



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA DE
MEXICO

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE
MEXICO
PROGRAMA DE MAESTRIA Y DOCTORADO EN
INGENIERIA**

FACULTAD DE INGENIERIA

**OPTIMIZACIÓN DE LAS CARACTERÍSTICAS DE
SALIDA DEL INTERFERÓMETRO DE SAGNAC
IMPLEMENTADO EN FIBRA ÓPTICA**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRA EN INGENIERIA

MAESTRIA EN INGENIERIA ELECTRICA - INSTRUMENTACION

P R E S E N T A :

ING. Angélica Ramírez Ibarra

TUTOR:

DR. GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO

2011





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Optimización de las características de salida del interferómetro de Sagnac implementado en fibra óptica.

Introducción General

I Primer capítulo. Conceptos y principios básicos.

Introducción para el Capítulo 1.

Antecedentes de fibra óptica.

1.1. Descripción de fuentes existentes.

1.1.1. Funcionamiento de fuentes láseres.

1.1.2. Teoría de fuentes superluminiscentes.

1.2. Funcionamiento y tipos de fotodetectores.

1.2.1. Funcionamiento de un analizador de espectros óptico.

1.3. Teoría y tipos de fibras ópticas.

1.3.1. Fuentes de fibra óptica dopadas con tierras raras.

1.3. Teoría de fuentes superluminiscentes en fibra óptica.

Conclusión Capítulo 1.

Bibliografía Capítulo 1.

II Segundo capítulo. Principios de funcionamiento del Interferómetro de Sagnac.

Introducción para el Capítulo 2.

2.1. Interferómetro de Sagnac como sensor angular.

2.2.1 Ventajas del giroscopio en fibra óptica.

2.2 Giroscopio en óptica de volumen (fibra óptica).

- 2.3 Giroscopio con medio de propagación: aire.
- 2.4. Desafíos en el sensado para el interferómetro de Sagnac.
- 2.5. Aplicaciones en diversos campos del efecto Sagnac.

Conclusión Capítulo 2.

Bibliografía Capítulo 2.

III Tercer capítulo. Optimización de las *características de salida del interferómetro de Sagnac implementado en fibra óptica.*

Introducción para el Capítulo 3.

- 3.1. Implementación de una fuente superluminiscente en fibra óptica dopada, para bombear el interferómetro de Sagnac en fibra óptica.

- 3.2. Implementación y caracterización de los elementos involucrados en el sistema utilizando un interferómetro de Sagnac implementado en fibra óptica.

- 3.3. . Análisis de los resultados de la implementación del sistema utilizando el Interferómetro de Sagnac implementado en fibra óptica.

Conclusión Capítulo 3.

Bibliografía Capítulo 3.

INTRODUCCIÓN GENERAL

Desde tiempos remotos, se han usado todo tipo de técnicas de comunicación, por ejemplo, los griegos usaban señalización de los ejércitos en campaña con el telégrafo de antorcha, los fenicios el telégrafo de agua y los ejércitos romanos usaban humo de colores como medio de comunicación. Los griegos y fenicios también utilizaban luz reflejada desde espejos para comunicarse frecuentemente con sus generales del ejército usando escudos como señales para realizar los movimientos coordinados de sus tropas.

Pasando hacia el siglo XVIII, encontramos la que podría ser la primera aplicación del guiado de luz en una fibra óptica arcaica, en 1850 John Tyndall quién era maestro de escuela, notó que la luz podía ser guiada dentro de un material de color claro, y usando agua que fluía desde un contenedor hacia otro y un haz de luz, pudo demostrar que la luz funciona mediante reflexión interna para seguir un camino en específico. El principio es muy simple, como el agua fluye desde el primer contenedor, Tyndall dirigió el haz de luz hacia el camino de agua y la luz lo siguió en forma de zig-zag dentro del camino curvo del agua. Éste simple experimento puede ser el primer experimento en la transmisión del guiado de luz. [3]

Pero no fue sino hasta 1880, que Alexander Graham Bell (junto con Suer Tainter) patentó un sistema óptico de telefonía, el cuál llamó Fotofono, y exitosamente modulaba un haz de luz solar usando un espejo de diafragma; éste es generalmente reconocido como el primer teléfono celular, su principio es muy sencillo:

Los rayos del sol (o alguna fuente de luz potente) son reflejados por un espejo plano hacia un sistema de lentes que forman un haz de luz hacia una superficie de vidrio. La persona hablando en el transmisor causa que la superficie de vidrio vibre lo cuál a veces causa que la superficie reflectora cambie de forma. Esta condición afecta la fuerza de los rayos de luz, los cuáles son comprimidos por un segundo conjunto de lentes y después se refleja hacia el receptor. En un día bueno, es decir muy soleado, el fotofono tendría un rango efectivo de 200m, con la desventaja que no serviría de noche ni cuando hubiera cielo nublado. La distancia de las transmisiones incrementó a 2 km cuando Bell añadió el uso de un globo eléctrico tal como Edison lo hiciera para el foco, sin embargo aún así el usuario tenía que cargar un equipo muy pesado y voluminoso, y serían dos dispositivos para mantener una comunicación de dos vías. La invención de Graham Bell, el teléfono, tuvo mayor éxito, y aunque había soñado con enviar señales a través del aire, encontró que la atmósfera no transmitía luz de manera confiable como los cables podían conducir de manera eficiente la electricidad.

Por supuesto, todos estos métodos son afectados por la transparencia visual del medio a través del cuál se propaga (por ejemplo aire) niebla, lluvia y tormentas, nubes y nieve son algunos de los problemas que se deben tomar en cuenta. Otro problema que afecta estos sistemas de comunicación de luz es que las ondas de luz no tienen la propiedad de doblar en las esquinas, evadir árboles, edificios y montañas. El camino en la transmisión, debe estar lo menos obstruido posible entre el transmisor y el receptor.

En el mismo periodo, William Wheeler inventó un sistema de conductos de luz en forma de línea que poseía un alto revestimiento reflectivo, y por el cuál se hacía incidir luz desde una lámpara eléctrica situada en el sótano; era capaz de iluminar la gran mayoría de una casa si se dirigía la luz alrededor de la casa a través de los conductos. Después, en 1888, el equipo médico de Roth y Reuss de Viena utilizó vidrio doblado

para iluminar las cavidades del cuerpo y en 1895, el ingeniero Henry Saint-Rene diseñó un sistema de varillas vidrio doblado para guiar la luz en las imágenes en un intento primitivo de lo que sería la televisión.

Poco tiempo después, en 1898, David Smith aplicó para una patente de una varilla de vidrio doblado para que se utilizara como lámpara de cirugía. Durante los siguientes años se realizaron numerosas aplicaciones de dichas invenciones, por ejemplo se patentó el iluminador dental, y muchos doctores utilizaron el plexiglass para iluminar las depresiones en la lengua.

Pero mientras todo esto sucedía, se fue desarrollando una nueva tecnología de manera lenta, que eventualmente superaría el problema de la transmisión óptica; dicha tecnología dependería de la “reflexión total interna” la cuál confinaría luz en un material que estuviera rodeado por otro material pero de menor índice reflectivo, por ejemplo vidrio y aire[10].

Durante la década de 1920s el inventor John Logie Baird (quien inventó una versión anterior de la televisión actual y también se relacionó con los principios del radar y las fibras ópticas) y Clarence Hansell patentaron la idea de usar tubos huecos transparentes para transmitir imágenes para la televisión y otros sistemas. En Munich durante la década de 1930s un estudiante alemán de medicina Heinrich Lamm demostró la manera de observar partes inaccesibles del cuerpo mediante el filamento de un foco de luz hacia una imagen, y dicha imagen podía ser transmitida a través de una fibra óptica. Sin embargo, la imagen transmitida por la fibra sin clivar era de mala calidad y al tratar de registrar la patente no fue permitida porque ya existían las patentes de Baird y Hansell. Holger Hansen trató de que algunas empresas se interesaran por su invención sin obtener ningún éxito.

Históricamente, no hubo ningún tipo de uso para la fibra óptica sino hasta 1954, cuando un científico holandés Abraham Van Heel de la Universidad Técnica de Delft produjo un papel para imágenes y se publicó en el popular Journal británico *Nature*; el probó que en lugar de usar fibras sin revestimiento con reflexión total interna en la interfase aire-vidrio, si la fibra desnuda (de vidrio o plástico) se cubría con un revestimiento transparente (cladding) de un índice de refracción menor, la superficie reflectiva estaría protegida de la contaminación y del “crosstalk” (fugas de una señal de una fibra hacia otra) fuera reducido entre ellos. En la figura 1 se muestra la diferencia en un rayo de luz entrando en un ángulo pequeño comparado con otro rayo que entra en un ángulo diferente. El resultado es que diferentes rayos (o modos) de luz llegarán al extremo final de la fibra a diferentes tiempos, sin importar que ambos rayos provengan de la misma fuente.

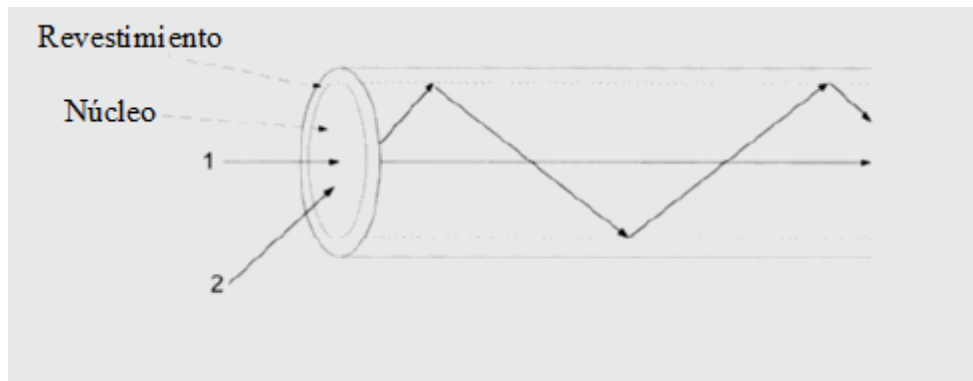


Figura 1.1 Rayos entrando en una fibra óptica a diferente ángulo.

El experimento de Van Heel condujo a comenzar el desarrollo de las fibras de vidrio con revestimiento (glass-clad) con una atenuación de menos de un decibel por metro, dicha atenuación era suficiente para el mapeo médico (imaging), sin embargo, era demasiada la pérdida para que se pudiera aplicar a en la industria de las telecomunicaciones. De hecho, desde esta época, con un crecimiento logarítmico, los ingenieros en electrónica ya estaban buscando la solución a utilizar un ancho de banda más amplio para transmisiones de televisión, tráfico de llamadas de teléfono, y videotelefonía. El uso de frecuencias ópticas más altas parecía la mejor solución posible y con la invención del láser en 1960 se publicó el anuncio de que “los canales de comunicaciones utilizados en el espectro electromagnético podrían extenderse por el desarrollo de un amplificador experimental de frecuencia óptica” con el surgimiento de el láser de onda continua de Helio-Neón dicho anuncio se hizo posible como una realidad.

Para 1965, aún existían algunas barreras técnicas para el uso de láseres, y lo mismo sucedía para las guías de onda ópticas que aún presentaban algunos problemas. Esto se debía principalmente, a que las fibras ópticas eran muy similares a las guías de onda dieléctricas que eran utilizadas en aplicaciones de microondas; el centro de las fibras era tan pequeño que sólo podían transportarse luz en solo un modo de guía de onda. Otro problema era que la industria de las telecomunicaciones ya había descartado el uso de la fibra óptica por tener demasiadas pérdidas; es decir, que la atenuación de un decibel por metro se centraba en el núcleo de vidrio que tenía de 3 a 4 μ m de diámetro, el revestimiento de una capa coaxial de otro vidrio que tenía un índice de refracción mas pequeño que el núcleo. El diámetro total de la guía de onda entre 300 y 400 μ m; las ondas ópticas se propagaban en la superficie en la interfase entre los dos tipos de vidrio. Después de algunas modificaciones a las primeras fibras, ahora las fibras son mucho más fuertes y pueden ser fácilmente puestas en un soporte para que no sufran daño físico. Asimismo, el guiado está protegido de las influencias externas y el guiado de ondas tiene un radio de doblamiento mecánico lo suficientemente bajo como para hacer la fibra completamente flexible. Alrededor de todo el mundo se realizaron muchas investigaciones para decrementar las pérdidas en las fibras ópticas, pero la mayoría de los investigadores se centraron en purificar de vidrio utilizado para la fabricación de las fibras, sin embargo, en Corning Glass Works se realizaron experimentos con el vidrio (fused silica) un material que puede hacerse extremadamente puro, pero que tiene un punto de fundición alto y un bajo índice de refracción.

Mediante agregar con mucho cuidado material dopante, los investigadores de Corning lograron incrementar el índice de refracción en el núcleo, sólo muy poco arriba del que

tenía el revestimiento, pero sin aumentar drásticamente la atenuación. Fue en septiembre de 1970 cuando se anunció que se había logrado fabricar una fibra monomodo con una atenuación de menos de 20dB/km en un material de helio-neon a 633nm. Es en éste acontecimiento donde generalmente se reconoce que comienza la era de la fibra óptica en las telecomunicaciones, y asimismo se abrió la puerta a su comercialización; al principio se utilizó para servicios telefónicos de largas distancias y posteriormente para telecomunicaciones por computadora (internet) y para dispositivos médicos (como el endoscopio moderno).

El cable de fibra óptica o fibra de guía de onda óptica fue patentado por Corning y contaba con una capacidad de transporte de 65 000 veces más que el cable de cobre, además las ondas de luz pueden ser codificadas en el destino aunque éste se encuentre a miles de kilómetros de distancia. Los científicos habían logrado resolver el problema y asimismo se concluyó que las comunicaciones a través de fibra óptica es una de los diez logros de la ingeniería más importantes de los últimos 25 años. Sin embargo, aún es dudoso que algo pudiera venir a superar esta tecnología, principalmente para mejorar la capacidad de transmisión de información que posee la fibra óptica en un futuro cercano. En el mismo año que Corning patentó la fibra óptica los Laboratorios Bell en Estados Unidos y el Instituto de Física Loffe en San Petesburgo fabricaron un diodo láser semiconductor capaz de emitir una onda continua a temperatura ambiente. Con el surgimiento de mejores técnicas de fabricación y el uso de longitudes de onda más grandes, las fibras se fueron produciendo gradualmente con menores niveles de atenuación, y en 1976 los teléfonos de AT&T transmitían usando este tipo de fibras en el rango de 850nm con la ayuda de diodos láser de GaAlAs en varios kilómetros sin repetidores. Por ese entonces las pérdidas eran de 2dB/km y eran aceptadas de acuerdo a las normas establecidas, pero esto se redujo rápidamente a 0.5dB/km cuando se introdujo el nuevo láser de InGaAsP que trabaja en el rango de 1300nm.

Asimismo, se estudió la posibilidad de usar un material dieléctrico como guía de onda, desde el año 1800 y un artículo sobre esto fue escrito en 1920, sin embargo, no fue sino hasta 1966 que Charles Kao y George Hockman patentaron el principio de transmisión de información a través de un medio dieléctrico transparente –fibra de vidrio- que la implementación de fibra de vidrio que se volvió una proposición viable.

Desde el desarrollo de las fibras ópticas, más y más sistemas de comunicación están usando fibras para transmitir señales a través de largas distancias con muy pocas pérdidas (comparadas con las pérdidas en cables de cobre para señales eléctricas). Asimismo con el desarrollo de diodos láser el uso de optoelectrónica se ha vuelto la manera preferida en realizar comunicaciones por cable.

Es increíble que una fibra óptica que posee el grosor de un cabello humano pueda portar el equivalente de 300 millones de conversaciones telefónicas, que son casi todas las que se realizan en Estados Unidos en cualquier hora.

INTRODUCCIÓN PARA EL CAPÍTULO UNO

La revolución en la tecnología de sensores se ha visto acelerada por el surgimiento de la fibra óptica; asimismo han sido muchas las áreas donde ha habido una gran aplicación de la fibra óptica. La revolución comenzó al implementarse sistemas que estaban limitados y necesitaban un desempeño superior, el cuál fue alcanzado gracias a la fibra óptica, y fue aún más evidente cuando se acoplaron las técnicas de producción en masa con las mejoras técnicas que derivaron en sistemas de superior desempeño a bajo costo.

Al realizarse simultáneamente procesos de mejora y reducción de costos en los componentes optoelectrónicos en combinación con la producción comercial en masa, dieron origen a productos que ahora son de uso cotidiano, por ejemplo: reproductores de disco compacto, lectores de códigos de barra, impresoras láser entre otros. Una tercera revolución ha emergido al combinar productos con telecomunicaciones en fibra óptica con dispositivos optoelectrónicos para crear sensores en fibra óptica.

Se puede afirmar que todos los sensores para medir magnitudes ambientales que existían en el mercado han sido o serán prontamente sustituidos por sensores ópticos. Existen varias clases de sensores en fibra óptica, ya sea los sensores extrínsecos o intrínsecos; los primeros se distinguen por su principal característica es que el sensado ocurre en una región fuera de la fibra óptica. Los sensores híbridos son similares, sin embargo, se puede pensar en ellos como una “caja negra” donde las fibras ópticas son utilizadas para transportar luz hacia la caja y datos. Un ejemplo de los sensores de tipo híbrido es cuando se enciende un sensor electrónico por medio de un haz láser y los datos se transportan mediante la fibra óptica. Los sensores de tipo intrínseco son aquellos en donde el sensado ocurre dentro de la fibra misma. Una subgrupo muy importante dentro de los sensores de fibra óptica son los sensores interferométricos, muchos de éstos sensores son de muy alto desempeño; dentro de estos tenemos: el interferómetro de Mach-Zender, el interferómetro de Michelson, el interferómetro de Fabry-Perot, el interferómetro de resonador de anillo y finalmente el de Sagnac, que es el que nos compete en esta investigación.

Es evidente que con dicha amplia gama de sensores se puede convertir cualquier efecto ambiental en una señal óptica a ser interpretada. En general se tiene que cada efecto ambiental sensado por el sistema es medido por decenas de sensores de fibra óptica.

La importancia de los sensores interferométricos radica en diseñar el sensor de tal manera que sólo el efecto ambiental deseado sea medido. Entre las muchas ventajas de los sensores de fibra óptica se encuentran la condición dieléctrica pasiva, la cuál es de suma importancia para lograr aplicaciones exitosas, por ejemplo: total aislamiento de pacientes en medicina, la eliminación de la conductividad en ambientes de alto voltaje, y la facilidad de colocación en ciertos materiales con difícil acceso.

Asimismo, su ligero peso y tamaño compacto son críticos en muchas áreas tales como la aeroespacial, y debido a esto proporciona ventajas sustanciales en muchos productos. Adicionalmente, otra característica invaluable es su inmunidad a la interferencia electromagnética, usualmente los sensores eléctricos necesitan un fuerte blindaje, el cuál genera incrementos en costo, tamaño y peso; la robustez ambiental proporciona piezas claves en el sensado en fibra óptica, incluyendo aquellos que se realizan a altas temperaturas y las configuraciones en estado sólido capaces de proporcionar un soporte inmune a las vibraciones extremas y a ciertos niveles de sacudimientos en el sistema.

Por si todas las características anteriores no fueran suficientes, los sensores de fibra óptica proveen alta sensibilidad y un amplio ancho de banda. Es debido a todo lo anterior que la motivación de éste trabajo radica en mejorar las características del sistema interferométrico, por lo que durante el primer capítulo se describirán los conceptos y principio básicos de las fuentes láseres; consecuentemente se realizará un análisis de las características de las fuentes superluminiscentes y de todos los elementos que conforman el sistema a describir. Asimismo en éste primer capítulo se realizará un análisis de la teoría en las fibras ópticas, los tipos que existen y su implementación en las fuentes superluminiscentes.

En el segundo capítulo se describen los principios involucrados en el interferómetro, el porque de su gran utilización como sistema de medición angular y su implementación como giroscopio de fibra óptica. Posteriormente, se detallarán los diferentes medios donde se puede propagar y los diversos desafíos que se encontraron al realizar las mediciones en el sistema. Finalmente se analizarán las aplicaciones más importantes que se han realizado en los últimos años en este tipo de sistemas.

En el tercer capítulo se describirá el procedimiento para montar la fuente superluminiscente en la fibra óptica dopada, sus características de funcionamiento, el procedimiento utilizado para su calibración y las correcciones para la obtención de la potencia de salida deseada. A continuación se detallarán los elementos involucrados en el sistema y el análisis de sus características para obtener la respuesta buscada. Finalmente se analizarán los resultados obtenidos en la implementación del interferómetro de Sagnac en fibra óptica.

Antecedentes de fibra óptica.

