utilizada para su fabricación. Posterior a eso, se muestra la caracterización óptica de las MBLs con el ajuste correspondiente para los puntos experimentales obtenidos al graficar el  $FSR$  .vs.  $d$  (distancia Fabry-Perot). Se presentan también resultados de comparación entre la MBL de potencia paso de 170 y una punta de fibra óptica SMF-28 con el objetivo de verificar la aceptación de luz en ambas, teniendo en cuenta la apertura numérica de la fibra SMF-28. Paso seguido se caracterizaron los dispositivos del circuito experimental del láser y se obtienen los patrones de interferencia del interferómetro y se aprecian las emisiones láser sintonizadas dentro de una señal de emisión dual del láser. Al final se exponen los resultados de la

medición del FWHM de nuestras emisiones láser y se verifica que dichas emisiones son estables en el tiempo.

### **1.5) Metodología.**

Tomando esta idea de realizar la estimulación contraria a la fibra SMF-28 comenzamos el ensayo utilizando la empalmadora y aplicando a una punta de fibra una descarga de corriente. Resultó que se formaba un ovoide con una forma elíptica para determinado número de descargas eléctricas y en la medida que se incrementaba el número de descargas la forma geométrica obtenida era una esfera. La literatura nos brindó apoyo debido a que estas Micro-esferas obtenidas por descarga de corriente se les denomina Lente de micro-bola o Micro-ball lens (MBL) y son ampliamente estudiadas debido a su capacidad óptica de formar parte de filtros espectrales.

Nuestra primera tarea fue lograr una completa caracterización del proceso de fabricación de este dispositivo utilizando una empalmadora modelo: Sumitomo Type-39 Micro Core Optical que nos permitió realizar muchas MBL de diferentes tamaños en función de los parámetros de potencia paso y tiempo de descarga. Acto seguido se caracterizó ópticamente el dispositivo mediante el diseño de un filtro espectral llamado Fabry-Perot y se obtuvieron las curvas experimentales del Free Spectral Range (FSR) .vs  $d$  (Distancia Fabry-Perot). Por último para concluir la caracterización de la MBL realizamos una comparación de la apertura numérica de la misma con una punta de fibra SMF-28.

Después de tener el filtro Fabry-Perot conformado por un espejo plano 100% reflectivo y una MBL, se decidió diseñar un láser de fibra de Erblio utilizando este filtro espectral. Con el objetivo de lograr un cambio en el camino óptico del rayo difractado en la MBL se utilizó un espejo plano-convexo que se desplazó de forma perpendicular a la dirección de la fibra. Con este procedimiento se logró un patrón de interferencia y al aumentar la corriente aparecen las emisiones de nuestro dispositivo láser. Se logró mediante un desplazamiento del tornillo micrométrico, mover el espejo y obtener 13 emisiones individuales del láser que se sintonizaron dentro de la señal dual del láser. Se analizó la relación de Señal a Ruido y se midió el Ancho de la señal a la mitad de su altura (FWHM). Por último se verificó la estabilidad de las emisiones y se verificó con esto que es posible sintonizar emisiones láser utilizando un filtro de interferencia formado por una MBL.

### **1.6) Aportaciones.**

La mejor aportación de nuestro trabajo se aprecia en el artículo: "Tunable erbium doped fiber laser based on a spherical micro-ball lens as a Fabry-Perot interference filter" donde se demostró que se puede utilizar una MBL como parte de un filtro espectral de tipo: Fabry-Perot mediante el cuál se diseñó un láser sintonizable de fibra óptica dopada de Erblio. Se lograron emisiones individuales sintonizadas del láser desplazando un espejo plano-convexo para lograr la diferencia de camino óptico que garantiza la interferencia entre los rayos de luz dentro de la MBL. Después se realizó una caracterización óptica del dispositivo óptico que se utilizó para el diseño del filtro y se obtuvo para varios tamaños de MBL la relación experimental del Free Spectral Range (FSR) .vs  $d$  (Distancia del filtro). Por último se verificó el porqué sería mejor utilizar la MBL para diseñar el filtro en lugar de utilizar puntas de fibra óptica SMF-28.

## Capítulo II.

### 2.1) Antecedentes de la Fibra Óptica.

El estudio de la Fibra Óptica en la Física, es muy importante debido a la enorme aplicación que tiene en la comunicación y transmisión de la información a grandes distancias. Podemos caracterizar la misma como un filamento muy delgado, comúnmente compuesto de Sílice y por su construcción es capaz de transmitir luz por medio del fenómeno de reflexión total interna. Desde la década de los 50s, las fibras ópticas comenzaron a funcionar con un recubrimiento propio distinto del aire, dando paso a una gran revolución que sobrevino en los años 70s, cuando las pérdidas en la fibra óptica pasaron de 1000 dB/km a tan solo 0.2 dB/km, gracias al uso de la Sílice como materia prima de construcción de las fibras ópticas [1].

La Fibra Óptica como uno de los inventos más importantes del siglo XX, tiene una especial utilidad transmitiendo datos en las telecomunicaciones [2]. Sin embargo podemos encontrar aplicaciones en la medicina e industria [3], así como en la tecnología espacial [4] y en dispositivos empleados con fines militares [5], siendo este último, un campo muy amplio de estudio e innovación. Todos estos avances científicos han sido posibles debido a una evolución en la fabricación de las fibras ópticas. Hoy en día es posible elaborar fibras ópticas con diferentes diseños, dimensiones, dopajes, estructura y tamaño del núcleo en dependencia de las necesidades de investigación. Hoy en día es posible elaborar fibras ópticas con diferentes diseños, dimensiones, dopajes, estructura y tamaño del núcleo, entre otros. Con dopar el material nos estamos refiriendo a introducir un elemento químico en la estructura que cambia las propiedades de un material. Dependiendo de cuál tipo de dopante utilizemos, cambiará el índice de refracción o propiedades de la fibra óptica [6]. Por ejemplo, para aumentar el índice de refracción en el núcleo se usan dopantes como:  $GeO_2$  y el  $P_2O_5$ ; óxido de Germanio y óxido de Fósforo respectivamente. Mientras que existen dopantes que disminuyen el índice de refracción como son: el óxido de Boro ( $B_2O_3$ ) y el Flúor, que se emplean generalmente en el revestimiento de la fibra. Ahora si se desea tener una fibra óptica para emplearla en láseres o amplificadores, el núcleo de sílice se dopará con Erblio ( $ErCl_3$ ) y óxido de Neodimio  $Nd_2O_3$  [6]. Pero si queremos controlar el espectro de ganancia en un amplificador se debería usar una fibra dopada con óxido de Aluminio ( $Al_2O_3$ ) [6].

#### 2.1.2 Ventajas y desventajas de la Fibra Óptica.

Primeramente veamos las ventajas de utilización de la Fibra Óptica.

1. Mayor ancho de banda: La fibra monomodo tiene un Ancho de Banda del orden de los 100 GHz/km [7] y en la tecnología de internet actualmente la Ultra alta definición-GPONE1 utiliza una velocidad de transmisión de información mayor de 300 Mbps siendo la gran cantidad de información que se puede transmitir por unidad de cable de fibra óptica, su mayor ventaja [7, 8].
2. Peso y tamaño reducidos: El diámetro de una fibra óptica es similar al de un cabello humano. Un cable de 64 fibras ópticas, tiene un diámetro total de 15 a 20 mm. y un peso medio de 250 Kg/km. Si comparamos estos valores con los de un cable de 900 pares calibre 0.4 (peso 4,000 Kg/Km y diámetro 40 a 50 mm ) se observan ventajas de facilidad y costo de instalación,

siendo ventajoso su uso en sistemas de ductos congestionados, cuartos de computadoras o el interior de aviones [2].

3. El material básico utilizado para su fabricación es la sílice. La sílice es uno de los materiales más abundantes en la corteza terrestre, y en consecuencia, también de los más baratos. Si en un principio las fibras ópticas tenían un precio más alto que los cables de cobre, hoy en día ya no ocurre lo mismo. Los procesos de fabricación se han abaratado considerablemente, así que una fibra óptica de sílice puede resultar incluso más económica que un cable de cobre convencional [9].
4. Compatible con la tecnología digital [10].
5. Gran seguridad. La intrusión en una fibra óptica es fácilmente detectable, por el debilitamiento de la energía luminosa en la recepción; además, no radia ningún tipo de energía peligrosa, lo que es particularmente interesante para aplicaciones que requieren alto grado de confidencialidad [10].
6. Resistencia al calor, frío y a la corrosión [10].
7. La fibra óptica se emplea cada vez más en la comunicación, debido a que las ondas de luz tienen una frecuencia alta y la capacidad de una señal para transportar información aumenta con la frecuencia [11].

#### Desventajas de la fibra óptica.

1. Entre las Principales desventajas que presenta la utilización de la Fibra Óptica tenemos: Las pérdidas por atenuación de la señal son causadas por diversos factores y pueden clasificarse en pérdidas intrínsecas y extrínsecas [12, 13]:

#### Pérdidas Extrínsecas:

- Pérdidas por curvatura (radiación) [12, 13].

Las pérdidas por curvatura se producen porque los rayos de luz en el exterior de una curva pronunciada no pueden viajar con suficiente rapidez como para mantener el ritmo de los demás rayos, y se pierden. A medida que la luz recorre la curva, la luz del exterior de la misma debe viajar más deprisa para mantener una fase constante de la onda. Según se va reduciendo el radio de curvatura, se llega a un punto en que parte de la onda tendría que viajar más rápido que la velocidad de la luz. En ese punto, la luz de la guía de ondas se pierde. Las pérdidas por curvatura también pueden ocurrir en escala más pequeña. Las curvas pronunciadas del núcleo de una fibra con desplazamientos de unos pocos milímetros o menos, causadas por la protección exterior de la fibra, la fabricación, el procedimiento de instalación, pueden causar también pérdidas de potencia. Las cuales se denominan pérdidas por micro-curvaturas y pueden ser significativas para grandes distancias [12, 13].

- Pérdidas por conexión y empalme [14].

En los empalmes mecánicos las fibras ópticas tienen generalmente las mayores pérdidas, a menudo en el rango que va desde 0,2 dB a 1.0 dB, dependiendo del tipo de empalme. Los empalmes por fusión tienen pérdidas más bajas, generalmente menores de 0,2 dB. Con la utilización de un buen equipo se logran pérdidas de 0,07 dB. Las pérdidas pueden atribuirse a un montón de factores incluyendo, un

mal corte, burbujas de aire, contaminación, desadaptación del índice de refracción, desadaptación del diámetro del núcleo, pero principalmente son causadas por problemas de alineación [12].

#### Pérdidas Intrínsecas:

- Pérdidas inherentes a la fibra.

En general estas pérdidas ocurren por absorción: las pérdidas por absorción en las fibras ópticas son análogas a la disipación de potencia en los cables de cobre; las impurezas en las fibras absorben la luz y la convierten en calor. El vidrio ultra puro utilizado para fabricar fibras es aproximadamente 99,999% puro. Aun así, las pérdidas por absorción entre 1 y 1000 dB/Km son típicas. Esencialmente, hay tres factores que contribuyen a esta clase de pérdidas: absorción ultravioleta [13], infrarroja [13] y de resonancia del ion .

- Absorción ultravioleta. Es provocada por electrones de valencia en el material de silicio del cual se fabrican las fibras. La luz ioniza a los electrones de valencia en conducción. La ionización es equivalente a la pérdida total del campo de luz y, en consecuencia, contribuye a las pérdidas de transmisión de la fibra [13]. - Absorción infrarroja. Resultado de fotones de luz que son absorbidos por los átomos de las moléculas, en el núcleo de vidrio. Los fotones absorbidos se convierten en vibraciones mecánicas aleatorias típicas de calentamiento [13]. - Absorción de resonancia de ion. Es causada por los iones  $OH^{-1}$  en el material. La fuente de los iones  $OH^{-1}$  son moléculas de agua que han sido atrapadas en el vidrio, durante el proceso de fabricación. También es causada por las moléculas de metales tales como hierro, cobre y cromo [12].

- Pérdidas por difusión.

Las pérdidas por difusión se producen en la fibra óptica, cuando el rayo de luz choca contra una impureza o estructura heterogénea y se dispersa (difunde en todas direcciones.). Se la conoce como Difusión de Rayleigh y representa cerca del 96% de la atenuación de una fibra [14].

- Pérdidas por dispersión.

El ancho de banda de una fibra óptica está limitado por la dispersión total de la fibra (ensanchamiento del pulso). La dispersión limita la capacidad de transmisión de información porque los pulsos se distorsionan y se ensanchan, empalmándose unos con otros y haciéndose indistinguibles para el equipo receptor. Para evitar que esto ocurra, los pulsos se deben transmitir a una frecuencia menor, reduciendo la velocidad de transmisión de datos [12]. La dispersión juega un papel fundamental por su influencia en el carácter de las interacciones no lineales en una fibra. Un medio exhibe dispersión si la constante de propagación  $\beta$  de una onda varía no linealmente con la frecuencia [15]. La dispersión de la fibra es muy importante en la propagación de los pulsos debido a que diferentes componentes espectrales asociadas con el pulso viajan a velocidades diferentes dadas por la ecuación:  $c/n(\omega)$ , donde  $c$  es la velocidad de propagación de la luz en el vacío, y  $n(\omega)$  es el índice de

refracción de material dependiente la frecuencia angular  $\omega$ . La diferente velocidad de propagación de cada  $\omega$  en el medio puede producir que la forma de un pulso cambie al propagarse en un medio dispersivo. [15].

### 2.1.3 Características Generales de una Fibra Óptica. Fibra Monomodal y Multimodal.

En la Figura 2.1 se muestran las fibras Monomodal y Multimodal con su característica principal.

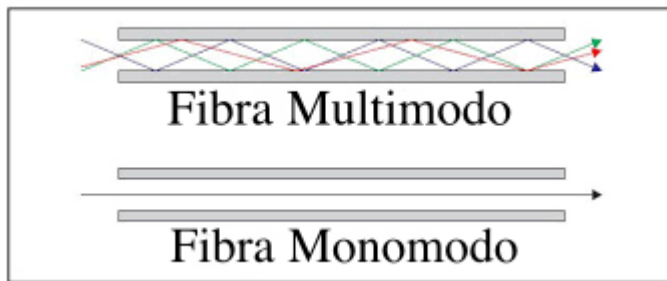


Figura. 2.1 Representación de las Fibras Monomodal y Multimodal.

Como se muestra en la Figura 2.1, la diferencia fundamental de una fibra, monomodal y una multimodal es que la primera solamente transporta un Modo de Luz, mientras que la otra permite la transportación de varios Modos teniendo en cuenta el Principio de Reflexión Total Interna (RTI). En la Figura 2.2 se muestran las características del núcleo (core) y revestimiento (cladding) de ambas Fibras.

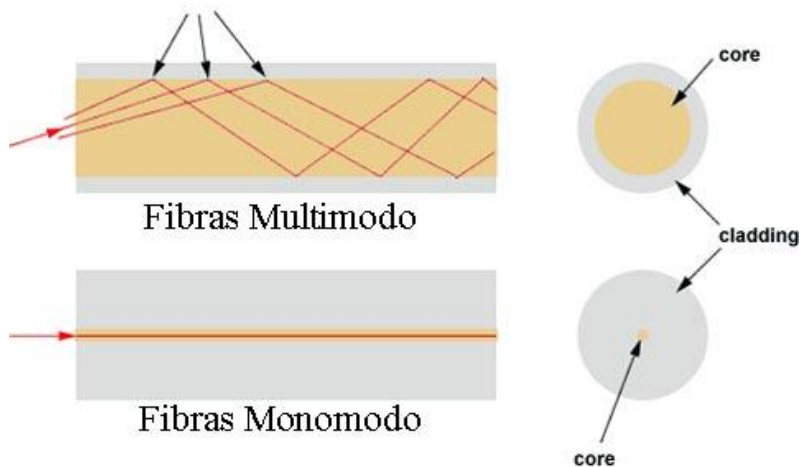


Figura. 2.2 Representación del núcleo (Core) y el revestimiento (Cladding) de las fibras monomodal y multimodal.

### 2.1.4 Condiciones de determinación de fibras monomodal y multimodal.

Resolveremos, matemáticamente, el caso de una fibra óptica debido a que tenemos una ecuación de onda cilíndrica con condiciones de frontera establecidas por el núcleo y el revestimiento, la cual describe la propagación del campo electromagnético dentro del material dieléctrico de la fibra,

mostrando los diferentes modos linealmente polarizados de propagación, que indican la proporción de la contribución del campo eléctrico y magnético dentro de la fibra [16].

La solución general de la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas para la fibra óptica se encuentra al aplicar el método de separación de variables a la ecuación [16, 17].

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0 \quad (2.1)$$

Donde sabemos que para el campo magnético la ecuación es de la misma forma:

Cuando se obtienen las soluciones para las componentes  $z$  de los vectores de campo eléctrico y magnético, las demás componentes transversales de los campos se pueden encontrar en función de  $E_z$  y  $H_z$  por medio de las ecuaciones de Maxwell [16].

Teniendo en cuenta las condiciones de frontera núcleo-revestimiento se obtienen cuatro ecuaciones que deben cumplir las diferentes constantes del fenómeno, y que al manipular dichas ecuaciones, se obtiene la ecuación condición de modo:

$$\left( \frac{J'_l(K_t a)}{K_t a J_l(K_t a)} + \frac{K'_l(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} \right) \left( \frac{n_1^2 J'_l(K_t a)}{K_t a J_l(K_t a)} + \frac{n_2^2 K'_l(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} \right) = \left( \frac{1}{K_t^2 a^2} + \frac{1}{\gamma^2 a^2} \right)^2 \left( \frac{\beta_l}{k_0} \right)^2 \quad (2.2)$$

Según los valores que tenemos de  $K_t$  y  $\gamma$ , la ecuación de condición de modo es una función trascendental de  $\beta$  para cada  $l$ . La ecuación 2.2, tiene dos clases de soluciones, al ser considerada una ecuación cuadrática en  $J'_l(K_t a)/K_t a J_l(K_t a)$  [16], se resuelve dando dos raíces, una raíz positiva y una negativa. Luego los modos híbridos  $EH$  y  $HE$ , están dados por las siguientes ecuaciones [16]:

Para el Modo híbrido  $EH$ .

$$\frac{J_{l+1}(K_t a)}{K_t a J_l(K_t a)} = \left( \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2} \right) \left( \frac{K'_l(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} \right) \left( \frac{1}{K_t^2 a^2} - R \right) \quad (2.3)$$

Y para el Modo híbrido  $HE$ .

$$\frac{J_{l-1}(K_t a)}{K_t a J_l(K_t a)} = \left( -\frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2} \right) \left( \frac{K'_l(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} \right) \left( \frac{1}{K_t^2 a^2} - R \right) \quad (2.4)$$

Con el valor de  $R$  dado por la expresión [16]:

$$R = \left[ \left( \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \right)^2 \left( \frac{K'_l(\gamma a)}{\gamma a K_l(\gamma a)} \right)^2 + \left( \frac{1}{K_t^2 a^2} + \frac{1}{\gamma^2 a^2} \right)^2 \left( \frac{\beta_l}{n_1 k_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

Un caso especial para los modos híbridos  $HE$  y  $EH$  se tiene cuando  $l = 0$ , en las ecuaciones 2.3 y 2.4 respectivamente [16]:

$$\frac{J_1(K_t a)}{K_t a J_0(K_t a)} = - \left( \frac{K_1(\gamma a)}{\gamma a K_0(\gamma a)} \right) \quad \text{Modo TE.} \quad (2.6)$$

$$\frac{J_1(K_t a)}{K_t a J_0(K_t a)} = \left( -\frac{n_2^2}{n_1^2} \right) \left( \frac{K_1(\gamma a)}{\gamma a K_0(\gamma a)} \right) \quad \text{Modo TM.} \quad (2.7)$$

Las componentes en los Modos *TE* y *TM* presentan componentes de los campos y se resuelven de manera gráfica dibujando ambos lados de las ecuaciones como funciones de  $K_t a$  luego se puede llegar a lo siguiente [16]:

$$(\gamma a)^2 = (n_1^2 - n_2^2)a^2 k_0^2 - (K_t a)^2 = V^2 - (K_t a)^2 \quad (2.8)$$

$$V = a k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} N.A \quad (2.9)$$

De lo anterior se encuentra el parámetro  $V$ , que es llamado: Parámetro característico de la guía de onda ó el número o frecuencia de onda normalizada, que nos permite determinar si una fibra es monomodal o multimodal [18]. Si una fibra con un perfil de índice de refracción abrupto presenta un parámetro  $V$  menor que 2.405 es una fibra monomodo, y si es mayor, la fibra guiará otros modos además del fundamental [18]. La fibra multimodo es aquella que permite la propagación de varios modos simultáneamente. Como cada modo tiene diferente constante de propagación, esto se traduce en una velocidad de propagación diferente [18]. De manera que, si los modos se excitan simultáneamente a la entrada de la fibra, los modos llegan con diferentes retardos a la salida (dispersión intermodal), y para que esta dispersión temporal no afecte a la transmisión de información, estas fibras normalmente se usan para distancias cortas (menores de 2 km). Estas fibras tienen un diámetro de núcleo más grande que la monomodal, lo que permite una mayor capacidad de captación de luz (mayor apertura numérica) [18, 19].

## 2.2) Dispositivos construidos utilizando Fibra Óptica.

La fibra óptica es un filamento cilíndrico flexible, hecho de vidrio o plástico delgado y flexible [9] transparente con un índice de refracción alto, constituido de material dieléctrico (material que no tiene conductividad como vidrio o plástico), que es capaz de concentrar, guiar y transmitir la luz con muy pocas pérdidas incluso cuando esté curvada. Está formada por dos cilindros concéntricos, el interior llamado **Núcleo (Core)** y se construye de elevadísima pureza con el propósito de obtener una mínima atenuación) y el exterior llamado **Revestimiento (Cladding)**, que cubre el contorno [20]. En el caso de las fibras multimodales, ocurre la dispersión modal debido a que diferentes modos de luz, dentro de estas fibras, viajan a diferentes velocidades de propagación [21].

Como mencionamos anteriormente existen diferentes clasificaciones de las fibras ópticas de acuerdo a sus características, estructura, aplicaciones, etc. La manera más simple de clasificarlas es considerando el número de modos o rayos luminosos que pueden ser transmitidos a través del núcleo de la fibra; si una fibra puede guiar un solo modo, entonces es llamada Fibra Óptica Monomodal (SMF por sus siglas en inglés) [22], pero si la fibra es capaz de guiar múltiples modos recibe el nombre de Fibra Óptica Multimodal (MMF). Una SMF tiene un diámetro de núcleo muy pequeño en comparación con una MMF, ver Figura 1.2. Por esta razón este tipo de fibra sólo puede guiar un modo de propagación [22].

J.García Castillo en su tesis [23] plantea , que en una fibra multimodo la luz circula por diferentes caminos, esto quiere decir que los haces de luz no llegan al mismo tiempo al final de la fibra; por esta razón es más común utilizarla en corta distancia. Una gran ventaja es que son fáciles de diseñar y más económicas, el diámetro del revestimiento suele ser de 125  $\mu\text{m}$  y el del núcleo entre 50 y 62.5  $\mu\text{m}$ ,

gracias al gran tamaño del núcleo es más fácil de conectar y necesita una menor precisión que equivale a un coste menor [23].

En el núcleo de la fibra óptica los rayos de luz pueden incidir en varios ángulos pero la reflexión total interna solo se produce para aquellos que inciden con un determinado ángulo (ángulo de incidencia) para el que el rayo se propague a lo largo de la frontera entre ambos medios. Por tanto, es el fenómeno de reflexión total interna el que hace que los rayos atraviesen la fibra de un extremo a otro sin escapar de la misma [9]. La posición de la fuente de luz debe ser la adecuada para que todos los rayos entren a la fibra óptica dentro de un cono de aceptación imaginario, como se muestra en la figura 2.3.

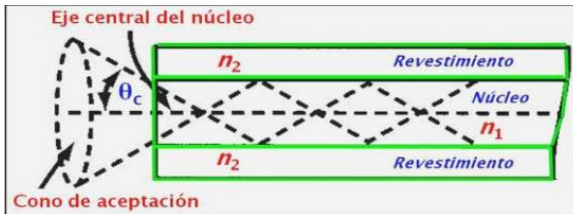


Figura. 2.3 Cono de aceptación de luz y ángulo crítico de la fibra óptica [9].

Si el ángulo del cono de aceptación de luz, tomado a partir del eje de la fibra, es igual o menor que el ángulo crítico  $\theta_c$  significa que los rayos se propagarán por el núcleo. El cono de aceptación de luz define la apertura numérica (*N.A* en Inglés) de la fibra. Este es un número adimensional que indica la gama de ángulos dentro de la cual, la fibra puede emitir o aceptar luz [9]. Cuanto mayor es la apertura numérica, mayor es el ángulo de aceptación y por lo tanto mayor es la cantidad de luz aceptada y guiada por la fibra óptica. Típicamente los valores de varían entre 0,1 y 0,2 [24].

La ecuación 2.0 permite calcular el valor adimensional de la apertura numérica, valor muy útil dado por los fabricantes de fibras ópticas [25].

$$N.A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.0)$$

Siendo  $n_1$  el índice de refracción del núcleo (Core) y  $n_2$  el índice de refracción del revestimiento (Cladding). En consecuencia, la única forma de tener el mayor *N.A* posible es maximizando la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y el revestimiento. Comercialmente las fibras ópticas están limitadas a 0.35, una cifra que puede ser bastante pequeña para muchas aplicaciones [25].

En conclusión sabemos la gran importancia que tiene el uso de dispositivos hechos de fibras ópticas en la investigación científica y la industria a pesar de las pérdidas que presentan las mismas, y sabemos que las pérdidas en la fibra causan una reducción de la potencia luminosa reduciendo el ancho de banda del sistema. Resumiendo tenemos que entre las principales pérdidas que podemos tener en las fibras se encuentran: Pérdidas por absorción, por dispersión en material o de Rayleigh, por Reflexión De Fresnel, por Dispersión cromática, o de longitudes de onda.

### 2.3) Empleo del Láser Continuo en dispositivos de Fibra Óptica.

Los sistemas de comunicaciones ópticas alcanzaron un elevado avance debido al surgimiento de la fibra óptica y el Láser. Las altas pérdidas que se tenían en los primeros sistemas de este tipo dieron lugar al desarrollo de la amplificación óptica en el campo de las telecomunicaciones. Esta irrupción se debió al desarrollo del primer amplificador de fibra dopada con erbio, el cual permitió utilizar la fibra dopada con erbio para dos aplicaciones fundamentales: los amplificadores y los láseres [26].

Los láseres de fibra óptica dopada con erbio presentan una gran relevancia ya que son sistemas que pueden emitir potencias altas, gracias a la actual tecnología de los láseres de diodo de bombeo, y lo hacen a 1550 nm, correspondiente a la tercera ventana de transmisión en telecomunicaciones, sin descartar su capacidad de sintonización [26]. Además están basados en un medio con gran eficiencia, versatilidad, estabilidad, bajo peso y dimensiones pequeñas y, que al ser muy largo, evita los problemas derivados de la necesidad de dispersar el calor, presentes en la mayoría de los sistemas láseres [26].

Existen muchos tipos de Láseres y medios activos, como parte fundamental de los mismos, sin embargo, son los sistemas láser de fibra óptica dopadas con los que han recibido mayor atención, debido a que su longitud de onda del máximo del láser se encuentra en 1.55  $\mu\text{m}$ , la cual coincide con la ventana de más bajas pérdidas de las fibras ópticas de silicio [27].

En la actualidad, la cavidad resonante de este tipo de láseres puede ser diseñada en diferentes formas, siendo las más utilizadas la cavidad Fabry-Perot, la cavidad en forma de anillo y en forma de ocho; además, estos láseres pueden generar radiación tanto en modo continuo como en modo pulsado y el que puedan ser bombeados por diodos láser los hace compactos, estables y sin necesidad de enfriamiento, los iones de tierras raras tales como el holmio, samario, tulio e iterbio usados como dopantes en fibras de silicio, generan nuevas longitudes de onda de láser que van desde 0.45 a 3.5  $\mu\text{m}$  [27].

Los láseres de fibra dopada se emplean en muchas ramas de la industria y la investigación en particular la medicina [28]. En la región de 2  $\mu\text{m}$ , pueden desarrollarse láseres y amplificadores basados en materiales dopados con iones de tulio ( $\text{Tm}^{3+}$ ) o de holmio ( $\text{Ho}^{3+}$ ). Además, pueden fabricarse fibras ópticas dopadas con estos iones (con uno de ellos o ambos) para desarrollar amplificadores y láseres en la región de 2  $\mu\text{m}$  que sean todo-fibra, lo que permite construir dispositivos compactos, estables y ligeros debido a las ventajas inherentes a la fibra óptica [28].

#### **2.4) Antecedentes del Láser de Fibra Óptica.**

El surgimiento de la tecnología láser en 1960 dio lugar a un nuevo campo en la Física llamado óptica no lineal debido a que la respuesta de los átomos de un material, bajo los efectos de un campo electromagnético intenso, no presentaba características lineales en la variable  $\vec{E}$  [29]. En 1961 se observó la segunda generación de armónicos [30] que muy pronto fue seguida con el descubrimiento de un gran número de procesos no lineales, incluyendo dispersión de Raman estimulada (SRS) [31] y la dispersión de Brillouin (SBS) [31] como fenómenos básicos que afectan la estabilidad del rayo Láser. El comportamiento de ráfaga de la SRS aparece como una característica común de diferentes simulaciones cinéticas; en lugar de alcanzar un estado estacionario, con intensidad constante de la luz reflejada, la SRS presenta una evolución dinámica continua en ciclos [31].

En la década de 1960 las fibras ópticas que existían presentaban pérdidas muy altas. Debido a que el vidrio de sílice no presenta una alta no linealidad [29], no se consideró, durante un tiempo, utilizar las fibras ópticas para experimentos no ópticos. En el año 1970 la empresa Corning Glass, anunció la obtención de una fibra con la atenuación deseada de 20 dB/km [32], lo cual supuso un vuelco total en el concepto de comunicaciones ópticas tenido hasta entonces y de hecho, su verdadero nacimiento con el concepto que hoy tenemos de ellas. Posteriormente ocurrió el descubrimiento de los Solitones en fibras ópticas [33-36], que dio origen a una nueva rama de la óptica no lineal, convirtiéndola en un área activa de investigación durante la década de los 80's. Desde entonces, el campo de fibra óptica no lineal ha crecido considerablemente, especialmente después de la llegada de cristal fotónico y otras fibras micro-estructuradas.

## 2.5 Antecedentes y Características del Láser.

La palabra Láser, en Inglés "*Light Amplified by Stimulated Emission of Radiation*" significa: Radiación de Luz Amplificada por Emisión Estimulada [37, 38]. Un Láser es básicamente un dispositivo óptico que emite luz. Lo que diferencia a un Láser de otras fuentes de luz, es el mecanismo físico por el que se produce la emisión de la misma. En el interior de este dispositivo óptico ocurren varios fenómenos físicos fundamentales: Absorción [39], Emisión Espontánea [40] y Emisión Estimulada [41] mediante los cuales es posible tener amplificación de la Luz con características específicas de acuerdo a la finalidad de estudio o aplicación deseada.

Dentro de las características más notables de los láseres, tenemos que estos emiten un haz de Luz Monocromática [42] y presentan una alta Coherencia Espacial y Temporal [43]. Actualmente presentan la radiación electromagnética más brillante con alta frecuencia e intensidad para la fusión nuclear [44], pero solo algunos láseres son potentes de acuerdo al grado de aplicación que se necesite. Esto no se trata de una contradicción debido a que la Irradiancia se mide como la potencia por unidad de superficie [45, 46], dando como resultado que algunos láseres aunque emiten una baja Potencia, son capaces de producir una elevada irradiancia. Otra característica que permite la utilización de este dispositivo óptico con fines científicos e industriales es la direccionalidad, que está función de la coherencia espacial del haz de luz [47]. La radiación producida por el láser se confina en un cono angular muy estrecho y para tener una idea de estas magnitudes, la divergencia típica del ancho del cono angular de un láser de gas es de 1 mili radián [47].

En general, las partes esenciales de un dispositivo Láser son: Una Cavidad Resonante [48, 49], una Fuente de Bombeo que le suministre Energía al sistema [50, 51], un Medio Activo de Ganancia [50, 51] que permita amplificar la señal luminosa y una salida de la energía o Luz amplificada (Luz Láser). Cada parte del circuito óptico desempeña una importante función, teniendo en cuenta que muchos Láseres se construyen utilizando una cavidad en forma de anillo cerrado [52, 53]; de lo contrario solamente tendremos amplificación de la Luz pero no con las características de Coherencia y Direccionalidad antes mencionadas.

### 2.5.1 Física del Láser.

Comenzaremos explicando uno de los tres fenómenos físicos que ocurren en un dispositivo Láser: La Absorción. Este fenómeno físico se rige básicamente por la Mecánica Cuántica [54], que surge como alternativa al tratar de explicar el comportamiento de sistemas físicos en los que la Física Clásica se mostraba insuficiente.

Como conocemos hoy en día, la Luz presenta un carácter corpuscular y ondulatorio [55]. Este comportamiento “Dual” se manifiesta también en las partículas del Micro-mundo como: Electrones y Neutrones, y según la Hipótesis de Max Planck, existe una cantidad de energía llamada “quants” o paquete de Energía que explica el comportamiento corpuscular. Esta teoría fue probada en 1905 por el científico Albert Einstein, quien pudo explicar el efecto fotoeléctrico basándose en la hipótesis de Planck [56]. Para demostrar esto Einstein supuso también que la radiación electromagnética está formada por un número entero de paquetes de energía [57], y que dicha energía depende de la frecuencia de la luz de la forma:  $E = nh\nu$  donde  $n$  es un número entero y  $\nu$  la frecuencia de la Onda Luminosa y  $h$  es la constante de Planck [56, 57].

En los átomos de un material existen, como planteó el científico Niels Bohr [58], los electrones que ocupan órbitas dadas por niveles discretos de energía y los mismos pueden pasar de una órbita a otra absorbiendo o emitiendo energía en forma de paquetes o “quants”. Esto fue un enorme avance en la época, especialmente porque demostró que la cuántica podía explicar fenómenos tan importantes como la composición de la materia en su nivel más elemental y la reactividad química. Esta teoría permitió posteriormente explicar también los espectros de emisión de los rayos X, a la absorción y a la emisión de luz por los átomos y a la variación de las propiedades químicas de los elementos [58].

### 2.5.2 Física de los láseres de Fibra óptica dopado con Tierras Raras.

Al suministrar energía a un elemento químico de los llamados en la Tabla Periódica Tierras Raras [59], esta es absorbida en forma de quants y los electrones del Elemento se ubican en órbitas electrónicas superiores [26].

Este proceso ocurre debido a que existe una probabilidad finita de que el electrón se eleve al nivel 2, (suponiendo un sistema de dos niveles), donde la energía del mismo se incrementa. La diferencia  $E_2 - E_1$  requerida por el átomo para experimentar la transición a un nivel superior de energía puede ocurrir por transferencia de la energía [60], que le proporciona la onda de luz incidente y se produce el proceso de absorción. En este proceso, se conserva la Cantidad de Momento Lineal del sistema (Fotón Incidente + Electrón) y pueden ocurrir los procesos de Emisión Espontánea (ASE) ó de Emisión Estimulada [60].

En el proceso de Emisión Estimulada se debe crear una condición, en el material utilizado como medio activo, conocida como Inversión de Población [60]. En un sistema de 2 niveles de energía (como se propuso anteriormente) no ocurrirá Inversión de Población y será necesario realizar nuestro análisis con un sistema de 3 ó 4 niveles de energía. Si consideramos 3 niveles, cuando el electrón decae rápidamente al nivel 2 (por ejemplo, de nuevo por una rápida decadencia no radiativa), la inversión de población se puede obtener nuevamente entre los niveles 2 y 1 [60].

Para introducir las probabilidades de estos fenómenos de emisión y absorción, introducimos el valor  $N$ , el número de electrones por unidad de volumen que, en el tiempo  $t$ , se encuentran en estado energético dado. A partir de ahora, la cantidad  $N$  se denominará población del nivel. Para el caso de emisión espontánea, la probabilidad de que ocurra el proceso puede ser definido indicando que la tasa de decaimiento de la población del estado superior,  $(dN_2/dt)$ , debe ser proporcional a la población  $N_2$ , por tanto, podemos escribir [60, 61]:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -AN_2 \quad (\text{Ec 2.1})$$

Aquí el signo menos explica el hecho de que la derivada temporal es negativa por ser un decaimiento. El coeficiente  $A$ , introducido de esta manera, es una constante positiva y se llama tasa de emisión espontánea o el coeficiente  $A$  de Einstein. La cantidad  $\tau_{sp} = 1/A$  se llama emisión espontánea (o radiativa) vida útil. De manera similar, para la emisión no-radiativa, a menudo podemos escribir [60]:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{nr} = -\frac{N_2}{\tau_{nr}} \quad (\text{Ec 2.2})$$

Donde  $\tau_{nr}$  es el tiempo que demora el decaimiento no-radiativo. Es muy importante comentar que los valores numéricos  $A$  y  $\tau_{sp}$  dependen solo de la transición particular. Para la Emisión no-radiativa, el  $\tau_{nr}$  no depende solamente de la transición sino también de las características del medio circundante. Ahora podemos proceder, de forma similar, a los procesos estimulados (emisión o absorción). Para la emisión estimulada podemos escribir [60]:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -W_{21}N_2 \quad (\text{Ec 2.3})$$

Donde planteamos la velocidad con que ocurre la transición del nivel 2 al 1. Y de igual manera podemos escribir la ecuación de la velocidad a la que ocurre la transición del nivel 1 al 2 [60].

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_a = -W_{12}N_1 \quad (\text{Ec 2.4})$$

Aquí en las ecuaciones 2.3 y 2.4,  $W_{21}$  y  $W_{12}$  son las tasas de emisión "Estimulada" y Absorción, respectivamente. Donde para niveles no-degenerados se cumple que:  $W_{21} = W_{12}$ .

Propongamos un ejemplo de un material con 2 niveles de energía y densidad poblacional electrónicas  $N_1$  y  $N_2$ . Si una onda plana con un flujo de fotones  $F$  viaja a lo largo de la dirección  $z$  en el material, el diferencial,  $dF$  a lo largo de esa dirección se debe a los procesos de emisión y estimulación que ocurren en la región atravesada por la onda plana [60].

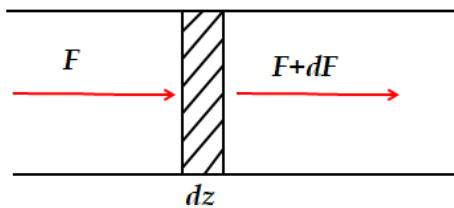


Figura. 2.4 Diferencial  $dF$  en el flujo de fotones  $F$  en la dirección  $z$  al viajar la onda plana una distancia  $dz$  a través del material.

Luego puede plantearse para el sistema la ecuación siguiente de las ecuaciones 2.3 y 2.4 [60]:

$$dF = \sigma_{21} F [N_2 - (g_2 N_1 / g_1)] dz \quad (\text{Ec 2.5})$$

Donde  $\sigma_{12}$  es un área característica (la sección transversal de absorción), que depende sólo de la transición. En este caso  $\sigma_{21}$  y  $\sigma_{12}$  son los coeficientes de Emisión Estimulada y Absorción respectivos y  $g_2, g_1$  representan la degeneración de cada nivel electrónico en el átomo [60]. Si  $(dF/dz) > 0$  implica que  $N_2 > g_2 N_1 / g_1$  y el material se comporta como un Amplificador; en caso de que la derivada sea menor que cero implica que:  $N_2 < g_2 N_1 / g_1$  y el material absorbe la radiación electromagnética [60].

Obtenemos la derivada de la Ec 2.5 conociendo que la desintegración no-radiativa no añade fotones nuevos mientras que los fotones creado por la desintegración radiativa se emiten en cualquier dirección y no contribuyen al flujo de fotones entrantes F. De acuerdo al signo que tenga la derivada de la Ec 2.5 el material se comportará como Amplificador o Absorbedor la radiación [60].

### 2.5.3 Láser de fibra dopada de Erblio. Sistema de 3 estados energéticos.

Para un sistema, considerando solo dos niveles energéticos, se obtienen los coeficientes de Einstein y si ambos son iguales, como se demostrará más adelante, coincide con la Ley de Radiación de Planck [62]. Pero como anteriormente explicamos, debemos analizar la inversión de población en un sistema de 3 niveles. Particularmente analizaremos los estados energéticos de un átomo perteneciente a las llamadas: Tierras Raras.

Los niveles de transición en átomos de Tierras Raras pueden ser representados electrónicamente, según un sistema de 3 niveles como en la Figura 2.2 [26, 51] donde aparecen las ecuaciones de balance de población características para un sistema de 3 niveles [51].

En este esquema, la fuente de bombeo, le suministra energía a los electrones desde el estado fundamental  $^4I_{15/2}$  al  $^4I_{11/2}$  a una longitud de onda de 980 nm [26]. Luego se produce una emisión no radiativa hasta el estado energético  $^4I_{13/2}$  donde tenemos en cuenta que para el láser de Erblio, la banda de absorción se encuentra entre los 980 nm y 1530 nm [26].

Las tres posibilidades más importantes de bombeo son a 800 nm, 980 nm y 1480 nm. De ellas, la tercera es la que más frecuentemente aparece en los sistemas actualmente en uso aunque se están desarrollando un gran número en la segunda. Las razones de ello se deben a las diferentes características que tiene la absorción a cada uno de estos niveles, y que se derivan de sus espectros de absorción, de los diferentes ruidos a que pueden dar lugar y a la disponibilidad de las fuentes de bombeo adecuadas. La absorción a 980 nm tiene una mayor eficiencia de bombeo que la de 1480 nm, así como un ruido menor, razón por lo cual se utiliza más en la actualidad [63].

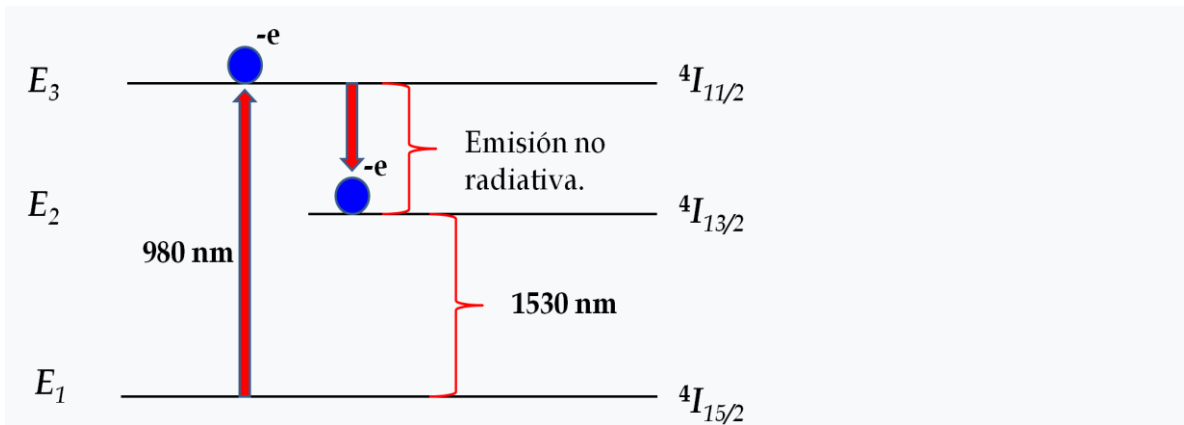


Figura. 2.5 Diagrama de 3 niveles de las transiciones energéticas más importantes del  $Er^{3+}$  [26].

Para la fabricación de los láseres en fibra dopada de erbio generalmente se toma un trozo de una fibra similar a las convencionales a la que se ha añadido a la sílice una pequeña cantidad de impurezas de erbio, no sobrepasando, por lo general, las 1000 partes por millón en peso. El sílice sirve únicamente como material de soporte y todo el proceso de la amplificación tiene lugar en los átomos de la impureza introducida [63]. La razón de la preferencia del erbio sobre el resto de tierras raras se debe a su comportamiento y este, a su vez, se deriva de la configuración de sus niveles electrónicos.

El primer nivel excitado, y desde el que las frecuencias de transición se corresponderían con las de la tercera ventana, tiene un tiempo de vida medio de 10 ms, mientras que en los dos inmediatamente superiores es de tan solo 0,001 ms [63]. Este hecho hace que cualquier absorción que se realice en ellos bombée a su vez, a una velocidad muy alta, los electrones que han sido excitados y se acumulen en ese primer nivel. Desde él podrán pasar al fundamental, bien por emisión espontánea o por estimulada, si la situación es favorable para ello. Esta forma de trabajo es propia de un sistema láser de tres niveles [63].

En la Figura 2.5 se mostró un diagrama de transición de 3 niveles (las más importantes que realizan los iones de Erbio), pero en realidad el esquema de transiciones debe ser el mostrado en la Figura 2.6 [63, 64].

En la representación esquemática de los niveles de energía del ion  $Er^{3+}$  se puede observar las posibles transiciones de absorción así como las transiciones radiantes, estando las longitudes de onda de las mismas expresadas en nanómetros. La transición relevante en comunicaciones ópticas es la que se origina en el nivel  $4I_{13/2}$  y finaliza en el nivel  $4I_{15/2}$ , que corresponde a una longitud de onda de aproximadamente 1550 nm [65]. Para provocar la inversión de población necesaria para producir la amplificación óptica podemos bombear los iones de erbio utilizando diferentes longitudes de onda situadas en el visible y el infrarrojo cercano. La transición de absorción cercana a 1480 nm se justifica al considerar la subestructura de niveles que provoca el efecto Stark en los niveles  $4I_{13/2}$  y  $4I_{15/2}$  [65].

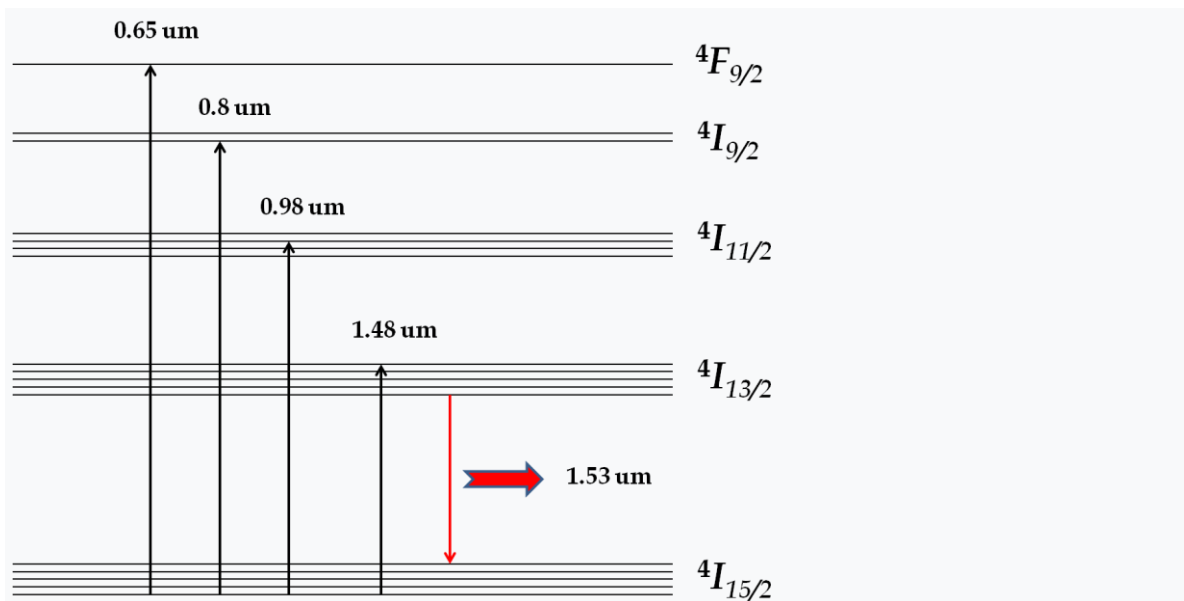


Figura. 2.6 Diagrama de niveles del ión Erbío  $Er^{3+}$  [63, 64].

El efecto Stark consiste en la degeneración de niveles de energía y se produce debido al campo eléctrico local creado por los átomos del entorno del ion de erbio cuando este se encuentra en un medio material. Cuando el ion de  $Er^{3+}$  se encuentra en un vidrio, el desdoblamiento de los niveles de energía se produce en el máximo número de subniveles posibles. Concretamente, los niveles fundamental ( $4I_{15/2}$ ) y excitado ( $4I_{13/2}$ ) se desdoblán en 7 u 8 subniveles, respectivamente. De esta forma podemos considerar que cada nivel se comporta como una banda de energía [65].

El amplificador de fibra dopada con erbio es el más empleado de este tipo de dispositivos láser, debido a que el diagrama de niveles de energía del erbio permite amplificar señales en la tercera ventana de comunicaciones ópticas [63, 65].

#### 2.5.4 Ecuaciones de balance de Población en el Erbío $Er^{3+}$ .

En una primera aproximación a los fenómenos presentes en la amplificación óptica consideramos el sistema simplificado de tres niveles de energía del ion de erbio. El nivel 1 es el nivel fundamental, el 2 es el nivel metaestable, que se caracteriza por un tiempo de vida largo  $\tau$ , y el nivel 3 es el nivel de bombeo. La transición láser de interés es la que tiene lugar entre los niveles 1 y 2.

Para conseguir la inversión de población entre los niveles 1 y 2, se utiliza un medio de bombeo que emite a una longitud de onda igual a la diferencia de energía entre los niveles 1 y 3. Este medio puede ser un láser y excita los iones desde el nivel 1 al 3 donde se produce el fenómeno mecánico-cuántico llamado absorción. El nivel 3 se caracteriza porque los electrones en él tienen un tiempo de vida medio muy corto, y además existe un mecanismo de transición de los electrones entre el nivel 3 y 2. Este decaimiento es no radiante, lo que significa que no se produce ningún fotón en dicho proceso, sino que la energía se libera en forma de fonón. Por el contrario, el nivel 2, se caracteriza por un tiempo de vida medio de los electrones en él mucho más largo  $\tau = 10\sim 12\text{ ms}$ , por lo que los electrones

que decaen del nivel 3 se acumulan en el nivel 2, consiguiéndose la inversión de población entre los niveles 1 y 2 [65].

Posteriormente al circuito cerrado introducimos una potencia óptica de frecuencia correspondiente a la diferencia de energía entre los niveles metaestable y fundamental y conseguimos que estos fotones exciten los electrones que se encuentran en el nivel 2 haciéndolos caer al nivel 1 por el fenómeno de emisión estimulada, produciéndose fotones de las mismas características de los primeros y consiguiéndose la amplificación de la señal incidente [65].

A continuación, se analizará la evolución de la población con respecto al tiempo de cada uno de los niveles de energía [51, 65, 66].

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (\text{Ec 2.6})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (\text{Ec 2.7})$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad (\text{Ec 2.8})$$

La variable  $R_{13}$  representa el bombeo desde el nivel 1 al nivel 3, mientras que  $R_{31}$  corresponde a la emisión estimulada desde el nivel 3 al 1. Desde el estado excitado el decaimiento puede producirse de forma radiante ( $A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$ ) o no radiante  $A_{32}^{NR}$ . El decaimiento espontáneo desde el nivel 3 se asume como predominantemente no radiante, es decir que  $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$ . La absorción y la emisión estimulada entre los niveles 1 y 2 están representados por  $W_{12}$  y  $W_{21}$ , respectivamente [51, 65].

El decaimiento espontáneo radiante y no radiante desde el estado excitado nivel 2 viene dado por  $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$ , donde  $A_{21}^R = 1/\tau$ , con  $\tau$  el tiempo de vida de fluorescencia. Se asume que el decaimiento espontáneo es esencialmente radiante, por lo que  $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$  [51, 65].

### 2.5.5 Conversión Cooperativa en los iones de Erbio $Er^{3+}$ .

La transferencia de energía radiativa implica un ión que emite un fotón, puede ser reabsorbido por otro ión. Este proceso puede distorsionar el espectro de emisiones y causar Capturas Radiativas [66], lo cual conduce a aparentes vidas de estado excitado que son artificialmente largas.

La transferencia de energía o el proceso cooperativo de conversión ascendente [67], se muestra en la Figura 2.7 para el Erbio [66], y se cree que el proceso de transferencia de energía o reconversión cooperativa, es la principal causa de ineficiencia para los dispositivos a base de iones de  $Er^{3+}$  a 1500 nm [66].

Sin embargo, la Figura 2.7 muestra que si dos iones excitados interactúan (ver Fig. 2.7a), se puede transferir energía de uno al otro, pasando este ión que transfiere energía, al estado básico y el fotón emitido es absorbido por el otro ion que ejecuta una transición al nivel energético más alto.

En la Figura 2.7 se muestra como el ion donante puede transferir toda su energía al ion aceptor, regresando al estado fundamental y el aceptor pasar al estado  $^4I_{9/2}$ . En este estado ocurren procesos

de emisión no-radiativa hasta el estado  ${}^4I_{13/2}$  considerado como metaestable [66]. Estos procesos, pueden ocurrir en los iones Erblio y para un sistema de ganancia de tres niveles, como en el Erblio ( $Er^{3+}$ ) a 1500 nm, no solo los efectos de Emisión Estimulada, sino también la sección transversal de absorción juega un papel importante en la determinación del rendimiento de un dispositivo Láser [66].

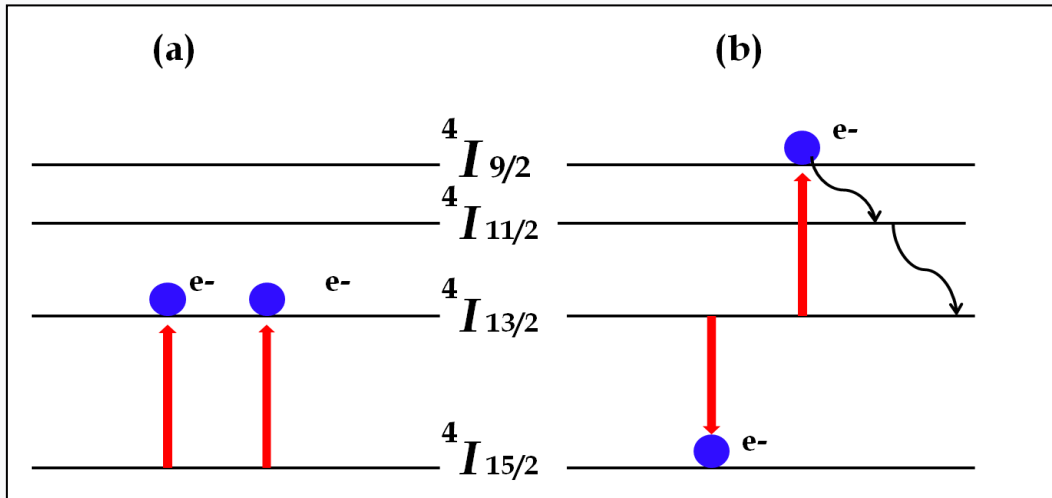


Figura. 2.7 (a) El proceso de conversión ascendente ilustrado para el  $Er^{3+}$  donde ambos iones interactúan en el nivel metaestable  ${}^4I_{13/2}$ , (b) El ion donador cae al nivel básico y el ion aceptor del fotón rápidamente decae de forma no radiativa de nuevo al nivel  ${}^4I_{13/2}$ .

Como la conversión cooperativa requiere dos iones interactuando en el estado excitado, no es evidente en niveles bajos de bombeo. A altos niveles de bombeo aparece como acelerado y decadencia no exponencial, este último debido a variaciones en la distancia o fuerza de interacción entre iones excitados. Este comportamiento se ha observado [66, 68, 69], y ha sido el informe de la emisión  ${}^4I_{11/2}$  convertida al alza a 980 nm al bombear a 1480 nm [70]. Aún más convincente, cuando se bombea a 1500 nm, la cinética de decaimiento de la luminiscencia a 800 nm del estado  ${}^4I_{9/2}$  era proporcional al cuadrado de la Emisión de 1500 nm, como se espera para un proceso que involucre dos iones en el estado energético  ${}^4I_{13/2}$  [68, 69]. La dependencia de la potencia de bombeo en el mecanismo de conversión hacia arriba tiene consecuencias importantes para el dispositivo, porque el proceso de enfriamiento es más perjudicial en las poblaciones de alto estado excitado necesarias para que los amplificadores de tres niveles logren una alta ganancia de un solo paso y una buena relación señal-ruido [66]. La conversión hacia arriba cooperativa puede ser beneficiosa si un solo ión altamente excitado es el producto deseado del proceso de bombeo. Un ejemplo es la conversión de infrarrojos a visibles en la que dos o más fotones infrarrojos se absorben y combinan en un solo ión para proporcionar una emisión visible [66].

### 2.5.6 Ganancia de la Fibra dopada de Erblio $Er^{3+}$ .

En la transición láser de las fibras dopadas de Erblio, se encuentra una alta ganancia en la transición que ocurre:  ${}^4I_{13/2}$  a  ${}^4I_{15/2}$  a 1550 nm [71] siendo la misma de 3 niveles. Sin embargo, como se menciona en la referencia [71], este diagrama es tan amplio que transiciones de longitudes de onda mayores

terminan en niveles mayores menos poblados por lo cual se consideran transiciones de cuasi cuatro niveles. Existen en la actualidad fuentes de bombeo láser de fibras ópticas en 810, 980 y 1480 nm al igual que en 660, 532 y 514.5 nm. Desafortunadamente las fuentes en 514.5 y 810 nm sufren de ESA lo que ocasiona una gran pérdida de fotones en el bombeo. Sin embargo, para longitudes de onda de 532, 660, 980 y 1480nm las fibras ópticas dopadas de Erblio son bombeadas eficientemente [71].

En un láser sintonizable de fibra óptica dopada con tierras raras como el  $Er^{3+}$ , muchas veces se encuentran en determinadas longitudes de onda, máximos de emisiones duales o triples del láser. Esto está dado por la ganancia del ensanchamiento homogéneo de la fibra dopada con erbio (EDF) En estos diseños utilizando rejillas de Bragg, las pérdidas de la cavidad que corresponden a diversas longitudes de onda tienen que ser balanceadas con la ganancia de la cavidad simultáneamente [72]. Como bien se plantea en esta referencia, todas las líneas de oscilación tienen el mismo umbral de bombeo, y las características de una longitud de onda específica se ajustan por medio de atenuadores ópticos variables y de controladores de polarización. Sin embargo, estos métodos tienen una pequeña desventaja, ya que utilizan componentes en sus arreglos experimentales costosos como circuladores ópticos, atenuadores ópticos variables, controladores de polarización o fibras especiales y configuraciones complicadas [72].

Cuando empleamos fibras ópticas de sílice dopada con erbio, sabemos que la transición óptica de interés se produce entre los niveles  $^4I_{15/2}$  y  $^4I_{13/2}$  del ión de  $Er^{3+}$ . Debido a la alta degeneración de estos niveles de energía y al efecto Stark que provoca desdoblamiento en estos niveles y por consiguiente, ensanchamiento [73]. Estos niveles pueden considerarse como bandas de energía homogéneas y fuertemente ensanchadas, lo que explica la gran anchura del perfil de ganancia (típicamente, 40 nm, desde 1525 hasta 1565 nm) [73], lo que hace que sea muy fácil construir filtros que tengan varios máximos de transmisión en dicha anchura.

## **2.6) Interferómetro Fabry-Perot y las Micro-ball lens (MBLs).**

### **2.6.1) Estudio de las reflexiones sucesivas y la Interferencia de tipo: Fabry-Perot presente en una Micro-cavidad esférica.**

En el diseño de láseres de fibra óptica se emplean filtros ópticos que realizan la función de interferómetros con el objetivo de lograr una interferencia, dentro del rango de longitud de onda del espectro  $ASE^+$ , que permita obtener los máximos de emisión láser en un determinado rango de longitudes de onda. Pueden ser usados como sensores de temperatura, de presión, índice de refracción o anemómetros [74]. Estos también se pueden usar dentro de una cavidad láser de fibra dopada con erbio para obtener longitudes de onda de emisión específicas dentro del rango de las telecomunicaciones. Existen configuraciones muy diferentes para elaborar este tipo de filtros, de los más utilizados son aquellos que se basan en el interferómetro tipo Fabry-Perot [74].

Con el objetivo de explorar nuevas oportunidades en el sensado industrial y otras aplicaciones investigativas, decidimos probar la fabricación de una Lente de Micro bola (Micro-ball lens) como bien se explica en las referencias [75, 76].

En la Figura 2.8 se puede observar una lente de micro-bola fabricada con una potencia paso de 190 (según la calibración de la empalmadora), con la que se trabajó en el diseño experimental.

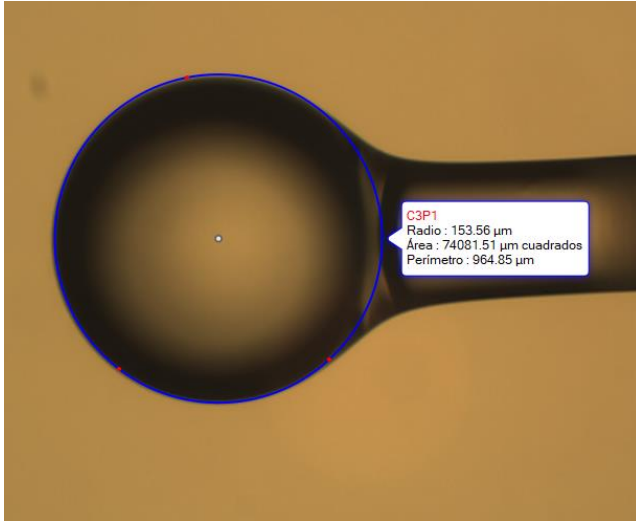


Figura. 2.8 Lente de micro-bola (MBL) de 190 paso de potencia.

### 2.6.2 Frecuencias de resonancia para resonadores ópticos.

Sabemos que para nuestro trabajo utilizaremos una (MBL) como interferómetro Fabry-Perot, por lo que necesitamos demostrar que utilizaremos una fórmula sencilla para obtener las mediciones del Free Spectral Range (FSR) .vs. D, donde D es la longitud de la cavidad.