1.1. Descripción de fuentes existentes

Requerimientos y aplicaciones de las fuentes superluminiscentes

El motivo principal por el cuál se han realizado gran cantidad de investigaciones para producir fuentes de amplio ancho de banda ha sido el giroscopio de fibra óptica. Una señal de amplio ancho de banda se necesita para reducir efectos no deseados perjudiciales de ruido en la señal, causados por el retroesparcimiento de la luz y union de la polarización, la cuál se realiza a través del embobinado de detección de la fibra. Cuando aún no se ha corregido, estos efectos causan una reducción importante en la sensibilidad de rotación del montaje. Una señal de amplio ancho de banda también reduce la corriente de polarización inducida mediante el efecto Kerr por la variación de potencia en ambas señales contrapropagantes en el embobinado del giroscopio de fibra óptica. Los requerimientos del ancho de banda y la potencia del sistema dependen de la exactitud requerida del giroscopio. Los giroscopios de fibra óptica de alto desempeño poseen requerimientos de ancho de banda de alrededor de 20nm y una potencia de acoplamiento de fibra de 10mW, por ejemplo aeronaves de navegación inercial.[1]

Sin embargo en la práctica se prefiere que existan anchos de banda mucho más amplios. Para el giroscopio de fibra óptica y algunas otras aplicaciones la opción en longitud de onda es alrededor de 1.55nm (es para la fibras dopadas con Erbio) principalmente para beneficio de las bajas pérdidas de las fibras de silice en dicha longitud de onda. Para aplicaciones en navegación aérea y las aplicaciones espaciales otros beneficios son el corto tiempo de recuperación después de que la fibra ha estado expuesta a radiación de alta energía. [1]

Otro requerimiento importante para el giroscopio de fibra óptica es que el promedio en la longitud de onda de la señal en su ancho de banda debe ser estable. El giroscopio es un instrumento interferométrico en el cuál la rotación produce un cambio en la fase, la cuál cambia y la velocidad de rotación está relacionada por un factor de escala inversamente proporcional a la longitud de onda promedio de la señal. Para giroscopios de exactitud de media a alta (la velocidad de rotación mínima detectable es de algunos grados por hora o menos) para alcanzar la velocidad de rotación absoluta de la fase con una buena exactitud el factor de escala debe conocerse completamente. La mejor solución es una fuente con un promedio de longitud de onda que sea muy estable, contra todas las perturbaciones, particularmente en cambios de temperatura y bombeo de potencia, longitud de onda y polarización. La estabilidad requerida es razonablemente baja para navegación en automóviles, pero es mucho más estricta para giroscopios en fibra óptica de alto desempeño, alrededor de menos de una parte por millón (ppm por sus siglas).[1]

Muy pocas tecnologías pueden suministrar una fuente con propiedades tan únicas; un posible candidato es el diodo láser superluminiscente (SLD) desarrollado por la industria del láser en parte para satisfacer éste mercado en específico. Sin embargo, en vez de tener mayores ventajas los SLD comerciales aún tienen deficiencias: su considerable astigmatismo (es decir que se produce un error en la imagen y los objetos se ven distorsionados) en el haz limita la potencia en el acoplamiento de la fibra a

algunos miliwatts. El promedio en la longitud de onda da lugar a que exista una dependencia intrínseca con la temperatura, típicamente de 400ppm/°C.

Para obtener un factor de escala estable de 1ppm se requiere estabilizar la temperatura del SLD 0.0025°C, lo cuál es muy complicado de lograr y además agrega costo al diseño del giroscopio de fibra óptica. Otro punto importante es la alta susceptibilidad de la longitud de onda del SLD a la señal de retorno del giroscopio, dicho problema es muy común, a varias escalas para todas las fuentes de banda ancha.

Las fibras ópticas dopadas con tierras raras han mostrado desde un principio tener mejoras con respecto a los LSD, especialmente en fuentes de banda ancha. Después de 10 años de investigación y desarrollo, ésta tecnología ofrece actualmente bombeo con diodo láser dopado con Erblio de tamaño compacto, y se obtiene una fuente superluminiscente de ancha emisión (de 10 a 30nm aproximadamente), con una alta conversión de eficiencia de alrededor del 56% y con una alta potencia de salida de al menos 70% y una salida polarizada opcional. Otras tierras raras como el Yb (Iterbio) y Nd (Neodimio) también producen fuentes de fibra de ancho de banda de alto desempeño. Toda la potencia generada se produce en el modoLP01 de la fibra monomodo dopada, puede ser acoplada hacia la fibra estándar monomodo. Finalmente sin comprometer las características anteriores, se han desarrollado las fuentes superluminiscentes dopadas con Erblio con una estabilidad en la longitud de onda por debajo de 1 ppm además de contar con un control razonable de la corriente y la temperatura. Se ha demostrado que las propiedades de las fuentes superluminiscentes de amplio ancho de banda tanto en el campo industrial como el de laboratorio, que exceden por mucho a los diodos SLD. [2]

La muestra del éxito de las fuentes superluminiscentes es que ya llevan algunos años siendo pieza fundamental en el giroscopio de fibra óptica comercial; asimismo también son utilizadas en algunos instrumentos que requieren una señal de baja coherencia temporal, para aplicaciones en dispositivos de imagenología para medicina especialmente en oftalmología y para caracterizaciones de fibra en el OTDR (optical time domain reflectometry). También se esta aplicando mucho en comunicaciones ópticas para sistemas densos en WDM (wavelength division multiplexing por sus siglas en inglés), es decir, multiplexación por división de longitud de onda, para la cuál la señal de banda ancha desde una fuente superluminiscente es cortada en varios pedazos para enviarse por canales multiples, cada cual es usado como entrada de la señal hacia el enlace de comunicación del WDM.

1.1.1 Funcionamiento de fuentes láseres.

Diodo superluminiscente

Los primeros experimentos fueron realizados con láseres de gas de He-Ne, los cuáles pueden ser eficazmente acoplados hacia una fibra monomodo debido a que su modo de emisión Gaussiana corresponde al modo fundamental pseudo-Gaussiano de la fibra. Sin embargo, el desarrollo de los diodos emisores semiconductores, particularmente en telecomunicaciones, ha hecho que estas fuentes de luz compactas de estado sólido que trabajan con un bajo voltaje sean la opción ideal para diseñar dispositivos prácticos. Éstos diodos son principalmente de 2 tipos: Light emitting Diode o diodos emisores de luz de superficie abreviados por sus siglas en inglés como LED y diodos láser de siglas LD. Ambos utilizan uniones o junturas de semiconductores, AlGaAs-GaAs que trabajan a una longitud de onda entre 800 a 850nm, asimismo también los de InGaAsP-InP para localizarse en la longitud de onda de 1300-1550nm. [1]

Sin embargo ninguno de los dos tipos de fuentes son aptos para implementarse en aplicaciones para giroscopio; LEDs basados en emisiones espontáneas tienen el ancho espectral adecuado, pero no pueden ser acoplados eficientemente en una fibra monomodal, debido a que el área de emisión es muy grande (50-10 μ m de diámetro) comparado con el núcleo de la fibra; en cambio, los diodos láser pueden ser acoplados eficientemente debido a que la onda generada en una banda estrecha (unos cuantos micrómetros) por emisión estimulada, es espacialmente coherente pero el espectro está compuesto por picos de emisión estrecha de los modos de la cavidad láser Fabry-Perot. Para obtener una buena coherencia espacial simultánea y una baja coherencia temporal los láseres tienen que ser modificados para alcanzar la superluminiscencia o superradiancia, abreviado por sus siglas en inglés como SLD o SRD. El efecto lasing es suprimido al decrecer la reflectividad de las caras de los espejos con una antirreflexión de recubrimiento a la salida de la emisión y una región de absorción en la otra cara del diodo.

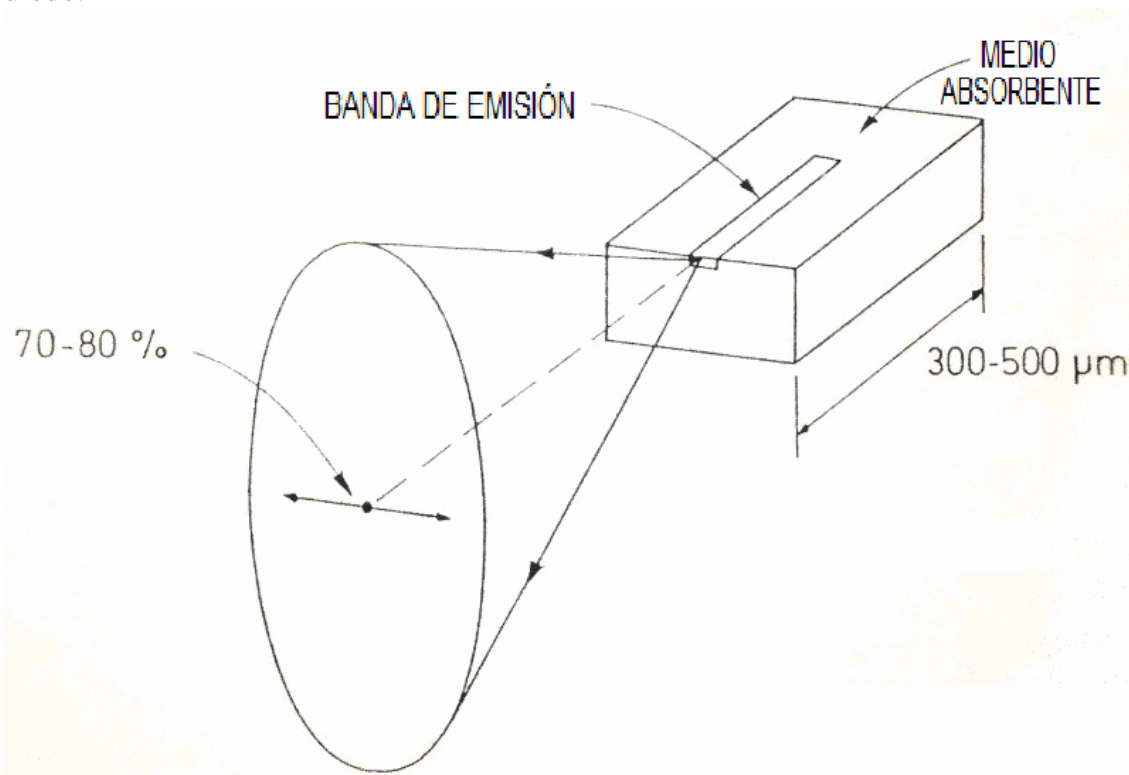


Figura 1.2. Diodo superluminiscente con un medio absorbente.

La ganancia de un diodo semiconductor es muy alta y aún sin la cavidad de retroalimentación, la potencia de salida puede ser casi tan alta como la de un láser. Con el primer rebote de la primera emisión espontánea los fotones son amplificados por emisión estimulada y la onda de salida tiene una coherencia espacial similar a la de un láser, debido a que es generada también una guía de onda, produciendo un eficiente acoplamiento en una fibra monomodo. Sin embargo, la estructura láser multimodal es altamente reducida y el SLD se comporta como una fuente “cuasi-ancho de banda”. A los 850nm el ancho completo es del orden de los 20nm.

Los dispositivos prácticos son típicamente de 300-500 μ m de largo y están herméticamente empaquetados y con un recubrimiento sólido con una fibra de tipo pigtail soldada frente a la ventana de emisión del diodo.

La potencia típica de acoplamiento es de 0.5-1mW (eficiencia de acoplamiento del 10-20%) para una corriente de 50-150mA. Una fibra que preserva la polarización puede ser usada en un dispositivo de tipo pigtail con una orientación adecuada a sus ejes de birrefringencia. El LSD está parcialmente polarizado de un 70-80% de potencia en la polarización paralela a la unión.

Láseres de fibra óptica de banda ancha.

Además de que casi cualquier láser de fibra óptica produce una onda continua (CW por sus siglas en inglés) producen una emisión estrecha, bajo las condiciones apropiadas puede operarse como una fuente de banda ancha. Las transiciones láser de triple ionización de tierras raras son aumentadas por ambos procesos, el homogéneo y el no homogéneo. Las propiedades espectrales de un láser de fibra óptica están fuertemente influenciadas por uno de éstos 2 procesos dominantes.

Los mecanismos homogéneos aumentan el ancho de línea (linewidth) de las transiciones entre los niveles Stark y es de la misma manera para todos los iones.

Por otro lado, el aumento inhomogéneo causa un cambio en la distribución en los niveles Stark que difiere de ión a ión dependiendo de la posición dentro del huésped. Cuando un material dopante es bombeado cerca del centro de alguna de sus bandas de absorción, los fotones bombeados tienen una alta probabilidad de ser absorbidos (si el medio se comporta cuasi-homogéneamente). Sin embargo, si el material dopante es bombeado fuera del centro de la banda, la probabilidad de absorción es más grande para los grupos de iones que poseen una transición más fuerte en esa longitud de onda; la absorción es entonces en un sitio específico, y el medio se comporta como si estuviera aumentado fuertemente de manera no homogénea. Basados en éste efecto, un láser de fibra óptica puede usarse para producir una emisión de banda ancha, produciendo el dopante en la fibra que es al menos en parte aumentado de manera no homogénea y bombeado en el límite de la banda de absorción. [6]

Dependencia de la longitud de onda de un anillo interferométrico con una fuente de banda ancha.

Asumiendo que se tiene una medición perfecta de la diferencia de fase del efecto Sagnac $\Delta\phi_R$ con esquema de lazo cerrado de anulación de fase, el factor de escala se mantiene constante, relacionado con el área equivalente del embobinado y con la longitud de onda de la fuente. El área del embobinado presenta una variación típica de menos de una parte por millón por Kelvin debido a que la expansión térmica del silicio, necesita de control y modelado para aplicaciones de alta precisión. La estabilidad en la longitud de onda es más difícil de resolver, por ejemplo: las fuentes de diodo semiconductor son popularmente usadas en el IFOG, tienen un ruido de ultrabaja frecuencia de una longitud de onda típica de cerca de 400 partes por millón (ppm) por Kelvin en temperatura y cerca de 40 partes por millón (ppm) por mA de corriente; esto es aún sin tomar en cuenta factores adicionales como el envejecimiento o el efecto de retroalimentación de la luz que regresa a la fuente. El control de temperatura de la fuente y el control de estabilidad son suficientes para una exactitud de un rango de 100 partes por millón (ppm) pero las aplicaciones de alta precisión requieren un control en la longitud de onda directo para lograr alcanzar el rango de partes por millón. [7]

Una cuestión fundamental es poder definir precisamente la longitud de onda implicada en el factor de escala cuando la fuente de ancho de banda necesaria para obtener un alto rendimiento debe tener un ancho espectral de varios percentiles (distribución dividida en cien partes), los cuales deberán ser de algunos órdenes de magnitud más grandes que la estabilidad de ppm (partes por millón) que se está buscando. Como se ha dicho, la diferencia de fase $\Delta\varphi_R$ del efecto Sagnac inducida por la rotación puede expresarse por una diferencia del camino óptico equivalente ΔL_L que es perfectamente independiente de la longitud de onda.

$$\Delta\varphi_R = 2\pi \frac{\Delta L_R}{\lambda} \quad (1.1)$$

$$\Delta L_R = \frac{LD\Omega}{c} \quad (1.2)$$

La respuesta de interferencia no polarizada intrínseca es:

$$I = \frac{I}{2} \left[1 + \gamma_c(\Delta L_R) \cos\left(2\pi \frac{\Delta L_R}{\lambda_{cent}}\right) \right] \quad (1.3)$$

Donde γ_c es la función de coherencia de la fuente medida en un interferómetro de escaneo en el vacío similar a un interferómetro de Michelson, donde λ_{cent} es la longitud de onda central del espectro. Sin embargo, éste simple resultado se aplica si el espectro es simétrico con respecto a la frecuencia espacial óptica σ (por ejemplo el inverso de la longitud de onda λ), con la frecuencia central correspondiente a la frecuencia máxima. En la práctica, el espectro de la fuente del giroscopio tiene una asimetría significativa, por lo tanto la respuesta no polarizada de interferencia en la mayoría de los casos es:

$$I = \frac{I}{2} \left[1 + \gamma_{ce}(\Delta L_R) \cos\left(2\pi \frac{\Delta L_R}{\lambda}\right) + \gamma_{co}(\Delta L_R) \sin\left(2\pi \frac{\Delta L_R}{\lambda}\right) \right] \quad (1.4)$$

Donde γ_{ce} es la función coherente de la componente par del espectro asimétrico y λ es la longitud de onda principal del espectro. Comparado con el caso simétrico más simple es donde existe el término adicional: $\gamma_{co}(\Delta L_R) \sin(2\pi \Delta L_R / \lambda)$; el cual toma en cuenta la componente impar del espectro. Cuando el giroscopio se opera en la franja central como es usualmente el caso, el término adicional es despreciable en la práctica; asimismo se opera en un rango dinámico más ancho, como un cambio en la longitud de onda principal se produce como una diferencia de fase que se incrementa, ya que el cruce por cero del término variable de la respuesta del interferómetro ya no es precisamente periódico.

Esto puede ser directamente observado desde el interferómetro como un filtro de transmisión $\mathfrak{S}(\lambda \text{ ó } \sigma)$, dependiendo de la longitud de onda λ (o de la frecuencia espacial σ) para una diferencia de camino dada ΔL_R :

$$\mathfrak{I}(\lambda\sigma) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{\Delta L_R}{\lambda}\right) \right] = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\pi \Delta L_R \sigma)] \quad (1.5)$$

A un ancho espectro de potencia $I(\sigma)$ que produce la respuesta integrada:

$$I = \frac{1}{2} \int I(\sigma) [\cos(2\pi \Delta L_R \sigma)] d\sigma \quad (1.6)$$

Para los puntos de cruce por cero de la parte variable del coseno, la frecuencia principal $\bar{\sigma}$ es aquella con la cual el producto de $I(\sigma)$ con $\cos[2\pi \Delta L_R (\sigma - \bar{\sigma})]$ tiene una integral nula (figura 1.3). Si el espectro es simétrico en términos de la frecuencia el problema es simple si el valor medio es el valor central; pero cuando hay asimetría es más complejo y depende del orden de la franja. En particular el valor medio $\bar{\sigma}$ no es igual al valor σ_{\max} , que corresponde a la intensidad máxima. Un valor medio lineal es definido con el producto del espectro con una función lineal en lugar de un seno es una buena aproximación para giroscopios que trabajan en el orden cercano a cero entre $\pm\pi$ rad, este medio lineal es de hecho equivalente al centro de gravedad (figura 1.4).

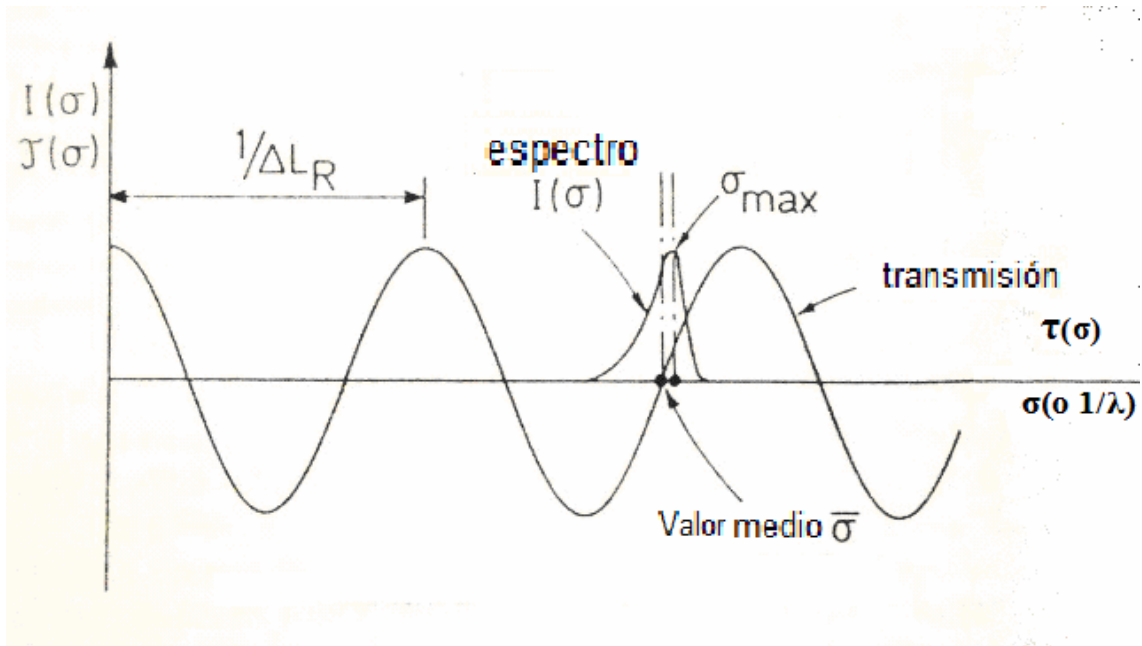


Figura 1.3 Definición interferométrica de la frecuencia media espacial $\bar{\sigma}$ de un espectro abierto.