Si consideramos un resonador reflector esférico con espejos  $z_1$  and  $z_2$  (reflectores), con radios  $R_1$  y  $R_2$ , la condición de resonancia para los modos  $l, m$  puede ser escrita de la manera siguiente [77, 78]:

$$\theta_{l,m}(z_2) - \theta_{l,m}(z_1) = q\pi \quad (2.9)$$

Donde  $q$  es un estero y  $\theta_{l,m}(z_2)$  el cambio de fase, está dado según la ecuación:

$$\theta_{l,m}(z) = kz - (l + m + 1) \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \quad (2.10)$$

Donde  $(z_0 = \omega_0^2 \pi n / \lambda)$

La condición de resonancia (Ec 2.9.) es por lo tanto [77, 78]:

$$k_q d - (l + m + 1) \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) = q\pi \quad (2.11)$$

Donde  $d = z_2 - z_1$  es la longitud del resonador. De ello se deduce que:

$$k_{q+1} - k_q = \frac{\pi}{d} \quad (2.12)$$

O, utilizando  $k = \frac{2\pi\nu n}{c}$ ,

$$\nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nd} \quad (2.13)$$

Para el espaciado de frecuencia entre modos. Consideremos, a continuación, el efecto de variar los índices de modo transversal  $l$  y  $m$  en un modo con un valor fijo  $q$ . Nos podemos dar cuenta de las ecuaciones 2.11, 2.12 y 2.13 tenemos que las frecuencias resonantes dependen de la suma  $l + m$ , y no de  $l$  y  $m$  por separado, así que para un  $q$  dado, todos los modos con el mismo valor de  $l + m$ , son degenerados (es decir, tienen las mismas frecuencias de resonancia). Considerando entonces para dos diferentes valores dados de  $l + m$  se puede tener [77]:

$$k_1 d - (l + m + 1)_1 \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) = q\pi \quad (2.14)$$

$$k_2 d - (l + m + 1)_2 \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) = q\pi \quad (2.15)$$

Y por sustracción de ambas ecuaciones:

$$(k_2 - k_1)d = [(l + m + 1)_1 - (l + m + 1)_2] \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) \quad (2.16)$$

Y tenemos:

$$\Delta v = \frac{c}{2\pi n d} \Delta(l + m) \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) \quad (2.17)$$

El cambio en la frecuencia de resonancia  $v$ , es causada por un cambio  $\Delta(l + m)$ , en la suma  $(l + m)$ . Como ejemplo, en el caso de un resonador focal simétrico ( $R = d$ ) tenemos de acuerdo con la ecuación (5),  $z_2 = -z_1 = z_0$ ; por lo tanto  $\tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} = \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} = \pi/4$ , y la ecuación (2.17) se transforma en la siguiente [77]:

$$\Delta v = \frac{1}{2} \Delta(l + m) \frac{c}{2nd} \quad (2.18)$$

En el caso general donde  $|z_1|$  and  $z_2$  son comparables a  $z_0$  la aproximación usada para derivar la ecuación (2.18) no se sostiene. En este caso, es posible mostrar usando un álgebra larga, pero directa, que [77]:

$$\tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} = \cos^{-1} \left[ \pm \sqrt{\left( \left( 1 - \frac{d}{R_1} \right) \left( 1 - \frac{d}{R_2} \right) \right)} \right] \quad (2.19)$$

El signo (+) es utilizado cuando ambos factores  $\left( 1 - \frac{d}{R} \right)$  son positivos, mientras que el signo (-) aplica cuando ambos son negativos, (La otra opción corresponde a un resonador inestable.). Por eso podemos resolver cualquiera de las ecuaciones 2.14 y 2.15 con la ecuación:

$$v_{q,l,m} = \frac{c}{2nd} \left[ (q + m + l + 1) \frac{\cos^{-1} \left[ \pm \sqrt{\left( \left( 1 - \frac{d}{R_1} \right) \left( 1 - \frac{d}{R_2} \right) \right)} \right]}{\pi} \right] \quad (2.20)$$

Donde  $v_{q,l,m}$  es la frecuencia resonante del modo  $q, m, l$  [77].

Por otro lado tenemos el desarrollo matemático siguiente:

$$c = \lambda v \quad (2.21)$$

Lo cuál implica que:

$$\lambda = cv^{-1} \quad (2.22)$$

Entonces podemos derivar la ecuación (2.22) respecto a la frecuencia:

$$\frac{d\lambda}{dv} = -cv^{-2} = \lambda v^{-2} = -\lambda v^{-1} \quad (2.23)$$

Teniendo:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{dv}{v} \quad (2.24)$$

Considerando la ecuación 2.24 podríamos tener la ecuación 2.17 de la forma siguiente [77].

$$\Delta v = v \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} = \frac{c}{2\pi nd} \Delta(l + m) \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) \quad (2.25)$$

Al final realizando operaciones sencillas tenemos:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi nd} \Delta(l + m) \left( \tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) = \frac{\lambda^2}{2nd} \Delta(l + m) \frac{\cos^{-1} \left[ \pm \sqrt{\left( \left( 1 - \frac{d}{R_1} \right) \left( 1 - \frac{d}{R_2} \right) \right)} \right]}{\pi} \quad (2.26)$$

La ecuación (2.26) es muy general para dos resonadores divergentes, no planos en forma esférica. La cavidad Fabry-Perot se forma entre el espejo y la superficie exterior de la MBL como bien se muestra en las referencias [3, 6]. La luz reflejada en el espejo llega a la MBL y debe sentir los efectos divergentes de una superficie oblicua si las dimensiones del MBL están en el orden de la longitud de onda. Pero el radio de la MBL es mucho más grande que las dimensiones de la longitud de onda  $R \gg \lambda$  lo que implica que la luz encuentra la superficie del MBL como si fuera una superficie plana y, por lo tanto, es posible utilizar una aproximación de la siguiente ecuación [77]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nd} \Delta(l + m) \approx \frac{\lambda^2}{2d} \Delta(l + m) \approx \frac{\lambda^2}{2d} \quad (2.27)$$

La ecuación (2.27) [75, 76] se obtiene mediante aproximación teniendo en cuenta que el índice de refracción de la cavidad Fabry-Perot es el aire y la suma de los modos transversales  $(l + m)$  puede ser igual a 1 [77]. La magnitud delta  $\Delta\lambda$ , es la distancia de separación entre máximos consecutivos de interferencia llamada: Rango spectral libre (FSR), generalmente se toman medidas de esta magnitud desde los máximos centrales.

A las Micro-esferas se les realizó una caracterización detallada de su funcionamiento como interferómetros y para ello se obtuvieron 10 lentes de micro-bola (MBLs) de cada potencia paso, desde el valor de 80 (menor valor) hasta el valor de 190, utilizando una empalmadora por arco fusión y se utilizó la ecuación (2.27) para realizar la caracterización deseada.

Como se explica en las referencias [75, 76] un modo atrapado dentro de la Micro-cavidad, se refleja sucesivamente manteniendo la constante de índice de refracción dentro de la misma, por lo que el módulo vectorial de onda  $|\vec{k}|$  para este modo, que depende del índice de refracción, es [76]:

$$k = \frac{2\pi n_i}{\lambda_0} \quad (2.28)$$

El rayo de luz, que no se satisface con el principio de Reflexión Total Interna (O por sus siglas en Inglés (TIR)), escapa de la Micro-cavidad y vuelve después de ser reflejado en el espejo 100% reflectivo. Durante el viaje en la ruta  $c$ , este modo lleva una constante de propagación diferente porque está pasando a través de una ruta de índice de refracción más baja. A continuación, la trayectoria o camino óptico,  $L$  que sigue a este modo de luz es la siguiente [76]:

$$L = \int n(s). ds \quad (2.29)$$

Entonces, la trayectoria óptica para el Filtro formado por la Micro-cavidad esférica es dada por:

$$L = 2n_i b + 2n_e c \quad (2.30)$$

A continuación, ambos modos, que regresan a la Micro-esfera, se combinan con una diferencia de fase. Como resultado, se produce interferencia modal, como se describe en detalle en la referencia [76]. El espectro de interferencia se puede modelar utilizando la ecuación de interferencia óptica de dos haces:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi \quad (2.31)$$

Donde  $\Delta\phi$  es la diferencia de fase entre las trayectorias ópticas para dos haces de luz [76], y está dada por:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi n_e c}{\lambda_0} + \phi_0 \quad (2.32)$$

Cuando se reduce la distancia  $c$  entre el filtro y el espejo, se reduce la diferencia de fase, y aumenta el rango espectral libre (FSR) [75] hasta un valor de distancia, (muy cercano al espejo) por debajo del cual, no obtenemos señal de interferencia en ese punto y decimos que la (MBL) está pegada al espejo. Entonces, para nuestros experimentos decidimos mantener una distancia  $c$  fija para el máximo FSR, permitiendo el desplazamiento del Espejo plano-convexo sólo en dirección transversal a la fibra, como se muestra en la Figura 1.5.

Este ajuste nos permite variar finamente la distancia  $c$  continuamente en cada medición. A continuación, dos parámetros de la Ecuación 42 son variados simultáneamente, el índice de refracción y la distancia recorrida por el rayo de luz fuera de la Micro-cavidad, cambiando la diferencia de fase en cada medición. Como resultado de la ligera diferencia de fase inducida, se obtienen un espectro de interferencia periódica como señal de salida en el OSA. Entonces, el espectro de interferencia que refleja la Micro-cavidad puede ser desplazado por un desplazamiento transversal muy fino, del espejo respecto a la posición de la fibra.

## **2.7) Sintonización de un Láser. Sintonización de un láser de Fibra Dopada de Erblio.**

En muchas aplicaciones, tales como multiplexado por división de longitud de onda WDM (Wavelength Division Multiplexing), sensores de fibras y la calibración de instrumentos ópticos, se requieren de fuentes láseres sintonizables y de múltiples longitudes de onda [79]. Un láser sintonizable es un láser cuya longitud de onda de trabajo se puede cambiar controlando algunas magnitudes físicas además de tener la capacidad de emitir a diferentes longitudes de onda con el solo hecho de modificar las características de su resonador [80]. Sabemos que todos los medios de ganancia de láser permiten pequeños cambios en la longitud de onda de salida, pero algunos tipos de láseres permiten la sintonización continua en un rango más amplio de longitud de onda de hasta 60 nm [71].

Hoy en día muchas formas para obtener láseres sintonizables han sido reportadas tales como: por medio de un filtro Fabry-Perot dentro de la cavidad de anillo (FP) [81]. En algunos trabajos de investigación se presenta la implementación de un sistema de medición usando un láser de fibra óptica dopada con Erblio. El sistema se integra con un dispositivo comercial de detección basado en una rejilla de difracción y un arreglo lineal de fotodiodos, el cual se encarga de la diferenciación en longitud de onda de la respuesta espectral de los sensores. Este dispositivo láser de fibra óptica sintonizable fue diseñado por los autores con una potencia óptica del orden de los (mW) y un rango de sintonización del láser de hasta 60 nm [81].

En muchas aplicaciones, tales como multiplexado por división de longitud de onda (WDM, Wavelength División Multiplexing), sensores de fibras y la calibración de instrumentos ópticos, se requieren de fuentes láseres sintonizables y de múltiples longitudes de onda. Como una posible fuente para redes WDM, los láseres de múltiples longitudes de onda han sido investigados extensivamente hasta la actualidad. Muchos métodos han sido propuestos y demostrados. Por ejemplo, los láseres de múltiples longitudes de onda con fibra dopada de Erblio (EDF, Erbium-doped fiber) han sido demostrados usando el efecto de filtrado periódico de una fibra birrefringente en serie con un polarizador [79], insertando un filtro tipo peine en la cavidad laser, usando rejillas de Bragg de fibra [79] o por desplazamiento de la frecuencia dentro de la cavidad de los modos de oscilación [79].

En nuestra investigación, utilizamos una micro-cavidad (MBL) que hace la función de un filtro de interferencia Fabry-Perot. Este filtro refleja en el analizador de espectros ópticos, un patrón de interferencia que nos permite afirmar que al aumentar el radio de la Micro-cavidad (Manteniendo la Geometría), se incrementa aún más el período de interferencia y por consiguiente el rango de sintonización del láser que se diseñe será mayor. Aunque el rango sintonizable en longitud de onda para un láser sintonizable, por ejemplo, recae completamente en el filtro de sintonización [71], estos láseres se diseñan muchas veces en la configuración en anillo para garantizar la retroalimentación del sistema [82]. Las cavidades resonantes son más usadas como osciladores que como amplificadores y conocemos que un amplificador se convierte en oscilador cuando existe retroalimentación, es decir, parte del haz de salida se utiliza como haz incidente [82].

## **2.8) Coherencia en un Láser. Coherencia espacial y temporal.**

La coherencia espacial tiene que ver con las diferencias de fase para las ondas luminosas y el comportamiento en el tiempo que presentan las mismas [83]. La coherencia describe el grado de

correlación entre las amplitudes complejas de las radiaciones de campos electromagnéticos entre dos puntos en el espacio y el tiempo [82]. Por ejemplo, se dice que dos ondas son coherentes si mantienen una diferencia de fase constante y la misma frecuencia. En el caso de la emisión láser esta característica es resultado de la naturaleza del proceso de emisión estimulada, en el cual los fotones son emitidos en fase con los pre-existentes en la cavidad del láser [82]. Existen dos tipos de coherencia: coherencia espacial y coherencia temporal.

### 2.8.1) Coherencia temporal.

Analicemos primero la coherencia temporal, la cual tiene que ver con la correlación en fase de una onda en propagación. Podemos definir la onda como:  $F(t)$ , observada en el mismo punto del espacio pero en tiempos diferentes,  $t$  y  $t + \tau$ , cuyas funciones de onda  $F(t)$  y  $F(t + \tau)$  poseen una relación de fase definida [82, 84]. También puede describirse como la correlación en fase de una onda observada en dos puntos a lo largo del camino de propagación en el mismo instante de tiempo. Es importante aclarar que la longitud de coherencia permite determinar hasta qué distancia máxima  $L$ , a lo largo de la dirección de propagación de la onda, la relación entre las fases se conserva, lo cual determina el grado de coherencia temporal de la onda. Podemos relacionar la longitud de coherencia con la longitud de onda mediante la expresión siguiente [82, 84]:

$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.33)$$

Donde existe un intervalo de tiempo  $\tau_c$  entre los dos instantes  $t$  y  $t + \tau$ , para los cuales se mantiene la relación de fase que se denomina: **Tiempo de coherencia** y se cumple la relación siguiente [82, 84, 85]:

$$L = c\tau_c \quad (2.34)$$

La relación de incertidumbre de Heisenberg permite relacionar el tiempo de coherencia y el ancho de la línea espectral  $\Delta\nu_L$  de la forma siguiente [82, 86]:

$$\tau_c \approx 1/\Delta\nu_L \quad (2.35)$$

Luego, se pueden relacionar la longitud de coherencia y el ancho de línea espectral por la expresión [82, 86]:

$$L \approx c/\Delta\nu_L \quad (2.36)$$

Por lo tanto cuanto (más angosto) sea el ancho de línea espectral de la fuente de luz, crece su longitud de coherencia [82].

### 2.8.2) Coherencia espacial.

La coherencia espacial describe la correlación mutua de diferentes partes del mismo frente de onda. Esto se puede medir con el experimento de Young [86], siempre que la diferencia de fase entre las ondas sea una constante en el tiempo. En un Láser la coherencia está íntimamente relacionada al proceso de Emisión estimulada, ya que al ser cada fotón emitido idéntico al anterior, contribuye de igual forma a la fase del campo electromagnético de la onda [87].

Otra manera de entender la coherencia espacial, es analizando el comportamiento en el tiempo que presentan las diferencias de fase para las ondas luminosas. Por ejemplo, si tomamos dos puntos de la sección transversal de un haz de ondas plano (por donde transitan dos ondas diferentes) y se determina que la diferencia de fase entre estos puntos se mantiene constante en el tiempo, es que podemos hablar de coherencia espacial [83]. También se puede decir que el haz de luz es coherente espacialmente si para dos puntos fijos del plano de la sección transversal del haz, la diferencia de fase es independiente del tiempo. Además es muy importante tener en cuenta que la coherencia espacial y temporal son independientes entre sí [83].

### Capítulo 3. Diseño experimental.

En el capítulo 3, se describen los experimentos utilizados para caracterizar las MBLs y el láser sintonizable de fibra dopada con Erblio. Uno de nuestros principales objetivos es tener una caracterización completa de la MBL y por esta razón se realizó una comparación entre la misma y una punta de fibra SMF-28 para conocer, a través de la potencia óptica de la luz reflejada, la aceptación de la misma dentro de la MBL y la Fibra SMF-28.

Comenzaremos presentando en la Figura 3.1 el esquema experimental utilizado para caracterizar las MBLs.

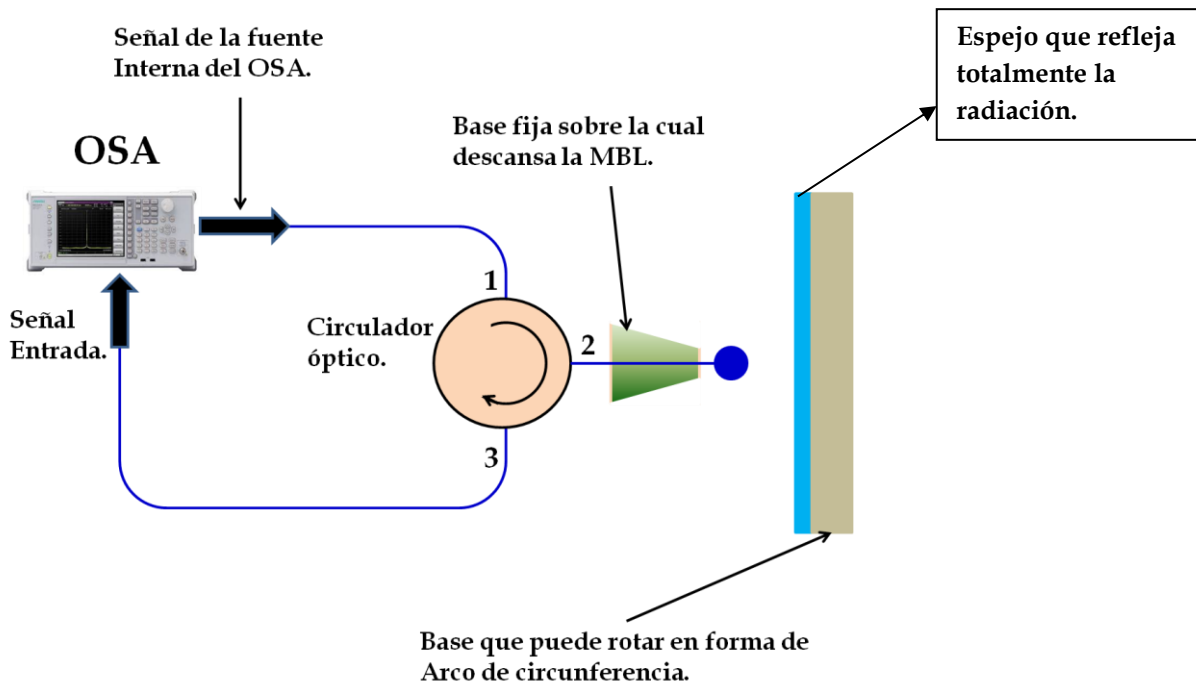


Figura. 3.1 Diagrama experimental para caracterizar las MBLs.

El analizador de espectros ópticos (OSA) tiene una fuente de luz de espectro continuo en un rango de longitud de onda [400-1700] nm. Se utilizó esta fuente de luz para llegar, a través de la fibra, al puerto 1 del circulador óptico y pasar al puerto 2 donde encontramos la MBL. La reflexión de la señal luminosa que proviene de la MBL entra al OSA dándonos un gráfico de potencia óptica de la señal reflejada en función de la longitud de onda, en el intervalo de la misma seleccionado previamente por nosotros.

En el caso del Láser sintonizable de fibra dopada de Erblio, se emplea un circuito óptico cerrado que presenta una configuración en forma de anillo [27], con el objetivo de garantizar su retroalimentación, como explicamos anteriormente en el Capítulo 2. Posteriormente se describirán brevemente cada uno de los elementos de los que se hace uso en nuestro esquema, así como su funcionamiento e importancia en los circuitos ópticos actuales.

### 3.1 Micro-cavidad esférica utilizada como filtro de interferencia Fabry-Perot.

En la Figura 3.2 se muestra el diseño del circuito óptico utilizado para obtener el láser sintonizable.

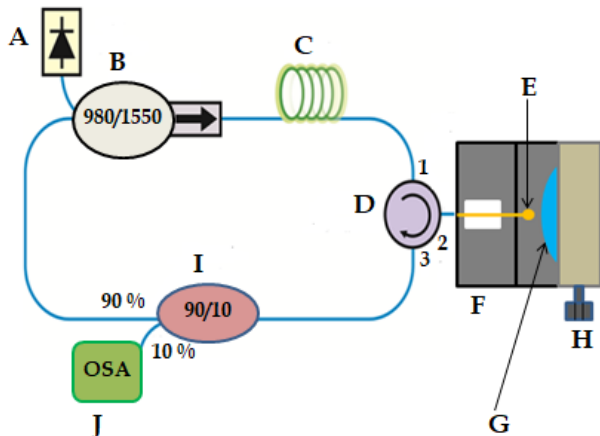


Figura. 3.2 Circuito Óptico del Láser Sintonizable de fibra dopada de Erbio, utilizando una cavidad esférica como filtro de Interferencia Fabry-Perot.

Los diferentes componentes ópticos de la disposición experimental, también se encuentran representados por letras mayúsculas en la Figura 3.2. A: Diodo láser, B: multiplexor por división en longitud de onda/aislador (WDM-ISO), C: Fibra dopada con erbio (EDF, Erbium Doped Fiber, por sus siglas en inglés), D: Circulador óptico, E: Lente de micro-bola (MBL, Micro-ball lens, por sus siglas en inglés), F: Base fija, G: Espejo plano-convexo, H: Tornillo micrométrico, I: Acoplador óptico (90/10), J: Analizador de espectro óptico (OSA).

Se utilizó una fibra dopada con erbio (EDF) de banda L de 2 m de largo con un N.A de 0,25 y una concentración de 3000 ppm [71] como elemento de ganancia láser [76]. La alta concentración de dopante provoca un desplazamiento del espectro de ganancia hacia longitudes de onda más largas. El EDF es bombeado por un diodo láser (LD) con una potencia máxima de 43 mW y una energía que equivale a 980 nm, a través de un multiplexor de fibra por división de longitud de onda (WDM) de 980/1550 nm. El WDM integra un aislador óptico (ISO), que asegura que la luz viaje en una dirección. El EDF se empalmó en el puerto 1 de un circulador óptico (OC). El puerto 3 del circulador se empalmó en un acoplador de fibra 90/10, mientras que el puerto 2 se empalmó a la MBL que está delimitado en un extremo por un espejo plano-convexo utilizado como reflector al 100%. Se utilizó un analizador de espectro óptico (OSA, Anritsu MS9740A) con una resolución de 0,07 nm para medir el 10% de la señal de luz que sale del acoplador 90/10. El láser de la cavidad del anillo se cerró empalmando el otro 90% de salida al puerto de señal de entrada al WDM.

En este diseño experimental, la fibra dopada de Erbio que se utilizó es de espectro desplazado [76] y la misma actúa como medio de ganancia del láser. Cuando logramos excitar los iones de esta fibra, mediante la señal de bombeo, se genera un espectro de emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified spontaneous emission, por sus siglas en inglés) que puede ser apreciado en el OSA.

## 3.2 Análisis físico de componentes del circuito óptico.

### 3.2.1 Diodo Láser.

Un diodo láser (DL) es un láser de semiconductor en el que el medio activo está formado por una unión (juntura) P-N similar a la encontrada en un diodo rectificador o en un diodo emisor de luz (led). En dicha juntura se inyecta una corriente de electrones suficientemente alta como para producir inversión de población [88]. El DL es el tipo de láser con más volumen de producción y con el mayor valor de mercado en el mundo, a pesar de ser de los más baratos a nivel individual. Presenta múltiples aplicaciones que incluyen: la comunicaciones con fibra óptica, lectores de códigos de barras, punteros láser, la lectura y grabación de discos CD / DVD / Blu-ray, impresión láser y escaneo láser [88]. Los electrones y los huecos que se mueven en semiconductores al emitir radiación deben cumplir simultáneamente la ley de la conservación de la energía y la ley de la conservación del momento. Como el impulso de los fotones es extremadamente pequeño, se requiere que los electrones y los huecos tengan la misma velocidad durante la emisión o la absorción [88].

El Diodo, no es más que un material semiconductor que contiene una unión P-N, con las regiones P y N muy densamente dopadas y con una estructura interna más o menos compleja, que se hace funcionar a modo de diodo para producir un efecto laser. La llamada unión P-N consiste en una región P y otra N en un monocristal de material semiconductor. En dicha unión los pares (electrón-hueco) representan los estados excitados y la emisión de fotones se debe a la recombinación de estos pares. En estos materiales, el efecto laser no ocurre por transiciones entre niveles de energía atómicos o de sistemas moleculares sino que, por el contrario, se ha de considerar la estructura de bandas de energía del cristal como un todo [89]. El diodo semiconductor básicamente se compone de un "medio de ganancia óptica" dentro de una "cavidad óptica resonante". El medio óptico consiste en un material que es capaz de absorber la radiación incidente en un rango de longitudes de onda. Este medio puede ser bombeado óptica o eléctricamente, de forma que los portadores (electrones y/o huecos) del material pasen a niveles de energía excitados [90].

Si aplicamos a la región de los huecos (P) un potencial negativo y a la región que presenta exceso de electrones (N) uno positivo (polarización inversa) no pasa casi corriente eléctrica, pero si aplicamos a la región de los huecos (P) un potencial positivo y a la región (N) uno negativo (polarización directa), la corriente fluirá muy fácilmente. En este último caso, podría decirse que los huecos positivos (o déficit de carga negativa) de la región (P) se inyectan en la (N), al tiempo que los electrones de la (N) se inyectan en la (P) [89]. Estos electrones y huecos (o déficit de cargas negativas) se difundirán ahora por el material semiconductor hasta llegar a la región de la unión, donde se encuentran y recombinan. La aniquilación de un par (electrón-hueco) con emisión de un fotón puede implicar o no, en función de la estructura de bandas del material que forma la unión P - N, la emisión simultánea de un fonón. Si se da dicha emisión de un fonón se dice que sucede una transición indirecta o, en caso contrario, una transición directa [89].

Se debe mencionar que la recombinación con emisión espontánea es efectiva en semiconductores con transiciones directas, de materiales como: Arseniuro de Galio (GaAs), pues en ellos, el tiempo de vida media de emisión espontánea es muy corta ( $10^{-10} - 10^{-9}$  s) y, por tanto, la amplificación que se

obtiene en un sistema con inversión de población como éste es muy alta [89]. Por el contrario, en un semiconductor de transiciones indirectas, como Si o Ge, el tiempo de vida medio de la emisión espontánea tiene una vida media relativa muy alta ( $10^{-5}$  s) y predomina el efecto de los procesos no radiativos, de modo que no es posible obtener un láser a partir de este tipo de semiconductores [89]. Esta información nos explica como la radiación emitida espontáneamente es amplificada por la existencia de otros pares (electrón-hueco) que se aniquilan (emisión estimulada), o bien ser absorbida en la creación de un nuevo par (electrón-hueco). La recombinación de pares electrón-hueco puede también llevarse a cabo a través de procesos no radiativos en los que la energía se cede a los fonones de la red o a portadores libres de esta en forma de luz [89].

La fuente de luz coherente producida por un cristal semiconductor, llamada DL, utiliza como elemento activo la unión p-n, activada por un LED (diodo emisor de luz), dentro de una cavidad resonante [91]. Cuando la corriente fluye a través del diodo, permite la recombinación de los electrones con los huecos. Esta recombinación permite que los átomos regresen a un estado más estable de energía, emitiendo una longitud de onda dependiendo de la aleación (dopado) del material semiconductor utilizado; sin embargo, éstas pueden variar con el cambio de temperatura de funcionamiento del diodo [91].

### 3.2.1.1 Principio de funcionamiento de un Láser Semiconductor.

La figura 3.3 muestra la estructura básica de un diodo láser. Se trata de una unión P-N polarizada en directa y colocada en una cavidad óptica (también llamada región activa o active layer en inglés) que favorece una alta concentración de fotones y que maximiza la probabilidad de las colisiones fotón-electrón, de forma que se produzca retroalimentación y aumentando la probabilidad de que se generen fotones por emisión estimulada en una especie de proceso en cascada [92].

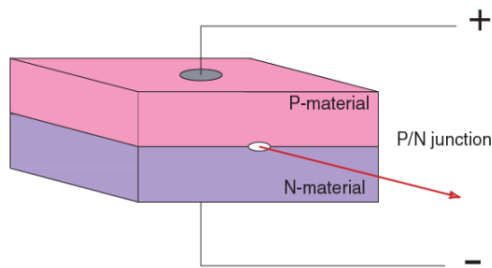


Figura. 3.3 Estructura básica de un Diodo Láser.

Al pasar el umbral de corriente llamado en inglés (threshold) pueden llegar a la banda de conducción suficientes electrones como para que se obtenga una inversión de población necesaria para que la probabilidad de producirse emisión estimulada supere a la de absorción. Con esto se libera energía en forma de radiación láser [92].

En muchos láseres, podemos encontrar que la cavidad óptica que presentan está constituida por dos espejos semi-reflectantes paralelos a cada extremo de la cavidad, cuya función es reflejar únicamente los múltiplos de una frecuencia determinada, generando una onda estacionaria dentro de la cavidad. A este tipo de cavidad se le denomina resonador Fabry-Perot y los láseres que se fabrican con esta cavidad se les denominan: láseres Fabry-Perot. Por lo general estos láseres generan múltiples

longitudes de onda y la reflectividad que presentan los espejos no es selectiva con la longitud de onda, como resultado pueden emitir radiación láser en un número de longitudes de onda discretas a la salida del dispositivo [92]. En comunicaciones nos interesa disponer de láseres monomodo, es decir que tienen una única longitud de onda posible en la cavidad, obteniendo un espectro muy estrecho a la salida del láser, lo cual otorga ventajas sobre los láseres multimodo [92].

Observemos en la Figura 3.4 la zona de deplexión de una juntura P-N semiconductor.

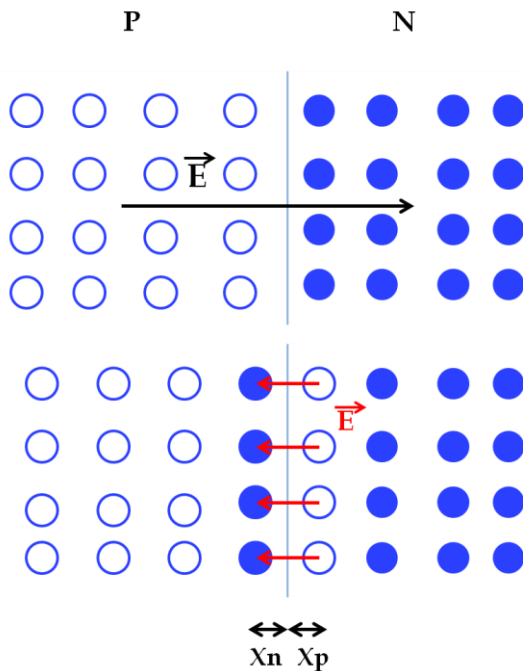


Figura. 3.4 Se muestra la zona de deplexión en una juntura P-N de un diodo debido al proceso de difusión.

Si dos materiales semiconductores se ponen en contacto a una temperatura uniforme, se produce una distribución de partículas cargadas por difusión como se aprecia en la figura 3.4. Partículas cargadas negativamente (electrones) que estaban en el lado N cerca de la zona de unión, pasan hacia el lado P donde hay impurezas que pueden aceptar electrones, de modo que las impurezas próximas a la unión, quedarán cargadas negativamente hasta una extensión  $x_p$  [93]. De forma análoga, pasan huecos de la región P hacia la región N, donde las impurezas próximas a la unión quedan cargadas positivamente hasta una extensión  $x_n$ . La zona alrededor de la unión en que quedan cargados los semiconductores sin cargas móviles se le llama zona de deplexión, y su tamaño es:  $W = x_p + x_n$  [93]. En el proceso de difusión los primeros portadores en moverse serán aquellos más cerca de la unión. De este modo, aparece un campo eléctrico en el centro de la unión que crece en valor y se opone al campo eléctrico inicial de la juntura P-N. Cuando este nuevo campo eléctrico alcanza un valor que compensa el campo inicial, cesa el proceso de difusión y se crea una región virtualmente vacía de portadores móviles llamada zona de deplexión o zona de empobrecimiento [94]

En los diodos P-N, la tensión de ruptura depende de la región de deplexión, y cuanto más ancha es la misma mayor es la tensión de ruptura. La zona de deplexión tiene un ancho que depende del tipo de semiconductor y del nivel de dopado [95].

Al dopar los materiales semiconductores se generan gran cantidad de electrones libres en el semiconductor tipo N y de huecos en el tipo P [95]. La gran cantidad de electrones en la zona n hace que se repelan e intenten moverse a la zona P, pero antes de llegar atraviesan la región de depleción en la que hay iones positivos que aceptan esos electrones convirtiéndose en átomos neutros, lo mismo les ocurre a los huecos que encuentran iones negativos en la zona de depleción y los convierten en átomos neutros. En el momento que los electrones libres y los huecos reducen el número de iones, el ancho de la región de depleción disminuye. Como se comentó anteriormente, cuanto más estrecha menor es la tensión de ruptura. Por lo que la tensión de ruptura depende del dopaje y del espesor de la capa con menos dopaje. Si la ruptura es de avalancha el factor que limita es el impacto de la energía de ionización de los portadores, dado que en el momento en el que se alcanza esa energía se genera la ruptura [95].

### **3.3 Multiplexión por división de longitud de onda (WDM).**

La tecnología WDM tiene muchas aplicaciones para la expansión de redes de fibra óptica que se encuentran actualmente instaladas. WDM es la multiplexión por división de longitud de onda, donde por medio de un dispositivo multiplexor se inyectan varios haces de luz con diferente longitud de onda en el extremo de entrada de una fibra óptica [96]. Todos los haces se propagan a través de la fibra óptica. En el extremo de salida, otro dispositivo llamado demultiplexor separa los haces para su enrutamiento hacia receptores ópticos correspondientes a cada haz separado [96].

La principal ventaja de la tecnología WDM es que multiplica el ancho de banda de sistemas convencionales que utilizan un solo haz de luz por el número de haces con longitud de onda distinta que viajan a través de la fibra [96]. Los nuevos sistemas WDM han evolucionado a DWDM o WDM denso, en los cuales la diferencia en los valores de longitud de onda entre haces inyectados es menor que 1 nm, con lo que se pueden desarrollar sistemas capaces de utilizar más de 40 haces, cada uno correspondiendo a un canal DWDM [96]. Los principales elementos que constituyen sistemas WDM son los multiplexores y demultiplexores (MUX/DEMUX). Existen varios métodos para fabricar estos dispositivos, utilizando óptica integrada, películas delgadas multicapas, reflectores y rejillas de Bragg, dispositivos ópticos no lineales y acopladores de fibras ópticas [96].

La tecnología conocida como Multiplexión por División de Longitud de Onda, se ha consolidado como una de las favoritas, debido a las enormes ventajas que ofrece en la optimización del uso del ancho de banda. Los enlaces de comunicación óptica permiten el envío simultáneo de diferentes longitudes de onda a través de una sola fibra dentro de la banda espectral que abarca los 1300 y los 1600nm [97]. Esto puede lograrse gracias a la tecnología WDM, que permite combinar varias longitudes de onda dentro de la misma fibra. Por otra parte sabemos que la luz presenta una propiedad fundamental la cual establece que las ondas de luz individuales de diferentes longitudes de onda no interfieran unas con otras dentro de un medio [97]. Los láseres son capaces de crear pulsos de luz con una longitud de onda muy precisa y cada longitud de onda individual de luz puede representar un canal de información diferente por lo que combinando pulsos de luz de diferentes longitudes de onda, pueden transmitirse simultáneamente muchos canales a través de una sola fibra. Con esta tecnología WDM, es posible reunir diferentes longitudes de onda para formar la señal que vamos a transmitir y esto requiere que cada longitud de onda sea debidamente espaciada de las demás, con el objeto de evitar la interferencia entre las señales [97].

Es muy importante destacar que en una configuración cerrada de anillo, a través del WDM se ingresan la señal de bombeo y se realimenta el sistema con la señal emitida por la fibra dopada con Er3+ que sale del acoplador 90/10. Por lo tanto el aislador integrado en el WDM hace que la luz viaje sólo en dirección propagante [98].

### 3.4 Medio Activo (Fibra dopada de Erblio).

Con el objetivo de lograr los fenómenos de Emisión Espontánea y Emisión estimulada para producir la luz láser, se empalmó una fibra dopada de Erblio (EDF). La misma, pertenece a la banda L para comunicaciones y presenta 2 metros de largo. Es importante destacar que esta fibra tiene una apertura numérica de 0.25 y una concentración de 3000 partículas por millón (ppm) [99].

Comencemos considerando que utilizamos una longitud de onda de bombeo de 980 nm. Con esta longitud de onda los iones de Erblio en el nivel fundamental  $^4I_{15/2}$  pueden ejecutar una transición hacia un nivel de energía superior  $^4I_{11/2}$  [100]. Al encontrarse en ese nivel de energía, los iones presentan un rápido decaimiento no-radiativo al nivel metaestable  $^4I_{13/2}$  [100]. En el nivel metaestable un fotón de la señal, generalmente con una energía equivalente a 1550 nm, puede provocar una emisión estimulada liberando un fotón de la misma longitud de onda, polarización y fase del fotón de señal incidente [100].

Si los fotones no producen el fenómeno de emisión estimulada en un tiempo determinado [100, 101], los iones excitados sufren un decaimiento emitiendo un fotón incoherente, recibiendo este fenómeno el nombre de: emisión espontánea. Los fotones que se emiten espontáneamente son amplificados por emisión estimulada y reducen la ganancia de la señal y hacen que disminuya la población del nivel superior. Al ser este proceso aleatorio, la emisión puede poseer cualquier frecuencia dentro del espectro de emisión del Erblio y es comúnmente conocido como emisión espontánea amplificada (ASE, Amplified Spontaneous Emission), la cual consiste de un componente en dirección de la propagación de la señal (ASE forward, ASE+) y otro en dirección contraria (ASE backward, ASE-) [100].

### 3.5 Circulador Óptico.

El circulador es uno de los componentes pasivos que se incorporan en el circuito óptico que recibe una señal de entrada y esta se manda a la siguiente salida pero siempre en sentido horario [101]. La señal entrante se divide en dos estados de polarización ortogonal por una placa birrefringente (material con dos índices de refracción). Los dos caminos resultantes se reflejan y se transmiten por caminos separados a través de un rotador de Faraday y un rotador óptico activo en serie. Los rotadores ópticos son dispositivos que desfazan la polarización lumínica por su material magnético-óptico que lo constituye. Al final los caminos se recombinan por un divisor de haz por una placa birrefringente [101]. La función fundamental del circulador óptico es la de asegurar de que toda la energía que es reflejada por el interferómetro sea medida por el OSA, por lo tanto resulta de enorme importancia el empleo de este dispositivo en el circuito [101].

Ahora mostraremos un diagrama básico de un circulador óptico de 3 puertos.

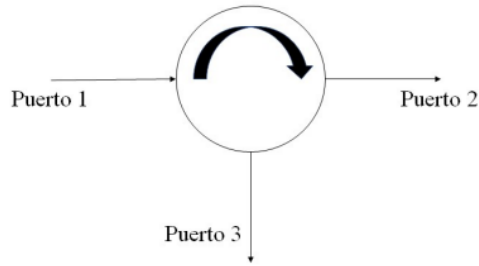


Figura. 3.5 Diagrama de un circulador óptico de 3 puertos.

En la Fig. 3.5 se puede apreciar como la señal de luz siempre viaja en el sentido de las manecillas del reloj. La función del circulador es guiar y dar paso a la señal que entra por uno de los puertos hacia el puerto siguiente. Cuando la señal entra por el puerto 1 se direcciona al puerto 2, una vez que pasó por ese puerto es dirigida ahora al puerto 3, esta señal nunca puede regresar por el puerto anterior para evitar posibles reflexiones [102].

### 3.6 Acoplador de fibra (90/10).

El acoplador 90/10 se utiliza en nuestro arreglo para extraer el 10% de la potencia confinada en la cavidad de anillo [103]. Con esta relación de acoplamiento podemos conseguir que las pérdidas de la cavidad no sean muy grandes y que, por tanto, la potencia de bombeo umbral sea bastante baja ya que por lo general no siempre se dispone de una alta potencia de bombeo. Sin embargo, hay que tener presente que podría optimizarse la eficiencia del láser modificando la relación de acoplamiento [28].

Los acopladores de fibra óptica son dispositivos que permiten que una sola entrada de fibra se divida en dos salidas. Los acopladores están disponibles en el mercado con varias longitudes de onda centrales y con diferentes rangos de acoplamiento, por ejemplo: 50:50, 75:25, 90:10, 99:1 [104].

Véase en la Fig. 3.6 un esquema básico de un acoplador de fibra óptica de 3 puertos de entrada.

Estos dispositivos se fabrican fusionando dos fibras ópticas en un proceso que es monitoreado utilizando un analizador de espectros ópticos (OSA: Optical Spectrum Analyzer) y que se detiene en el momento en que se alcanza la razón de acoplamiento deseada.

En la figura 3.6 se muestra un esquema de un acoplador cuya relación de acoplamiento es 90:10, lo que significa que la señal de entrada es dividida en proporcionalmente, teniendo el 90% de la misma en una salida y el 10% restante en la otra salida [104].

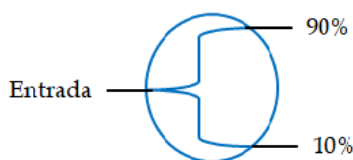


Figura. 3.6 Diagrama de un acoplador de fibra óptica de tres puertos.

### 3.7 Aislador de Fibra Óptica.

Se emplean básicamente para proteger el funcionamiento del sistema, en algunos arreglos de fibras ópticas, debido a las reflexiones de Fresnel que pueden tener consecuencias negativas en el funcionamiento de los dispositivos ópticos del sistema [104]. Los aisladores de fibra óptica son dispositivos magneto-ópticos que transmiten la luz preferentemente hacia la salida, mientras que la absorben en la dirección contraria [104] y evitan daños de señales de reflexión como la anteriormente mencionada.

### 3.8 Diagrama básico del Optical Spectrum Analyzer (OSA).

El analizador de espectros ópticos nos proporciona información de contenido espectral de una determinada fuente de luz [105]. El esquema básico de funcionamiento se puede apreciar en la figura 3.9, en la cual se representa el bloque fundamental del analizador de espectros. Pero sin dudas uno de los elementos fundamentales es el monocromador. El monocromador es un filtro óptico paso banda sintonizable, mediante el cual se realiza el barrido en longitud de onda a lo largo del espectro. Además del monocromador, son necesarios otros elementos, como el fotodetector y los amplificadores posteriores, para la detección de la potencia óptica contenida en cada posición del monocromador, además de los elementos de procesado y representación de la información en pantalla, junto con los de sincronismo de barrido [105].

Para tener una idea de cómo funciona un analizador de espectros ópticos, lo dividiremos en los elementos que se muestran en la figura siguiente:

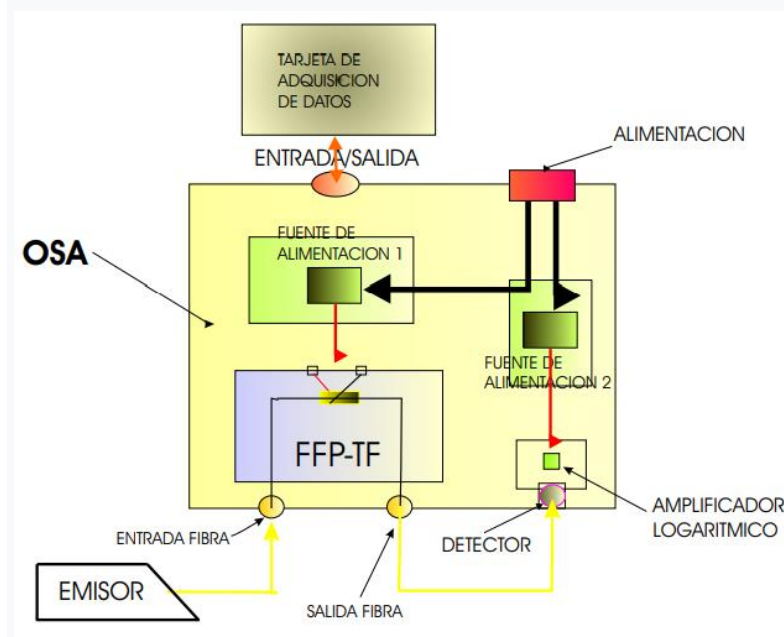


Figura. 3.7 Esquema básico del OSA basado en un interferómetro Fabry-Perot [105].

1. Sistema Emisor (Fuente de luz).
2. Medio de propagación (Fibra óptica).

3. Interferómetro Fabry-Perot (Filtro sintonizable).

4. Sistema de Detección:

- I. Detector
- II. Circuito de Amplificación.

5. Sistema de Control

- I. Tarjeta de Adquisición de datos.
- II. Software de Control.

6. Sistema de Alimentación.

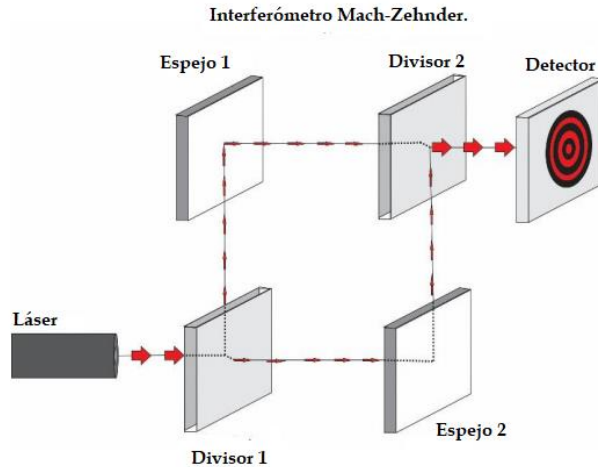
En la figura 3.7 se muestran algunos de los elementos que forman el analizador de espectros ópticos empleando un Interferómetro Fabry-Perot como Filtro sintonizable. La señal procederá de una fuente de luz o sistema emisor que introduciremos en el filtro sintonizable, el cual realizará el filtrado de la señal. Tras pasar por el filtro la señal resultante irá al medidor de potencia o detector, el cual deberá tomar el valor de la medida de la potencia incidente y pasarla al bloque de amplificación, en este caso utilizaremos un amplificador logarítmico que realizará la conversión electro-óptica [105]. Este dato será tratado a su vez por el sistema de control y se representará en la pantalla del de una computadora. Este proceso se repetirá tantas veces como lo indique el programa de control del OSA (dependiendo del número de medidas, rango de medida, etc.). Por último será necesario crear un sistema de alimentación específico para alimentar tanto al medidor de potencia, como para proporcionar una tensión de offset al filtro Fabry-Perot sintonizable (FFP-TF) [105].

### **3.9 Micro-cavidad esférica (MBL) como filtro de interferencia Fabry-Perot. Tipos de interferómetros.**

#### **3.9.1 Tipos de interferómetros.**

Los interferómetros por división de amplitud son aquellos en donde la onda que proviene de la fuente se secciona en dos segmentos que viajan por caminos diferentes antes de recombinarse e interferir [101].

Entre los interferómetros que funcionan según el fenómeno físico de división de amplitud se encuentra el Mach-Zehnder. Este dispositivo presenta dos divisores de haz y dos espejos reflectores como se muestra en la figura 3.8. Las dos ondas de luz viajan por caminos separados. Si se modifica un poco la longitud del camino de uno o de los dos haces, o se inclina un poco uno de los divisores de haz, pueden obtenerse diferentes franjas de interferencia. Esta es la razón de que este interferómetro tenga en la actualidad muchas aplicaciones [101].



**Figura. 3.8 Interferómetro Mach-Zehnder.**

El interferómetro de Sagnac es también un dispositivo de división de amplitud muy estable. En este interferómetro, los haces de luz toman el mismo camino pero en direcciones opuestas, con la característica de que estos son caminos cerrados como se puede observar en la figura 15. Un desplazamiento o giro en alguna de las dos direcciones de los haces, producirá una diferencia en el recorrido por el camino óptico del haz, produciendo un patrón de interferencia [101]. Para que exista interferencia en un interferómetro de Sagnac, se requiere que dos haces posean idénticos estados de polarización al momento en el que estos haces se superponen en el detector [106]. Únicamente bajo esta condición se puede obtener un gran contraste de interferencia o también conocido como profundidad de modulación.

Cuando la polarización entre ambos haces no es completamente paralela, el contraste de interferencia se reduce, y cuando la polarización es ortogonal no existe interferencia. Por lo tanto, para obtener señales estables y reproducibles será esencial controlar el estado de polarización de la luz que se propaga en los brazos de un interferómetro de Sagnac formado por fibra óptica [106, 107].

El interferómetro de Sagnac puede estar formado por fibra óptica de alta o baja birrefringencia. El interés en estudiar un interferómetro de Sagnac formado con fibra óptica de alta o baja birrefringencia, radica en las características que presenta la señal transmitida y los propósitos de aplicación que se requieran. Dentro del lazo de fibra del interferómetro, como muestra en la figura 3.9, los haces con un campo  $E_3$  y  $E_4$  viajan en sentidos opuestos y al volver al acoplador se produce la interferencia [107, 108]. De este modo por el puerto 1 tendremos un haz reflejado con un campo  $E_1$  y el haz transmitido con un campo  $E_2$  sale por el puerto 2 [106, 108].

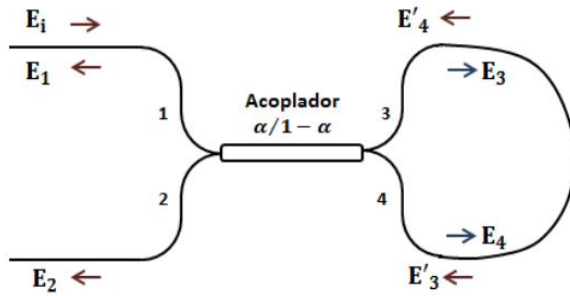


Figura. 3.9 Interferómetro Sagnac en forma de lazo de fibra óptica.

La señal de salida de un interferómetro de Sagnac se obtiene matemáticamente multiplicando las Matrices de Jones de cada uno de los elementos del circuito en forma de lazo [108].

Por otra parte el interferómetro de Michelson es un dispositivo de división de onda. Se constituye utilizando un divisor de haz y dos espejos reflectivos. El haz de luz se divide en dos en el divisor, viajan por caminos diferentes hasta llegar a un espejo donde se reflejan y regresan al divisor, donde un haz pasa a través del divisor hacia el detector y parte del haz que viene del segundo espejo es desviada hacia el detector en donde se unen y forman las franjas de interferencia [101]. Esta configuración se puede observar en la figura 3.10 [109].

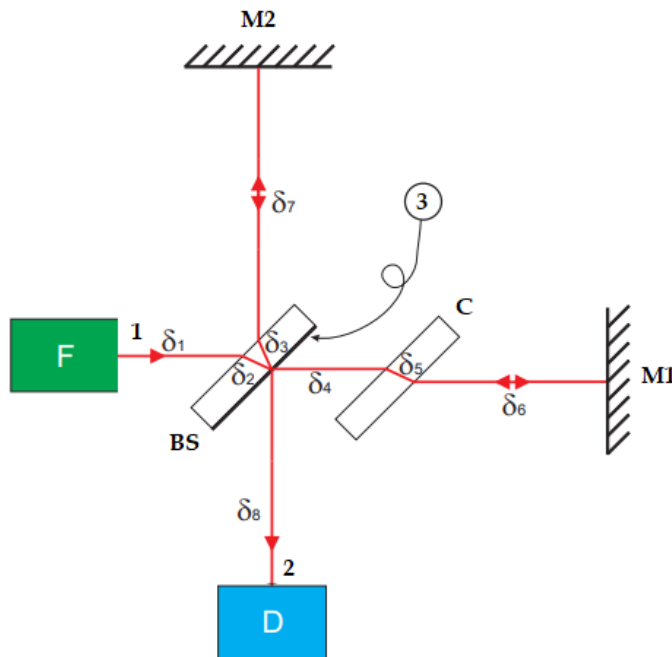


Figura. 3.10 Interferómetro de Michelson.

En esta figura 3.10 se muestra un diagrama del interferómetro de Michelson, donde el haz de luz de la fuente  $F$  se divide con el divisor de haz ( $BS$ ) el cual refleja el 50 % y transmite el 50 % en la superficie numerada con el número 3. El haz incidente es dividido en dos; uno de ellos es reflejado hacia el espejo  $M1$  y el otro al espejo  $M2$ , ambos espejos retornan el haz al divisor de haz, de tal manera que ambos se encuentran en una pantalla [109].

Al colocar una lente (objetivo) entre la fuente y el divisor del haz, el mismo se expande, observándose un patrón de anillos brillantes y oscuros, y se puede decir que cuando las distancias son iguales se nota un solo disco central sin franjas [109].

Por último estudiaremos detalladamente el interferómetro Fabry-Perot (FPI), debido a que es el que tenemos en nuestra Micro-cavidad esférica (MBL). El interferómetro Fabry-Perot, consiste en dos espejos semitransparentes planos y paralelos separados por una distancia fija dentro de los cuales hay una onda estacionaria que se refleja continuamente en los espejos [110]. Este dispositivo utiliza la interferencia de múltiples haces y se usa ampliamente como un espectrómetro de alta resolución para estudiar la estructura fina de las líneas espectrales [111]. Si hacemos incidir una onda de luz monocromática en un interferómetro Fabry-Perot en un ángulo arbitrario con respecto a la normal de las superficies (espejos), experimentará múltiples reflexiones dentro de los mismos [110], de lo contrario permanecerá como onda estacionaria dentro de espejos que forman el dispositivo.

Una cavidad Fabry-Perot permite una realimentación y la luz confinada en el interior de la misma sufre un proceso de ganancia al propagarse, debido a que compensa las pérdidas existentes en las reflexiones en los espejos [105, 112]. En el láser aquellas frecuencias ópticas que tras propagarse por la cavidad y reflejarse en ambos espejos mantengan su fase sin cambios, serán las posibles frecuencias de oscilación del sistema [112].

En la literatura se conoce el interferómetro Fabry-Perot, como interferómetro de haces múltiples y es de suma importancia en la óptica moderna. Su principal valor surge del hecho de que además de ser un dispositivo espectroscópico de alto poder de resolución, también sirve como cavidad resonante para el láser, o como filtro óptico sintonizable [105]. Por lo general el espacio de aire entre las placas o espejos, varía desde algunos milímetros a varios centímetros cuando el dispositivo se utiliza como interferómetro, y la distancia aumenta considerablemente cuando se usa como cavidad resonante de láser, donde normalmente el espacio entre las superficies reflejantes está ocupado por el medio amplificador [105, 113, 114].

Observemos la Figura 3.11 donde se mostramos el comportamiento del Campo Eléctrico dentro de un filtro Fabry-Perot.

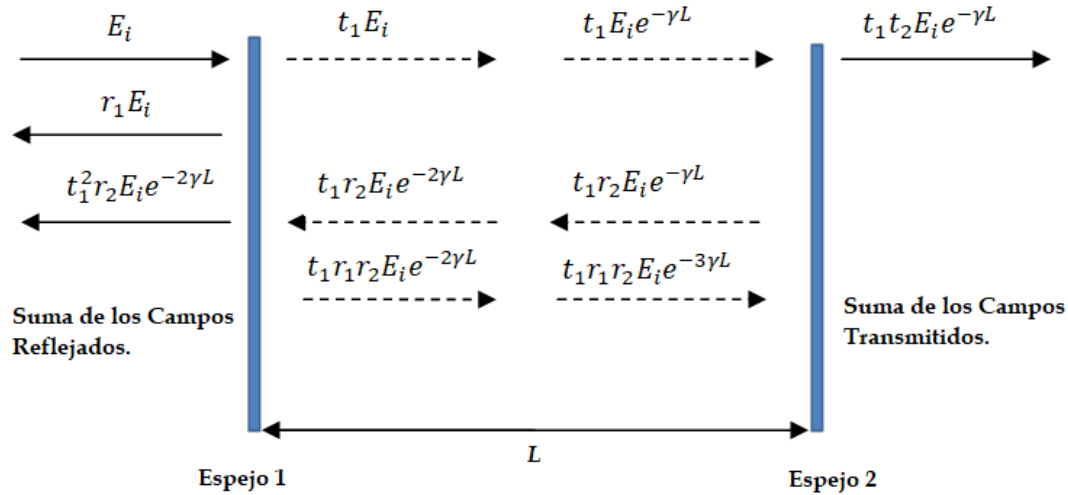


Figura. 3.11 Estructura y flujo de señal de un campo eléctrico en un Filtro Óptico Fabry-Perot.

El espejo 1 tiene unos coeficientes de transmisión y reflexión de Campo Eléctrico  $t_1 r_1$  y el espejo 2  $t_2 r_2$  respectivamente, por lo que el funcionamiento del filtro puede explicarse de la siguiente manera.

Cuando incide un campo eléctrico  $E_i$  sobre el primer espejo, una fracción de energía luminosa se refleja y una parte es transmitida hasta que la luz llega al segundo espejo como se aprecia en la Fig. 3.11. Dentro de este medio existe una constante de propagación que perturba al campo eléctrico y permite determinar si existen pérdidas o ganancias en el material [105]. De manera que el campo que incide sobre el segundo espejo es:  $t_1 E_i e^{-\gamma L}$  donde una fracción de energía se refleja volviendo, dentro del material hacia el primer espejo y una fracción de luz es transmitida hacia el exterior del segundo espejo. Este proceso es infinito y demuestra que siempre ocurren pérdidas en un Filtro de interferencia Fabry-Perot [105, 113, 114].

Cuando los dos espejos se encuentran perfectamente alineados en paralelo, los múltiples haces de luz que escapan en cada lado de la cavidad son exactamente paralelos. Podemos verificar que cada haz de luz tiene una diferencia de fase fija respecto a la anterior que se corresponde a la longitud adicional del camino recorrido en la cavidad [113].

La función de transferencia de energía de un filtro es la fracción de energía de la luz de entrada que se transmite por el filtro como una función de frecuencia óptica  $f$ , o longitud de onda  $\lambda$ . Para el filtro de Fabry-Perot y teniendo en cuenta que los espejos están fabricados empleando el mismo material y pueden considerarse idénticos, la función de transferencia está dada por la siguiente ecuación 3.1 [114, 115]:

$$T_{FP}(f) = \frac{\left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2}{1 + \left(\frac{2\sqrt{R}}{1-R} \sin(2\pi f\tau)\right)^2} \quad (3.1)$$

Y en función de  $\lambda$  quedaría de la forma siguiente:

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{\left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2}{1 + \left(\frac{2\sqrt{R}}{1-R} \sin(2\pi nL/\lambda)\right)^2} \quad (3.2)$$

En las Ecuaciones 3.1 y 3.2,  $A$  indica la pérdida de luz por la absorción que ocurre en cada espejo [115], es decir, la fracción de luz incidente que es absorbida por el espejo.  $R$  indica la reflectividad de cada espejo (los cuales deben ser idénticos), la reflectividad se define como la fracción de luz incidente que es reflejada por el espejo y  $\tau$  es el retardo unidireccional de propagación a través de la cavidad. Además el índice de refracción de la cavidad se denota por  $n$  y la longitud de la cavidad por  $L$ .

Ahora es importante mencionar que podemos diferenciar un interferómetro y un etalon Fabry-Perot principalmente en que el interferómetro posee la capacidad de modificar o sintonizar mecánicamente la distancia que existe entre ambos espejos con el fin de cambiar las longitudes de onda en las que se producen los picos de transmisión. Entonces, cuando los espejos se mantienen en una distancia fija y se ajusta el paralelismo con algún tipo de espaciador (que puede ser ámbar o cuarzo), el interferómetro se denomina en un sentido más específico como etalon [113, 114].

Luego como resultado de las reflexiones se tiene que todas las longitudes de onda donde la distancia  $L$  de la cavidad es un múltiplo entero de la mitad de la longitud de onda en la cavidad (de modo que una ida y vuelta a través de la cavidad es un múltiplo entero de la longitud de onda), se llaman longitudes de onda resonantes de la cavidad.

Por otra parte se puede determinar la separación entre los picos adyacentes de longitud de onda de transmisión del filtro, y a la misma se le llama rango espectral libre ( $FSR$ ) o  $\Delta\lambda$  y esta dado por la ecuación [113]:

$$FSR = \Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{2nL \cos\theta} \quad (3.3)$$

Donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda central del pico de transmisión más cercano.

En los filtros y en especial en el filtro de interferencia Fabry-Perot una medida del ancho de cada banda de paso es su anchura en el punto donde la función de transferencia es la mitad de su máximo ( $FWHM$  - Full Width at Half Maximum).

La función de transferencia  $T_{FP}(f)$  es periódica en  $f$ , y los picos o bandas de paso de la función de transferencia a frecuencias  $f$  que satisfacen  $f\lambda = k/2$  para algún entero positivo  $k$ . Por lo tanto, en un sistema WDM, incluso si las longitudes de onda están espaciadas suficientemente lejos en comparación con la anchura de cada banda de paso de la función de transferencia de filtro, se pueden transmitir varias frecuencias (o longitudes de onda) si coinciden con diferentes bandas de paso [115].