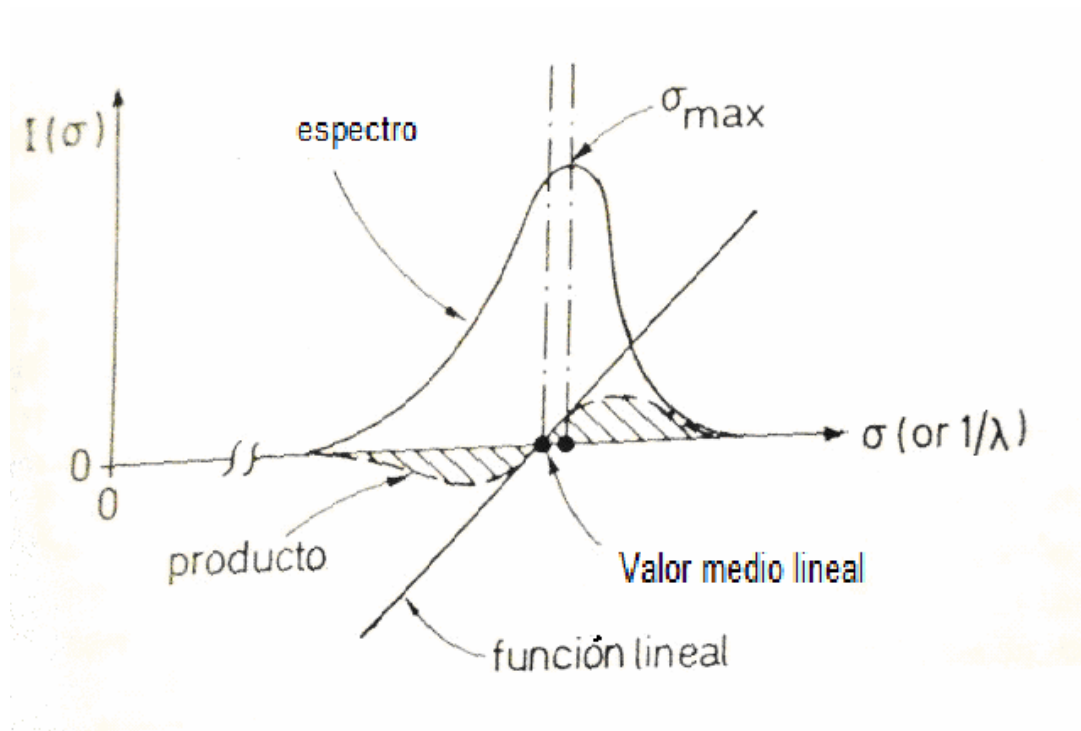


Figura 1.4 Definición del valor medio lineal de un espectro asimétrico abierto.

1.1.2 Teoría de fuentes superluminiscentes.

Una fuente de fibra óptica superluminiscente se alimenta mediante un bombeo óptico a través de una fibra óptica dopada con tierras raras, los iones invertidos producen una emisión espontánea, la cual es capturada por el núcleo de la fibra en ambos sentidos (en el que se produce el bombeo) y en la dirección opuesta (en contra de dicho bombeo). Los fotones espontáneos que van y vienen son amplificados mientras viajan a través de la fibra y producen emisión espontánea amplificada (ASE por sus siglas en inglés) o superluminiscencia, en la salida en la ida y el regreso de la fibra. A continuación se describen algunas configuraciones de fuentes superluminiscentes cada una con sus respectivas características, con ventajas y desventajas. La primera que se analizará es la fuente superluminiscente directa (forward) ver figura 1.5(a), esta configuración produce ambas señales, la de salida y la de entrada, pero sólo el primero se usa; es decir, la salida proveniente de la salida del extremo opuesto no se usa a la entrada del bombeo. Este es un dispositivo de fuente superluminiscente (SFS) es de un solo paso: la AEE (absorción por emisión estimulada) viaja sólo una vez a través de la fibra, en general, para que la potencia de salida sea lo bastante grande para viajar a través de la fibra se debe realizar un bombeo grande para alcanzar una potencia alta. [4]

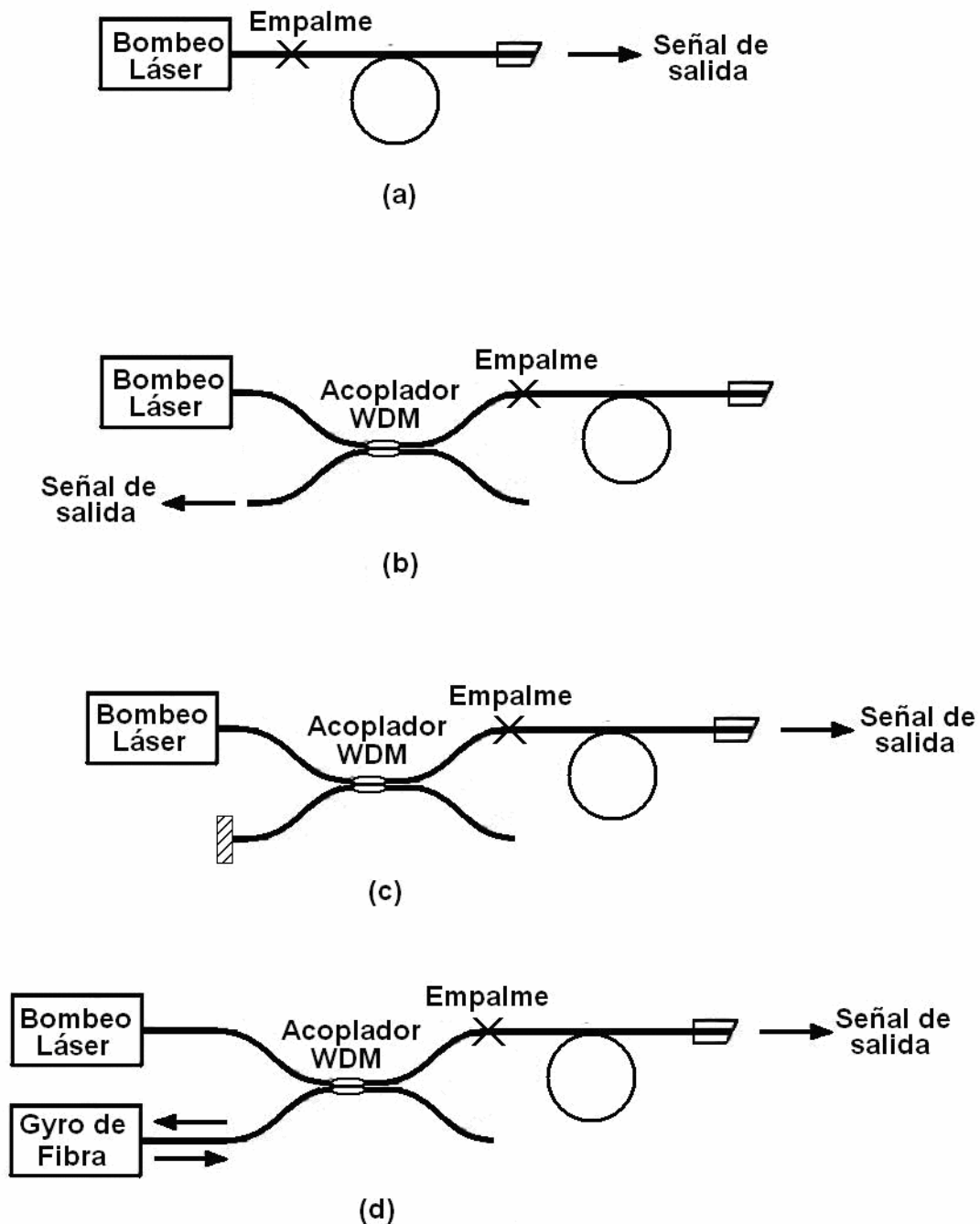


Figura 1.5. Diagrama de las cuatro configuraciones básicas de las fuentes de fibra óptica superluminescente: (a) configuración directa, (b) configuración inversa, (c) configuración de doble paso y (d) fuente de fibra óptica amplificada (FAS).

Consecuentemente, si se generan reflexiones dentro de la fibra desde ambos extremos, en particular reflexiones de Fresnel en el extremo de la fibra, éste dispositivo se convertirá en un láser y emitirá un espectro de indeseable espigamiento (narrow spectrum). Para contrarrestar este efecto los extremos de la fibra deben ser pulidos a cierto ángulo, típicamente de 7 grados o mayor. De ser necesario, las reflexiones provenientes del bombeo óptico también pueden reducirse colocando un aislador óptico en el brazo de la entrada del bombeo.

Otra configuración de “un solo paso” es la fuente superluminiscente inversa (ver figura 1.5 (b)). La señal que se usa es ahora la de AEE inversa, la cuál sale de la entrada del extremo del bombeo de entrada.

El bombeo es filtrado desde la salida por un acoplador de fibra con un multiplexor de división de longitud de onda (WDM) que acopla mínimamente la longitud de onda del bombeo (del 0% idealmente) pero fuertemente en el ancho de banda de la AEE (100% idealmente) (o viceversa). Una ventaja de la FSL inversa es que su sensibilidad en la retroalimentación es menor (especialmente si la fibra es muy larga, como se requiere para alta eficiencia) que la que se necesita para la FSL normal. Sin embargo, es muy usado con un aislador situado en la salida para reducir la sensibilidad de su longitud de onda promedio a cambios de nivel en la retroalimentación.

Para un láser de cuatro niveles, como lo es el láser de 1060nm de transición de $ND^{+3} {}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ si la propagación de pérdidas en la fibra es despreciable (mucho menor) comparada con la ganancia (esto es así generalmente); las señales contrapropagantes de los puertos de entrada y de salida son esencialmente iguales, y ambas configuraciones presentan la misma eficiencia en su conversión. Sin embargo, los láseres de transición de 3 niveles (los de 1550nm de Er^{+3}), aunque la señal de entrada (propagante en la dirección a las manecillas del reloj) tiene una menor potencia, como se ha venido discutiendo. Pero se requiere una fibra mas larga, debido a que su eficiencia se maximiza para una fibra larga que para una fuente superluminiscente inversa (FSF forward). [4]

Una tercera configuración es la fuente superluminiscente de doble paso (the double-pass SFS) ver figura 1.15(c). Se agrega un reflector grande para la longitud de onda de la AEE generalmente en el puerto de la entrada de bombeo, para propagar la AEE inversa a través de la fibra por segunda vez. Dicha configuración produce una sola salida en adelante (forward). La ventaja primaria de la configuración de doble paso es que la señal de fotones viaja por la fibra dos veces y experimenta una ganancia más alta que en una configuración de un solo modo de la FSL (por un factor de 2). Además el umbral de la fuente superluminiscente de doble paso es cercanamente más bajo, y los requerimientos para su potencia de bombeo se reducen. Asimismo, el largo de la fibra necesario para maximizar su eficiencia es mas corto que el que usa una fuente superluminiscente inversa. Su mayor desventaja de la fuente superluminiscente de doble paso es que el alto reflector saca la susceptibilidad del espejo a la retroalimentación externa del sistema al cuál la luz se encuentra acoplado, lo cuál indica que es necesario un aislador con un coeficiente de extinción más grande. En la fuente superluminiscente de doble paso inversa también se requiere generalmente reducir la reflexión desde el bombeo óptico mediante un aislador entre la fuente de bombeo y el acoplador del DWM.

La cuarta y última configuración de fuente superluminiscente es la fuente de fibra amplificadora (FAS por sus siglas en inglés) Fig. 1.15(d). Se diseñó originalmente para el giroscopio de fibra óptica; ésta es una fuente superluminiscente sin el aislador, así que la señal proveniente del giroscopio de fibra óptica puede viajar a través de la fibra óptica dopada y ser amplificada antes de llegar al detector. La fuente del amplificador de señal actúa como fuente y como amplificador, además incrementa la potencia de la señal detectada y reduce el ruido electrónico en la etapa de detección y simplifica el procesamiento electrónico. Ésta configuración ofrece los mismos beneficios potenciales para aplicaciones adicionales al giroscopio de fibra óptica. La ganancia de ida y regreso de un medio (una alta potencia de una fuente superluminiscente es típica de 40-60 dB).

Aunque se originaran en menores reflexiones ocurriendo simultáneamente en ambos extremos cambiarían la fuente superluminiscente en un láser.

Estudios experimentales de una fuente superluminiscente muestran que, para potencias de salida más altas de 20mW, esto no se aplica porque se mantienen las reflectividades R1 y R2 del producto en cada extremo de la fibra bajo 1.2×10^{-6} .

Si por parámetros de diseño, una de las reflectividades es grande (en una FSL de doble paso o si la fuente superluminiscente esta conectada a un giroscopio de fibra óptica de bajas pérdidas) la otra reflectividad debe mantenerse estrictamente baja, lo cuál requiere generalmente un aislador de muy buena calidad. LA FSL inversa y la fuente de fibra óptica amplificada (FAS por sus siglas en inglés) no reciben reflexiones desde uno de los extremos de la fibra, por lo mismo son menos susceptibles a este problema.

1.2 Funcionamiento y tipos de fotodetectores.

Un detector de fibra óptica es un transductor que convierte energía óptica en energía eléctrica; el más común es el fotodiodo, que debe su nombre a la habilidad de detectar luz y producir corriente en respuesta a la luz incidente. Existen muchos tipos de fotodetectores para utilizarse con fibras ópticas, pero los más recurrentes son el diodo PIN y el fotodiodo de avalancha. Un fotodiodo es usado para detectar un rayo de luz óptico y convertir su energía fotónica (fotones) en energía eléctrica. Dentro de las características indispensables de un fotodiodo se encuentran: que tenga una larga vida de servicio, que sea altamente sensible, que posea una rápida respuesta a la velocidad de los cambios en la transmisión de datos (por ejemplo: estar diseñado para cierto intervalo de detección de potencia a una velocidad de bits dada), tener una construcción sólida y bajo consumo en potencia. [10]

Con un funcionamiento muy parecido al de los diodos semiconductores de luz (LED's) y transmisores láser, un semiconductor con una unión P-N puede se usa para detección óptica. En la región de agotamiento, los dos portadores de carga (huecos y electrones) son separados por un campo eléctrico, los portadores minoritarios penetran en la unión P-N antes de que puedan alcanzar la zona de agotamiento y sean transportados hacia la zona de oposición neutral del semiconductor. Debido a esto se origina un flujo de fotocorriente en el circuito externo y como la cantidad de luz que sale de la fibra es muy pequeña, los receptores ópticos reciben usualmente una alta ganancia en la amplificación eléctrica interna para mejorar la sensibilidad de entrada especialmente en frecuencias altas. Los portadores que se generan fuera de la región de difusión se minimizan debido a la recombinación y no contribuyen significativamente a la fotocorriente. Debido a dicha conversión, la eficiencia en general es reducida. La actual respuesta en frecuencia de un detector fotodiodo depende muchísimo del material en los huecos de su banda de energía en el cuál el material ha sido fabricado y su eficiencia cuántica como fotodiodo se define como la relación entre el número de pares hueco-electrón generados y el número de electrones incidentes.

Los detectores ópticos pueden ser clasificados como se muestra en el diagrama de la figura 1.6. Mediante dicha clasificación tenemos la película fotográfica, fotopolímeros, etc. como detectores químicos; aunque no muestren una señal de salida en el sentido en que lo hacen los otros tipos de detectores, otro punto destacable es que los detectores térmicos electrónicos han sido divididos en dos tipos: del tipo térmico y detectores de fotón. En los detectores térmicos, la absorción de la luz eleva la temperatura del dispositivo y esto altera los parámetros dependientes de la temperatura (por ejemplo la

conductividad eléctrica). La mayoría de los detectores térmicos son ineficientes por su respuesta lenta y debido a esto solo se mencionan los más conocidos como el termocoplador, el bolómetro y el detector pirotécnico. Éste último puede dar respuestas en nanosegundos y con longitud de onda en su respuesta de arriba de 100um. Estos han demostrado tener buen desempeño aunque tengan bajo costo, por ejemplo los detectores infrarrojos para uso comercial de detección de incendios o para alarmas contra robo.

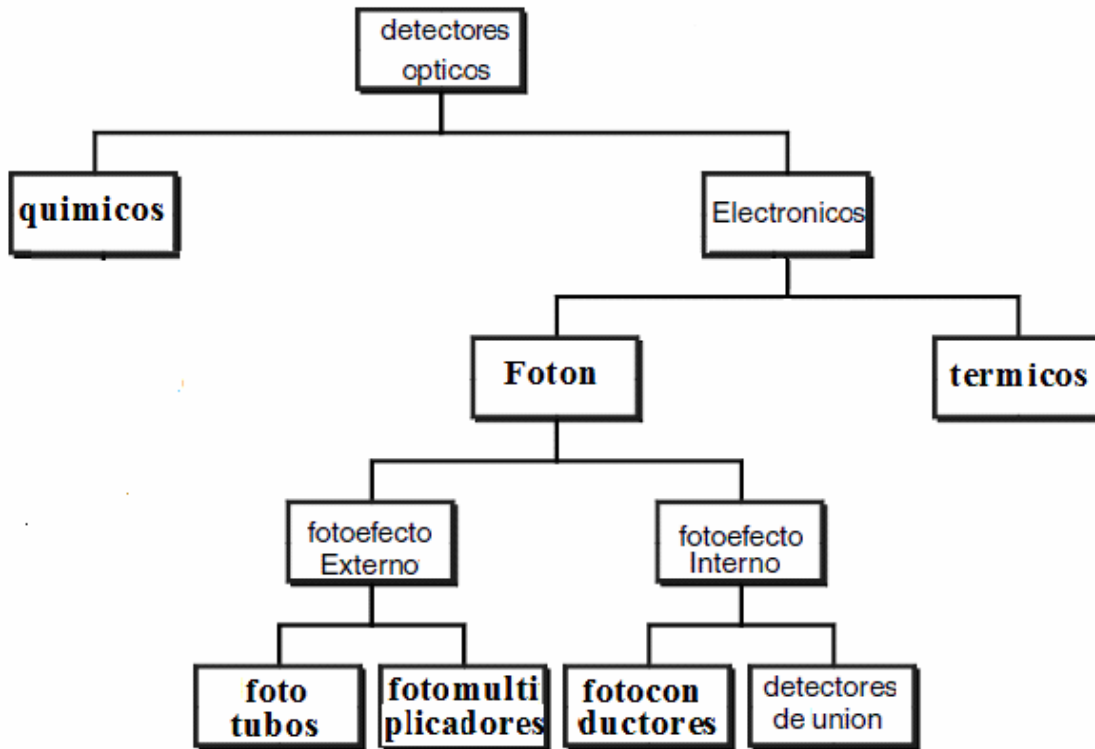


Figura 1.6. Clasificación de los detectores ópticos.

Los detectores fotoeléctricos o de fotones están basados en el fotoefecto, en el cuál la absorción de fotones en ciertos materiales depende de la transición electrónica hacia un nivel de energía más alto y en la generación de portadores móviles de carga. Debido a

que la energía de un solo fotón es $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$, los detectores de fotones tienen una

longitud de onda máxima y si la exceden ya no trabajan más allá de en la cuál están diseñados. Un problema común para todos los detectores de fotones es que trabajan en la región infrarroja y que la energía $h\nu$ del fotón se vuelve de la magnitud con la de la energía térmica promedio $\approx kT$ de los átomos del detector mismo. Por tanto, la mayoría de los detectores de fotón operan cerca de la longitud de onda de 3um que debe ser enfriada con nitrógeno líquido en temperaturas de 77°K o más bajas.

El fotoefecto toma dos formas: una externa y otra interna. El proceso formativo incluye la emisión fotoeléctrica, en la cuál los electrones foto generados escapan del material (del fotocátodo) como electrones libres con un máximo de energía potencial dados por la ecuación fotoeléctrica de Einstein:

$$E_{MAX} = h\nu - W \quad (1.7)$$

Donde la función de trabajo W es la diferencia de energía entre el vacío y los niveles de Fermi del material. Los metales puros son raramente usados como fotocátodos debido a su baja eficiencia cuántica ($\approx 0.1\%$) y sus altas funciones de trabajo ($W=2.1\text{eV}$ para Cs) lo cuál lo hace útil sólo en las regiones visible y ultravioleta del espectro. Sin embargo, los semiconductores pueden operar con eficiencias cuánticas altas y con funciones de trabajo altas que corresponden a la longitud de onda arriba de $1.1\mu\text{m}$. Los dispositivos de foto-emisión usualmente toman la forma de tubos al vacío llamados fototubos. Los electrones emitidos desde el fotocátodo viajan hacia el ánodo (el cátodo) el cuál mantiene un voltaje mayor. Como consecuencia de esto, una corriente eléctrica proporcional al flujo de fotones incidente en el cátodo se genera en el circuito. [10]

Los detectores fotoconductores dependen directamente del incremento de luz inducido por la conductividad, un efecto que se presenta en la mayoría de los semiconductores. La absorción de un fotón resulta en la generación de un electrón libre excitado desde la banda de valencia hacia la banda de conducción, y un hueco se genera en la banda de valencia. Una fuente de voltaje externo conectada al material causa movimiento en los electrones y huecos, generando una corriente eléctrica detectable. El detector opera registrando la corriente (que es proporcional al flujo de fotones) o el voltaje cae a causa de las resistencias en serie. A diferencia de la eficiencia cuántica para el efecto fotoeléctrico, por ejemplo, la ganancia en un fotoconductor puede ser más grande que la unidad. El material semiconductor puede tomar la forma de una guía de onda o una película delgada. Los electrodos en contacto son comúnmente situados en la misma superficie del material en una geometría como la de la figura 1.7 para maximizar la transmisión de luz mientras se minimizan el tiempo de transito. Los materiales CdS y CdSe son usados como sensores de radiación visible a bajo costo por ejemplo en cámaras para medir la luz. Frecuentemente poseen altas ganancias (10^3 - 10^4) pero pobre tiempo de respuesta de alrededor de 50ms . Otros materiales fotoconductores para detectores infrarrojos son el PbS, InSb, y HgCdTe.