En los filtros y en especial en el filtro de interferencia Fabry-Perot una medida del ancho de cada banda de paso es su anchura en el punto donde la función de transferencia es la mitad de su máximo ( $FWHM$ - Full Width at Half Maximum). En el WDM, la separación entre dos longitudes de onda adyacentes debe ser al menos de un  $FWHM$  para minimizar la interferencia. Así la relación  $FSR/FWHM$  es una medida aproximada del número de longitudes de onda que pueden ser acomodadas por el sistema. Esta relación es llamada fineza,  $F$  y está dada por [115, 116]:

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.4)$$

Las resonancias o bandas pasantes del filtro pueden caracterizarse a través de su anchura de banda total a mitad máximo ( $FWHM$ ). Donde la ecuación que permite calcular su valor está dada por la expresión [115]:

$$FWHM = \frac{c}{2\pi nL} \sin^{-1}\left(\frac{1-R}{2\sqrt{R}}\right) \quad (3.5)$$

Al aumentarse el valor de la reflectividad disminuye el valor de  $FWHM$ , ya que el filtro es más selectivo. La medida de la selectividad del filtro Fabry-Perot se establece por medio de la fineza  $F$ , definida como [115, 116]:

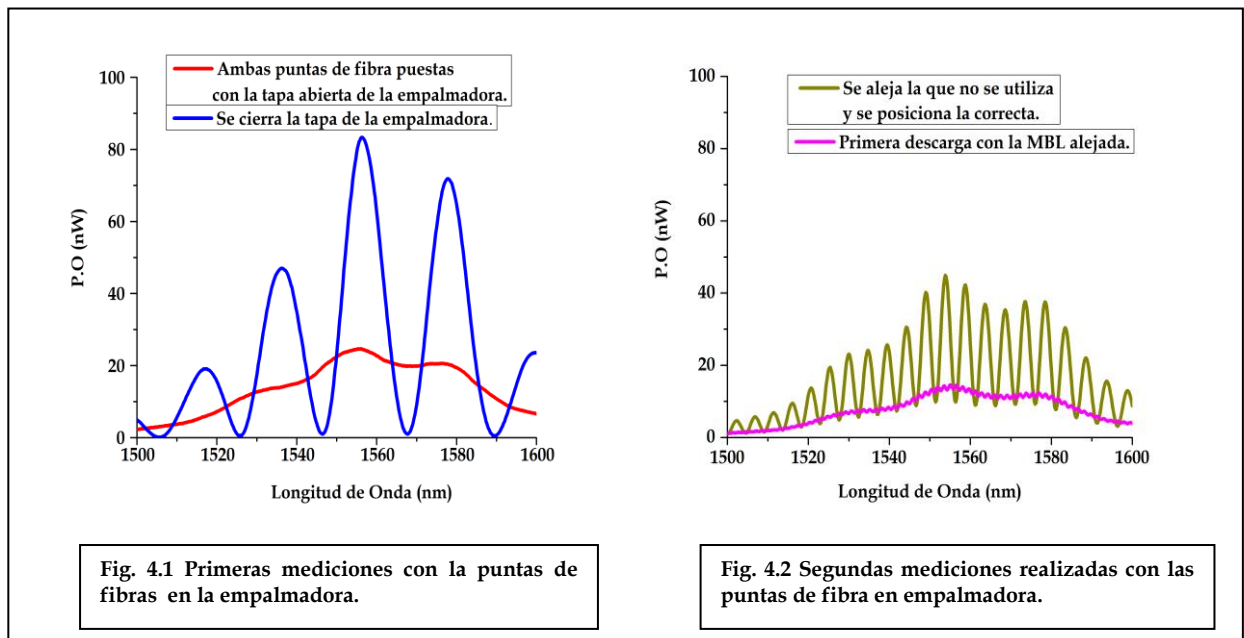
$$F = \frac{FSR}{FWHM} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{2 \sin^{-1}\left(\frac{1-R}{2\sqrt{R}}\right)} = \frac{\pi}{1-R} \sqrt{R} \quad (3.6)$$

Por lo tanto la fineza o selectividad del filtro sería mejor cuanto más acercan a la unidad sea el valor de la reflectividad de los espejos [115].

#### 4.1 Caracterización experimental de las Lentes de micro-bola (Micro-ball lens).

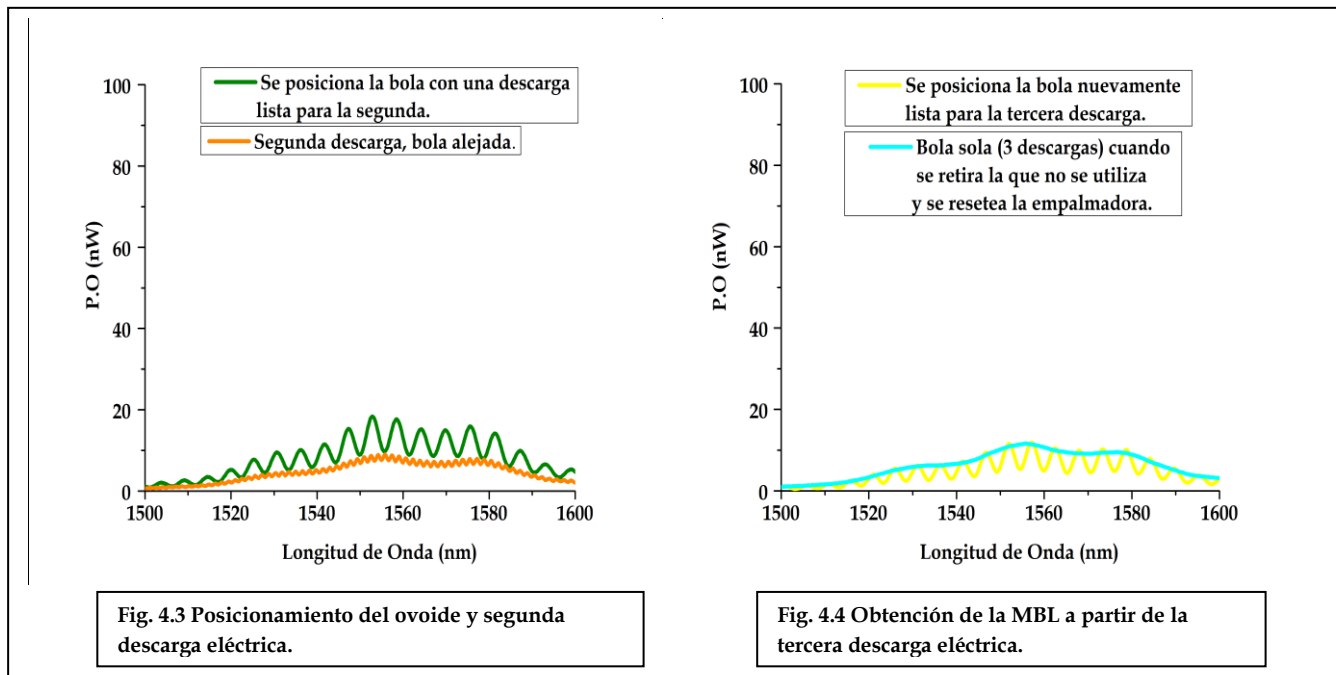
En el capítulo 4 presentamos los resultados experimentales de una manera organizada. Debemos recordar que nuestros objetivos generales, planteados en el capítulo 1, deben lograrse y para ello comenzaremos mostrando los resultados de la caracterización de nuestro filtro óptico Lente de Micro-bola en inglés llamado: Micro-ball lens (MBL).

Primero se procedió a fabricar una MBL, con potencia paso de 190, y para describir el proceso de fabricación de la misma se toman dos puntas de fibra SMF-28 y se colocan, previamente removiendo el revestimiento y con un excelente corte transversal, en la empalmadora (SUMITOMO TYPE-39). Procedemos a realizar una medición con la tapa de la Empalmadora, abierta y posteriormente al cerrar la tapa de la misma se realiza otra medición observándose los resultados de Potencia Óptica .vs. Longitud de Onda en la figura 4.1(izquierda y derecha).



El objetivo de este experimento es demostrar que no tenemos una cavidad dentro de la MBL, y que la cavidad Fabry-Perot se forma solamente entre el espejo y la superficie externa de la MBL. Al colocar las puntas de fibra en la empalmadora estas están muy cerca entre sí pero una vez que la tapa de la empalmadora se cierra de manera automática los electrodos unen aún más las puntas entre sí, de forma que se forma una cavidad Fabry-Perot entre ellas y la distancia es muy pequeña, lo cual permite que la reflexión obtenida sea mucho mayor como bien se puede observar en la figura 4.1. Después se aleja la punta de fibra que se va a utilizar y se coloca en posición el extremo al que se le aplicarán varias descargas eléctricas. Posteriormente se realiza la primera descarga y en la posición que queda el ovoide se tomó la medición en el OSA como puede apreciarse en la figura 4.2. Se observa que el espectro disminuye el valor de la potencia debido a que cuando ocurre la descarga eléctrica el electrodo se aleja mucho de la posición que tenía antes de la descarga, aumentando así la distancia Fabry-Perot y disminuyendo la amplitud de la señal.

Paso seguido se posiciona el ovoide listo para la segunda descarga y se aplica la misma cuyos resultados se ven en la figura 4.3. Se observa en esta figura, cómo se explicó anteriormente en la figura 4.2, que la amplitud de la señal disminuye luego de la descarga debido a que los electrodos alejan los ovoides entre sí.



Es muy importante destacar que el tiempo de descarga para todos los procesos de fabricación fue el mismo  $t = 0.05$  s y también se realizaron 3 descargas para todas las MBLs que se fabricaron. Eso nos permite tener solamente la variable de potencia paso en cada una de las MBL creadas y de acuerdo a la respuesta observada, se puede determinar si existe o no una Micro-cavidad interna dentro de la MBL.

Por último se procede a colocar el ovoide en posición por tercera vez y se realiza la tercera descarga eléctrica. Al concluir este paso del proceso, ya tenemos creada la MBL que vamos a utilizar, recordando que se encuentra aún lejos de su posición inicial y sin sacarla de la empalmadora, retiramos el otro ovoide (que no vamos a utilizar), y reiniciamos la empalmadora quedando la interferencia de la MBL como se aprecia en la figura 4.4. Obsérvese que la intensidad de la señal muestra que lo que tenemos es una reflexión de Fresnel y por tanto no tenemos una Micro-cavidad dentro de la MBL.

En la figura 4.5 mostramos la interferencia que ocurre en la cavidad Fabry-Perot cuando tenemos las dos puntas de fibra colocadas, antes de la primera descarga, con la tapa de la empalmadora cerrada y la interferencia final que se midió al obtener la MBL, luego de las tres descargas eléctricas y se retira el ovoide que no se utilizará, observándose la Reflexión de Fresnel que experimenta la MBL debido a que la otra superficie del interferómetro Fabry-Perot se encuentra muy lejos.

Con este experimento se puede afirmar que no tenemos una cavidad intrínseca dentro de la Micro-esfera y la cavidad Fabry-Perot se forma entre el espejo 100% reflectivo y la superficie externa de la MBL.

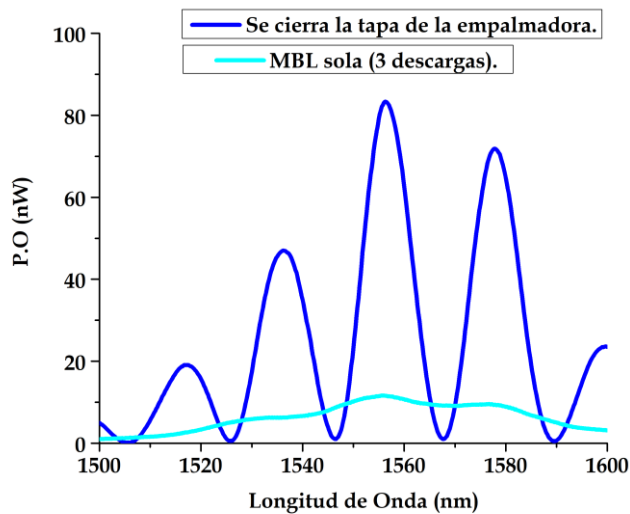


Fig. 4.5 Comparación de la interferencia de la cavidad Fabry-Perot de las puntas de fibra antes del proceso de fabricación y la interferencia provocada por la reflexión de Fresnel en la MBL.

Observemos la representación del interferómetro Fabry-Perot que se forma entre la MBL y el espejo en la figura 4.6.

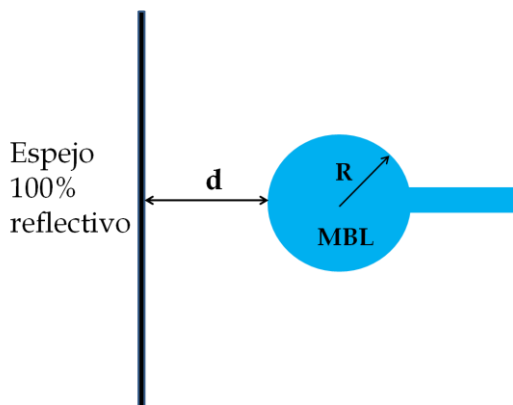


Fig. 4.6 Diseño experimental empleado para señalar que  $d$  es la distancia de la cavidad Fabry-Perot.

En esta figura se representa la distancia Fabry-Perot ( $d$ ) existente entre la superficie externa de la MBL y el espejo. Posteriormente se mostrará el arreglo experimental que se diseñó para la correcta caracterización de nuestro filtro óptico y se mostraremos las curvas experimentales de los resultados que se obtuvieron realizando un análisis físico del problema.

Ahora presentaremos las MBLs obtenidas experimentalmente mediante las figuras 4.7 a la 4.12 mostramos los tamaños de las mismas. Recordemos que todas las MBLs fueron fabricadas en el laboratorio con una empalmadora modelo: (Sumitomo Type-39 Micro Core Optical).

Observemos primero la figura 4.7.

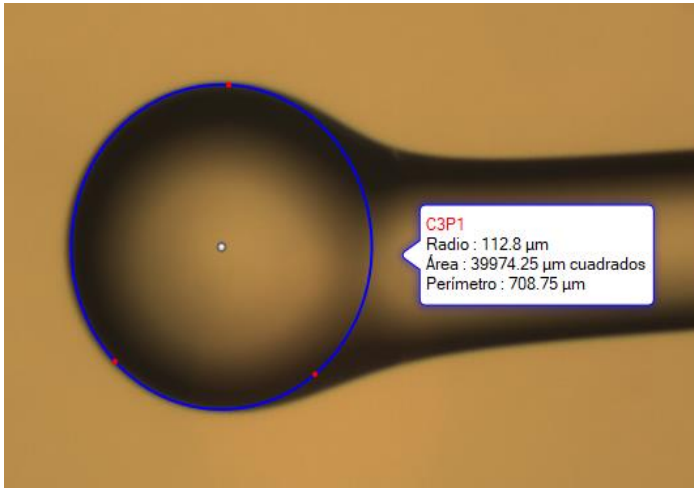


Fig. 4.7 MBL de potencia paso 80 medida con el Microscopio y el Software Motic 2.

En el proceso de fabricación de las MBLs se varió solamente la potencia paso en la empalmadora, manteniendo siempre constante el tiempo de las 3 descargas para obtener la variación en la geometría de las MBL en función de la potencia paso utilizada al aplicar la descarga eléctrica. Se utilizó un microscopio y el software llamado: Motic 2, para caracterizar y medir estas estructuras. La primera MBL que se observa en la figura 4.7 no presenta una forma esférica y más bien tiene una estructura deformada debido a que la potencia en la empalmadora, durante el proceso de fabricación, es muy baja para provocar la correcta fusión de la sílice, y el material presenta para potencias inferiores o cercanas al valor de 80, una mala deformación del vidrio creando una estructura ovoide pero no esférica.

Ahora veamos la figura 4.8.

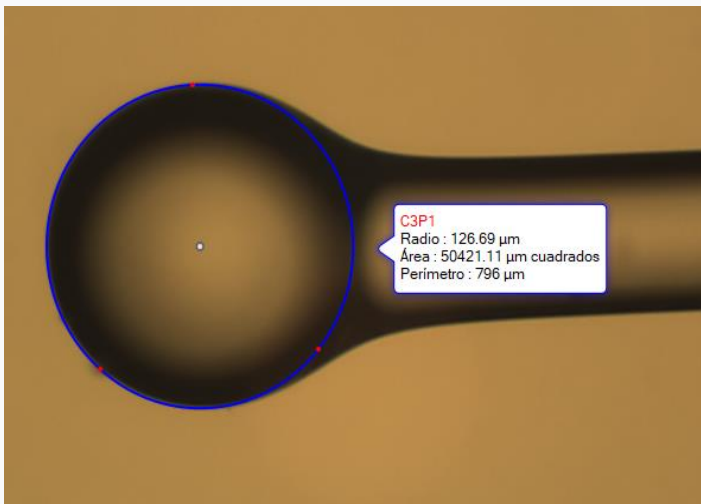


Fig. 4.8 MBL de potencia paso 90 medida con el Microscopio y el Software Motic 2.

En esta figura 4.8 se representa la MBL de potencia paso 90. Se puede apreciar que la forma de las estructuras es algo más esférica que la MBL que se muestran en la figura 4.7.

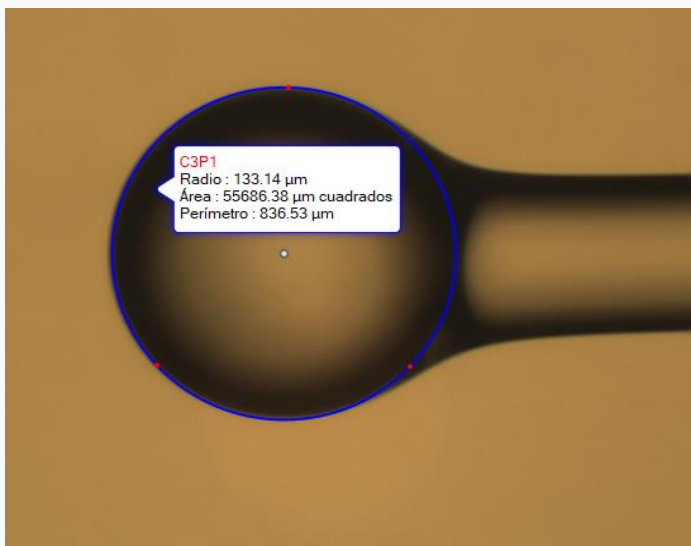


Fig. 4.9 MBL de potencia paso 100 medida con el Microscopio y el Software Motic 2.

En esta figura 4.9 si se aprecia la forma esférica de la estructura y a partir de la esta potencia paso de 100, con que se fabricó esta MBL, se aprecia muy bien la forma esférica de todas las siguientes estructuras que se fabricaron.

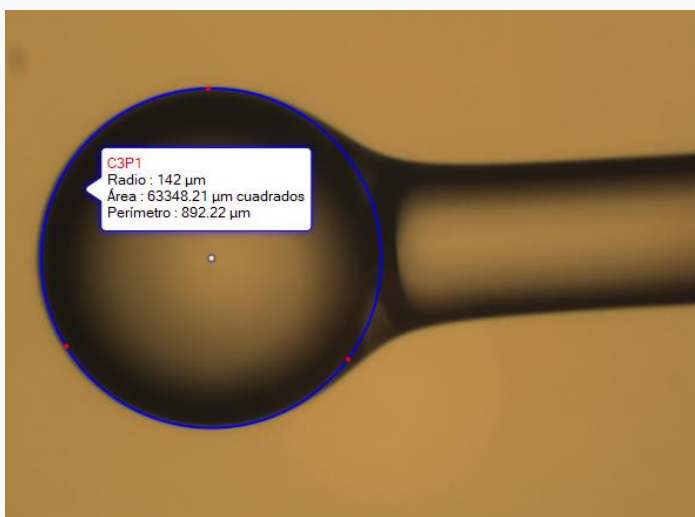


Fig. 4.10 MBL de potencia paso 120 medida con el Microscopio y el Software Motic 2

La figura 4.10 confirma que la forma de las estructuras es más esférica mientras se aumenta la potencia paso durante el proceso de fabricación de las MBLs con la empalmadora. Esta observación nos permite continuar con la experimentación y realizar otras MBLs de mayor potencia paso para verificar si continúa esta tendencia del aumento de tamaño. Las MBLs fabricadas y que se mostrarán a continuación también se fabricaron aumentando de 10 en 10 el valor de la potencia paso.

Es muy importante mencionar que no se fabricó una estructura con potencia paso de 110. La razón de esta determinación obedece al hecho de que, en la medida que aumentamos el valor de la potencia paso de la empalmadora en el proceso de fabricación, no solo aumenta el radio de las MBLs, sino que esto permite una mejor formación de la estructura con forma esférica. Se observó en la figura 4.7 que para bajos valores de potencia paso, no se alcanza a formar bien la estructura y se aprecia algo deforme la MBL. En la medida que incrementamos este valor de potencia hasta 100, variándolo de 10 en 10, se obtiene una figura con una forma muy parecida a una esfera. Por lo tanto el valor de potencia 110 es solamente un valor intermedio que no determinará en la tendencia observada en el proceso de fabricación, que supone tener estructuras cada vez más esféricas y por eso se continuó con el valor de potencia paso a partir del valor 120.

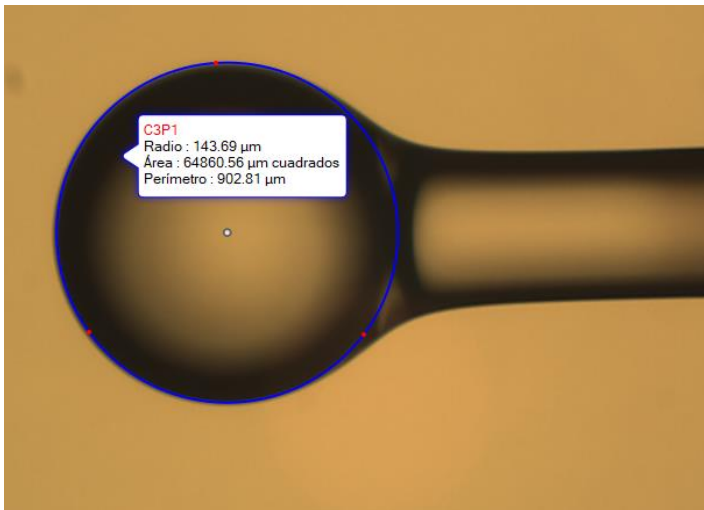


Fig. 4.11 MBL de potencia paso 130 medida con el Microscopio y el Software Motic 2

En la figura 4.11 también se puede apreciar la forma esférica que presenta la MBL incrementando cada vez más su tamaño respecto a la anterior estructura.

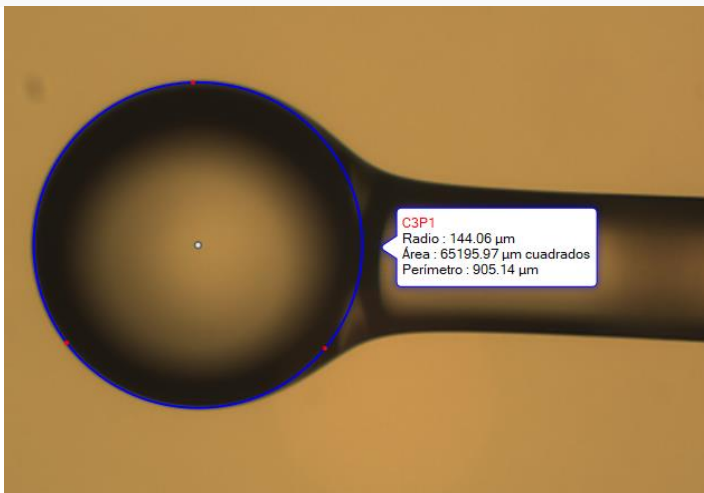


Fig. 4.12 MBL de potencia paso 140 medida con el Microscopio y el Software Motic 2

En la figura 4.12 ocurre lo mismo con la forma de la estructura y el radio aumenta con respecto a figura anterior. Veamos la figura 4.13.

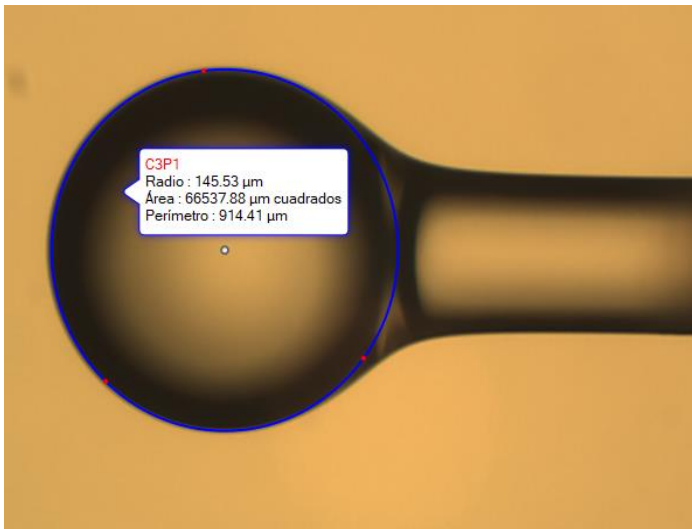


Fig. 4.13 MBL de potencia paso 150 medida con el Microscopio y el Software Motic 2

En esta figura 4.13 se observa muy bien la forma esférica de la estructura y es muy importante mencionar que la geometría de las MBLs es estable solamente cuando se protegen y no permanecen suspendidas de forma que la acción de la fuerza de gravedad pueda ocasionar torque sobre ellas. En nuestro experimento se necesita que la MBL se mantenga suspendida y ocurren deformaciones en la misma, pasados varios días, por lo cual los experimentos deben realizarse en el día y repetir la fabricación de la MBL cada día de trabajo experimental.

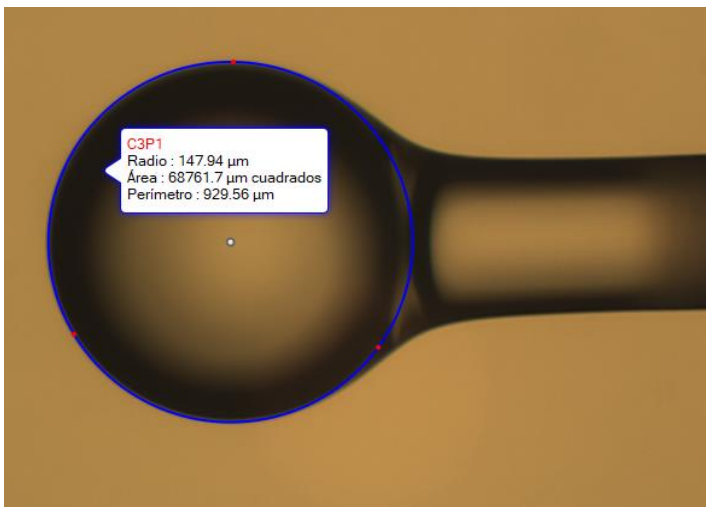


Fig. 4.14 MBL de potencia paso 160 medida con el Microscopio y el Software Motic 2

En la figura 4.14 se incrementa el valor del radio de la estructura y se aprecia muy bien la forma esférica de la MBL. Ahora mostraremos la figura 4.15.

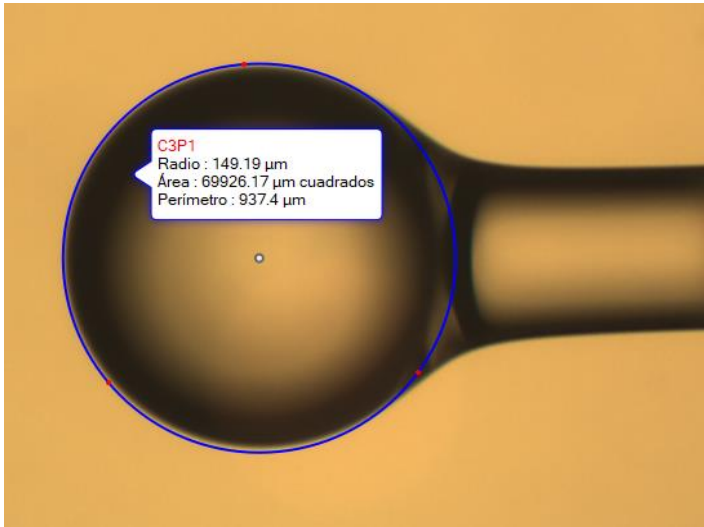


Fig. 4.15 MBL de potencia paso 170 medida con el Microscopio y el Software Motic 2

La figura 4.15 muestra un comportamiento muy similar a las figuras anteriores y también se aprecia la forma bien esférica de la estructura por lo que presentaremos la figura 4.16.

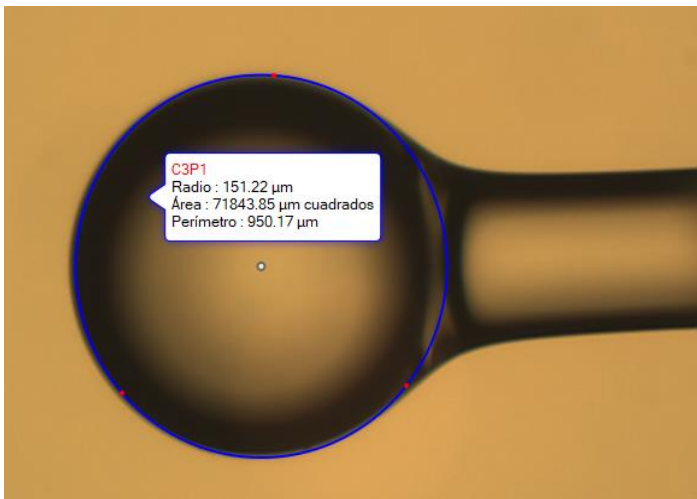


Fig. 4.16 MBL de potencia paso 180 medida con el Microscopio y el Software Motic 2

Esta figura 4.16 muestra una estructura con forma esférica y podemos observar cómo se incrementa el valor del radio de la misma con respecto a las estructuras anteriores. Por último mostraremos la estructura fabricada con potencia paso de valor igual a 190. No se continuó el proceso de fabricación de las MBLs debido a que el valor de potencia igual a 190 era el máximo valor que nos permitió la empalmadora.

Observemos en la figura 4.17 la fotografía de la MBL fabricada a una potencia paso igual a 190.

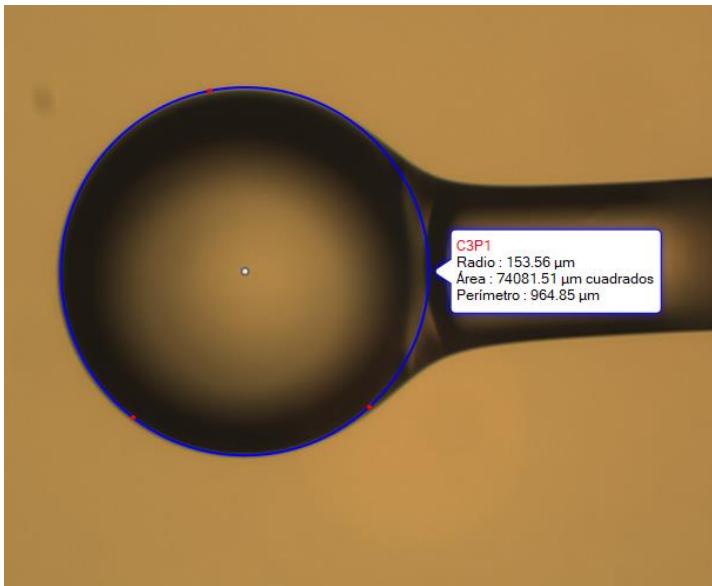


Fig. 4.17 MBL de potencia paso 190 medida con el Microscopio y el Software Motic 2.

Durante el proceso de fabricación, cada MBL se repitió 6 veces hasta comprobar la repetitividad de cada una y se logró obtener una gráfico donde se muestra la relación existente entre el radio de curvatura de las MBL y la potencia paso aplicada en la empalmadora para la fabricación de las mismas. Para realizar el gráfico se realizó un promedio de los radios y se graficó el radio promedio .vs. Potencia paso como se puede observar en la figura 4.18.

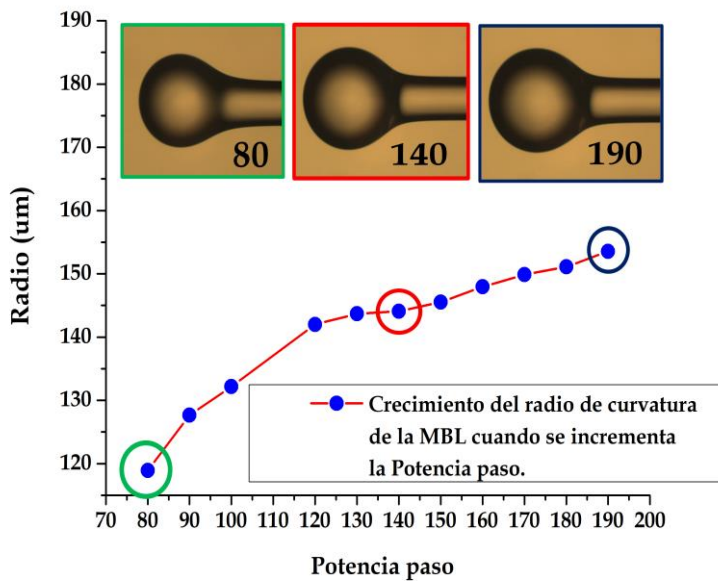


Fig. 4.18 Radio de las MBLs .vs. Potencia paso de fabricación.