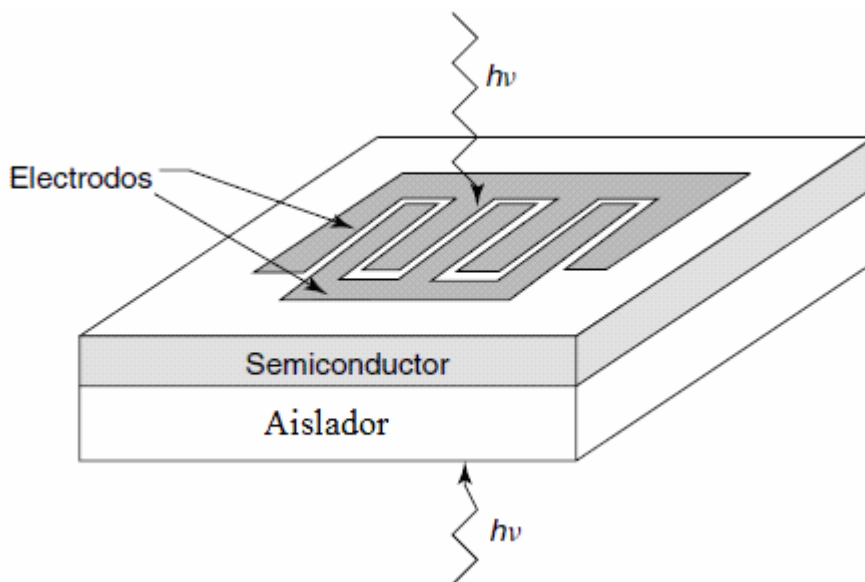


Figura 1.7. Detector Fotoconductor.

El fotodiodo detector es una estructura de unión P-N donde los fotones absorbidos en la región de agotamiento generan electrones y huecos los cuáles son vulnerables a campo eléctrico local

dentro de dicha región. Debido a este campo, los dos portadores de baja frecuencia en direcciones opuestas y una corriente eléctrica es inducida en el circuito externo. Los fotodiodos han sido fabricados de muchos materiales semiconductores que se listan a continuación en la figura 1.8 así como elementos del grupo terciario y cuaternario como InGaAs y InGaAsP. Los dispositivos se construyen de tal manera que la luz afecte normalmente en la unión P-N en lugar de estar paralelo a él. Existen tres modos clásicos de la operación fotodiodo: circuito abierto (fotovoltaico), corto circuito y polarización inversa.

Material	Energía E_g (eV)	Longitud de onda λ_g (μm)
Ge	0.66	1.88
Si	1.11	1.15
AlP	2.45	0.52
AlAs	2.16	0.57
AlSb	1.58	0.75
GaP	2.26	0.55
GaAs	1.42	0.87
GaSb	0.73	1.70
InP	1.35	0.92
InAs	0.36	3.5
InSb	0.17	7.3

Figura 1.8. Tabla 1. Algunos materiales semiconductores del III y V grupo y sus energía de banda E_g y $T=300\text{ K}$ con longitudes de onda λ_g

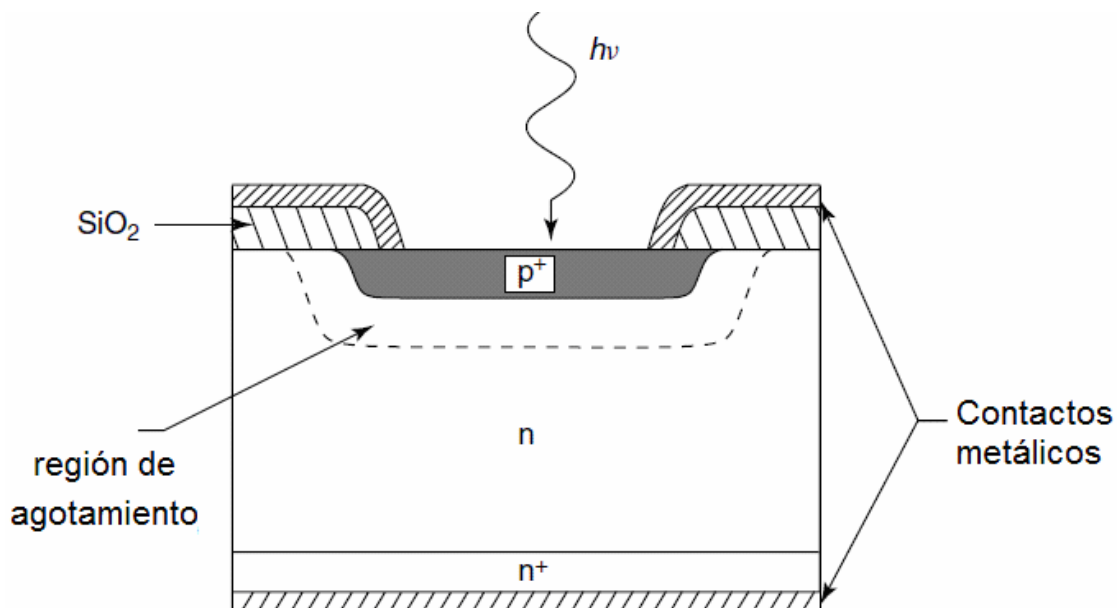


Figura 1.9. Estructura típica de un fotodiodo de silicio para operación fotoconductiva.

1.3 Teoría y tipos de fibras ópticas.

El concepto de conducir luz dentro de un dieléctrico estrecho y largo utilizando reflexión total interna es conocido desde hace algún tiempo: John Tyndall en 1870 demostró que una fina corriente de agua podía contener y guiar la luz. Poco después se recurrió a “tubos luminosos” de vidrio y, sucesivamente a hilos de cuarzo fundido para demostrar ulteriormente dicho efecto. Sin embargo, fue hasta inicios de los años

cincuenta del siglo XX que se realizaron estudios serios para transportar imágenes en el interior de tubos de fibra de vidrio.

Después de la invención de láser en 1960, se valoraron inmediatamente los beneficios potenciales al realizar la transmisión de información de un lugar a otro recurriendo a la luz, en comparación con corriente eléctrica o incluso las microondas. A frecuencias ópticas tan elevadas (del orden de 10^{15} Hz), se puede transmitir cien mil veces más información con respecto a las microondas lo cuál equivaldría, en teoría, al envío de decenas de millones de programas de televisión simultáneamente en un rayo de luz. No se esperó mucho tiempo, en 1966, cuando se pensó en la posibilidad de acoplar los láseres con las fibras ópticas para comunicaciones a larga distancia. Así empezó la enorme transformación tecnológica de grandes alcances que aún hoy en día sigue su curso.

En 1970 los investigadores de Corning Glass Works produjeron una fibra de sílice con un poder de transmisión de las señales de más del 1% en una distancia de un kilómetro (atenuación de 20dB/km) que podía compararse con los sistemas eléctricos de cobre existentes en aquél entonces. Durante las siguientes décadas, la transmisión alcanzó aproximadamente el 96% en 1km (atenuación de 0.16dB/km). Por sus bajas pérdidas, su capacidad para transportar mucha información, su pequeño tamaño y peso, su inmunidad a la interferencia electromagnética, su inigualable seguridad en la señal así como la abundante disponibilidad de las materia primas necesarias para su manufactura, las fibras de vidrio ultrapura se han convertido en los principales medios de comunicación actuales.

Siempre que el diámetro de éstas fibras sea grande, comparado con la longitud de onda de la energía radiante, la naturaleza ondulatoria inherente al mecanismo de propagación es de poca importancia y el proceso obedece a las leyes conocidas de la óptica geométrica; asimismo, si el diámetro es del orden de λ , la transmisión se asemejará mucho a la manera en la que las microondas avanzan a lo largo de las guías de ondas. Considerando un cilindro recto de vidrio rodeado de un medio incidente cuyo índice es n_i sea aire $n_i = n_a$. La luz que llega a sus paredes desde adentro se reflejará total e internamente siempre que el ángulo de incidencia en cada reflexión sea mayor que $\theta_c = \text{sen}^{-1} n_a / n_f$ donde n_f es el índice de cilindro o fibra. Se analizará que un rayo meridional (coplanar al eje óptico) podrá ser sometido a varios miles de reflexiones por centímetro cuando rebota hacia delante y hacia atrás a lo largo de una fibra hasta que salga por el otro extremo lejano. Si el diámetro y la longitud de la fibra son D y L respectivamente, la longitud ℓ de la trayectoria recorrida por el rayo será:

$$\ell = \frac{L}{\cos \theta_i} \quad (1.5)$$

O, desde la Ley de Snell:

$$\ell = n_f L (n_f^2 - \text{sen}^2 \theta_i)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

El número N de reflexiones se obtiene mediante:

$$N = \frac{\ell}{\frac{D}{\text{sen}\theta_i}} = \pm 1$$

$$N = \frac{\ell \text{sen}\theta_i}{\frac{D(n_f^2 - \text{sen}^2\theta_i)^{\frac{1}{2}}}{}} = \pm 1 \quad (1.7)$$

Redondeándolo al número entero más cercano. El ± 1 , que depende de dónde choque el rayo con la cara final, se puede despreciar cuando N es grande (en la práctica así se considera).

Entonces si $D=50\mu\text{m}$ (50 micras) y si $n_f=1.6$ y $\theta_i=30^\circ$ N es aproximadamente de 2000 reflexiones por pie (30cm). También existen fibras de diámetro de unas $2\mu\text{m}$ pero se raras veces se utilizan tamaños inferiores a $10\mu\text{m}$. Los filamentos de vidrio (o plástico) extremadamente finos son muy flexibles, pudiendo inclusive tejerse para hacer telas.

La superficie lisa de una fibra individual debe mantenerse limpia de humedad, polvo, aceite, etc. Si se desean evitar fugas de luz produciéndose reflexión interna frustrada. Asimismo si se empaquetan un gran número de fibras muy cercanas unas de otras la luz puede pasar de una fibra a otra, dándose lugar al fenómeno de comunicación cruzada. Debido a esto se realizan revestimientos a cada fibra con una vaina transparente de índice más bajo, llamada revestimiento. Esta capa solo es lo suficientemente gruesa para proporcionar el aislamiento deseado, pero generalmente ocupa alrededor de una décima parte del área de sección transversal. Así que se afirma que la era moderna de la fibra óptica empezó con la introducción de las fibras con recubrimiento en 1953.

El índice típico del núcleo de una fibra n_f puede ser 1.62 mientras que el del revestimiento n_c de 1.52. En la figura 5.79 se muestra una fibra con revestimiento. Es importante observar que hay un valor máximo θ_{max} de θ_i para el cuál el rayo interno incidirá con el ángulo crítico θ_c . Los rayos incidentes en la cara con ángulos mayores que θ_{max} chocarán con la pared interior con ángulos menores que θ_c , reflejándose sólo parcialmente en cada encuentro con la interfaz núcleo-revestimiento y abandonarán rápidamente la fibra. Debido a esto θ_{max} llamado el ángulo de aceptación define el semiángulo del cono de aceptación de la fibra, determinado lo siguiente:

$$\text{sen}\theta_c = \frac{n_c}{n_f} = \text{sen}(90^\circ - \theta_i) \quad 1.8$$

$$\frac{n_c}{n_f} = \cos\theta_i \quad 1.9$$

$$\frac{n_c}{n_f} = [1 - \text{sen}^2\theta_i]^{\frac{1}{2}} \quad 1.10$$

Utilizando la Ley de Snell y ajustando los términos tenemos:

$$\text{sen}\theta_{\max} = \frac{1}{n_i} [n_f^2 - n_c^2]^{\frac{1}{2}} * \quad (1.11)$$

El término $n_i(\text{sen } \theta_{\max})$ se define como la apertura numérica NA cuyo cuadrado es una medición del poder colector de luz del sistema. El término se originó en microscopia donde la expresión equivalente ilustra la capacidad correspondiente del objetivo. Debería relacionarse con la velocidad del sistema:

$$\frac{f}{\#} = \frac{1}{2(NA)} \Rightarrow NA = (n_f^2 - n_i^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

El lado izquierdo de la ecuación 1.12 no puede exceder de 1 y en el aire $n_a=1$ esto significa que el valor más grande de NA es uno. En éste caso, el semiángulo θ_{\max} es igual a 90° y la fibra reflejará interna y totalmente toda la luz que entre a través de su cara. Comercialmente se pueden encontrar fibras con una gran variedad de aperturas numéricas que van desde aproximadamente 0.2 hasta 1.0.

1.3.1 Fuentes de fibra óptica dopada con tierras raras.

Para abarcar el problema de estabilidad en la longitud de onda del diodo superluminescente (LSD) se ha trabajado devotamente en los últimos años en una alternativa de fuentes de ancho de banda basadas en fibra dopada con tierras raras, como con el LSD el dopaje con tierras raras proporciona una muy alta ganancia en amplificación, una alta potencia dentro de la emisión del ancho de banda, la cuál se obtiene en el primer rebote de la cavidad resonadora con una emisión espontánea amplificada sin requerir una cavidad resonadora. Éstas fuentes de fibra son frecuentemente llamadas fuentes de fibra superfluorescente (la distinción entre superradiancia, superluminescencia, suprefluorescencia y emisión espontánea amplificada no es muy clara en la literatura). Sus niveles de energía son mucho más estables que aquellos basados en semiconductores y mejoran la estabilidad de la longitud de onda. Éstos pueden ser bombeados con diodos láser compactos de alta potencia; dos dopantes son particularmente eficientes el neodimio (Nd), con una emisión alrededor de los 1060nm y con un bombeo a 800nm y el Erblio (Er) con una emisión de alrededor de los 1550nm y con un bombeo de 980nm o 1480nm. [3]

Estas fuentes son muy prometedoras para alto desempeño de navegación en giroscopios de fibra óptica; sin embargo el beneficio no es directo, y para obtener una estabilidad aceptable en la longitud de onda dependen de algunos parámetros, particularmente longitud de onda de bombeo, potencia de bombeo, la cavidad del resonador.

Muchas características de estas fuentes pueden ser señaladas: la luz emitida no está polarizada lo cuál es muy benéfico para reducir la polarización no recíproca. La potencia de salida puede ser muy alta y es naturalmente acoplada a la fibra monomodo, la cuál es muy útil para lograr bajo ruido o compartir una fuente en tres ejes de giro. El espectro es muy asimétrico y se debe evaluar cuidadosamente la media de la longitud de onda. Nótese que un demultiplexor se requiere para separar el bombeo de la emisión y puede ser realizado en una fibra con acopladores de campo evanescente, que tienen un significado de dependencia de longitud de onda, es decir, un filtrado a través de fibra

óptica. Un punto importante es el exceso de ruido inducido por la aleatoriedad entre todas las componentes de frecuencia no correlacionadas con el espectro o ancho de banda. El ruido de disparo fotónico de un flujo N de partículas no correlacionadas como fotones es:

$$\sigma_N^2 = 2N\Delta f_{bw} \quad (1.13)$$

Donde Δf_{bw} es la banda de frecuencia de detección. Sin embargo, un espectro óptico con ancho de frecuencia Δf produce un ruido debido a la aleatoriedad entre todas sus componentes de frecuencia.

$$\sigma_{N_{exc}}^2 = \frac{N^2}{\Delta f} \Delta f_{bw} \quad (1.14)$$

Por lo tanto dicho exceso de ruido llega a ser predominante cuando $\Delta f < N/2$. Con un SLD a una $\lambda=850\text{nm}$ con un $\Delta\lambda=15\text{nm}$ se tiene que el $\Delta f=6 \times 10^{12}$ Hertz y el exceso de ruido es equivalente al ruido de fotón para un flujo N de 1.2×10^{13} fotones por segundo, es decir, una potencia de al menos $4\mu\text{W}$, lo cuál es cercano al límite del retorno de la luz en la práctica.

No obstante, una fuente de fibra superfluorescente tiene un espectro de banda más estrecho que un SLD ($\Delta\lambda=2\text{nm}$ cerca de $\lambda=1530\text{nm}$ por ejemplo $\Delta f=2.5 \times 10^{11}$ Hz) y el exceso de ruido es ahora predominante en $0.2\mu\text{W}$. Sin embargo, éste exceso de ruido es un ruido de intensidad, el cuál puede reducirse al operar en un punto cercano a la polarización, es decir, una polarización con fase cercana a π en vez de $\pi/2$. De hecho la sensibilidad es proporcional a la pendiente de un coseno invertido; es decir el $\text{sen}\phi_b$ (donde ϕ_b es la fase de la polarización) y el ruido de intensidad son proporcionales a la potencia actual de polarización (la respuesta $1+\cos\phi_b$). Trabajando por ejemplo una polarización de 0.9π en vez de $\pi/2$, la intensidad se reduce por un factor de $\text{sen}(0.9\pi)/\text{sen}(\pi/2)=0.3$ mientras que el ruido de intensidad experimenta una reducción 6 veces mayor, debido a que $[1+\cos(0.9\pi)]/[1+\cos(\pi/2)]=0.05$ el cálculo anterior no degrada la relación señal a ruido teórica, nótese que también es una manera muy eficiente de reducir el retorno de luz de la fuente (pérdidas de disparo).

Las fuentes de fibra superluminescentes (SFS) aparecieron por primera vez en el año 1987, poco tiempo después de la aparición de fibras de vidrio (silice) de bajas pérdidas dopadas con tierras raras. Análogo al funcionamiento del láser, una SFS se basa en la amplificación por emisión estimulada, pero difiere del láser en que no utiliza un resonador óptico. Su salida es mediante la amplificación por emisión estimulada AEE (ASE por sus siglas en inglés) o simplemente superfluorescencia o superluminescencia generada por los iones del láser bombeado ópticamente por la fibra dopada. Precisamente debido a que no existe filtrado espectral en el resonador, la fuente cubre una gran parte del ancho de banda de la transición del láser, la cuál es generalmente bastante amplia debido a los iones de tierras raras en un vidrio huesped. Además, como en muchos otros láseres, una SFS emite una señal de ancho de banda, típicamente de alrededor de decenas de nanómetros, es ésta una propiedad única y clave en muchas aplicaciones importantes en diversas áreas.

Particularmente en el área de giroscopios en fibra óptica se han realizado grandes investigaciones durante la década pasada para desarrollar fuentes de amplio ancho de banda de alta potencia, estables basadas en fibras ópticas dopadas con tierras raras, preferiblemente bombeadas con diodos láser. Un gran número de configuraciones de fuentes, dispositivos, materiales dopantes, y sus propiedades han sido investigadas de manera teórica y práctica.[13]

Se han investigado cuatro tipos de fuentes de banda ancha, las cuáles son: namely, de láser de fibra resonante, fuentes de fibra superluminiscente, lasers de fibra de barrido de longitud de onda, y fuentes que involucran diodos láser superluminiscentes SLD y amplificadores de fibra optica dopada con Erblio (EDFA). Se analizarán los principios de cada uno de ellos.

Reciprocidad en la polarización: requerimientos de regresión con fibra monomodo ordinaria

Una fibra monomodo posee dos modos de polarización; con una fibra ordinaria ambos modos tienden a degenerarse, pero existe una birrefringencia residual que modifica el estado de polarización mientras la luz se propaga. En un anillo interferométrico, en una posición dada, ambas ondas contra propagantes tienen diferentes estados de polarización, por lo tanto no ven exactamente el mismo índice de refracción, debido a la cuál permite una diferencia de fase espuria en la salida. Si aplicamos la teoría general de redes lineales, es posible mostrar que si coloca un polarizador en la entrada y en la salida de la fibra, la fase de las ondas transmitidas en direcciones opuestas se encuentran perfectamente ecualizadas. Ahora para aplicar lo anterior a un anillo interferométrico con un divisor y combinador y considerando la birrefringencia, un solo polarizador tiene que ser colocado en el puerto común recíproco: la luz es filtrada en la entrada, y ambas ondas que regresan a través del mismo polarizador a la salida se encuentran perfectamente en fase. Se necesita algún tipo de control en la polarización, debido a que en el peor de los casos, la luz puede atravesarse causando que la señal disminuya.

No obstante, la regresión de un polarizador en la práctica no es infinita, y por lo tanto existe una diferencia de fase residual entre ambas ondas contra propagantes. Se muestra que con una fibra ordinaria monomodo el error en el voltaje de polarización está limitado mediante la relación de rechazo de la amplitud κ del polarizador y no mediante la relación de intensidad κ^2 : el error en la medición de fase máxima es de 10^{-7} rad.

En realidad, la amplitud de entrada A se filtra mediante el polarizador en la entrada, y su componente paralela A_1 es transmitida mientras su componente transversal A_2 es atenuada. La componente primaria A_1 se divide y se propaga en direcciones opuestas a lo largo de anillo interferométrico y produce a la salida dos ondas, teniendo respectivamente una componente en la amplitud A_{11} y A'_{11} en el estado transmitido de polarización, y una componente A_{12} y A'_{12} en el estado transversal:

- ❖ Las dos componentes primarias A_{11} y A'_{11} , que se encuentran en el mismo estado en la salida como A_1 en la entrada, interfiere en fase (en ausencia de rotación) y con el mismo módulo $|A_{11}| = |A'_{11}|$ debido a la reciprocidad.
- ❖ Las dos componentes secundarias A_{12} y A'_{12} que han sido acopladas en el modo transversal poseen el mismo módulo ($|A_{12}| = |A'_{12}|$) pero tienen una diferencia

de fase espuria $\Delta\phi_{12}$ debido a que las ondas no siguen exactamente el mismo camino en direcciones opuestas.

Análogamente, la componente de entrada transversal A_2 produce dos componentes de amplitud A_{22} y A'_{22} en el mismo estado transversal y dos componentes A_{21} y A'_{21} , que corresponden a la luz que ha sido acoplada nuevamente en el estado transmitido.

- ❖ Las dos componentes A_{22} y A'_{22} también se encuentran en fase debido a la reciprocidad; pero como se encuentran doblemente atenuadas (a la entrada y a la salida) estos términos pueden despreciarse.
- ❖ Las dos componentes secundarias A_{21} y A'_{21} tienen también el mismo módulo, pero interfieren también con una diferencia de fase espuria $\Delta\phi_{21}$, la cuál es igual a $-\Delta\phi_{12}$ debido a la reciprocidad de acoplamiento cruzado.

Estas dos parejas parásitas, $(A_{12}$ y $A'_{12})$ y $(A_{21}$ y $A'_{21})$ tienen comportamientos muy diferentes. La primera pareja $(A_{12}$ y $A'_{12})$ esta polarizada transversalmente con respecto a la pareja principal, $(A_{11}$ y $A'_{11})$ y sus intensidades se pueden sumar. Debido a que la señal principal de interferencia es $2|A_{11}|^2 \sin \Delta\phi_R$ y su señal espuria es $2|A_{12}|^2 \sin(\Delta\phi_R + \Delta\phi_{12})$, un error de fase $\Delta\phi_e$ se produce en la señal total:

$$|\Delta\phi_e| < \varepsilon^2 \rho_{cr} \quad (1.15)$$

Donde $\rho_{cr} = |A_{12}|^2 / |A_{11}|^2$ es la intensidad de la polarización de acoplamiento cruzado en el anillo interferométrico. Este término de error se reduce a través de la relación de retorno de intensidad \square^2 del polarizador.

Por otro lado, la segunda pareja $(A_{21}$ y $A'_{21})$ tiene el mismo estado de polarización que la pareja principal, $(A_{11}$ y $A'_{11})$, y existe interferencia entre $(A_{11} + A_{21})$ y $(A'_{11} + A'_{21})$ en lugar de existir entre A_{11} y A'_{11} ; se observa que se produce un error de fase $\Delta\phi_e'$ ligado a:

$$|\Delta\phi_e'| < 2 \frac{|A_{21}|}{|A_{11}|} = 2 \frac{|A'_{21}|}{|A'_{11}|} \quad (1.16)$$

Es importante notar que el valor exacto depende de $\Delta\phi_{21}$, pero también de la diferencia de fase entre las componentes primarias $|(A_{11} + A'_{11})|^2$, sirve como oscilador local para la detección coherente de la señal espuria, y de la señal espurias $|(A_{21} + A'_{21})|^2$, Usando $\rho_{in} = |A_2|^2 / |A_1|^2$ para representar la relación de intensidad de polarización en la entrada, tenemos $|A_{21}| / |A_{11}| = \square (\rho_{in} \rho_r)^{1/2}$:

$$|\Delta\phi_e'| < 2\varepsilon \sqrt{\rho_{in} \rho_r} \quad (1.17)$$

Este segundo término de error se reduce solo mediante la relación de retorno de amplitud \square en lugar de \square^2 en el primer caso, lo cuál hace una gran diferencia, debido a que \square es mucho más pequeño que la unidad.

El primer término de error, $\Delta\phi_e$, es a veces clasificado como “error de intensidad” mientras que el segundo $\Delta\phi_e'$ es llamado “error de amplitud”: ambos efectos pueden ser minimizados al controlar la polarización al optimizar el alineamiento de la polarización en la entrada y en la salida, lo cuál reduce ρ_{in} y ρ_r ; sin embargo, esta mejora esta limitada porque es difícil acercarse a un valor menor de 10^{-2} durante todo el montaje.

Uso de una fuente no polarizada

Una fuente no polarizada posee un completo estado aleatorio de polarizaciones, de hecho es posible considerarla como la combinación de dos fuentes no coherentes con estados ortogonales de polarización. Con un giroscopio de fibra nosotros podemos emplear, como se realizó el análisis anterior, pero ahora las dos componentes A_1 y A_2 son incoherentes. A la salida no hay más detección coherente de términos espurios (A_{21} , A'_{21}), provenientes de A_2 con (A_{11} , A'_{11}) proveniente de A_1 , lo cuál sirve como un oscilador local. Este término (A_{21} , A'_{21}) aún produce su propio efecto de intensidad, no obstante, como hemos visto que las dos diferencias de fase espurias son opuestas, $\Delta\phi_{12} = -\Delta\phi_{21}$ debido a que su potencia está balanceada debido a que cada onda parásita pasa una vez por el polarizador (a la entrada de (A_{21} , A'_{21}) y a la salida para (A_{12} , A'_{12})), ambos efectos se complementan entre sí, lo cuál cancela la señal de error total.

En teoría, esto puede evitar el uso de un polarizador, pero es requerido que la luz permanezca perfectamente no polarizada, lo cual implica que no haya diferencia de pérdidas en la propagación o en sus componentes. Como se dijo anteriormente en el caso general multimodo, es fácil en la práctica eliminar la polarización cruzada con un retorno de 10^{-x} para asegurar que la diferencia de pérdidas es pequeña, es decir que de 10^{-x} particularmente en las componentes.

En cualquier caso el efecto de una fuente no polarizada es acumulativo, esto aplica para cualquier esquema particularmente para el uso de preservación de la polarización en el núcleo de fibra. Una fuente real tiene cierto grado de polarización P , definida con respecto a las intensidades de sus componentes de polarización. Por ejemplo un diodo superluminiscente SLD, el cuál es una fuente de amplio ancho de banda muy popular para un giroscopio de fibra, la cuál emite particularmente luz no polarizada, con la polarización más poderosa paralela a la unión. Esto puede ser relacionado a la suma de dos fuentes incoherentes con una intensidad de I_{\parallel} para la polarización paralela y I_{\perp} para la polarización perpendicular en un giroscopio debe estar relacionado como la suma de una fuente no polarizada perfecta de intensidad $2I_{\perp}$ y de una fuente perfectamente polarizada de intensidad $I_{\parallel}-I$ y el grado de polarización es:

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (1.18)$$

La componente de intensidad perfectamente polarizada $I_{\parallel}-I_{\perp}$ no ha sido analizada de acuerdo con la anterior explicación, mientras que la componente de intensidad perfectamente no polarizada $2 I_{\perp}$ no produce ningún error de fase de birrefringencia inducido espurio. Esto demuestra que una fuente no polarizada tiene la ventaja de reducir el error de fase causado por la falta de polarización, aunque esto tiene el inconveniente de una pérdida de 3dB debido a que la mitad de la potencia se atenúa por el polarizador. Esto también simplifica el sistema, debido a que el pigtail de una fibra y

el acoplador envían la luz al polarizador del anillo interferométrico el cuál no tiene que preservar la polarización, ya que la luz no polarizada se mantiene no polarizada cuando se propaga en una fibra ordinaria monomodal.

Teoría básica de fibra óptica monomodo

Guiado modal discreto en una fibra escalonada

Una fibra escalonada se compone de un núcleo cilíndrico con un índice de refracción n_1 y un radio a , y un revestimiento alrededor del núcleo con un índice de refracción menor $n_2 < n_1$ (ver figura 1.10). Debido a las condiciones de frontera en la interfase núcleo-revestimiento, existe un número discreto de Eigen soluciones de la ecuación general de propagación que son guiadas hacia la fibra. Estas Eigen soluciones se llaman modos de la fibra, es decir, multimodos, que pueden escribirse como:

$$\begin{aligned} E_{mi}(x, y, z, t) &= E_{0mi}(x, y)e^{j(\omega t - \beta_i z)} \\ B_{mi}(x, y, z, t) &= B_{0mi}(x, y)e^{j(\omega t - \beta_i z)} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Donde x y y son las coordenadas espaciales transversales, y z es la coordenada espacial longitudinal correspondiente a la dirección de propagación.

Los modos de la onda tienen distribuciones transversas específicas de los campos $E_{0mi}(x, y)$ y $B_{0mi}(x, y)$ que tienden a cero lejos del núcleo. El término fase de propagación $e^{j(\omega t - \beta_i z)}$ depende de la frecuencia angular ω y de un modo de propagación específico constante β_i , el cuál depende de ω y está compuesto entre el número de onda k_2 en el revestimiento y el número de onda k_1 en el núcleo:

$$k_2 = \frac{2\pi n_2}{\lambda} < \beta_i < k_1 = \frac{2\pi n_1}{\lambda} \quad (1.20)$$

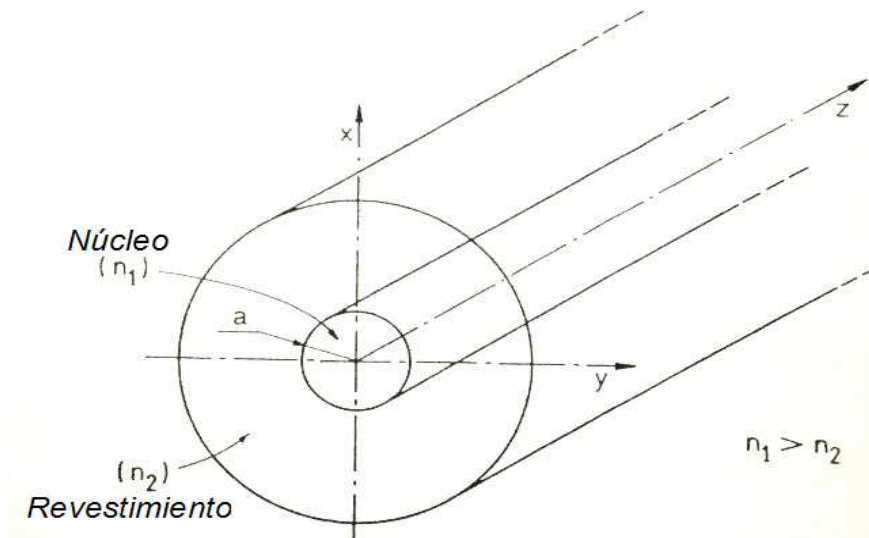


Figura 1.10. Interior de una fibra óptica con los ejes x, y y z propagantes.

Un índice equivalente n_{eqi} del modo i se usa a menudo como:

$$\beta_i = \frac{2\pi n_{eqi}}{\lambda} \quad (1.25)$$

$$n_2 < n_{eqi} < n_1 \quad (1.26)$$

Los modos se llaman TE para el modo transversal eléctrico o TM para el modo transversal magnético; asimismo EH y HE para el modo híbrido electromagnético, ya que posee una componente longitudinal E_z o B_z además de las componentes transversales usuales (E_x, E_y) y (B_x, B_y) de una onda TEM en el espacio libre. Los modos TE tienen una componente magnética transversal, los modos TM tienen una componente longitudinal eléctrica y los modos EH y HE poseen una componente longitudinal para ambos campos \mathbf{E} y \mathbf{B} .

En la práctica, la diferencia de índice $\Delta n = (n_1 - n_2)$ es pequeña: la diferencia en el índice relativo $\Delta = (\Delta n_1/n_2)$ es normalmente de 0.2% a 1%; esto produce una componente longitudinal insignificante, y los modos LP (linealmente polarizados) pueden considerarse como ondas transversales.

El interés fundamental de la descomposición modal es el hecho que el grupo de modos es una base ortonormal de los eigenvectores del conjunto de todas las posibles soluciones de la ecuación de propagación. Dicho conjunto es desde el punto de vista matemático un espacio lineal con un producto escalar.

El espacio lineal es un espacio geométrico de tres dimensiones, cualquier vector \mathbf{U} puede descomponerse en la base ortonormal de los eigenvectores (a_1, a_2, a_3):

$$\mathbf{U} = \sum_{i=1}^3 x_i \mathbf{a}_i \quad (1.27)$$

La base ortonormal es ortogonal, es decir, el producto escalar de dos vectores diferentes es cero:

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j = 0 \dots \text{con } i \neq j \quad (1.28)$$

Y esto es también normal, debido a que el producto escalar de un eigenvector es igual a:

$$a_1^2 = a_2^2 = a_3^2 = a_i^2 \quad (1.29)$$

La norma o módulo U de un vector \mathbf{U} se define como la raíz cuadrada de su cuadrado escalar y:

$$U = \sqrt{U^2} \quad (1.30)$$

Hay dos resultados importantes que pueden ser obvios, o muy familiares en un espacio geométrico, pero que son extremadamente útiles en otros espacios lineales, pero no están directamente relacionados:

La coordenada x_i es:

$$x_i = \frac{U \cdot a_i}{a_i^2} \quad (1.31)$$

EL cuadrado de los módulos es:

$$U^2 = (\sum x_i a_i)^2 = (\sum x_i^2) a_i^2 \quad (1.32)$$

En particular es muy conveniente considerar el conjunto de soluciones de funciones complejas $f(x)$, las cuáles son integrables (Square) en un espacio lineal. La integral infinita:

$$\int_{-\alpha}^{+\alpha} f(x) f^*(x) dx \quad (1.33)$$

Es convergente (que es la definición de la función cuadrada integrable) y puede ser considerada como la función generalizada escalar cuadrada $\langle f/f \rangle$; un producto escalar generalizado puede definirse mediante:

$$\langle f / g \rangle = \int_{-\alpha}^{+\alpha} f(x) g^*(x) dx \quad (1.34)$$

Es posible encontrar una base ortonormal de las eigenfunciones (f_i) de éste espacio lineal, cualquier función f puede ser descompuesta en:

Con

$$f(x) = \sum_i x_i f_i(x)$$

$$x_i = \frac{\langle f / f_i \rangle}{\langle f_i / f_i \rangle}$$

Y

(1.35, 1.36 y 1.37)

$$\langle f / f \rangle = (\sum x_i^2) \langle f_i / f_i \rangle$$

El hecho de que el espacio lineal de las funciones f tenga una dimensión infinita no cambia la generalidad de los resultados anteriores, y ésta definición del producto escalar puede ser extendida hacia una función con varias variables con una integral múltiple.

Regresando a la fibra, el conjunto de soluciones de la ecuación de propagación es también un espacio lineal, que es la suma de las soluciones no guiadas y la suma de las soluciones guiadas. La dimensión del conjunto de soluciones no guiadas es infinito, pero la dimensión del conjunto de soluciones guiadas es finito; esto es igual al número discreto de modos en la fibra. Cualquier solución E de la ecuación de propagación puede descomponerse en:

$$E = \sum_j x_i e_{mi} + \sum_j x_j e_{rj} \quad (1.38)$$

Donde e_{mi} son los modos guiados normalizados y e_{ri} son los modos no guiados que se radian.

Los modos radiados $e_{mi}(x,y,z,t)$ son eigenvectores y por lo mismo su producto escalar generalizado $\langle e_{mi} | e_{mj} \rangle$ son nulos; si eliminamos la z y la dependencia en t , estos productos escalares generalizados producen, para las distribuciones de campo transversal $e_{m0i}(x,y)$ las integrales llamadas de traslapamiento que son también nulas para los modos ortogonales:

$$\int_{-\alpha}^{+\alpha} \int_{-\alpha}^{+\alpha} e_{m0i}(x,y) \cdot e_{m0i}^*(x,y) dx dy = 0 \quad (1.39)$$

La coordenada x_i de E en el modo e_{mi} se define con los productos escalares generalizados:

$$x_i = \frac{\langle E | e_{mi} \rangle}{\langle e_{mi} | e_{mi} \rangle} \quad (1.40)$$

Similar a la definición de la coordenada de un vector en geometría con:

$$x_i = (U \cdot a_i) / a_i^2 \quad (1.41)$$

Con integrales traslapadas, la dependencia (z,t) se elimina y entonces:

$$x_i = \frac{\int_{-\alpha}^{+\alpha} \int_{-\alpha}^{+\alpha} E_0(x,y) e_{m0i}^*(x,y) dx dy}{\int_{-\alpha}^{+\alpha} \int_{-\alpha}^{+\alpha} e_{m0i}(x,y) \cdot e_{m0i}^*(x,y) dx dy} \quad (1.42)$$

Asimismo, similarmente a $U^2 = (\sum x_i^2) a_i^2$ en geometría, también se tiene:

$$\langle E | E \rangle = \sum_i |x_i|^2 \langle e_{mi} | e_{mi} \rangle + \sum_j |x_j|^2 \langle e_{rj} | e_{rj} \rangle \quad (1.43)$$

Desde el punto de vista de la física la última ecuación muestra que la potencia total de la onda E es igual a la suma del total de las potencias en cada modo, como se esperaría. De hecho, el cuadrado del campo eléctrico es proporcional a la densidad de la onda (por ejemplo, la densidad de potencia espacial) y el traslape de la integral, que es una integral infinita de la densidad de potencia sobre el plano transversal xy, el cuál produce la potencia total.

Ésta relación se aplica sólo en la potencia total de los modos; el problema es muy diferente cuando se trata de la densidad de potencia local en el núcleo. Es el cuadrado de la suma de las amplitudes de éstos modos y es el resultado de las interfaces entre los diversos modos. Específicamente, existen lugares donde no hay luz debido a las interferencias destructivas. Con un número de modos grande, se produce un patrón de Speckle.

Se debe aclarar que el traslape de las integrales usando el producto escalar usual de $e_{m0i} \cdot e_{m0i}^*$ son válidas bajo la suposición de los modos LP transversales cuando la diferencia de índices es pequeña. Generalmente, donde existen componentes longitudinales de campo, el término $e_{m0i} \cdot e_{m0i}^*$ tiene que ser reemplazado por el producto vectorial $e_{m0i} \cdot b_{m0i}^*$; esto hace más complejos los cálculos, pero el principio básico de ortogonalidad de los modos se conserva.

1.4 Teoría de fuentes superluminiscentes en fibra óptica.

Recientemente, una nueva clase de fuentes de luz y amplificadores han estado disponibles para los diseñadores de sensores de fibra óptica. Estos dispositivos consisten de una fuente de longitud de onda corta que es empleada como fuente de bombeo en una fibra óptica dopada con material que absorbe los fotones de longitud de onda corta y reemite fotones con longitud de onda larga. Cuando se dopan las fibras con algunos materiales, estas exhiben un efecto de generación láser, entre ellas el neodimio a 1050 y 1350 [nm], erbio a 850, 990, 1550 y 2700 [nm], y holmio a 1380 y 2700 [nm]. Más recientemente algunos trabajos se han concentrado en el neodimio y erbio, con esfuerzos particularmente empleando fuentes de bombeo láser semiconductoras. Al usar una fuente láser que bombea a 795 [nm], se ha logrado una eficiencia de conversión de más del 90% para ambas longitudes de onda de operación de salida 1050 y 1350. Estos dispositivos han sido empleados para soportar la operación de giroscopios en fibra óptica y ofrecer grandes ventajas en términos de estabilidad en la longitud de onda y alta potencia de salida. Para fibras ópticas dopadas con erbio, los láseres que operan a 978 y a 1493 [nm] son empleados con fuentes de bombeo, los cuales han demostrado ganancias de hasta 3.9 y 2.1 dB/mW respectivamente.[1]

Los diagramas de energía para el sistemas basado en neodimio opera a 1060 [nm] y para sistemas basados en erbio operan a 1550 [nm] los cuales se muestran en la figura 1.12.