En la figura 4.18 se observa un comportamiento aproximado a una línea recta a partir de la potencia paso igual a de 140 hasta el valor de 190. Véase como crece desde el valor 80 hasta 130 de forma no predecible y se tomaron del gráfico 3 valores de potencia paso significativos (80, 140 y 190) donde se muestran fotos de las imágenes medidas de las MBLs anteriormente mostradas.

Este comportamiento donde no se aprecia una linealidad en los primeros 5 puntos de las gráfica nos refleja que el material en la medida que se incrementa la potencia puede fundir mejor la sílice y dar forma estructural de esfera (mediante la descarga) a la MBL.

Cabe aclarar que con las MBLs fabricadas con potencia paso de 160 a 190, realizamos toda la caracterización óptica del filtro Fabry-Perot pero se utilizó una MBL fabricada con paso de potencia de 190, en la descripción del proceso de fabricación donde se determinó que no hay una cavidad Fabry-Perot dentro de la MBL. La razón de esto obedece a una explicación que damos más adelante en el capítulo, y que sin lugar a dudas hacen de la MBL de potencia paso igual a 190, una excelente opción para experimentos debido a su tamaño.

En la figura 4.19 se presenta la relación lineal que tiene el radio de la MBL formada por la descarga de la empalmadora en el laboratorio .vs. potencia paso empleada en dicha fabricación.

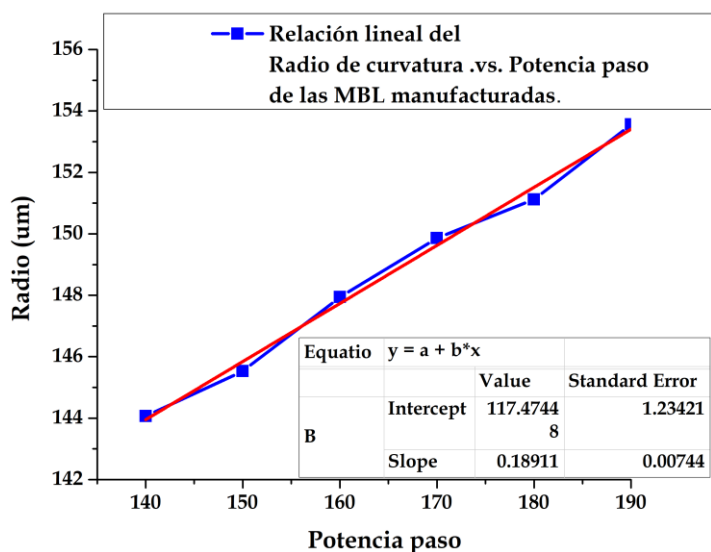


Fig. 4.19 Relación lineal del Radio de las MBLs .vs. Potencia paso de fabricación.

La figura 4.19 si nos permite predecir cuál será el comportamiento del radio de curvatura de la MBL incluso en puntos intermedios si se pudiera utilizar esos valores de potencias intermedios. En la empalmadora se puede variar el valor de la potencia paso de uno en uno pero no sería de utilidad debido a los errores que aparecen al medir los radios de las MBLs fabricadas con el mismo valor de potencia paso. Se midieron 6 MBL de cada valor y arrojaron estos valores promedios con sus respectivos errores. Véase la tabla 4.1.

Tab. 4.1 Radio promedio de las MBLs para cada potencia paso y el error absoluto de ese promedio.

<u>Potencia paso.</u>	<u>Radio promedio.</u> <u>(micras)</u>	<u>Desviación Standard.</u> <u>(micras)</u>
80	118.906	3.053
90	127.677	1.2012
100	132.163	0.651
120	142.0	0.612
130	143.69	0.601
140	144.06	0.567
150	145.53	0.512
160	147.94	0.478
170	149.86	0.439
180	151.12	0.425
190	153.285	0.205

Los resultados de la desviación estándar que se observan en la tabla 4.1 demuestran que no serviría de nada tomar valores intermedios de potencia paso debido a que un valor de potencia puede estar comprendido dentro del margen de error de otro valor, lo cuál no permite definir correctamente los valores de potencia necesarios para obtener determinados radios de curvaturas en las MBL. Esta es la razón por la cuál se determinó tomar valores de potencia paso incrementando diez unidades cada valor para la fabricación de las MBLs. Una vez determinados los radios de las MBL procederemos al siguiente experimento con el objetivo de continuar la caracterización de las mismas. Véase la figura 4.20.

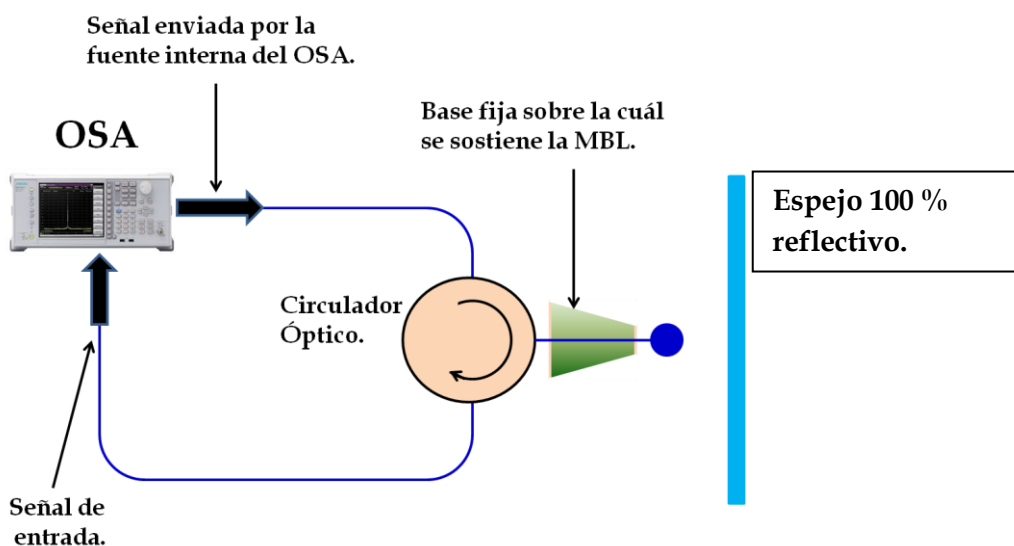


Fig. 4.20 Diagrama experimental para caracterizar el comportamiento óptico del filtro Fabry-Perot.

Con este diagrama procederemos a caracterizar la MBL, formando parte del filtro Fabry-Perot, debido a que deseamos obtener el comportamiento óptico del filtro de interferencia. Véase primero la figura 4.21 que representa el filtro Fabry-Perot formado por la superficie exterior de la MBL y el espejo 100% reflectivo.

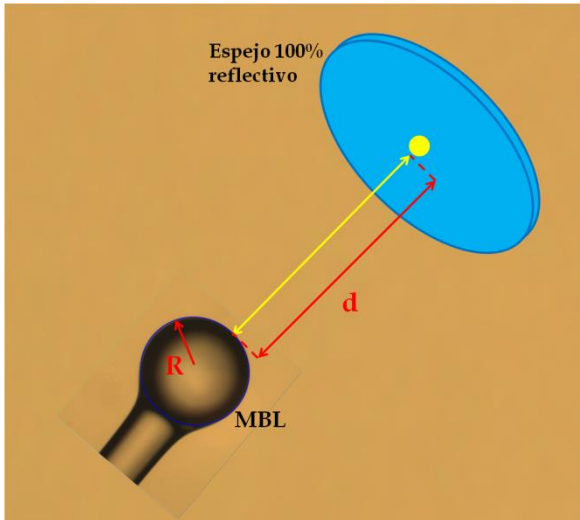


Fig. 4.21 Representación experimental del filtro Fabry-Perot.

Sabemos que la interferencia se produce a partir de que los haces de luz se superponen dentro de la MBL y viajan manteniendo la interferencia a través de la fibra según lo planteado por Jasim [75] y colaboradores. Además, tener interferencia a partir de que la luz se refracta en la MBL significa que la estructura esférica es estable y tenemos un reflector convexo con lo cual pudiéramos decir que nuestra cavidad es plano-convexa. Sin embargo la ecuación que describe nuestro fenómeno y rige el comportamiento matemático del Free Spectral Range ( $FSR$ ) .vs. Distancia ( $d$ ) es la siguiente:  $FSR = (\Delta\lambda^2)/2d$  [76]. Las ecuaciones que permiten calcular el  $FSR$  en los espectros de interferencia, para filtros Fabry-Perot en sistemas plano-convexos, no se tomarán en cuenta debido a que la luz tiene una longitud de onda de 1550 nm y el radio de curvatura de una MBL es del orden de las micras ( $\mu\text{m}$ ). Por lo que  $\lambda \ll R$  y por eso la luz percibe cuando choca con la superficie exterior de la MBL, antes de refractarse, una superficie plana que nos lleva al modelo de interferómetro Fabry-Perot formado por los dos espejos planos-paralelos.

Una vez analizado esto se procedió a medir experimentalmente el  $FSR$  de la interferencia de MBLs fabricadas con diferentes radios de curvatura. Las distancias  $d$  que se tomaron en cuenta, desde 50 hasta 500  $\mu\text{m}$ , describen el fenómeno físico de interferencia, en un rango más cercano al origen y por ésta razón se realizaron mediciones teniendo en cuenta un mayor número de puntos experimentales para la realización de las curvas.

Solamente se realizaron las mediciones experimentales de las MBLs fabricadas con potencia paso de 160 a 190 y se comparó cada curva experimental con su correspondiente curva teórica. Observemos las curvas mostradas a continuación.

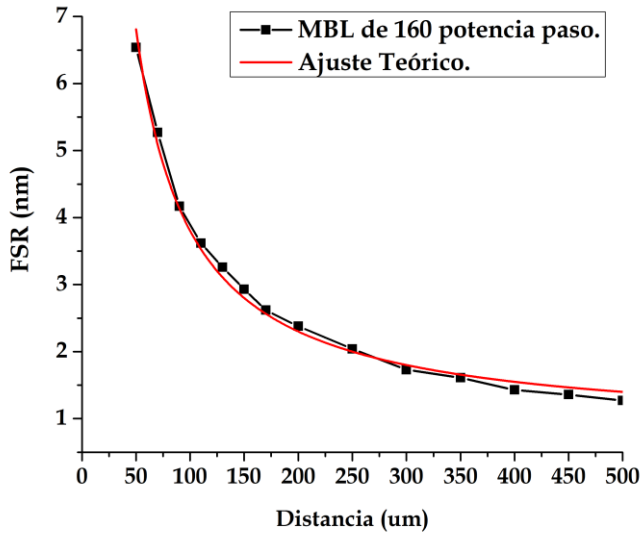


Fig. 4.22 Curva experimental y ajuste teórico del FSR .vs. Distancia para el Filtro de interferencia FP con la MBL de 160 potencia paso.

La curva experimental mostrada en la figura 4.22 donde se aprecia el ajuste teórico y experimental del *FSR* .vs. Distancia, pertenece a la MBL fabricada con valor de potencia paso igual a 160. Debemos mencionar que las curvas obtenidas para las MBLs fabricadas con valor de potencia paso menor de 160, presentan un *FSR* muy pequeño debido a que para MBLs de pequeño radio de curvatura el *FSR* disminuye según la ecuación matemática de una de hipérbola equilátera. Esta es la razón por la que solamente representamos las curvas de las estructuras obtenidas con valores de potencia paso igual o mayor a 160.

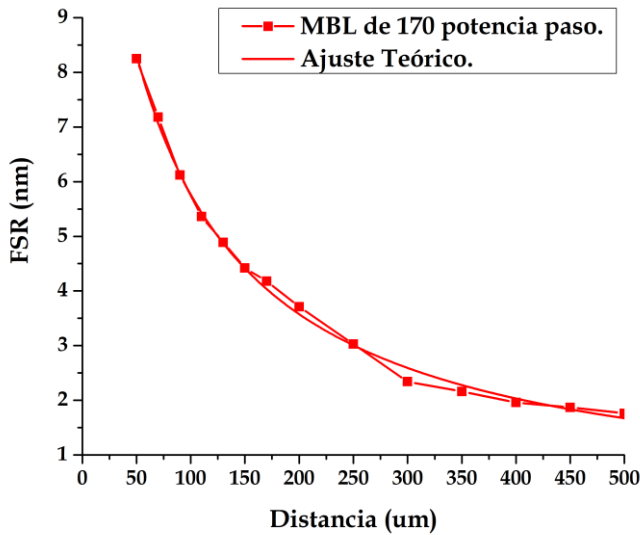


Fig. 4.23 Curva experimental y ajuste teórico del FSR .vs. Distancia para el Filtro de interferencia FP con la MBL de 170 potencia paso.

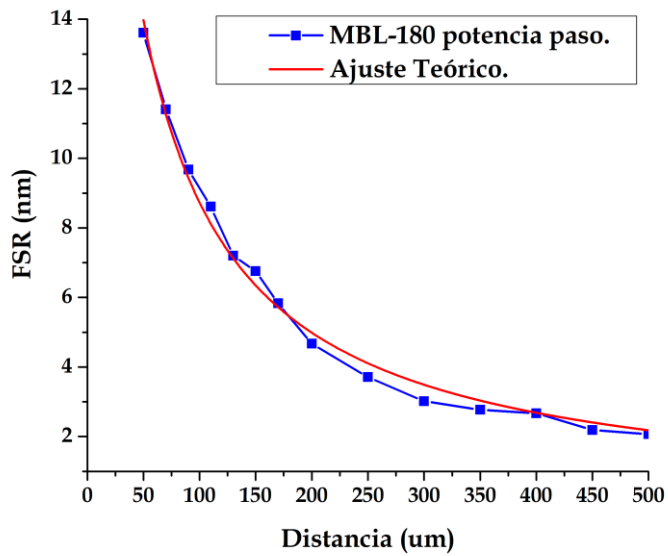


Fig. 4.24 Curva experimental y ajuste teórico del FSR .vs. Distancia para el Filtro de interferencia FP con la MBL de 180 potencia paso.

Por último se graficó la MBL fabricada con potencia paso de 190.

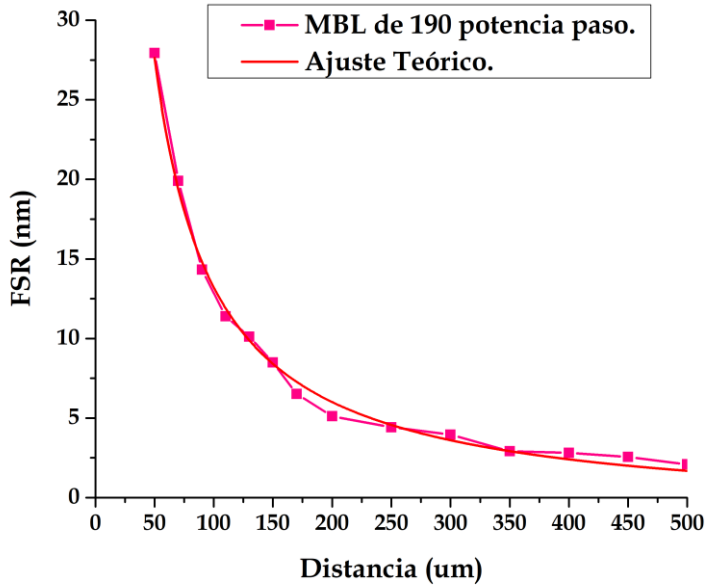


Fig. 4.25 Curva experimental y ajuste teórico del FSR .vs. Distancia para el Filtro de interferencia FP con la MBL de 190 potencia paso.

Por último se graficaron las 4 curvas experimentales de las estructuras en un solo gráfico de FSR .vs. d en la figura 4.26.

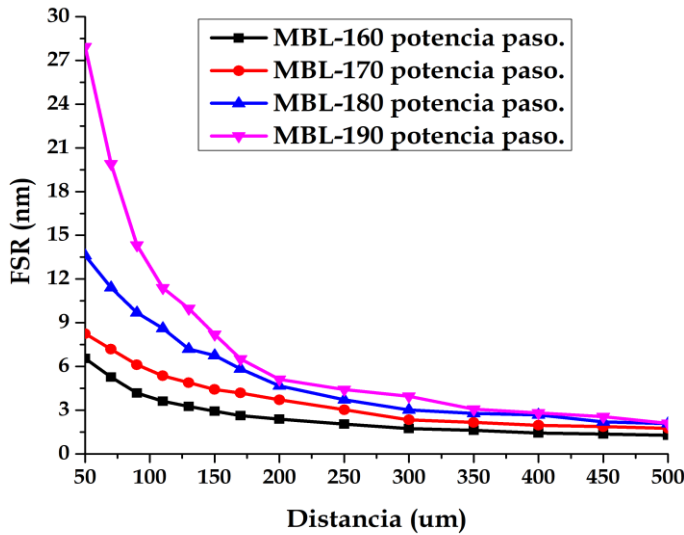


Fig. 4.26 Curvas experimentales donde se muestra la relación del FSR .vs. Distancia para el Filtro de interferencia FP empleando las MBLs de 160 a 190 potencia paso.

Las curvas mostradas en las figuras 4.22 a la 4.26 nos permiten apreciar que la MBL fabricada con potencia paso igual a 190 presenta un mayor  $FSR$  para cada distancia Fabry-Perot. Sabemos que es la estructura con mayor radio de curvatura por la relación lineal que se presentó en la figura 4.19. Las curvas describen un comportamiento matemático con forma de hipérbolas equiláteras con como ecuación:  $FSR = (\Delta\lambda^2)/2d$  [76], pero recordemos que necesitamos diseñar un láser sintonizable utilizando este filtro de interferencia, por lo que una MBL de mayor radio de curvatura permite tener un mayor  $FSR$  en el filtro Fabry-Perot formado por dos superficies reflectoras de luz.

Sin embargo, es necesario demostrar que la MBL, sin importar su tamaño, es capaz de aceptar luz en cualquier ángulo de inclinación del espejo. Por esta razón decidimos utilizar una MBL de diferente radio de curvatura para medir la apertura numérica de la misma en comparación con la apertura numérica de una punta de fibra óptica SMF-28.

#### 4.2 Resultados experimentales donde comparamos, la aceptación de luz en la MBL con respecto a la punta de fibra óptica SMF-28.

En nuestro trabajo de investigación debemos respondernos una pregunta esencial para continuar la investigación y es: ¿Por qué utilizamos una MBL como filtro de interferencia Fabry-Perot y no podría ser, por ejemplo una punta de fibra óptica SMF-28 de la misma que se fabricaron las MBL?.

La apertura numérica de la fibra SMF-28 es de 0.14 [117] y conocemos que:  $\arccos(0.14) = 8.0478$  grados, por lo que la fibra óptica SMF-28 teóricamente no debería aceptar luz en su interior a un ángulo mayor que este. Observemos las figuras 4.27 (izquierda) y 4.27 (derecha).

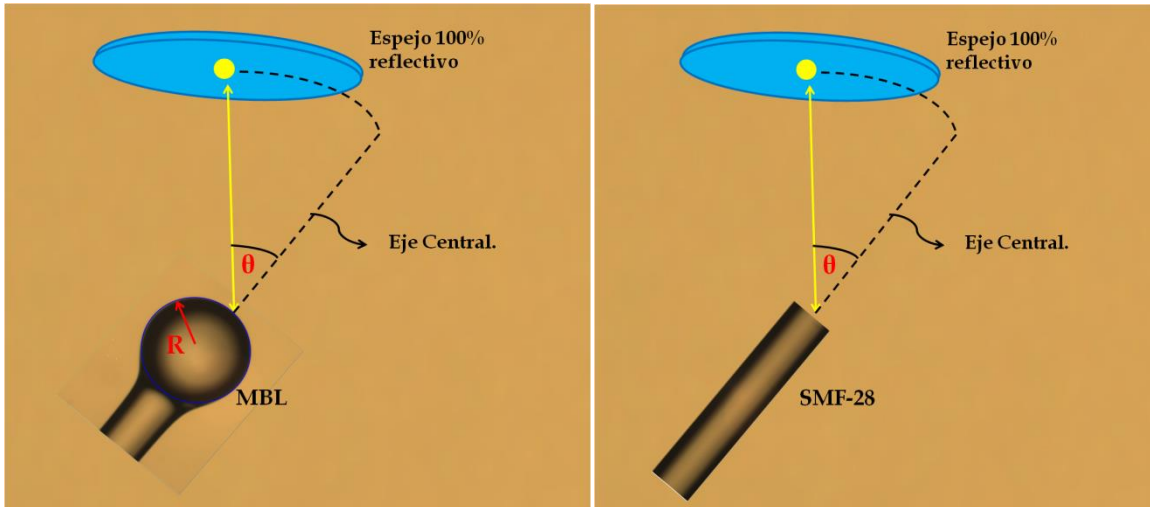


Fig. 4.27 Rotación del espejo sobre un arco de circunferencia en una abertura angular para la MBL (izquierda), y para la punta de fibra SMF-28 (derecha).

Estas figuras 4.27, izquierda y derecha, describen el experimento que se realizó con la MBL fabricada con potencia paso igual a 170 y la punta de fibra SMF-28 con el objetivo de realizar una comparación de la señal de potencia reflejada en el OSA para diferentes valores de ángulo, con respecto al eje central, del espejo. Se tomaron valores de potencia reflejada en un barrido angular desde -15 a 15 grados. Para la punta de fibra óptica, solo se realizó el barrido hasta ángulos menores a los de la MBL, debido a su apertura numérica ya conocida. Véanse las figuras 4.28 y 4.29.

Se observa que las distancias entre los máximos de interferencia (*FSR*) en la MBL están en la misma relación de ambos lados del eje central, y presentan valores mucho mayores, que los de la punta de fibra óptica, mientras que los valores del *FSR* para la punta de fibra óptica permanecen constantes. Esto nos permite concluir que la MBL permite obtener una interferencia de mayor *FSR* que la punta de fibra en todos los ángulos medidos en el rango de -15 a 15 grados.

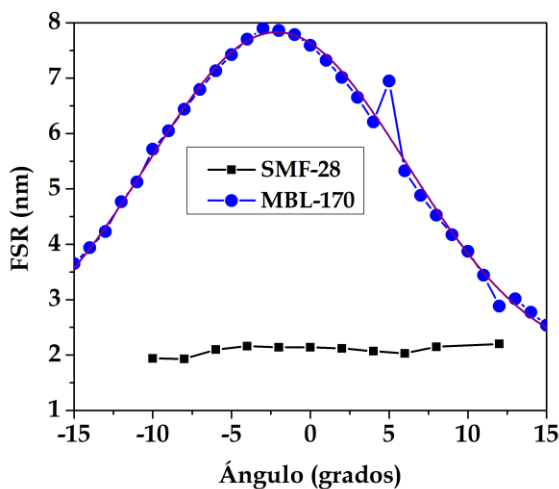


Fig. 4.28 Resultados del FSR .vs. Ángulo de rotación para una MBL de 170 y una punta de fibra óptica SMF-28.

Observemos la figura 4.29.

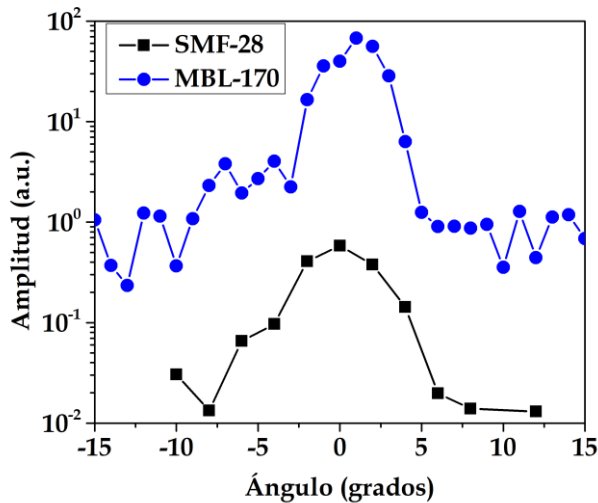


Fig. 4.29 Resultados de la Amplitud de la Señal reflejada .vs. Ángulo de rotación para una MBL de 170 y una punta de fibra óptica SMF-28.

En las figura 4.29 se observa el comportamiento de la señal de potencia reflejada en el OSA de la MBL de potencia paso de 170 y la punta de fibra óptica para el intervalo angular mostrado. Los resultados experimentales nos reflejan que la diferencia en valor de potencia reflejada para varios ángulos es de un orden superior en el caso de la MBL con respecto a la punta de fibra óptica. No continuamos el barrido en ángulos mayores que 10 grados para la fibra óptica, debido a su apertura numérica. Sin embargo se demuestra que aún puede pasar dentro de ella una cierta fracción de energía luminosa aún en ángulos mayores a 8 grados.

Con el objetivo de reforzar los resultados que se observaron en las figuras 4.28 y 4.29, observemos ahora las figuras 4.30 y 4.31.

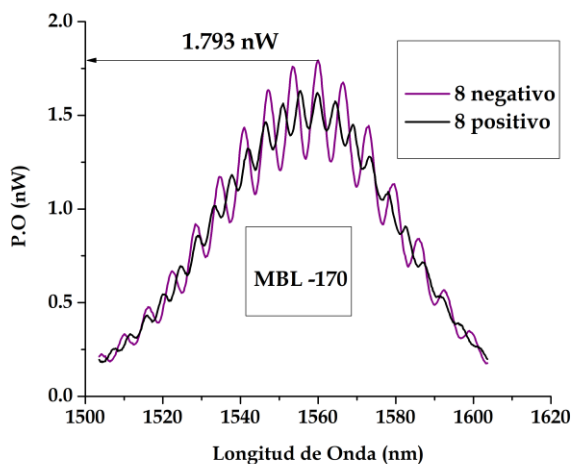


Fig. 4.30 Potencia de salida obtenida para los ángulos -8 y 8 grados respectivamente en la MBL de 170.

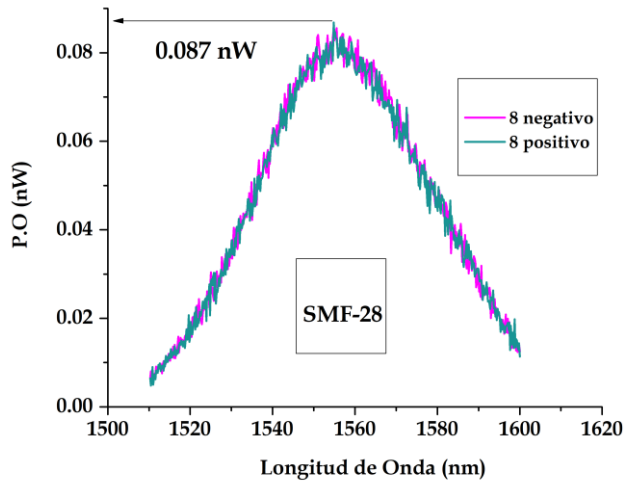


Fig. 4.31 Potencia de salida obtenida para los ángulos -8 y 8 grados respectivamente en la punta de fibra óptica SMF-28.

Puede realizarse el cálculo fácilmente de los valores máximos de la Potencia reflejada en el OSA para estos dos dispositivos ópticos en los ángulos de -8 y 8 grados respectivamente y verificarse que la relación entre los valores de potencias obtenidas es de 20.60, un orden de magnitud de diferencia como bien se calculó y graficó en la figura 4.29.

Con estos resultados queda bien detallada la caracterización óptica de las MBLs y demostramos la importancia de la utilización de las mismas como filtros de interferencia Fabry-Perot, así como la capacidad de alineación de luz que presentan debido a que pueden captar la energía luminosa en ángulos mayores de cero grado y transmitir señales a través de las fibras ópticas incluso, señales de interferencia, como en nuestro caso experimental.

#### 4.3. Diseño de un Láser sintonizable de fibra dopada de Erblio empleando una MBL como filtro de interferencia Fabry-Perot.

En esta sección de trabajo, debemos recordar que nuestro objetivo fundamental es diseñar un láser y lograr sintonizar la señal del mismo. Para lograr este objetivo en el laboratorio se siguieron diferentes pasos que iremos explicando a continuación.

En una primera instancia se calibró el primer dispositivo óptico que constituye la fuente de bombeo óptico: El Diodo Láser.

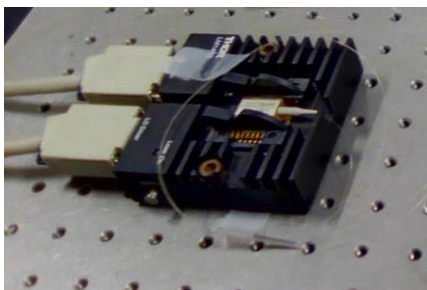


Fig. 4.32 Diodo Láser instalado en la mesa de laboratorio.

Para la realización de este procedimiento se incrementó de forma gradual el valor de la corriente eléctrica, suministrada al diodo con una fuente de corriente directa, y midiendo los valores de potencia óptica. Luego con ayuda del Origin Versión 9.0 realizamos todas las gráficas y mostramos los resultados en la figura 4.33.

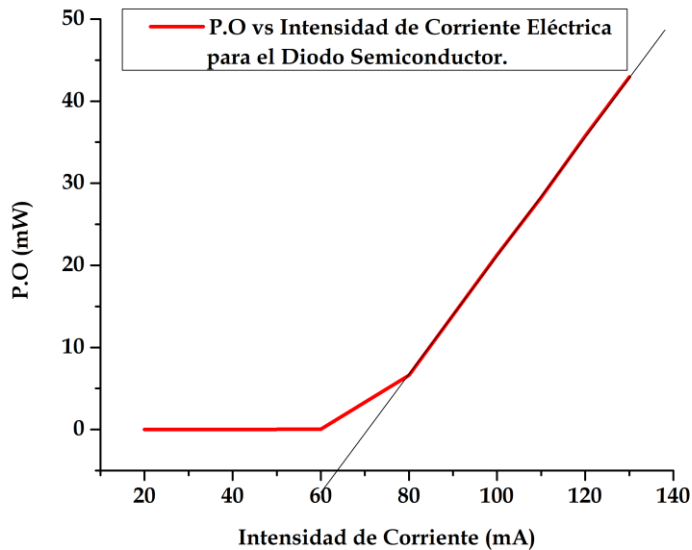


Fig. 4.33 Caracterización óptica del Diodo Láser Potencia óptica .Vs. Intensidad de Corriente.

Obsérvese en esta figura como los valores medidos la Potencia Óptica a partir de los 60 mA comienzan a incrementarse hasta tener una relación lineal a partir de los 80 mA.

Se realizaron mediciones de corriente eléctrica hasta los 130 mA (comenzando desde los 20 mA y se incrementaron los valores en 10 mA cada medición). Sabemos que debe obtenerse una saturación en un valor de corriente por encima de los 130 mA (con un valor de 42.9 mW) pero nuestro medidor de potencia solamente nos permitía medir potencia óptica hasta los 45 mW. Es importante destacar que durante todo el experimento, se mantuvo conectado al Diodo láser, un controlador de temperatura para evitar el sobrecalentamiento del mismo y evitar así daños irreparables en este dispositivo. Así también se mantuvo mediante un valor de corriente tope, la corriente en todo momento por debajo de los 145 mA, para evitar daños en nuestro diodo láser.

Posteriormente se realizaron los empalmes, al circuito, del WDM y la fibra de dopada de Erblio y se realizaron mediciones incrementando la Intensidad de corriente eléctrica en el diodo láser. Con el aumento de la Intensidad de la corriente eléctrica se verifica el fenómeno de Emisión Espontánea Amplificada (ASE) en la fibra dopada de Erblio como se muestra en la figura 4.34.