El sistema basado en neodimio es un sistema de cuatro niveles donde los fotones de bombeo son absorbidos por ubicaciones en los niveles de energía E_1 y movidos a E_3 . Una rápida transición de irradiancia ocurre en el nivel de energía E_2 y el fotón es emitido a 1060 [nm] a este nivel decae la energía del nivel E_4 , donde una rápida transición de no irradiancia ocurre de regreso al estado original de E_1 . Este caso para los tres niveles de estado de energía del erbio es un poco más complicado. Aquí los fotones son absorbidos por ubicaciones en reposo del nivel de energía E_1 y se mueven al estado de bombeo de energía E_3 . El estado E_3 entonces llega un estado de decaimiento de no irradiancia para moverse al estado E_2 . En el estado de energía E_2 hay dos caminos de transición. El primero resulta en la emisión de un fotón a 1550 [nm] y la transición regresa al estado de reposo E_1 . Sin embargo, la segunda es la absorción de un fotón bombeado por el estado de energía E_2 , el cual resulta en la transición del estado de energía E_4 . El estado de energía E_4 entonces llega rápidamente a una transición no irradiancia para llegar de regreso al estado E_2 . La selección de longitudes de onda de bombeo y características de fibra óptica dopada son escogidas para minimizar el estado excitado de absorción, el cual puede hacer decrecer enormemente la eficiencia del sistema.

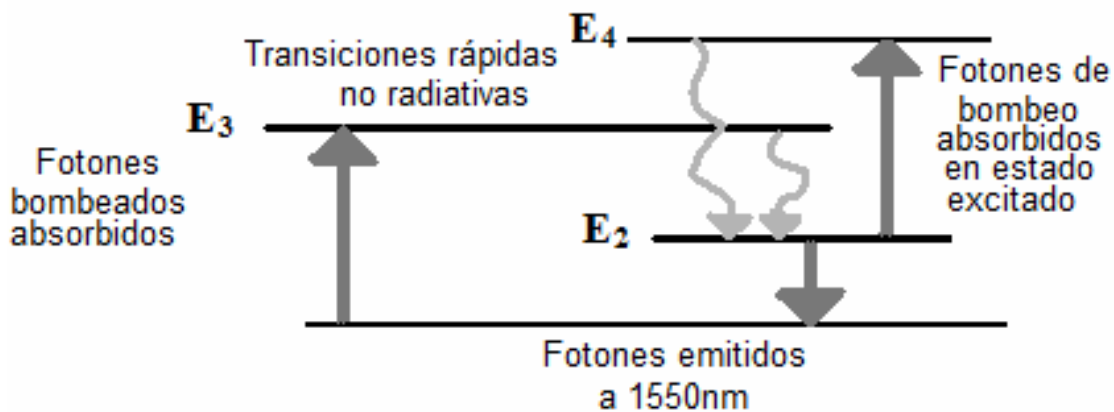


Figura 1.11. Diagrama de transiciones de tres niveles de energía para fibras dopadas con Erbio a 1550.

La figura 1.11 muestra tres niveles de configuración de amplificadores de fibra que pueden ser empleados para soportar sensores en fibra óptica o comunicaciones. En el caso de la figura a, una fuente de longitud de onda corta es empleada para activar la longitud de onda larga en la fibra óptica dopada localizada frente de un transmisor láser. El dispositivo actúa como un amplificador de potencia en esta configuración. En la figura b, el dispositivo está configurado para actuar como un amplificador óptico. Este puede ser empleado para soportar comunicaciones ópticas y puede ser empleado para incrementar la comunicación en sensores de fibra óptica de larga longitud o a distancia. La configuración final es la más empleada en sistemas como un preamplificador frente a un receptor. Estos dispositivos pueden comportarse cercanos al límite cuántico de un amplificador ideal, teniendo un error de probabilidad de 10^{-9} con un promedio de 38 fotones por disparo. Beneficios similares aplican para sensores en fibra óptica con

niveles de señal de ruido muy bajos, por la estabilidad en potencia y longitud de onda de estos dispositivos.

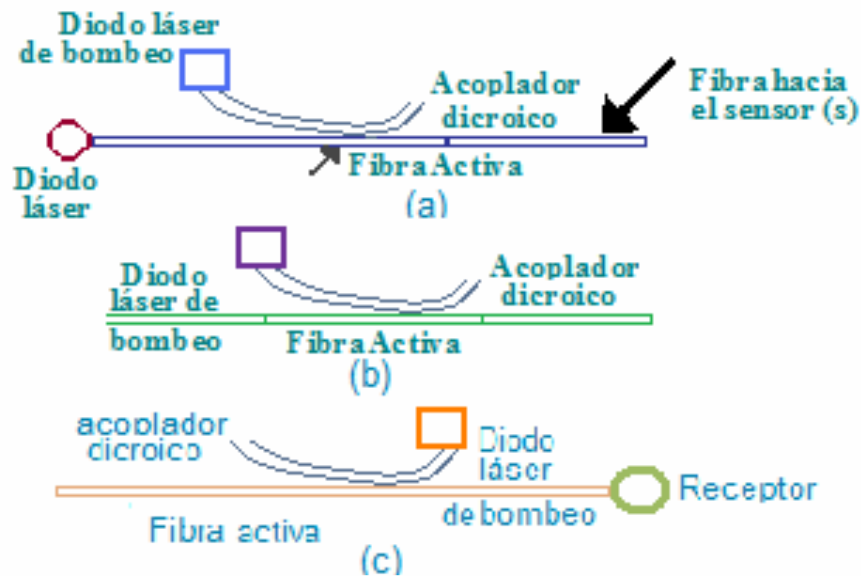


Figura 1.12. Ejemplos de uso de amplificadores de fibra (a) amplificador de potencia, (b) amplificador óptico y (c) preamplificador óptico.

Un ejemplo de una fuente superluminiscente diseñada para operar a 1060 [nm] se muestra en la figura 12, aquí la fibra óptica dopada esta preparada con reflectores en las terminaciones las cuales son altamente reflectivas a 1060 [nm] mientras que son configuradas para ser transparentes a una longitud láser de bombeo de 795 [nm]. Esto es también posible de construir en una fibra óptica empleando varias configuraciones interferométricas con acopladores de fibra óptica tomando el lugar de espejos o reflectores como se muestra en la figura 1.13.

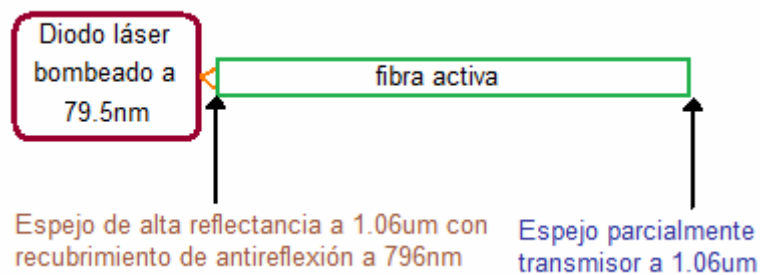


Figura 1.13. Láser de fibra resonante basado en Fabry-Perot.

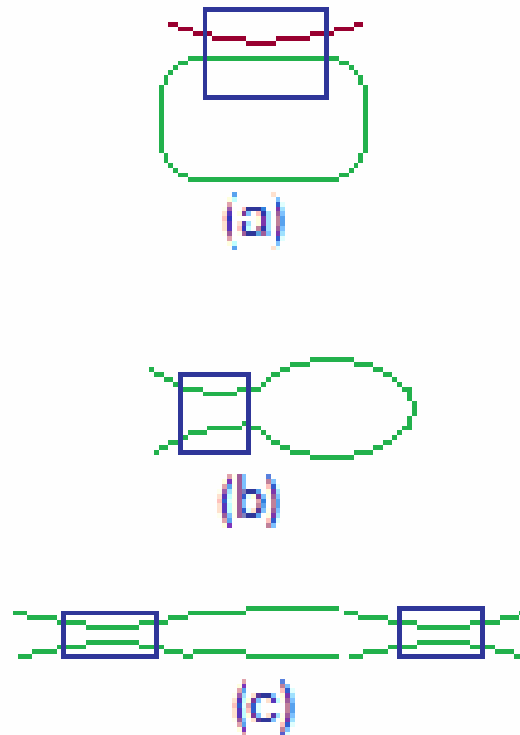


Figura 1.14. Diseños basados en cavidades interferométricas de fibra.

Estas configuraciones pueden dar ventajas con respecto a la configuración interferométrica de Fabrit-Perot. Para fuentes de superradiancia es deseable tener un sistema con solo un espejo reflector. Esto puede ser logrado cortando el final de la fibra angularmente como se muestra en la figura 1.15. Estos ejemplos ilustran configuraciones donde un diodo láser de bombeo es conectado a una fibra óptica dopada. También es posible bombear la fibra óptica con una estructura de doble revestimiento empleado un arreglo de diodos de alta potencia.

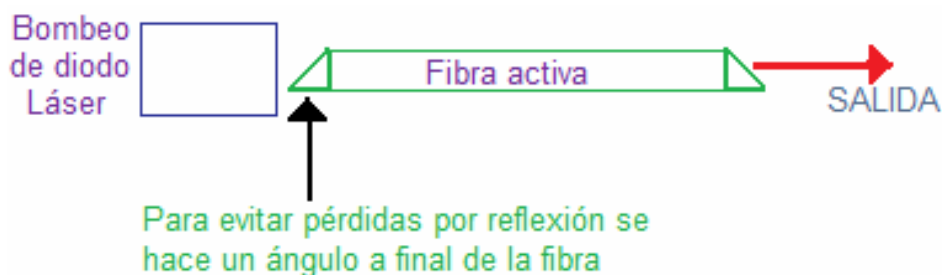


Figura 1.15. Configuración de un paso para una fuente de luz con fibra.

Las fuentes superluminiscentes de doble revestimiento bombeadas por implementaciones diodos láser de potencia se han investigado para aplicaciones del giroscopio de fibra óptica; potencias de salida de entre 40 a 80mW son usadas típicamente y se encuentran en los parámetros del modelo teórico obtenido. La sensibilidad de las fuentes con retroalimentación se ha investigado experimentalmente y se ha comparado con el modelo obtenido.

CONCLUSIONES CAPÍTULO I

En el primer capítulo de esta investigación se habló principalmente de las características necesarias de los elementos que conformaron el montaje propuesto; asimismo se realizó un análisis histórico de la evolución de las diversas fuentes existentes, tales como láseres y luminiscentes. Gracias a éste análisis, se comprendió el porque las fuentes luminiscentes son cada vez más utilizadas en aplicaciones donde se requiere una alta sensibilidad, sin importar el tipo de parámetro a sensar y los requerimientos para conseguir su mejor respuesta. Asimismo se analizaron algunas configuraciones que se han estado implementando en diferentes aplicaciones, pero principalmente en el giroscopio de fibra óptica.

Una vez que se tiene un panorama del porque se utilizan éste tipo de fuentes, se explicó de la manera más sencilla posible la teoría y el funcionamiento de las fuentes existentes más actuales; asimismo se explicó el funcionamiento de los fotodetectores, se analizaron algunos tipos de los más utilizados actualmente y se constató que son fundamentales en aplicaciones como la que se presenta en éste trabajo.

En el primer capítulo de ésta tesis se pudo constatar que es bien conocido que las fuentes que poseen un amplio ancho de banda son aprovechadas en aplicaciones de giroscopios interferométricos de fibra óptica por su reducción en ruido debido al retroesparcimiento de Rayleigh y a los efectos de polarización, así como voltaje de polarización debido a la corriente (bias drift) debido al efecto Kerr.

La necesidad de fuentes superluminiscentes mediante semiconductores (SLD) fue satisfecha en el pasado, pero con el desarrollo de las fibras ópticas de tierras raras y láseres de fibra dopados con tierras raras y fuentes superluminiscentes ha originado gran interés al usarse en giroscopios interferométricos de fibra óptica.

Las ventajas de dichas fuentes incluyen mayor potencia de salida, mayor resistencia al desgaste, es decir mayor vida útil, así como una longitud de onda inalterable y perfeccionada; ésta última es de suma importancia para considerar un factor de escala estable. Las perspectivas para este tipo de fuentes han sido mejoradas aún más con el progreso de los trabajadores de la compañía de Polaroid, quienes realizaron configuraciones de fibra óptica que poseen el núcleo monomodo activo dentro de un amplio núcleo multimodo, él cuál confina la luz bombeada hacia la punta mediante láseres de alta potencia en configuraciones de láseres de banda ancha (broad-stripe).

Finalmente, se puede afirmar que lo que se ha logrado con las fuentes superluminiscente prácticamente ha sido incrementar la disponibilidad de fuentes de alta potencia estables y con estabilidad en la longitud de onda. Como la tecnología continua madurando, las fuentes superluminiscentes pueden llegar a ser parte integral de los sistemas de sensado en fibra óptica con alto desempeño.

Como vimos en la teoría de diversas fuentes existentes como las láser y las superluminiscentes, y la teoría de los fotodetectores y las fibras ópticas es que han cobrado una gran importancia en la última década, debido principalmente a que tiene una alta inmunidad a fuentes de ruido.

BIBLIOGRAFÍA PRIMER CAPÍTULO

1. Eric Udd, "Fiber optic sensors, An introduction for engineers and scientists" John Wiley & sons, 1990.
2. Francis T.S. Yu, Shizhuo Yin, "Fiber Optic Sensors", Marcel Dekker, Inc., 2002.
3. Edward L. Safford "Introducción a la fibra óptica y el láser", Paraninfo, 1988.
4. Michel J.F. Digonnet, "Rare earth doped fibers and amplifiers" Marcel Dekker Inc. 2a Ed. 2001
5. Hetch Eugene, "Óptica", Tercera edición, Addison Wesley 1998.
6. Kjell J. Gasvic Optical metrology 3rd Ed. John Wiley & sons 2002.
7. Verdeyen Joseph T., "Laser electronics", 3rd Ed. Prentice Hall 1995.
8. Daniel Malacara, "Óptica tradicional y moderna" Colección la ciencia para todos. FCE Fondo de cultura económica 1989.
9. G.E. Sandoval Romero, V.A. Nikolaev, "Límite de la detección del giroscopio de fibra óptica usando una fuente de radiación superluminiscente"
10. Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich, "Fundamentals of fotonics" Interscience publications
11. Cabrera José Manuel, Agullo López Fernando, Óptica electromagnética Vol.II; Materiales y aplicaciones, Adisson-Wesley Universidad Autónoma de Madrid 2000
12. Dally James W., Riley William F., "Instrumentation for engineering measurements" John Wiley & sons, 2nd Ed. 1993
13. Lefèvre Hervé, The fiber optic Gyroscope Photonetics. Artech house Inc. 1993
14. Leszek R. Jaroszewicz, Zgigniew Krajewsky, Lech Solarz, "UNA nueva área de la Sagnac interferometer aplicación fibra-óptica", Procedimientos SBMO/IEEE MTT-S IMOC, 661-666, 2003.
15. H.H Cerecedo, E.A.Kuzin, "Breve revisión del estado actual del interferómetro de Sagnac formado con fibra óptica de alta birrefringencia", Rev. Mex. Fís. **46**, 512-517, 2000.
16. Single Sagnac's Interferometers Instrumentation, based in the Best Detection Limit. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.
17. Detection limit of Sagnac's interferometer. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.

II Segundo capítulo. Principios de funcionamiento del Interferómetro de Sagnac.

INTRODUCCIÓN

Éste efecto fue demostrado primeramente en 1911 por Harress y en 1913 por Sagnac, así es como es conocido ahora como efecto Sagnac, debido a la increíble precisión de las técnicas de interferometría que empleó, con aparatos que son capaces de detectar y medir cantidades extremadamente pequeñas de rotación absoluta. Una de las primeras aplicaciones de éste fenómeno fue el experimento formado por Michelson y Gale en 1925 para medir el índice de rotación de la tierra con un rectángulo óptico de 2/5 milla a lo largo de 1/5 milla ancho. Más recientemente con la invención del láser y los diodos emisores de luz láser se ha podido reducir a una pequeña escala los aparatos de medición para el mismo propósito. Estos aparatos son llamados giroscopios láser, los primeros fueron desarrollados en 1963 y han estado constantemente evolucionando adquiriendo nuevas mejoras. Ahora los giroscopios láser son usados para la navegación y direccionamiento de sistemas de aeronaves, barcos, transbordadores espaciales y muchas otras aplicaciones. Estos aparatos son capaces de detectar una rotación de hasta 0.00001 grados por hora. [1]

Existió y aún existe un punto crucial en el interferómetro de Sagnac debido a que cuando se observa la estructura en movimiento, parecería que las ondas propagantes y contrapropagante suceden en el mismo punto, lo cuál no es posible, ya que la diferencia de tiempo es lo que hace que ésta cuestión sea algo confusa y sea un punto de controversia para los que no han profundizado en el tema, razón por la cuál se simplificará el análisis de éste comportamiento lo más posible para que el lector pueda entenderlo de manera clara.

Finalmente se analizarán algunas aplicaciones novedosas muy interesantes del interferómetro de Sagnac en diversos campos del conocimiento, y también se hará especial énfasis a la aplicación en el giroscopio de fibra óptica, que es la cuál nos es más interesante debido la alta sensibilidad alcanzada y por su inmunidad a varias fuentes de ruido.

Es por todo lo anterior que se ha realizado esta investigación, debido a que es una técnica muy confiable, fácil de usar y con la cuál se obtienen resultados sin controversia que son sumamente útiles, sin importar el campo del conocimiento en el cuál se trabaje, ni la naturaleza de la magnitud física que se requiera sensar, lo que la hace una técnica usada en todo el mundo.

2.1 Interferómetro de Sagnac como sensor angular

Principios Básicos del efecto Sagnac

El interferómetro basado en el efecto Sagnac, es aquel en el cual se produce una diferencia de fase $\Delta\phi_R$ proporcional a el índice de rotación Ω en un anillo interferométrico. El efecto Sagnac originalmente estaba compuesto de una fuente colimada y un divisor de haz que separaba el haz de entrada en dos ondas iguales, las cuales se propagaban en dirección opuesta a lo largo de una trayectoria cerrada definida por espejos. El patrón de franjas de interferencia se obtenía con un mínimo de desalineación de uno de los espejos y un cambio lateral del patrón era observado en el sistema cuando era rotado. Éste cambio del patrón de franjas corresponde a un cambio fase $\Delta\phi_R$ entre las dos ondas en contra-propagación, el cual también depende del área A encerrada por la trayectoria.[13]

Esto puede ser explicado al considerar un polígono regular de trayectoria $M_0M_1\dots M_{N-1}M_0$. En el reposo ambas trayectorias opuestas son iguales, pero en rotación alrededor del centro, para la co-rotación (sentido de rotación y trayectoria en la misma dirección), la trayectoria se incrementará de $M_0M'_1\dots M'_{N-1}M'_N$. Y para la contra-rotación, la trayectoria decrecerá de $M_0M''_1\dots M''_{N-1}M''_N$. De hecho para un observador en el reposo inercial de referencia, los puntos M_i se mueven en un círculo de radio R y la luz se propaga a lo largo del polígono de tamaño $M'_iM'_{i+1}$ o $M''_iM''_{i+1}$ en vez de la trayectoria M_iM_{i+1} . En particular el primer lado del polígono de la trayectoria de co-rotación comienza en $M_0M'_1$. Usando 2θ para representar el ángulo entre M_0OM_1 , $\delta\theta$ el ángulo $M_0OM'_1$, L_M de longitud M_0M_1 y δL_M el incremento en la longitud de la trayectoria $M_0M'_1 - M_0M_1$, por lo que tenemos:

$$\delta L_M = M_1M'_1 \cos\theta \quad (2.1)$$

$$M_1M'_1 = R\delta\theta \quad (2.2)$$

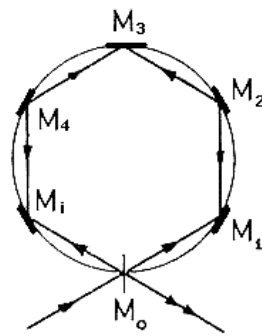


Figura. 2.1 Esquema del Interferómetro de Sagnac.

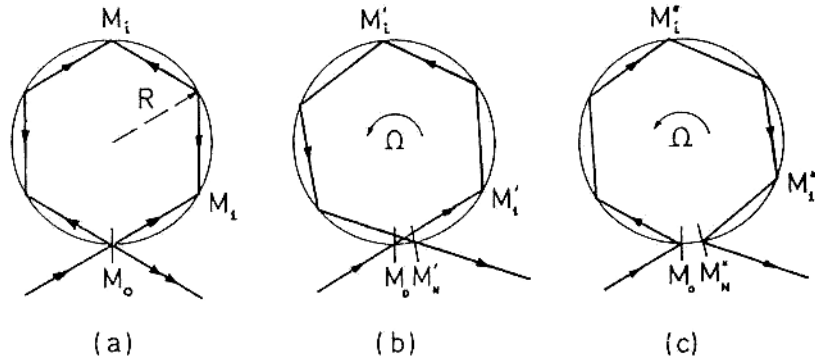


Figura. 2.2 Anillo interferométrico con trayectoria de polígono regular. a) en reposo, b) en co-rotación, c) en contra-rotación.