El color verde que se aprecia en la fibra dopada de Erblio se observa debido al proceso de Emisión Espontánea de luz que experimentan los átomos de la fibra. Al incrementar la corriente que pasa por la fibra dopada de Erblio, el fenómeno de Absorción aumenta y por consiguiente la Emisión de los átomos se incrementa.

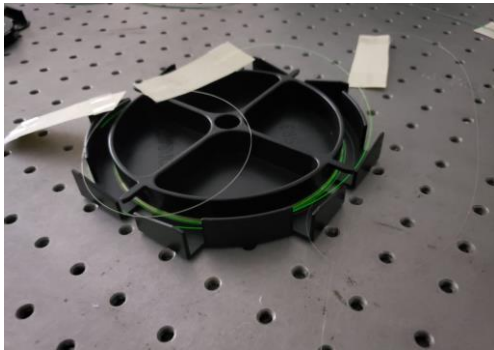


Fig. 4.34 Color verde de la fibra dopada de Erblio mostrando el fenómeno de ASE.

Sabemos que al aumentar la potencia al circuito óptico, un mayor número de electrones en los átomos de Erblio pasan a estados excitados hasta que se llega a un estado de saturación. La emisión ocurre debido a que los electrones en estados energéticos excitados son inestables y ceden la energía adquirida durante la absorción en forma de cuanto de luz. En la figura 4.35 se observa que la mayor ganancia de energía, para la curva de ASE que presentan los átomos de Erblio, está en el intervalo (1550 a 1570 nm) y nuestro láser emitirá en el rango de longitud de onda que presente una mayor ganancia.

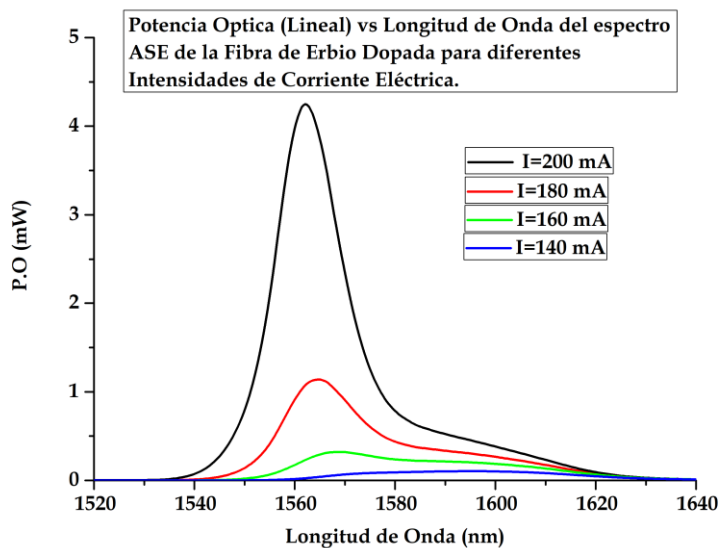


Fig. 4.35 Potencia Óptica .vs. Longitud de Onda donde se aprecia el fenómeno del ASE en la fibra dopada de Erblio.

En la figura 4.36 mostramos el espectro del ASE visto desde el OSA para la fibra dopada de Erblio para la corriente de 200 mA.

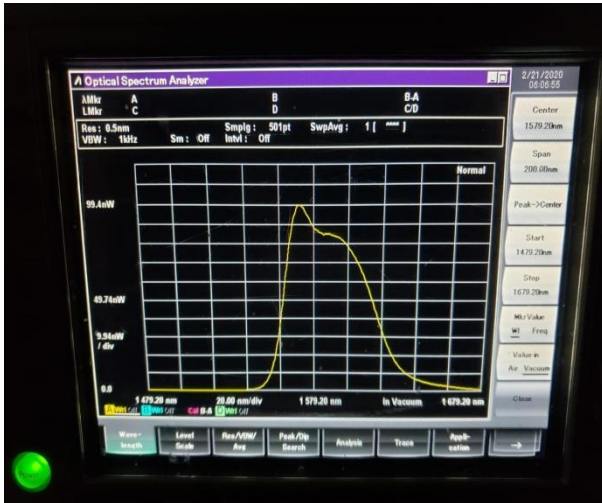


Fig. 4.36 Espectro ASE visto desde el OSA para una sola Potencia Óptica.

Posteriormente se empalmó al circuito óptico el circulator y se procedió a verificar la señal obtenida para cada uno de los puertos del mismo, tomando en consideración los anteriores dispositivos ya empalmados. Obsérvese la Figura 4.37.

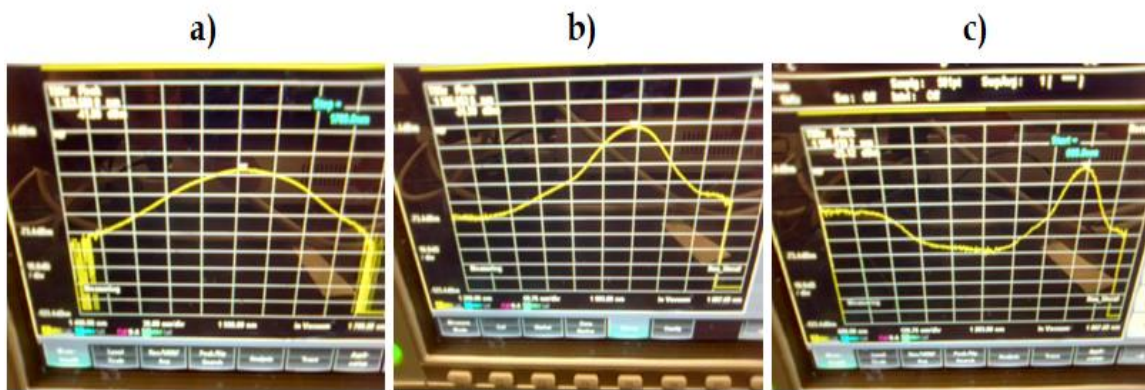


Fig. 4.37 Señal de salida medida a la salida de los 3 puertos del circulator, a) señal de salida del puerto 1-2, b) señal de salida del puerto 2-3, y c) señal de salida del puerto 3-1.

Qué tengamos las señales que se muestran en la figura 4.37 indica el buen funcionamiento de cada puerto del circulator óptico y que las mediciones que realizaremos serán confiables por lo que tendremos la certeza que la señal será correctamente distribuida de un puerto a otro. Las señales se midieron con la fuente del OSA que es una fuente de amplio espectro continuo y se realizó la medición con pares de puertos para verificar el correcto funcionamiento del dispositivo.

El siguiente paso consistió en colocar en la plataforma la Micro-cavidad con forma esférica. Véase en la figura 4.38, la base sobre la cual se coloca la lente de micro-bola (MBL).

La lente de micro-bola (MBL), en la figura 4.38, se sujeta con el imán de color verde y queda ligeramente suspendida pero muy cerca de un espejo plano-convexo. Se utilizó este tipo de espejo debido a que deseamos provocar un desfase entre los dos rayos de luz que se superpondrán dentro

de la MBL provocando la interferencia. El diagrama representativo se mostrará más adelante en este capítulo.

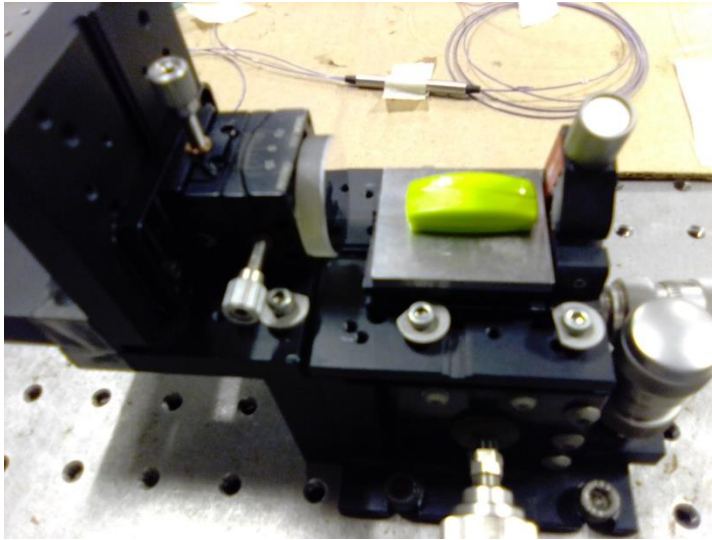


Fig. 4.38 Base sobre la cual se coloca la MBL.

Observemos también en la figura 4.39 el espectro de interferencia obtenido durante la realización de una medición.

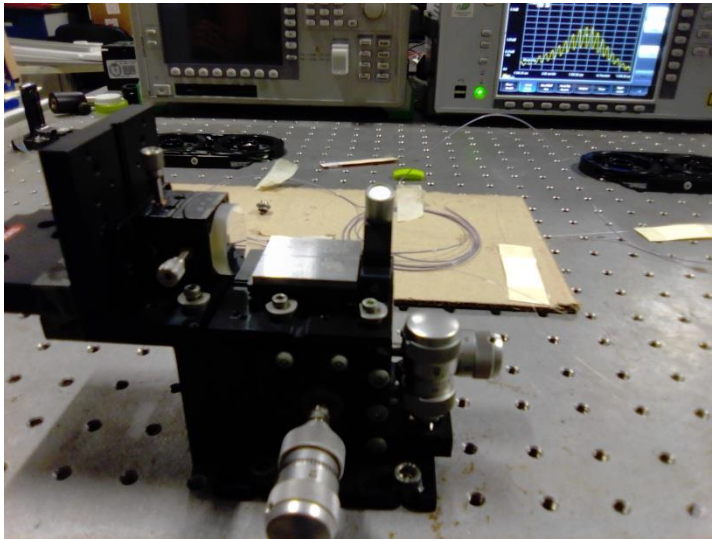


Fig. 4.39 Se puede observar el espectro de interferencia para la MBL durante la realización de una medición.

#### 4.4 Obtención de espectros de interferencia dentro de las Lentes de micro-bola (MBL).

Se realizaron muchas mediciones de interferencia para varias distancias de la MBL con respecto al espejo plano-convexo que se utilizó con el fin de provocar intencionalmente el cambio de fase

necesario para tener el patrón de interferencia dentro de la fibra SMF-28 a partir de la MBL y la finalidad recordemos que es el diseño del Láser sintonizable.

En el capítulo 2 se explicó detalladamente como ocurre el fenómeno de interferencia dentro de las MBL, por lo que teniendo en cuenta el espejo plano-convexo 100% reflectivo, tenemos varios espectros de interferencias de acuerdo a las distancia que tengamos del espejo. El artículo Jasim [75] y colaboradores presentan una gráfica donde se aprecian los patrones de interferencia para varias distancias comenzando por la distancia cero en un espejo plano.

Observemos en la Figura 4.40 lo obtenido por Jasim y colaboradores.

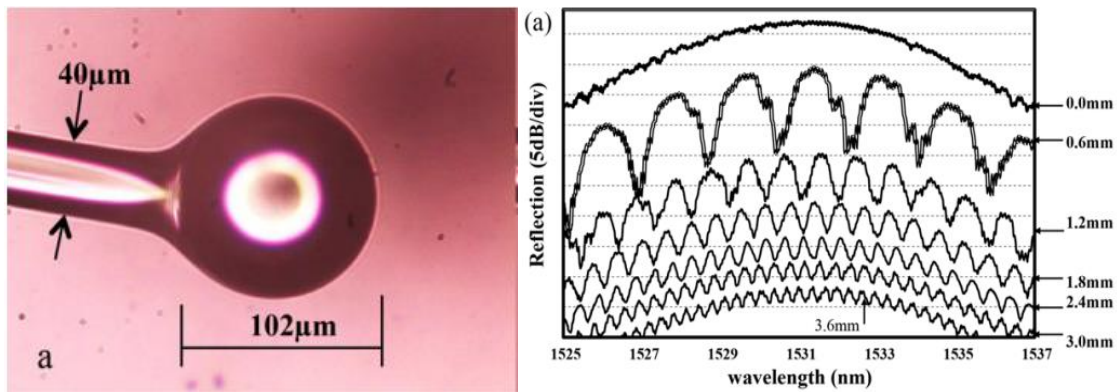


Fig. 4.40 MBL obtenida por Jasim y colaboradores (izquierda), Espectro de interferencia obtenido [75] (derecha).

En el experimento de Jasim [75], la distancia cero significa que la MBL está pegada al mismo y al ser la distancia del interferómetro Fabry-Perot cero, casi no se aprecian franjas de interferencia, como se muestra en la figura 4.40 (derecha). Para nuestro caso ocurre lo mismo que en el experimento realizado por Jasim, en la medida que se incrementa la distancia  $d$  (del espejo plano-convexo a la MBL) en cada medición, se reduce el período de la longitud de onda e incluso existe una disminución de la potencia óptica, como bien se demostró con anterioridad al caracterizar las MBL.

Observemos la Figura 4.41 a continuación.

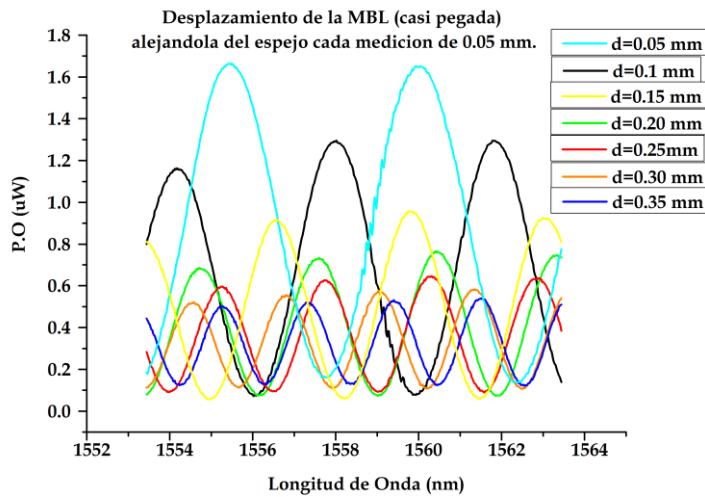


Fig. 4.41 P.O. vs. Longitud de Onda donde se observa el espectro de interferencia para la (MBL) 1 a diferentes distancias con respecto al espejo.

Esta figura 4.41 es el resultado de diversas pruebas realizadas en el laboratorio para analizar la interferencia que se produce, solamente al alejarnos del espejo plano-convexo con la MBL. Se utilizaron para comenzar unas MBLs realizadas en la Universidad de Puebla por el mismo método nuestro (arco-fusión con empalmadora). Las MBLs presentan radios mayores ( $200\ \mu\text{m}$ ) a las obtenidas por nosotros y nos permitirán demostrar los resultados de Jasim y colaboradores. En la figura 4.41 se observa que la amplitud de la señal disminuye en la medida que nos alejamos del espejo, de la misma manera que demostraron Jasim [75] y colaboradores. El FSR del espectro de interferencia disminuye en la medida que la MBL se aleja del espejo aumentando la distancia Fabry-Perot de acuerdo con la ley matemática que presenta nuestro fenómeno físico, como se demostró anteriormente.

Observemos la figura 4.42 donde presentamos el mismo comportamiento que el mostrado en la figura 4.41 solo que la potencia se midió en escala logarítmica (dBm).

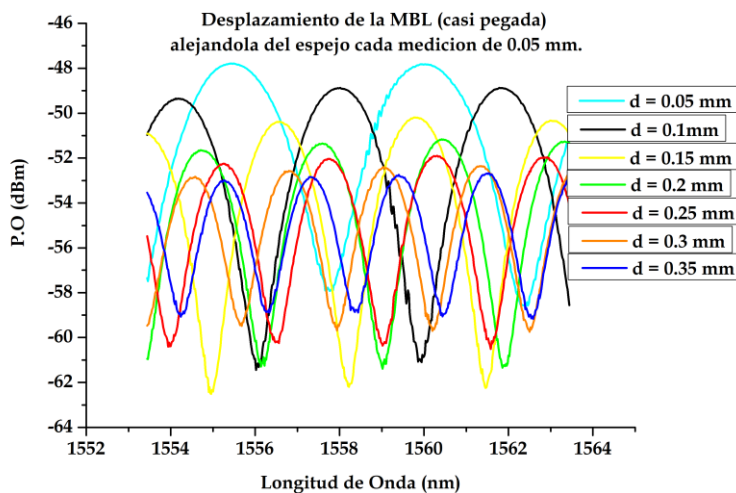


Fig. 4.42 P.O (dBm) .vs. Longitud de Onda donde se observa el espectro de interferencia para la (MBL) 1 a diferentes distancias con respecto al espejo.

El mismo comportamiento debería ocurrir si continuamos alejándonos del espejo y aumentamos la distancia de separación con respecto al espejo a 0.1 mm (en cada medición), Deberíamos observar que la señal de Potencia óptica también disminuye en amplitud y disminuye el *FSR* como en el experimento de Jasim [75]. Recordemos que tener una distancia cero implica que la MBL está literalmente pegada al espejo.

En una de las figuras que mostraremos a continuación (en particular la figura 4.44) se puede observar un ejemplo, que decidimos realizar, de que ocurriría si pegamos la MBL al espejo y mostraremos que se pierde el patrón de interferencia debido a que la distancia del filtro Fabry-Perot es cero.

Véanse las Figuras 4.43 y 4.44.

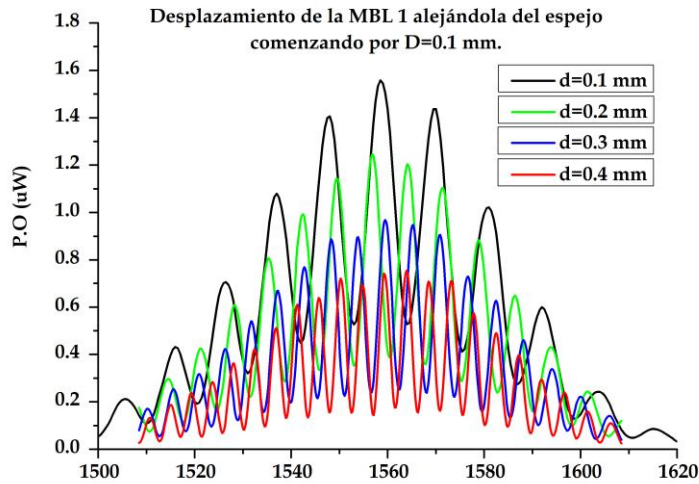


Fig. 4.43 P.O .vs. Longitud de Onda donde se aprecian los patrones de interferencia a partir de que la luz difracta hacia el interior de la (MBL) 1 para diferentes distancias con respecto al espejo.

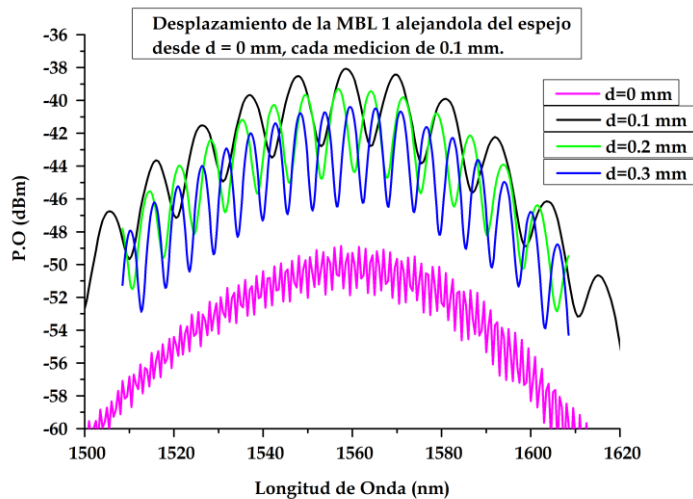


Fig. 4.44 P.O (dBm) .vs. Longitud de Onda donde se aprecian los patrones de interferencia a partir de que la luz difracta hacia el interior de la (MBL) 1 para diferentes distancias con respecto al espejo.

Con estos experimentos que nos brindaron valores como los mostrados anteriormente podemos concluir que el experimento de Jasim [75] y colaboradores es cierto y científicamente demostrable debido a que se puede reproducir en un laboratorio. Quedó evidenciado que se genera un espectro de interferencia, donde la amplitud de la señal, disminuye en la medida que se aleja la MBL del espejo disminuyendo así el valor del FSR. Por el contrario si acercamos la MBL al espejo, aumenta el valor de la señal de potencia óptica y podemos incrementar el valor del FSR hasta valores grandes, teniendo cuidado de no tocar con la punta de la MBL el espejo para no perder la señal de interferencia como ocurrió en la anteriormente mostrada figura 4.44.

#### 4.5 Patrones de interferencia dentro de las Lentes de micro-bola (MBL) por desplazamiento del espejo plano-convexo.

Con el objetivo de cambiar la diferencia de camino óptico recorrido por los dos rayos de luz en el experimento, se decidió dejar fija la MBL y solamente desplazar el espejo plano-convexo en una dirección perpendicular a la dirección de la fibra de la manera que mostramos a continuación en la figura 4.45.

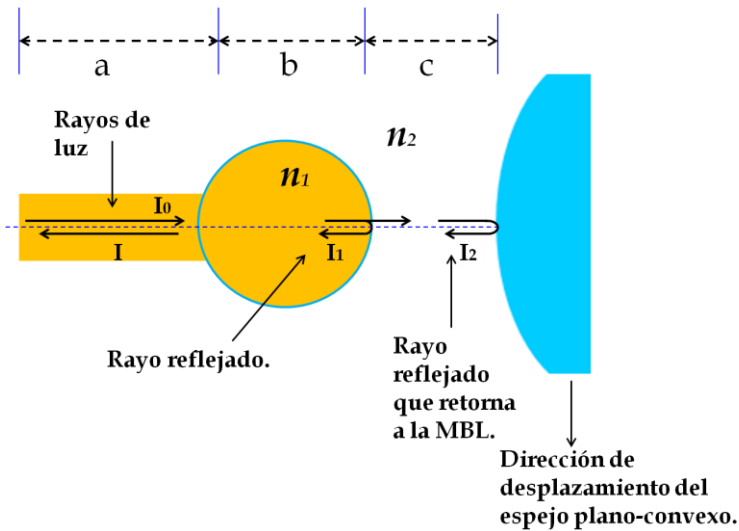


Fig. 4.45 Diagrama del filtro Fabry-Perot formado por la MBL y el espejo plano-convexo.

En el diseño del láser sintonizable de fibra dopada con Erblio debemos utilizar una MBL como filtro de interferencia con el objetivo de lograr la línea láser al cerrar el circuito e incrementar la potencia al circuito por encima de la potencia umbral. De todas la MBLs (existentes en el momento del diseño de nuestro dispositivo láser) se determinó utilizar una de radio 152.7  $\mu\text{m}$ . Se lograron otras MBLs de mayor diámetro pero no muy resistentes y con la anteriormente mencionada se logró realizar toda la experimentación después de varios intentos fallidos con otras Micro-cavidades hechas anteriormente. En la figura 4.46 presentamos la MBL utilizada para el diseño de nuestro dispositivo láser.

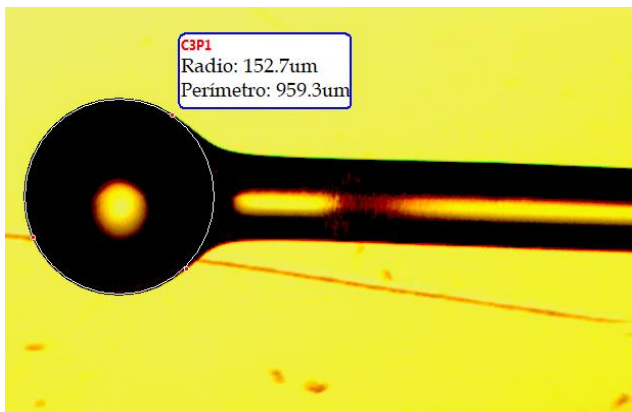


Fig. 4.46 MBL utilizada para el diseño del láser.

Con esta Micro-cavidad se diseñó el interferómetro Fabry-Perot lográndose un espectro de interferencia como se muestra en la Figura 4.47.

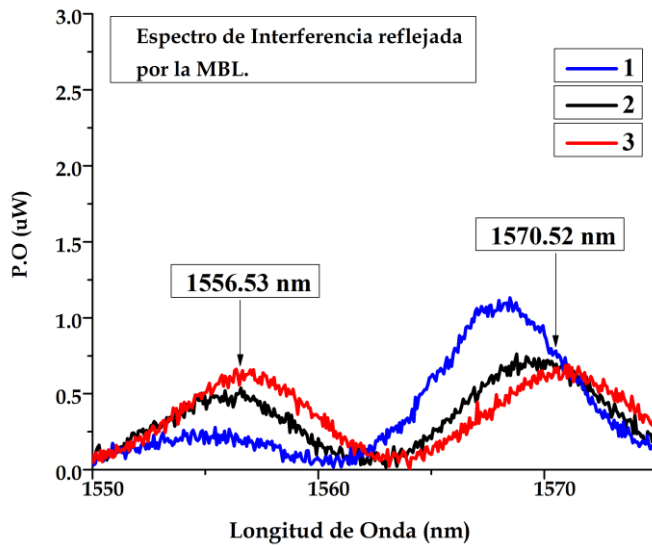


Fig. 4.47 Espectro de interferencia con la MBL utilizada para diseñar el láser.

Se logró un FSR de 13.99 nm como se aprecia en la señal dual representada en la figura 4.47 con el color rojo. Las señales representadas por el color azul y negro se obtienen desplazando el tornillo micrométrico 25  $\mu\text{m}$  en cada medición hasta obtener la señal dual. Este rango de longitud de onda de 13.99 nm permite localizar las emisiones láser, debido a que se encontrarán dentro del mismo y los máximos de la señal dual de interferencia serán los límites donde podremos encontrar las señales sintonizadas de nuestro láser. Observemos la sintonización de las señales láser en la figura 4.48.

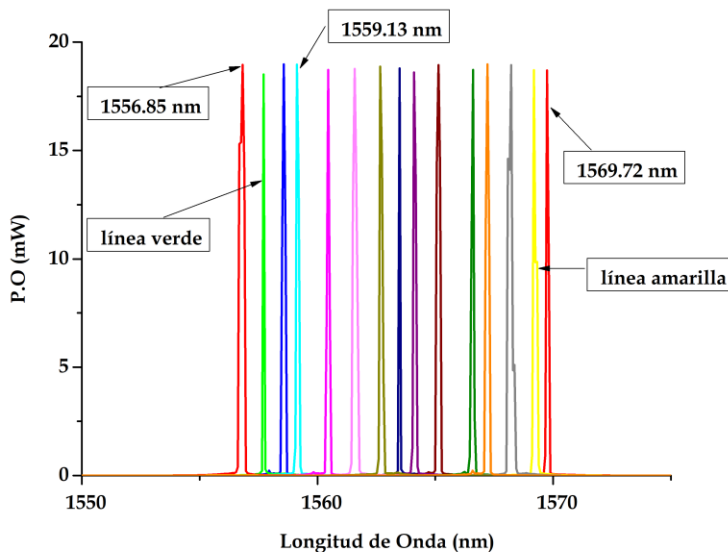


Fig. 4.48 Sintonización de las emisiones láser en un rango de 12.87 nm.

Las emisiones del láser se obtuvieron, con una potencia de bombeo de 25 mW, mediante el desplazamiento del tornillo micrométrico. Se tomó una medición cada diez micras, debido a que es la menor división que puede medirse con el tornillo micrométrico, logrando sintonización de la línea

láser en un rango de 1557,76 nm (línea verde) a 1569,13 nm (línea amarilla), como se muestra en la figura 4.48.

La señal dual de emisión láser se obtiene mediante el desplazamiento del tornillo micrométrico más allá de los límites de sintonización de longitud de onda única, siendo ésta emisión láser de doble longitud de onda con longitudes de onda iguales a 1556,85 nm y 1569,72 nm (líneas de color rojo). Por lo tanto, la sintonización de la longitud de onda de una emisión láser está limitada para la señal láser de longitud de onda dual cuyo espaciado de longitud de onda de 12,87 nm corresponde al rango de sintonización del filtro. Las 13 emisiones láser de longitud de onda única se pueden observar dentro de ese intervalo de longitud de onda.

Las mediciones muestran que el desplazamiento del espejo plano-convexo en una dirección perpendicular al MBL genera un cambio en la longitud de onda del espectro de interferencia hacia una mayor longitud. El tornillo micrométrico se giró en el sentido de las agujas del reloj y se tomó cada medición en 10 micras. Al elevar la potencia del bombeo por encima del umbral del láser, se obtuvo una línea láser, y las emisiones del láser aparecen por encima del pico máximo del espectro de modulación de interferencia como se observó en las figuras 4.47 y 4.48. Posteriormente con el objetivo de verificar el grado de mono cromaticidad de las señales individuales de nuestro dispositivo láser se obtuvo el ancho espectral a la mitad de la altura de la emisión, FWHM como se puede observar en las figura 4.49 y 4.50.

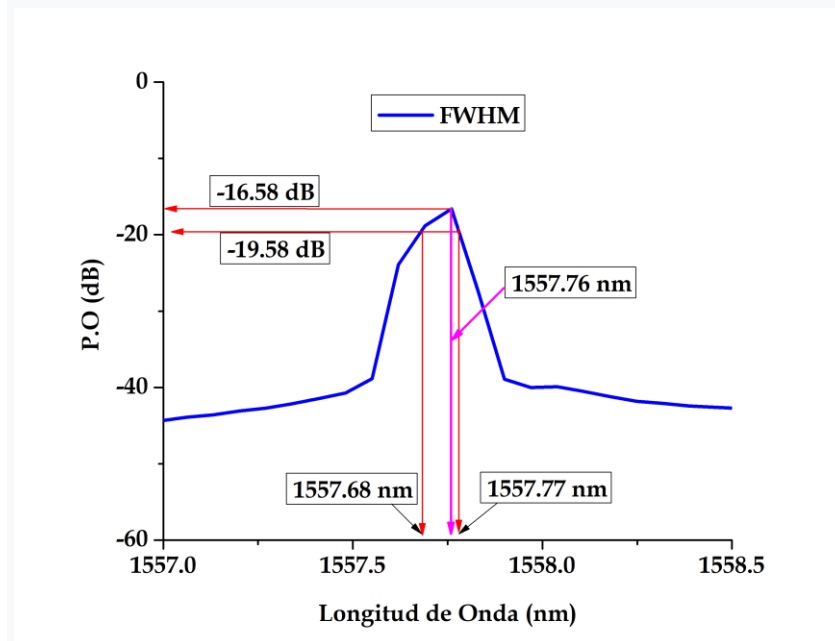


Fig. 4.49 Emisión láser sintonizada a 1557,76 nm donde la relación (OSNR) y el ancho de pico se muestran a -3 dB por debajo del máximo valor de la emisión.

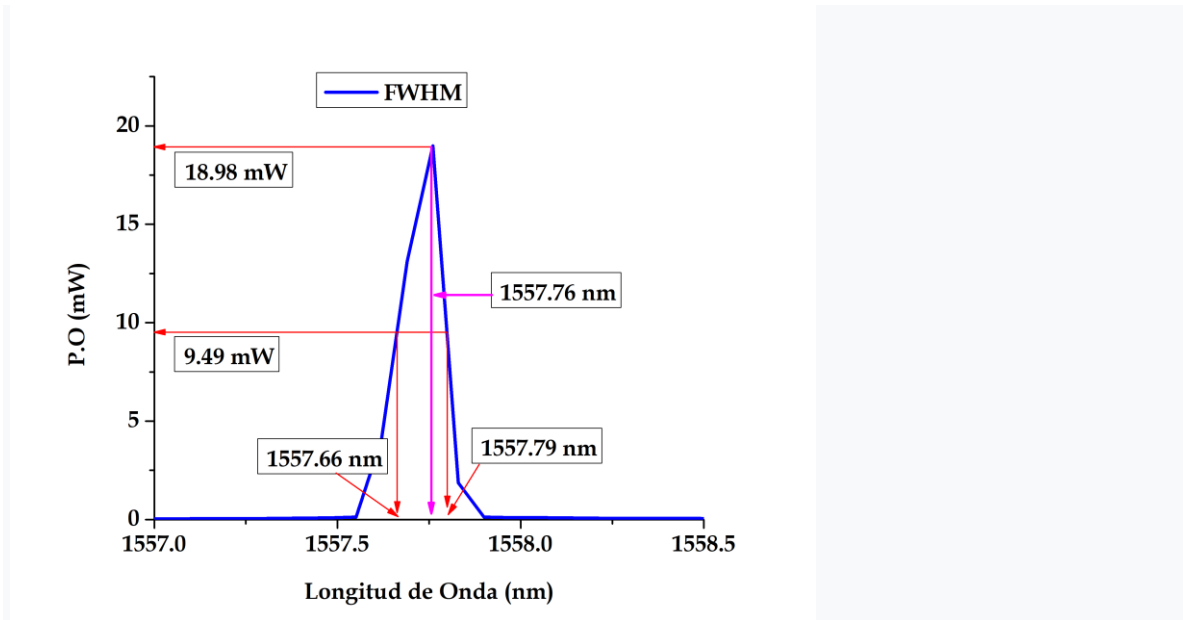


Fig. 4.50 Emisión láser sintonizada a 1557,76 nm (la misma emisión de la figura 4.43) pero con la potencia óptica en escala lineal.

Las figuras 4.49 y 4.50 muestran una señal sintonizada de longitud de onda única sintonizada centrada en 1557,76 nm. El ancho de la línea láser a  $-3$  dB medida es de 0,11 nm. La relación señal óptica a ruido es  $\sim 22$  dB. La misma emisión láser sintonizada centrada en 1557,76 nm es mostrado en una escala lineal en la figura 4.50. En ambas figuras, se calculo el valor del FWHM obteniéndose 0.09 y 0,13 nm, respectivamente, lo cual demuestra que tenemos una emisión láser cuasi monocromática muy fina.

Por último con el objetivo de verificar la estabilidad de nuestro dispositivo óptico (láser), se midió la estabilidad de una de las emisiones en un tiempo de 30 minutos.

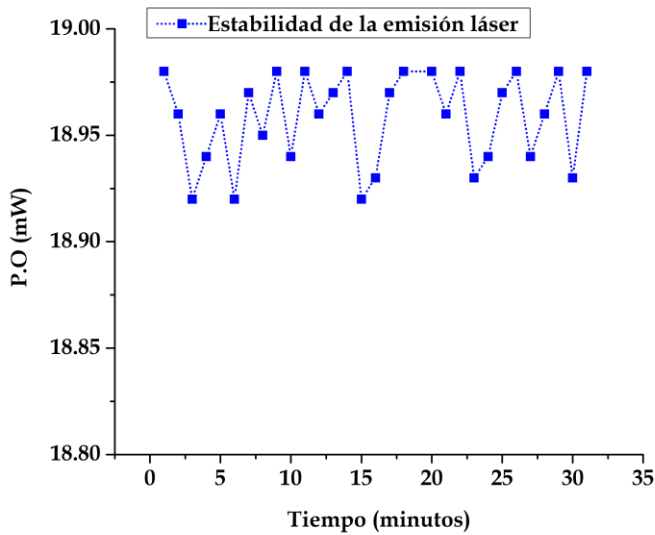


Fig. 4.51 Máximos de una emisión láser sintonizada a 1559,13 nm en un tiempo de 30 min.

Se tomaron mediciones de la potencia óptica de salida del analizador de espectros (OSA) cada minuto y se construyó un gráfico de P.O .vs. Tiempo como se muestra en la figura 4.51.

Para realizar este gráfico se tomaron los valores máximos de potencia óptica de una emisión láser sintonizada a 1559,13 nm y se tomaron estos valores en un tiempo de 30 min. Cada minuto, se tomó una medida del valor máximo de esta emisión láser. La figura 4.51 demuestra la estabilidad de las emisiones sintonizadas de nuestro dispositivo láser.

El valor de potencia más bajo fue 18,92 mW, y el más alto el valor fue 18,98 mW. Entonces, la variación de la potencia de salida en un rango de 0,06 mW corresponde al 0,32% de la potencia de salida media de 18,95 mW. Estos resultados demuestran la estabilidad de las emisiones individuales, de nuestro dispositivo láser sintonizadas, en nuestra configuración de láser de fibra.

## Conclusiones.

En este trabajo se obtuvo, mediante un proceso de fabricación, un filtro espectral que nos permitió obtener espectros de interferencia. En la fabricación de estas MBLs se obtuvieron diferentes tamaños, de acuerdo al paso de potencia que se aplicó en la empalmadora, logrando determinar la relación lineal existente entre el radio de curvatura y la potencia paso. Con esta gráfica se observó que existe una relación lineal a partir de un paso de potencia de 140 hasta el valor de 190. Por otra parte los errores de desviación estándar disminuyen en la medida que se incrementa el valor de la potencia paso de la empalmadora, lo cuál nos permite obtener un valor cada vez más exacto del radio de las MBLs. Otro detalle de gran importancia es que a partir del valor de potencia paso de 100, se observa una forma esférica en las estructuras creadas, lo cuál no se aprecia para los valores de potencia paso de 80 y 90 respectivamente. En el experimento de caracterización óptica se demuestra la veracidad de la ecuación de Jasim y colaboradores para varios tamaños de las estructuras esféricas y se aprecia que en la medida que nos alejamos del espejo, aumentando la distancia Fabry-Perot, disminuye el *FSR* y disminuye el valor de la señal de potencia óptica obtenida. En el caso contrario, si nos acercamos al espejo, disminuyendo la distancia Fabry-Perot, se observa en las mediciones un aumento del *FSR* y el valor de la señal de potencia óptica aumenta. Esto es muy necesario y es lo esperado para el diseño de nuestro dispositivo láser, sin dejar de mencionar que si hacemos cero la distancia Fabry-Perot (pegando la MBL a la superficie del espejo), se pierde la interferencia debido a que se indefine la ecuación matemática que describe el fenómeno físico.

El diseño del dispositivo láser se logró de manera satisfactoria utilizando una MBL como parte de un filtro de interferencia Fabry-Perot. Se utilizó la mayor de las esferas, con radio de  $152.77 \mu\text{m}$ , obtenida de forma experimental, debido a que sabemos que un mayor radio implica un mayor *FSR*. Con este filtro espectral se logró tener un espectro de interferencia, logrando una señal dual con un período de  $13.99 \text{ nm}$ . Las señales de emisión láser se obtiene, al aumentar la potencia de bombeo, en un rango de sintonización (señal dual del láser) de  $12.87 \text{ nm}$  y aparecen dentro de la señal dual 13 emisiones individuales de la señal láser. Es necesario mencionar que estas 13 emisiones individuales de la señal del láser, se obtuvieron desplazando el tornillo micrométrico 10 micras en cada medición, con lo cual se logró desplazar el espejo plano-convexo de forma transversal a la dirección de la MBL y la fibra óptica, logrando la aparición en cada medición de un desfase óptico en el filtro Fabry-Perot, que provocó la aparición de un espectro de interferencia.

La medición del valor del ancho completo a la mitad del máximo (Full Width at Half Maximum FWHM), se llevó a cabo en una única emisión de láser con una longitud de onda de  $1557,76 \text{ nm}$  y se obtuvo un ancho de línea láser de  $0,09 \text{ nm}$  a  $-3 \text{ dB}$  por debajo del valor máximo de potencia de salida de emisión láser. Simultáneamente, se midió el FWHM con la misma emisión láser (midiendo la potencia de salida en el gráfico que presenta escala lineal), obteniéndose un valor de  $0,13 \text{ nm}$ , presentando una diferencia entre los dos métodos de  $0,04 \text{ nm}$ .

Por último medimos la estabilidad de la emisión láser, tomando los valores máximos de la potencia de salida para una emisión láser sintonizada a  $1559,13 \text{ nm}$ . Las medidas se tomaron en un tiempo de 30 min (una medida por cada minuto transcurrido), y se observó que los valores de la potencia de salida para los máximos de este láser oscilan entre  $18,92 \text{ mW}$  y  $18,98 \text{ mW}$ , demostrando la estabilidad de estas emisiones láser en un dispositivo de fibra de Erblio (EDFL).

## Recomendaciones.

Entre las recomendaciones que se deben hacer para la continuación de este trabajo están las siguientes:

- 1- Realizar el proceso de fabricación de las MBLs por otro método para comprobar estos resultados obtenidos en el diseño del láser sintonizable de fibra de Erblio.
- 2- Caracterizar el proceso de fabricación de las MBL con la empalmadora variando además el tiempo de fabricación la y potencia paso, con el objetivo de realizar un gráfico en 3D para verificar el tiempo óptimo de fabricación para el mayor tamaño de la estructura.
- 3- Fabricar MBLs de mayor tamaño para lograr aumentar el *FSR* en el espectro de la interferencia y poder tener un mayor número de emisiones individuales sintonizadas de láser, dentro de la señal dual que aparece.
- 4- Tomar un mayor tiempo de medición de la estabilidad de nuestra señal láser.
- 5- Se debería controlar la polarización a la señal a la salida de la fibra de Erblio (EDF) para verificar como cambia la señal del láser en función de la polarización y si esto permite controlar aún más la sintonización de las señales individuales del láser.

## Referencias.

- [1] M. O. Pérez, "Desarrollo de un Láser de Fibra Óptica Dopada con Erblio (EDFL) para la generación de pulsos de femtosegundos@ 1550 nm," Universidad Nacional Autónoma de México, 2017.
- [2] I. A. Vargas, "Sistemas de fibra óptica," *Lima: Universidad Nacional San Luis Gonzaga De Ica*, 2014.
- [3] D. A. Krohn, T. MacDougall, and A. Mendez, *Fiber optic sensors: fundamentals and applications*: Spie Press Bellingham, WA, 2014.
- [4] S. Girard, A. Morana, A. Ladaci, T. Robin, L. Mescia, J.-J. Bonnefois, *et al.*, "Recent advances in radiation-hardened fiber-based technologies for space applications," *Journal of Optics*, vol. 20, p. 093001, 2018.
- [5] J. F. Benzoni and D. T. Orletsky, "Military Applications of Fiber Optics Technology," RAND CORP SANTA MONICA CA1989.
- [6] M. Torres and C. Kedusha, "Caracterización del esparcimiento brillouin estimulado en 25 km de fibra óptica smf-28," 2018.
- [7] E. D. López Polo, "Diseño de una red de fibra óptica para la implementación en el servicio de banda ancha en Coishco (Ancash)," 2016.
- [8] J. H. A. García, M. A. R. Ramírez, M. del Rocío Gómez, A. G. J. Colín, I. E. Z. Huerta, A. V. Marquina, *et al.*, "Comparación experimental de canales de comunicaciones coaxial y fibra óptica en la transmisión digital ASK."
- [9] A. J. Marín del Toro, "Caracterización de conmutadores basados en fibras ópticas de plástico y cristal líquido para redes en el hogar," 2015.
- [10] J. A. Hernández Pérez, "Tecnología e implementación de fibra óptica en la instrumentación de control industrial," Universidad de San Carlos de Guatemala, 2018.
- [11] C. J. CEVALLOS RODRIGUEZ, "ANÁLISIS DE FACTIBILIDAD DE UNA RED FTTB GPON DE FIBRA ÓPTICA PARA PRESTACIÓN DE SERVICIO DE VIDEO, VOZ Y DATOS, PARA EL BLOQUE DE LA CARRERA DE INGENIERÍA EN COMPUTACIÓN Y REDES," Jipijapa. UNESUM, 2021.
- [12] M. Córdoba, "Procesos de fabricación de fibras ópticas," Universidad de Belgrano. Facultad de Ingeniería y Tecnología Informática ..., 2003.
- [13] C. E. Sangucho Morocho, "Diseño de la red de Backhaul para una nueva salida de cable submarino, utilizando la fibra óptica del Oleoducto de crudos pesados a disposición del Estado Ecuatoriano," QUITO/EPN/2009, 2009.
- [14] E. Coimbra, "Transmisión de datos por fibra óptica," ed: Obtenido de [www.coimbraweb.com](http://www.coimbraweb.com), 2011.
- [15] S. Jarabo Lallana and F. J. Salgado Remacha, "Generación de supercontinuo mediante fibras ópticas altamente no lineales bombeadas con láseres de fibra pulsados por mode-locking pasivo."
- [16] J. M. Vilardy, J. A. Salleg, J. E. Calderon, and C. T. Moreno, "Modos de propagación en una fibra óptica de índice de perfil escalonado," *Revista Colombiana de Física*, vol. 38, p. 317, 2006.
- [17] J. A. H. Nolasco, G. A. Moheno, and S. C. Cerda, "Ondas viajeras en Coordenadas Cilíndricas Circulares," *Journal of Basic Sciences*, vol. 2, 2016.
- [18] A. Pérez González, "Desarrollo de un sistema de interrogación basado en la modulación directa de un diodo láser para su uso en una red de sensores de fibra óptica," 2020.
- [19] I. Schmidberg, "Redes con Fibra Óptica," *Ilustración 17 Topología de Red de Accesos fijos por cobre*, 2017.
- [20] D. P. Pabón Taco, "Diseño de una red de acceso GPON para proveer servicios triple play (internet, telefonía y vídeo) en el sector de la Carolina a través de la red del grupo Tvcable," QUITO/EPN/2009, 2009.

- [21] D. F. Grosz, "Sistemas de Comunicación por Fibra Óptica de alta capacidad," *Departamento de Física y Matemática. Instituto Tecnológico de Buenos Aires (ITBA)*, 2004.
- [22] E. M. Beltrán, U. P. Minkóvich, M. J. Hernández, and D. M. Hernández, "DESARROLLO, DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE UN PROTOTIPO ESTRECHADOR DE MICRO-FIBRA ÓPTICA," 2020.
- [23] J. García Castillo, "Automatización de montajes BOTDA para sensores distribuidos de fibra óptica," 2016.
- [24] C. Gutiérrez Pérez, "Caracterización de sensores de fibra óptica tipo Bragg embebidos en estructuras de material compuesto," 2015.
- [25] B. d. J. Patiño Jurado, "Fiber optics point-source for digital lensless holographic microscopy," *Escuela de Física*.
- [26] M. S. Cano Velázquez, "Implementación y caracterización de un láser de fibra óptica dopada con Erblio en régimen continuo y pulsado," 2015.
- [27] A. Morales Hernández, "Caracterización de un láser de fibra óptica dopada con erbio en la configuración de anillo," Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2014.
- [28] E. Franco-Rodríguez, S. Jarabo, and F. J. Salgado-Remacha, "Amplificador y láser de fibra óptica de sílice dopada con tulio," 2020.
- [29] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics: its history and recent progress," *JOSA B*, vol. 28, pp. A1-A10, 2011.
- [30] S. Tonzani, "Optics in harmony," *Nature Materials*, vol. 9, pp. S11-S11, 2010.
- [31] S. Brunner and E. Valeo, "Trapped-particle instability leading to bursting in stimulated Raman scattering simulations," *Physical review letters*, vol. 93, p. 145003, 2004.
- [32] J. A. Martín-Pereda, "1 SISTEMAS DE COMUNICACIONES ÓPTICAS."
- [33] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen, "The soliton laser," *Optics News*, vol. 10, pp. 20\_2-21, 1984.
- [34] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical solitons: from fibers to photonic crystals*: Academic press, 2003.
- [35] E. Gromov and V. Talanov, "Short optical solitons in fibers," *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, vol. 10, pp. 551-558, 2000.
- [36] Y. Song, X. Shi, C. Wu, D. Tang, and H. Zhang, "Recent progress of study on optical solitons in fiber lasers," *Applied Physics Reviews*, vol. 6, p. 021313, 2019.
- [37] A. Sikri and J. Sikri, "LASERS: A Boon in Prosthodontics," *J Dent Oral Sci*, vol. 2, pp. 1-3, 2020.
- [38] J. Hecht, *Understanding lasers: an entry-level guide*: John Wiley & Sons, 2018.
- [39] H. Wang, Y. Kawahito, R. Yoshida, Y. Nakashima, and K. Shiokawa, "A model to calculate the laser absorption property of actual surface," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 118, pp. 562-569, 2018.
- [40] A. M. Akulshin, N. Rahaman, S. A. Suslov, and R. J. McLean, "Amplified spontaneous emission at 5.23  $\mu\text{m}$  in two-photon excited rubidium vapor," *JOSA B*, vol. 34, pp. 2478-2484, 2017.
- [41] M. Anni and S. Lattante, *Organic Lasers: Fundamentals, Developments, and Applications*: CRC Press, 2018.
- [42] D. J. Coluzzi and A. Robert, "Laser fundamentals," *Principles and Practice of Laser Dentistry. St. Luis Missoiri* 2011, pp. 12-26, 2015.
- [43] H. Cao, R. Chriki, S. Bittner, A. A. Friesem, and N. Davidson, "Complex lasers with controllable coherence," *Nature Reviews Physics*, vol. 1, pp. 156-168, 2019.
- [44] R. M. Ma, R. F. Oulton, V. J. Sorger, and X. Zhang, "Plasmon lasers: coherent light source at molecular scales," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 7, pp. 1-21, 2013.

- [45] S. K. Reichmuth, H. Helmers, S. P. Philipps, M. Schachtner, G. Siefer, and A. W. Bett, "On the temperature dependence of dual-junction laser power converters," *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 25, pp. 67-75, 2017.
- [46] H. Weichel, *Laser beam propagation in the atmosphere* vol. 10319: SPIE press, 1990.
- [47] C. B. Scruby and L. E. Drain, *Laser ultrasonics techniques and applications*: CRC press, 1990.
- [48] P. G. Westergaard, B. T. Christensen, D. Tieri, R. Matin, J. Cooper, M. Holland, *et al.*, "Observation of motion-dependent nonlinear dispersion with narrow-linewidth atoms in an optical cavity," *Physical review letters*, vol. 114, p. 093002, 2015.
- [49] M. Pang, X. Jiang, W. He, G. Wong, G. Onishchukov, N. Joly, *et al.*, "Stable subpicosecond soliton fiber laser passively mode-locked by gigahertz acoustic resonance in photonic crystal fiber core," *Optica*, vol. 2, pp. 339-342, 2015.
- [50] A. Tourón, L. Fidalgo, D. Krygier, M. Kovalsky, A. Hnilo, and P. Diodati, "Láser de Neodimio: vidrio en forma de lámina," in *ANALES AFA*, 2015.
- [51] H. Ibarra Villalón, O. Pottiez, and A. Gómez Vieyra, "El camino hacia la luz láser," *Revista mexicana de física E*, vol. 64, pp. 100-107, 2018.
- [52] E. De la Cruz Mendoza, D. Jauregui-Vazquez, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, and J. M. Sierra-Hernandez, "ESTUDIO DE UNA CAVIDAD LASER DE FIBRA ÓPTICA PARA LA GENERACIÓN DE MÚLTIPLES LONGITUDES DE ONDA," *JÓVENES EN LA CIENCIA*, vol. 4, pp. 2710-2715, 2018.
- [53] C.-H. Yeh, J.-Y. Chen, H.-Z. Chen, J.-H. Chen, and C.-W. Chow, "Stable and tunable single-longitudinal-mode erbium-doped fiber triple-ring laser with power-equalized output," *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, pp. 1-6, 2016.
- [54] J. R. Morones Ibarra, "Láser: 50 años," *Ingenierías*, vol. 13, pp. 9-17, 2010.
- [55] D. S. Angarita Posada and J. D. Pino Sánchez, "A propósito de la dualidad Onda-Partícula, una re-significación conceptual desde los planteamientos de Louis de Broglie," 2016.
- [56] P. C. Deshmukh and S. Venkataraman, "100 years of einstein's photoelectric effect," *Bulletin of Indian Physics Teachers Association, published in two parts: September & October Issues of*, 2006.
- [57] I. Simaciu, Z. Borsos, G. Dumitrescu, and N. Georgeta, "Planck-Einstein-de Broglie relations for wave packet: the acoustic world," *arXiv preprint arXiv:1511.01049*, 2015.
- [58] L. L. P. González and N. D. P. Acosta, "El modelo atómico de Bohr y el desarrollo de la nanociencia en el cuidado de la salud," *Acta Médica del Centro*, vol. 10, pp. 69-81, 2016.
- [59] Á. A. Alarcón Novoa, "Caracterización óptica y composicional del concentrado de minerales de uranio, torio y tierras raras en las pegmatitas de poñen y Parque Cuyanmahuida," 2019.
- [60] O. Svelto, "Introductory concepts," in *Principles of Lasers*, ed: Springer, 2010, pp. 1-15.
- [61] R. Höppner, E. Roldán, and G. J. de Valcárcel, "A semiclassical optics derivation of Einstein's rate equations," *American Journal of Physics*, vol. 80, pp. 882-890, 2012.
- [62] V. D. G. García and J. M. I. Ponce, "Rendimiento térmico de Carnot de un LASER," *Lat. Am. J. Phys. Educ. Vol*, vol. 5, p. 763, 2011.
- [63] A. M. González Real, "Estudio y desarrollo de láseres en fibra en configuración en anillo para su aplicación en sensores," 2016.
- [64] P. Torres, "Análisis por elementos finitos del amplificador de fibra óptica dopada con Erbio," *MOMENTO*, pp. 27-36, 1995.
- [65] D. Leandro González, "Multiplexación de sensores remotos mediante estructuras láser de fibra óptica," 2010.
- [66] M. J. Digonnet, *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded*: CRC press, 2001.

- [67] J. A. M. González, "CONVERSORES DE ENERGÍA INFRARROJA A VISIBLE PARA INCREMENTAR LA EFICIENCIA EN CELDAS SOLARES," 2017.
- [68] R. Wyatt, "Spectroscopy of rare earth doped fibres," in *Fiber Laser Sources and Amplifiers*, 1990, pp. 54-64.
- [69] B. Ainslie, S. Craig-Ryan, S. Davey, J. Armitage, C. Atkins, J. Massicott, *et al.*, "Erbium doped fibres for efficient optical amplifiers," *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, vol. 137, pp. 205-208, 1990.
- [70] N. Kagi, A. Oyobe, and K. Nakamura, "Efficient optical amplifier using a low-concentration erbium-doped fiber," *IEEE photonics technology letters*, vol. 2, pp. 559-561, 1990.
- [71] A. A. Castillo Guzmán, "Láser de fibra óptica sintonizable," Universidad Autónoma de Nuevo León, 2011.
- [72] M. Durán-Sánchez, J. Hernández Rebollar, E. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, M. Bello-Jiménez, A. Flores-Rosas, *et al.*, "Láser de fibra con emisión dual seleccionable usando rejillas de bragg de fibra y fibra dopada con erbio," *Revista mexicana de física*, vol. 55, pp. 73-76, 2009.
- [73] F. J. S. Remacha and S. J. Lallana, "Emisión multilínea en láseres de fibra óptica dopada con erbio empleando filtros sencillos," *mirror*, vol. 16, pp. 410-412, 2004.
- [74] S. M. O. Manuel, G. N. F. Cesar, and C. A. Alan, "Implementación de un láser de fibra de múltiples longitudes conmutable."
- [75] A. Jasim, A. Z. Zulkifli, M. Muhammad, S. W. Harun, and H. Ahmad, "A new compact micro-ball lens structure at the cleaved tip of microfiber coupler for displacement sensing," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 189, pp. 177-181, 2013.
- [76] C. Bender-Pérez, A. Castillo-Guzmán, and R. Alvarez-Tamayo, "Tunable erbium doped fiber laser based on a spherical micro-ball lens as a Fabry-Perot interference filter," *Laser Physics*, vol. 31, p. 033001, 2021.
- [77] A. Yariv, P. Yeh, and A. Yariv, *Photonics: optical electronics in modern communications* vol. 6: Oxford University Press New York, 2007.
- [78] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*: John Wiley & sons, 2019.
- [79] A. González-García, O. Pottiez, and R. Grajales-Coutiño, "Estudio experimental de un láser sintonizable en longitud de onda usando un filtro de Sagnac con selectividad espectral mediante cambios en la temperatura," *Revista mexicana de física*, vol. 56, pp. 275-280, 2010.
- [80] J. B. M. Sánchez, A. D. G. Chávez, and E. V. Rodríguez, "LÁSERES SINTONIZABLES DE FIBRA ÓPTICA," *JÓVENES EN LA CIENCIA*, vol. 3, pp. 2311-2315, 2017.
- [81] J. Causado Buelvas, N. Gómez Cardona, and P. Torres, "Sistema De Interrogación De Sensores Basados En Redes De Bragg Usando Un Láser De Fibra Optica Sintonizable," *Revista Colombiana de Física*, vol. 43, p. 185, 2011.
- [82] L. A. T. Roa Sandoval, "Estudio de Coherencia de los diodos láser HL63163DG y HL6312G, al variar sus condiciones de operación," *Física*.
- [83] É. González, *El láser: principios básicos*: Universidad Santo Tomas, 2003.
- [84] G. Fernández Fermín, "Cuantificación de coherencia óptica mediante funciones de correlación," Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2019.
- [85] I. Salas García, A. Laso García, N. Ortega Quijano, F. Fanjul Vélez, and J. L. Arce Diego, "Selección de la fuente de luz óptima en terapia láser de baja intensidad," 2009.
- [86] S. S. Gancino Lara, "Diseño de hologramas generados por computador y escritos en formato analógico para su proyección con luz laser de referencia," QUITO/EPN/2012, 2012.

- [87] B. O. Moreno, "GRABADO DE PIEZAS METÁLICAS CON UN LÁSER DE FIBRA PULSADO," 2020.
- [88] J. O. Tocho, "Fundamentos de láser," *Series: Libros de Cátedra*, 2018.
- [89] F. Sanz and J. Manzanares, "El laser de semiconductor," *Revista Mexicana de Física*, vol. 37, pp. 382-390, 1991.
- [90] F. Suárez Arias, "Aspectos de crecimiento, fabricación y caracterización de diodos láser basados en nanoestructuras semiconductoras," 2007.
- [91] J. Lemus, R. Serra, and R. Collazo, "Los diodos láser en la Enseñanza de la Física en Ingeniería," *Lat. Am. J. Phys. Educ. Vol*, vol. 5, p. 800, 2011.
- [92] C. Guzman Torres, "Caracterización de diodos láser tipo Distributed Feedback," Universitat Politècnica de Catalunya, 2011.
- [93] M. F. O. EGEA, "DETERMINACIÓN DEL PERFIL DE IMPUREZAS EN UNA UNION P N MEDIANTE MEDIDAS DE SU CAPACIDAD EN ALTA FRECUENCIA."
- [94] A. García Osuna, "Estudio de la resistencia a la radiación de diodos de silicio mediante aceleradores de partículas," 2019.
- [95] A. A. Cereijo Pardiñas, "Producción de diodos de silicio mediante procesamiento láser y caracterización de los mismos," 2017.
- [96] M. A. F. Lozano, "Multiplexores de fibra óptica para tecnología WDM en comunicaciones ópticas," CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA, 2007.
- [97] C. A. G. Barría, "Análisis de la Tecnología IP sobre WDM," *Universidad Austral de Chile*, 2006.
- [98] J. D. Causado-Buelvas, N. D. Gómez-Cardona, P. Torres, and J. A. Gómez, "Láser Sintonizable En Anillo De Fibra Óptica Dopada Con Erbium," *Bistua: Revista de la Facultad de Ciencias Básicas*, vol. 7, pp. 1-7, 2009.
- [99] A. Castillo-Guzman, J. Antonio-Lopez, R. Selvas-Aguilar, D. May-Arrijoa, J. Estudillo-Ayala, and P. LiKamWa, "Widely tunable erbium-doped fiber laser based on multimode interference effect," *Optics express*, vol. 18, pp. 591-597, 2010.
- [100] M. Bello-Jiménez, E. Kuzin, B. Ibarra-Escamilla, and R. Tellez-García, "Caracterización de un amplificador de fibra dopada con erbio a partir de sus parámetros experimentales," *Revista mexicana de física*, vol. 53, pp. 289-295, 2007.
- [101] C. A. JOSÉ MANUEL, "Sensor de temperatura basado en un interferómetro intermodal tipo Michelson con fibra óptica monomodo," 2019.
- [102] C. Amaxal Cuatetl, "Estudio de los mecanismos de conmutación en láseres pulsados de fibra óptica," Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2019.
- [103] R. Vázquez-Sánchez, "Láser de fibra óptica compuesto por dos cavidades acopladas: aplicación como sensor de fibra óptica," *Rev. mex. fis*, pp. 374-378, 2004.
- [104] Y. L. DIEGUEZ, "Detección de parámetros físicos utilizando dispositivos de fibra óptica," 2020.
- [105] M. Á. Ruiz Calvo, "Diseño de un analizador de espectros ópticos basado en un filtro sintonizable Fabry-Perot," 2004.
- [106] M. J. Villarreal Aguirre, "Interferómetro de Sagnac con fibra de alta birrefringencia en el lazo e implementación de un control de temperatura PID," Universidad Autónoma de Nuevo León, 2019.
- [107] E. GAMEZ AVILES, "Optimización de un sistema óptico que atenúa ruido ASE por medio de un interferómetro de Sagnac que se usa como filtro pasa banda," 2016.
- [108] B. P. RAMIREZ, "Investigación experimental de un láser de fibra óptica de Er/Yb sintonizable con longitud de onda dual," 2016.

- [109] H. C. Ramirez and A. A. Rodriguez-Rosales, "Interferencia y difracción II: interferometro de Michelson. Versión 1.0," 2018.
- [110] C. E. D. Flores, "DISEÑO, FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE INTERFERÓMETROS FABRY-PEROT DE FIBRA ÓPTICA EXTRÍNSECOS Y SU APLICACIÓN EN SISTEMAS DE SENSADO DE VARIABLES FÍSICAS," 2018.
- [111] E. S. Juárez, "Análisis y aplicaciones del interferómetro con filo de la navaja: lentes con sistema 2f, y superficies cóncavas reflectoras," 2019.
- [112] J. F. Osorio Pinilla and J. H. González Nieto, "Configuración Dinámica de Canales Ascendentes y Descendentes de una Red de Acceso WDM-PON."
- [113] J. C. Valencia Montaña and O. J. Castiblanco Pardo, "Estudio Comparativo de Esquemas de Filtrado Óptico para Redes de Acceso Convergentes."
- [114] M. G. Ayala Labanda and M. J. Beltrán Cuatín, "Estudio de los filtros ópticos y análisis de su comportamiento mediante simulación," Quito, 2018., 2018.
- [115] J. S. Puerto Sanchez and E. L. Corregidor Carreño, "Análisis de una cavidad Fabry-Perot en sensores ópticos basados en redes de difracción de Bragg."
- [116] E. Prior Cano, "Desarrollo e implementación de una referencia de tensión ultraestable y programable para filtros ópticos Fabry-Perot sintonizables," 2012.
- [117] G. A. Saavedra Mondaca, "PROPAGACION DE FOTONES CON ENTRELAZAMIENTO GENUINO ENERGIA-TIEMPO A TRAVES DE FIBRAS OPTICAS PARA GRANDES DISTANCIAS," 2015.