Éste ángulo $\delta\theta$ es de primer orden, el ángulo de rotación durante la propagación entre M_0 y M_1 es:

$$\delta\theta = \frac{L_M}{c} \Omega \quad (2.3)$$

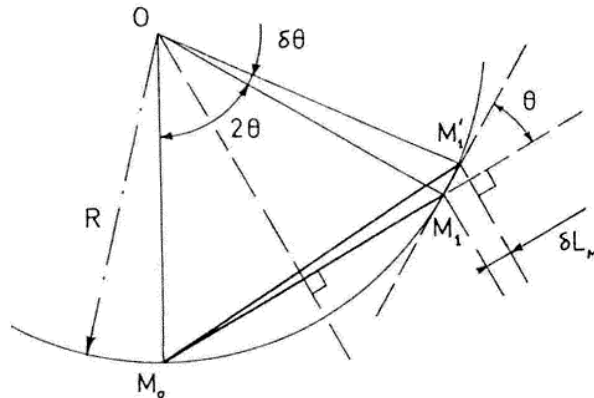


Figura 2.3 Análisis geométrico del efecto Sagnac en uno de los lados del polígono.

Y ya que $L_M = 2R\sin\theta$ y el área del triángulo M_0OM_1 es $A_t = (\text{base} * \text{altura})/2$ por lo tanto $A_t = (R\sin\theta)(R\cos\theta)$, esto produce:

$$\delta L_M = \frac{2A_t\Omega}{c} \quad (2.4)$$

El fenómeno es observado en la estructura en reposo, donde la luz se propaga siempre a la velocidad c , por lo tanto, el incremento en la trayectoria δL_M corresponde a un incremento δt^+ del tiempo de propagación que esta representado por la ecuación (2.5):

$$\delta t^+ = \frac{\delta L}{c} = \frac{2A_t\Omega}{c^2} \quad (2.5)$$

De esta manera existe el mismo incremento para cada lado del polígono y la variación opuesta $\delta t^- = -\delta t^+$ en la dirección de contra-rotación. La diferencia Δt_V del tiempo de propagación entre las dos trayectorias opuestas en el vacío está dado por la ecuación (2.6):

$$\Delta t_V = 2 \frac{\Sigma A_t \Omega}{c^2} = \frac{4A\Omega}{c^2} \quad (2.6)$$

Donde ΣA_t es la suma de todas las áreas triangulares (El área completa A encerrada por la trayectoria de la luz). Para obtener esta medida interferométrica, se logra con la diferencia de tiempo la cual permite analizar la diferencia de fase dada por la ecuación (2.7):

$$\Delta \phi_R = \omega \cdot \Delta t_V = \frac{4\omega A}{c^2} \Omega \quad (2.7)$$

Donde ω es la frecuencia angular de la onda. Estos resultados son muy generales y pueden ser aplicados para algún eje de rotación y para alguna trayectoria cerrada si están contenidos en un plano, usando el producto escalar $A \cdot \Omega$ obtenemos:

$$\Delta \phi_R = \frac{4\omega}{c^2} A \cdot \Omega \quad (2.8)$$

Donde Ω es el vector del coeficiente de rotación y A es el vector del área equivalente de la trayectoria cerrada definida en términos de la integral de línea:

$$A = \frac{1}{2} \oint r \times dr \quad (2.9)$$

Donde r es el vector de coordenada radial. El efecto Sagnac aparece como el flujo del vector de rotación Ω a través del área cerrada.

Para poder comprender mejor el efecto Sagnac, es posible considerar un simple caso ideal de una trayectoria circular, la cual es igual a tener un número infinito de polígonos que definen la trayectoria. La luz entrará al sistema dividiéndose en dos ondas en contra-propagación, las cuales regresaran con la misma fase después de haber realizado el recorrido a lo largo de la misma trayectoria en direcciones opuestas. Ahora cuando el interferómetro está rotando, un observador en un punto de referencia en reposo verá la luz entrando al interferómetro en el punto M y viajando con la misma velocidad de la luz en el vacío c en direcciones opuestas; De éste modo durante el tiempo de propagación t_V a través del lazo, el haz dividido se ha movido a M' , y nuestro observador ve que la onda propagada en co-rotación se ha propagado sobre una trayectoria mayor que la onda que se propagó en contra-rotación. Ésta diferencia de trayectoria $2\Delta l_V$ puede ser medida por métodos interferométricos. [13]

Ésta explicación es sencilla, pero no debemos de olvidar el punto fundamental: esto es, observar desde la estructura en movimiento o rotación, ya que ambos eventos (regreso de la onda de co-rotación y onda de contra-rotación al divisor de haz) toman lugar en el mismo punto en el espacio, su diferencia de tiempo de ocurrencia se conserva (de

primer orden en v/c) en algún punto de referencia. De hecho, esto es interesante de comparar el efecto Sagnac con el bien conocido problema de cinemática relativista, el cual explica la simultaneidad de eventos en un movimiento no absoluto.

Consideremos ahora un sistema compuesto por una fuente S localizada a una distancia igual entre dos espejos M_1 y M_2 . La luz es emitida por la fuente en direcciones opuestas y después reflejada por los espejos, ambas ondas regresan a la fuente al mismo tiempo. Ahora si el sistema se mueve lateralmente, un observador fuera del sistema en movimiento observará a la luz golpeando primero al espejo M_1 , después verá a la luz en el otro sentido golpear al otro espejo M_2 . El retraso entre ambos eventos es esencialmente el mismo retraso en el efecto Sagnac, reemplazando la trayectoria circular por la distancia entre los dos espejos y la velocidad tangencial de rotación por la velocidad de traslación. De ésta manera en el caso de traslación, ambos eventos toman lugar en dos diferentes puntos y el principio de causalidad no puede ser explicado. Un observador en el sistema de co-movimiento, tiene que esperar para ambos regresos de la luz a la fuente para observar que ocurrirá al mismo tiempo. Entonces éste observador solo puede deducir que en su estado de referencia en movimiento, la luz golpea a ambos espejos al mismo tiempo. Hay que notar que la fuente también está en movimiento para el observador fuera del sistema o en un punto de referencia en reposo y él ve que la luz regresa de ambos lados al mismo tiempo.

Esto es consistente con lo que se había dicho previamente, debido a que el regreso a la fuente son dos eventos que toman lugar en el mismo punto y si son simultáneos es porque se está observando en algún punto de referencia fuera del sistema.

Nota: El Efecto Sagnac puede ser interpretado también como un doble efecto Doppler en el divisor de haz. En lugar de realizar una aproximación temporal, se analiza espacialmente considerando al sistema como congelado en un cierto instante. El observador fuera del sistema medirá una onda transmitida dos veces y mantendrá la misma longitud de onda, mientras la onda opuesta es reflejada dos veces en el movimiento dividido.

Ahora si la luz se propaga en un medio, como en el caso del giroscopio de fibra óptica, se puede demostrar que la diferencia de fase del efecto Sagnac permanece sin cambio. Considerando nuevamente una trayectoria circular por simplicidad, en reposo ambas ondas se propagan a la velocidad $v=c/n$, donde n es el índice del medio.

El retorno del haz al divisor se realiza al mismo tiempo dado por: $t_m=2\pi R/v = 2\pi nR/c = nt_v$. Cuando el interferómetro está girando, el divisor de haz se mueve a lo largo de una longitud $\delta l_m = R\Omega t_m$ durante el tiempo de propagación t_m . Ésta longitud es n veces más grande que Δl_v , pero en éste caso, la velocidad de la luz no es la misma en ambas direcciones. En efecto éste experimento es observado en el punto de referencia fuera del sistema y un arrastre de Fizeau ocurre debido al movimiento del medio. Esto depende de las direcciones relativas de la propagación de la luz y del medio en movimiento. En el plano de referencia fuera del sistema, las velocidades de co-rotación y de contra-rotación de las ondas son respectivamente:

$$v_{cr} = \frac{c}{n} + \alpha_F R\Omega$$

$$v_{cr} = \frac{c}{n} - \alpha_F R\Omega$$

(2.10 y 2.11)

Donde α_F es el coeficiente de arrastre Fizeau y $R\Omega$ es la velocidad tangencial del medio

Definición de giroscopio

El giroscopio, o también llamado giróscopo, es un dispositivo de medición de rotación que presenta dos propiedades fundamentales: la inercia giroscópica o ‘rigidez en el espacio’ y la presesión, que es la inclinación del eje en ángulo recto ante cualquier fuerza que tienda a cambiar el plano de rotación. Estas propiedades son inherentes a todos los cuerpos en rotación, incluida la Tierra. El término giroscopio se aplica generalmente a objetos esféricos o en forma de disco montados sobre un soporte, de forma que puedan girar libremente en cualquier dirección; estos instrumentos se emplean para demostrar las propiedades de rotación de un sistema o para indicar movimientos en el espacio. A veces se denomina giróstato a un giroscopio que sólo puede moverse en torno a un eje de giro. En casi todas sus aplicaciones prácticas, los giroscopios están restringidos o controlados de ésta forma.

2.2 Giroscopio en óptica de volumen (Fibra Óptica)

2.2.1 Ventajas del giroscopio en fibra óptica.

El giroscopio de fibra óptica (*FOG* por sus siglas en inglés), representa la principal solución a un gran número de aplicaciones de navegación, orientación y estabilización, en particular para el rango entre 0.01 a $10^\circ/h$. El *FOG* nos ofrece ventajas únicas por encima de los giroscopios mecánicos y del giroscopio de anillo láser (*RLG* por sus siglas en inglés), entre éstas ventajas encontramos:

- Dispositivo en estado sólido (sin movimientos mecánicos).
- No hay fluctuaciones al realizar mediciones.
- La sensibilidad puede ser incrementada al agregarse más fibra óptica.
- Tamaño pequeño (miniaturización).
- Alta rentabilidad.
- Larga vida útil.
- Rápido encendido.

Grandes progresos se han logrado durante la década pasada en el desarrollo de fuentes ópticas de alto desempeño, las cuales operan en la región del infrarrojo cercano, además de óptica integrada (*IOC* por sus siglas en inglés), éstas han venido a incrementar la sensibilidad del giroscopio de fibra óptica además de disminuir el ruido en las mismas.

Los recientes esfuerzos han sido dirigidos a la miniaturización, bajo costo, alto desempeño para los giroscopios de fibra óptica, para que éstos puedan operar bajo ambientes hostiles tales como en situaciones militares.

Aplicaciones del interferómetro de Sagnac para sensado de parámetros físicos.

El interferómetro de Sagnac ha sido empleado principalmente como soporte de los giroscopios de fibra óptica para el sensado de movimientos de rotación, actualmente el interferómetro de Sagnac representa un mercado para los sensores de fibra óptica basados en él, es decir, que es posible realizar mediciones de parámetros físicos diferentes a movimientos angulares con la configuración del interferómetro de Sagnac, tanto en óptica de volumen como en el aire. Sin embargo debido a las grandes ventajas que ofrece la configuración en fibra óptica, los esfuerzos en nuevos diseños están enfocados en este. El interferómetro de Sagnac en fibra óptica puede ser también empleado para sensar variaciones de tiempo extremadamente cortas, variaciones de parámetros físicos así como para instrumentación y medir propiedades de las fuentes de luz y fibras ópticas. [28]

El interferómetro de Sagnac en fibra óptica fue primeramente investigado para realizar sensado de movimientos de rotación y así reemplazar los sistemas mecánicos existentes, ahora se ha comenzado a emplear el lazo interferométrico en aplicaciones ya tradicionales de sensado, lo cuál está abriendo nuevas áreas de investigación y oportunidades de trabajar en él como un sistema de estado sólido. Algunas aplicaciones menos conocidas incluyen sensados de parámetros acústicos y esfuerzos. En el área de sensado de acústica, el interferómetro de Sagnac ofrece un filtrado óptico de bajas frecuencias y sensado de posicionamiento que puede ser empleado para soportar aplicaciones de sensado distribuidas [14,15, 21]. Estas ventajas podrían ser empleadas para soportar cualquier medición de parámetros físico de variación del tiempo. Para parámetros físicos de variación muy lentos, un cambiador de frecuencia puede ser agregado al lazo interferométrico, así el lazo completo es sensitivo a estas variaciones también [12]. Este enfoque permite potenciar los calibradores de tensión muy largos. Finalmente el interferómetro de Sagnac puede ser empleado como un instrumento de estudio de las características de dispersión en la fibra óptica y como un espectrómetro para medir la longitud de onda central de fuentes de luz con un ancho espectral amplio .

Sensado en movimientos de rotación.

El interferómetro de Sagnac en fibra óptica ofrece al mundo el primer sensor de rotación de alto desempeño en estado sólido. Debido a su gran potencial, existe un gran Mercado para ello en la navegación y orientación en aeronáutica y navegación espacial principalmente donde ha tenido una tremenda actividad en estos campos desde que fue demostrada su capacidad por Vail y Shorthill [15] en 1976. Esto ha resultado en un sin numero de compañías alrededor del mundo que han introducido los giroscopios en fibra óptica al mercado, y en algunos casos con nuevas aplicaciones tales como navegación automotriz [28].

Las bases del efecto de Sagnac fueron explicadas anteriormente y también puede verse ilustrada en la figura 2.1.

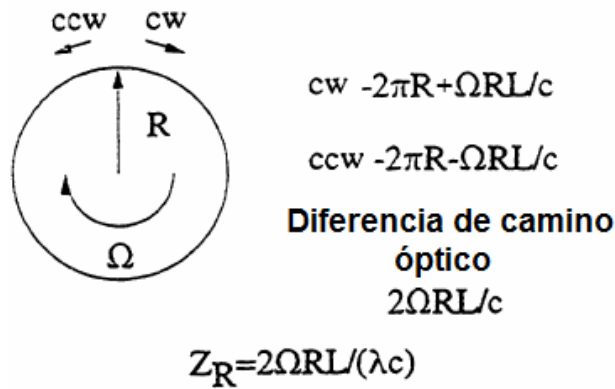


Figura 2.3 Efecto Sagnac

La luz se propaga a través de un camino óptico cerrado; en el caso de la figura 2.3 es un círculo con direcciones opuestas. Si los dos haces de luz en contra-propagación se originan en el mismo punto y el círculo de radio R rota en Ω entonces la luz en sentido horario recorrerá una distancia $2\pi R + \Omega RL/c$ mientras que la luz en contra-propagación recorrerá $2\pi R - \Omega RL/c$. La diferencia de recorrido es solo de $2\Omega RL/c$. Dividiendo este resultado entre la longitud de onda resulta en:

$$Z_R = 2\Omega RL/(\lambda c). \quad (2.12)$$

Donde Z_R es la diferencia de rotación. Esta ecuación es la ecuación fundamental del lazo interferométrico del giroscopio de fibra óptica. Si no hay algún movimiento de rotación, los patrones de interferencia resultantes son salidas cosenoidales donde los dos haces de luz se recombinan. Para alto desempeño se aplica un diseño dinámico. Para resolver este problema un modulador de fase se inserta en el lazo de Sagnac como se muestra en la figura 2.3.

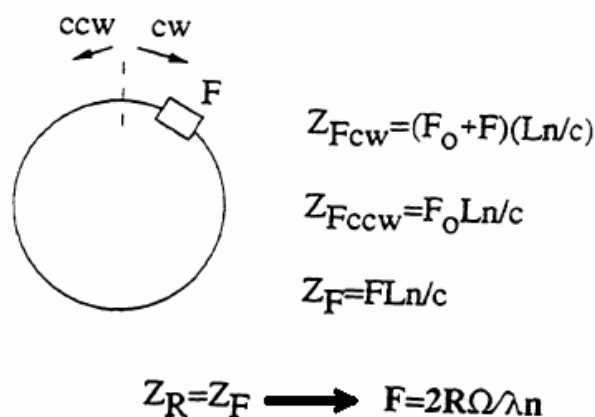


Figura 2.4 Contrabalanceo de las frecuencias inducidas por el cambio de fase

En este caso la luz en sentido horario circula en el lazo a $Z_{fcw} = (F_0 + F)/(Ln/c)$ mientras el haz que viaja en contra-propagación circula a $Z_{fccw} = F_0 Ln/c$ por lo que la diferencia de frecuencia es de $Z_f = FLn/c$. Si el cambio rotacional inducido es igual al cambio de frecuencia inducido, entonces la posición es mantenida por lo tanto:

$$F=2R\Omega/\lambda n \quad (2.13)$$

Esta es la ecuación fundamental del giroscopio de lazo cerrado y también es la ecuación que gobierna la operación del anillo láser [16].

La Figura 2.5 ilustra el diseño del giroscopio de fibra óptica en lazo abierto. Una fuente de luz con baja coherencia tal como un diodo es empleado, por lo que la interferencia de dispersión coherente es minimizada [23-24]. El haz de luz es acoplado en un divisor de fibra óptica y pasa a través de un polarizador antes de entrar al segundo divisor, el cual actúa en dividir los dos haces de luz y generar la contra-propagación de los mismos. El uso de iguales divisores en la configuración con el polarizador tienen el propósito de asegurar que los haces de luz son idénticos cuando se propagan a través del lazo de Sagnac. Un modulador es localizado en el lazo de Sagnac fuera de la posición central para generar una señal modulada que varía en el tiempo.

Si el modulador es manejado a una frecuencia ω y el giroscopio de fibra óptica no está rotando entonces la acción del modulador será generar señales de alto orden de armónicos de ω en el detector. Si hay presencia de rotación habrá un cambio de fase relativo entre los haces en contra-propagación y la acción de ese modulador será generar el primer y más alto orden de armónicos de ω . La amplitud de esas señales dependerá de la velocidad de rotación y la fase dependerá de la dirección. La figura 2.5 ilustra como estas señales de detección son generadas:

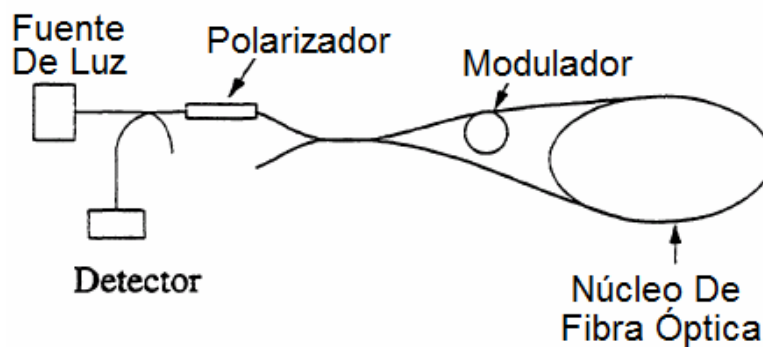


Figura 2.5 Configuración del Giroscopio de Fibra Óptica de Lazo Abierto

Para el caso de lazo abierto del giroscopio de fibra óptica la señal de salida del primero y más grande de los armónicos impares es empleada como la salida principal. Esto resulta en una salida cosinusoidal como se muestra en la figura 2.6.

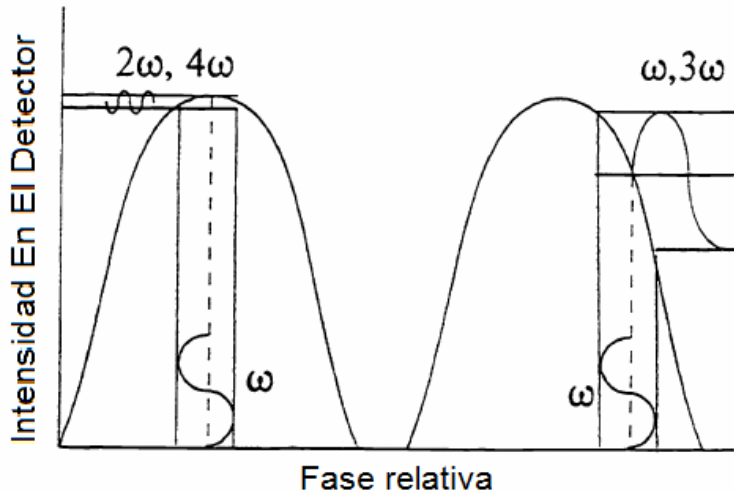


Figura 2.6 Señales De Detección del Giroscopio de Lazo Abierto

Para muchas aplicaciones tales como señalización y seguimiento, el esquema de lazo abierto provee linealidad adecuada y un rango dinámico que cumple con los requerimientos del sistema. La ventaja inherente del giroscopio de fibra óptica incluye muy larga vida, rápido retorno en tiempo y geometría flexible, lo que lo hace un dispositivo muy competitivo. [24-27]

Para aplicaciones en las que se requiere mejorar el desempeño en la forma del camino óptico, se realiza con un cambio dinámico en el cual se mejora la linealidad y el factor de escala del lazo cerrado es la mejor opción.

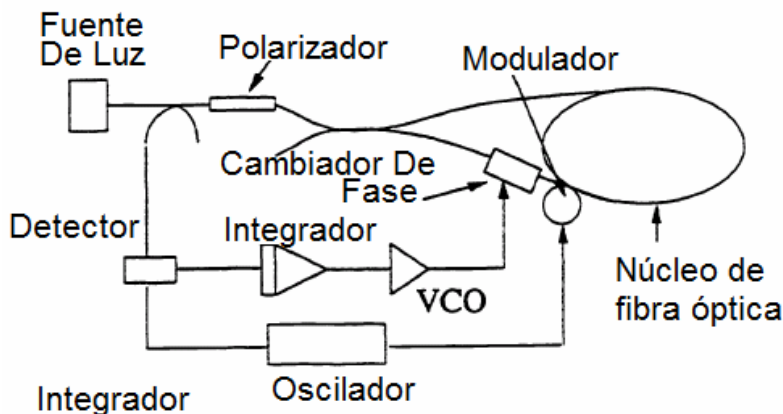


Figura 2.7 Giroscopio De Fibra Óptica de Lazo Cerrado

La figura 2.7 muestra la configuración básica del interferómetro en fibra óptica de lazo cerrado. En éste caso un cambiador de frecuencia ha sido agregado a la configuración de lazo abierto en combinación de un demodulador síncrono, integrador y un oscilador controlado en voltaje que actúa para ajustar la frecuencia de operación del cambiador de frecuencia, así la rotación induce un cambio de fase que se encuentra contrabalanceado con la fase inducida con el cambiador de frecuencia. [26-27].

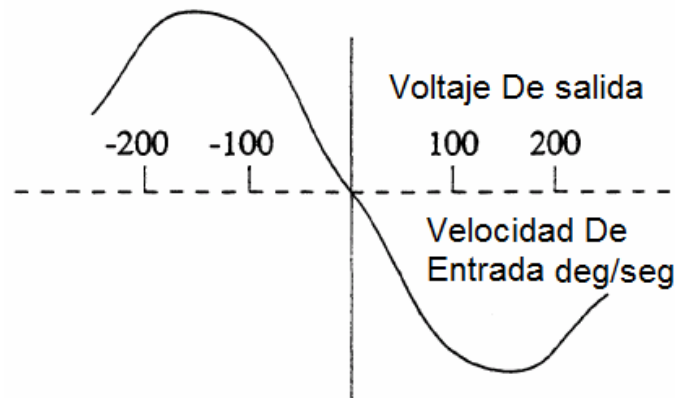


Figura 2.8 Salida Del Giroscopio De Lazo Abierto

Este tipo de giroscopio en fibra óptica ha sido el estándar para el modelo de aplicaciones de navegación de alto desempeño.

Actualmente los mayores competidores de los giroscopios en fibra óptica son los giroscopios mecánicos y los de anillo láser. Los giroscopios mecánicos tienen un tiempo de vida limitado debido al desgaste y también presentan problemas asociados al arranque en frío y exceso de ruido acústico, esto no los hace competitivos en su costo. Una vez que el giroscopio de fibra óptica incrementó su competitividad a través del uso de componentes ópticos mejorados, producidos en asociación con el avance en las telecomunicaciones y la industria optoelectrónica, se ha logrado que el giroscopio de fibra óptica reemplacé a todos los giroscopios mecánicos en todas las aplicaciones. El giroscopio de anillo láser es competitivo debido a su alto desempeño, notablemente con respecto al factor de escala, debido a que el giroscopio de anillo láser entró en producción 15 años antes que el giroscopio en fibra óptica, y tienen la ventaja de una base en producción estable. El costo de producción en giroscopios en fibra óptica es considerablemente menor que un giroscopio de anillo láser y esto ha generado un gran número de compañías produciéndolo y recientemente mejorando el desempeño del giroscopio en fibra óptica sobre el giroscopio en anillo láser. Como la producción continua para incrementar y mejorar el desempeño, estos son fabricados empleando componentes mejorados que pueden esperar que el giroscopio en fibra óptica ponga presión considerable al giroscopio de anillo láser debido a sus ventajas inherentes con respecto al costo y rentabilidad.

Medición de parámetros físicos con variación en el tiempo

El interferómetro de Sagnac puede emplearse para medir los efectos que varían en el tiempo tales como efectos acústicos modificando el lazo de Sagnac, así que el parámetro físico puede ser medido, y se induce una diferencia de fase entre los haces de luz en contra-propagación. La magnitud de la diferencia de fase inducida dependerá de la posición de la señal en el centro del lazo de Sagnac donde la sensibilidad es cero, debido a que para ambos haces de luz en contra-propagación llegan al mismo tiempo y la frecuencia de la señal y su amplitud es la misma.

La figura 2.9 ilustra el arreglo del interferómetro de Sagnac para sensar los parámetros físicos variables en el tiempo tales como los acústicos. En general parte de la fibra está

protegida o no tiene sensibilidad al parámetro para medir mientras la otra porción de fibra está optimizada para sensar.

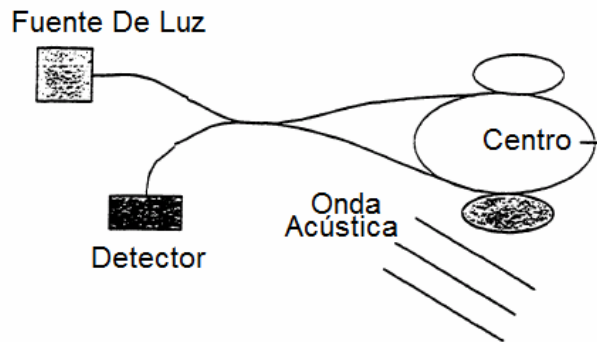


Figura 2.9 Medición de parámetros físicos con variación en el tiempo

La figura 2.9 ilustra el efecto de protección y posición, si todo el embobinado es expuesto al efecto ambiental simultáneamente habrá señales iguales pero opuestas que se inducen en cada lado del núcleo de cada lado del embobinado y el cambio de la fase neta será cero. Los fabricantes de giroscopios se encuentran particularmente interesados en diseños de núcleos de fibra que están diseñados para principalmente cancelar efectos de variación en el tiempo que generen ruido en el sistema de sensado. Por ejemplo para diseños de sensado acústico ese problema es el como optimizar la sensibilidad y la protección en la mitad del núcleo. Otro método es emplear una configuración de empujar y jalar con efectos opuestos en cada lado del núcleo. [1]

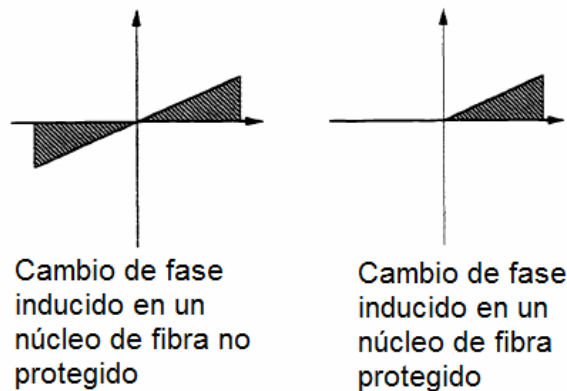


Figura 2.10 Efecto de protección/posición

Es posible cuantificar los efectos de variación de tiempo. Considerando el diagrama de la figura 2.10 donde un elemento a lo largo del lazo de Sagnac es una distancia y el divisor centro. Para un núcleo de longitud L y un parámetro físico de variación de tiempo P el cual puede ser presión en el elemento dy es:

$$\left(\frac{yn}{c} - \frac{(L-y)}{c} n \right) \frac{dP}{dt} \quad (2.14)$$

Y si la respuesta de la fibra esta dada por G en función de (y,P) entonces el total de la respuesta sobre el núcleo de fibra esta dada por:

$$R[P(t)] = \int_0^L \left[G(y,P) \cdot \frac{dP}{dt} \cdot (2y-L) \cdot \frac{n}{c} \right] dy \quad (2.15)$$

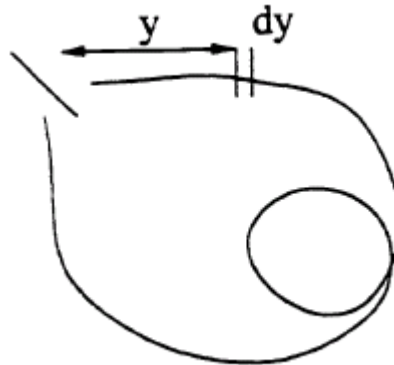


Figura 2.11 Esquema del efecto de variación en el tiempo

Un par de simples ejemplos son ilustrativos. Si $G(y,P)=A=$ constante sobre la longitud del lazo de Sagnac entonces $R[P(t)]=0$ para el cual es un buen diseño de núcleo de fibra logrado. Si $G(y,P)=0$ sobre $0 < y < L/2$ y $G(y,P)=A=$ constante para $L/2 < y < L$ entonces $R[P(t)]=[AL^2/4c]dPYdt$ y para $P=\sin(\omega,t)$, $R[P(t)]=[ABnL^2/4c] \omega \sin(\omega t)$. Esta ecuación será aplicada en tanto la longitud de la frecuencia del efecto ambiente sea pequeña comparado con la frecuencia característica del lazo de Sagnac el cual en muchos casos se mantiene. Nótese que la sensibilidad es proporcional a ω y el cuadrado de la longitud L. Estas características dan al diseñador flexibilidad considerable en el filtrado óptico y la señal de variación. [1]

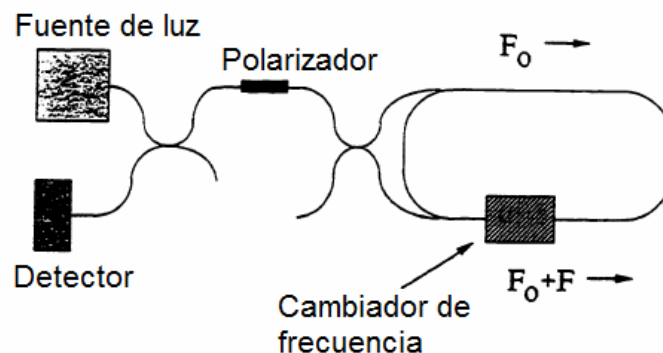


Figura 2.12 Configuración para la medición de parámetros de variación lenta en el tiempo

Señales de parámetros físicos de baja variación en el tiempo.

Algunos parámetros físicos tales como el esfuerzo no varían rápidamente en el tiempo. El interferómetro de Sagnac es empleado para medir estos parámetros también al reemplazar el cambiador de frecuencia en el lazo interferométrico así la diferencia de frecuencia F es generada entre los haces en contra-propagación como se muestra en la figura 10. En este caso el cambio de frecuencia dado es la diferencia de frecuencia la cual es $ZF=F(Ln/c)$ y si ZF es una constante entonces $0=dF(Ln/c+FdL(n/c))$ o $dF/F=dL/L$. Como un ejemplo, al emplear un modulador acusto-óptico con una frecuencia de operación de 100MHz en un lazo de Sagnac capaz de resolver una carga de cambios de frecuencia de 1Hz entonces es posible medir 1 parte en 10^8 de la longitud L . Un aspecto muy interesante de este tipo de sensor es que tiene el potencial de ser empleado como un medidor de esfuerzos muy largo. Este podría ser empleado para medir el esfuerzo en líneas de potencia o cables de puentes. Este también puede ser empleado para medir esfuerzos en construcciones durante un terremoto o de cargas en los volcanes antes de una erupción. [28]

Sensado distribuido con un interferómetro de Sagnac.

Ya que la variación en tiempo puede ser medida con el interferómetro de Sagnac debido a la sensibilidad en la posición, este puede ser empleado para determinar la posición y localización de perturbaciones en el tiempo empleando múltiples configuraciones de interferómetros. Una de las primeras configuraciones para demostrar esto fue una combinación de un interferómetro de Sagnac y un interferómetro de Mach-Zehnder propuesto por Dakin [10] el cual se muestra en la figura 2.13.

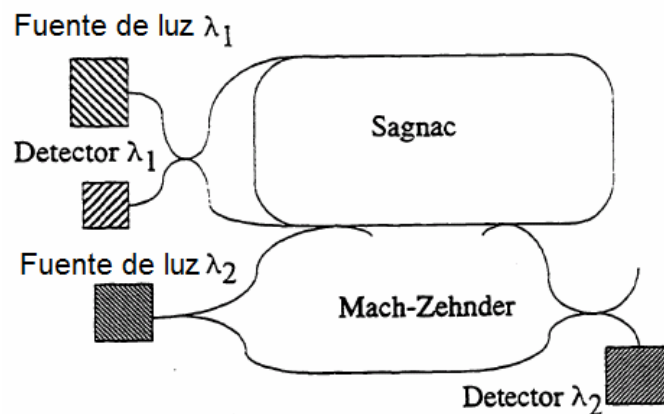


Figura 2.13 Sensor Distribuido Sagnac/Mach-Zehnder

El interferómetro de Mach-Zehnder empleado para medir la amplitud de la señal y la proporción de las señales de Sagnac y Mach-Zehnder es empleada para medir posición. Una aproximación alterna se muestra en la figura 2.14 donde se cambia el interferómetro de Sagnac a un estado cuasi-estático y se comparan los niveles de señal para medir amplitud y posición empleando interruptores para operar y filtrar una frecuencia en el lazo de Sagnac.

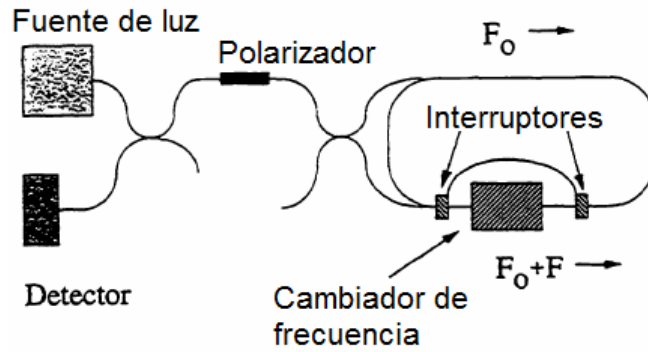


Figura 2.14 Sensor distribuido de interruptores basado en el interferómetro de Sagnac.

Es también posible emplear un divisor de longitud de onda multiplexando interferómetros de Sagnac como se muestra en la figura 2.15.

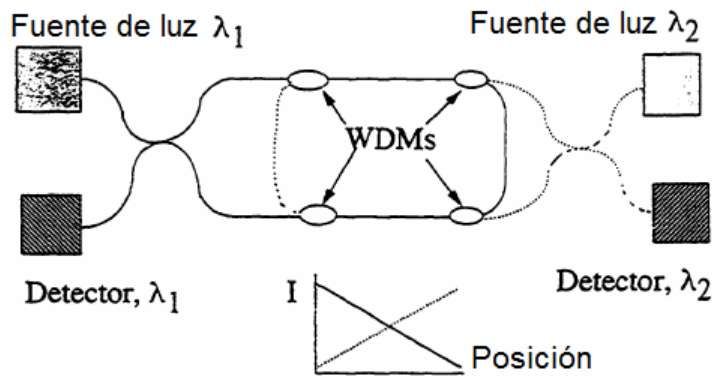


Figura 2.15 Sensor distribuido de Sagnac multiplexado de división de longitud de onda

Aquí la suma de las dos señales debe ser empleado como una medición de la amplitud de la señal y la proporción debe ser empleada para determinar la posición. Una aplicación de estos sensores distribuidos se muestra en la figura 2.16 donde perturbaciones acústicas pueden ser empleadas para localizar la posición de una fuga en un tanque presurizado.

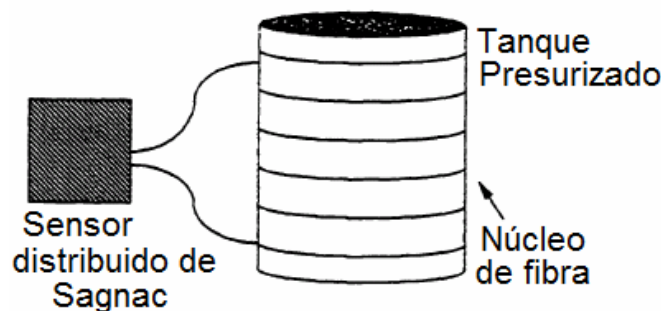


Figura 2.16 Detección de fugas en un tanque presurizado.

Mediciones espectrales

Al introducir diferencias de frecuencia controladas entre los haces de luz en contra-propagación en un lazo de Sagnac es posible explorar a través de una serie de líneas de interferencia.[12-14] La dispersión en un núcleo de fibra óptica resulta en un dependencia de la longitud de onda de la separación entre las líneas de interferencia. Empleando una diferencia de frecuencia grande en el interferómetro de Sagnac, puede ser empleado como un espectrómetro para caracterizar fuentes de luz o de manera alterna con una buena fuente de luz calibrada puede medirse efectos de dispersión en una fibra óptica.

Aplicaciones del efecto Sagnac

Citando el artículo “A new area of the FO Sagnac interferometer application”

En éste se discute una nueva aplicación del FOSI, el presente dispositivo es una optimización para la detección de magnitudes físicas de especial medición. Generalmente, un sismómetro rotacional es se diseña en función de calibrar sismógrafos electromecánicos y algunos de otros tipos; asimismo como un nuevo sensor para la detección de eventos sísmicos rotacionales. La detección de la rotación absoluta mediante el sistema es ventajosa, en comparación con los sismómetros rotacionales actuales, que calculan eventos rotacionales de manera indirecta. Se describe la comparación realizada entre los datos obtenidos por sismómetro rotacional en fibra óptica y uno electromecánico. Adicionalmente, se discute la aplicación del anillo interferométrico en fibra óptica basado en la configuración de Sagnac para la investigación de los parámetros de la estabilidad de la polarización de la luz utilizada en la fibra óptica del sismómetro rotacional.

INTRODUCCIÓN

Las ondas sísmicas clásicas describen solamente el movimiento de las partículas del suelo relacionadas con su desplazamiento. Otros tipos de movimiento de las partículas del suelo puede asociarse con los efectos rotacionales causados por los terremotos o por la interacción entre ondas sísmicas y las propiedades micromórficas de las rocas. Inicialmente, estos efectos se han explicado mediante las propiedades inerciales de objetos situados en la superficie de la tierra cuando son afectados por ondas sísmicas. Recientemente, dichos eventos con tratados como ondas sísmicas las cuáles se originan en el caso de una elasticidad no lineal debida a las características del medio, es decir, su estructura interna.

El principal interés en éstas ondas es que se encuentran conectadas principalmente con importante información sísmica contenida en ellas; proporcionan información detallada del tiempo de llegada de las ondas SH, porque la componente rotacional del eje vertical es sensible a las ondas SH, no siendo así para las ondas tipo P-SV.

Se realizó una simulación que desafortunadamente, mostró que los movimientos rotacionales son más pequeños comparados con la amplitud de los movimientos traslacionales. Por ende, es necesaria una sensibilidad muy alta para detectar los movimientos traslacionales en un sismómetro convencional, sin embargo los movimientos rotacionales pueden limitar dicha sensibilidad. Así mismo, existe un gran problema con respecto a la calibración, debido a que existen dos dispositivos totalmente

diferentes e independientes para medir las componentes rotacionales obtenidas de manera indirecta en cada uno de los dispositivos.

La ventaja más grande del dispositivo presentado es que se puede realizar la medición de la velocidad de la rotación absoluta alrededor de cualquier eje perpendicular al plano del camino óptico, asimismo no es sensible a la distorsión o a movimientos lineales.

Este diseño está basado en la configuración clásica del giroscopio en fibra óptica (FOG por sus siglas en inglés). Sin embargo, la optimización básica del sistema para la detección de la rotación carece de la detección de movimientos angulares, por lo que esta es la diferencia básica de las aplicaciones típicas con el giroscopio. Por otro lado, la detección de la rotación absoluta es una ventaja en éste sistema si se compara con otros sismómetros que realizan cálculos rotacionales de manera indirecta.

Durante éste trabajo se hablará del FORS-I (fiber optic rotation seismometer por sus siglas en inglés) diseñado para evaluar otros dispositivos electromecánicos y también para medir eventos sísmicos rotacionales.

Descripción del funcionamiento del sismómetro rotacional electromecánico.

El sismómetro rotacional basado en dispositivos sísmicos electromecánicos es muy comúnmente utilizado; se le conoce como TAPS (two antiparallel pedulum seismometer por sus siglas en inglés) está formado por un par de sismógrafos situados en un eje en común y conectado en paralelo, pero con orientación opuesta. Su funcionamiento básico es el siguiente: cuando existe un movimiento en la tierra, se generan desplazamientos y rotación, que llamaremos SEM que se graba en un sismómetro que mide el desplazamiento y el movimiento de rotación, y después se multiplica por la longitud del péndulo, para así proporcionar la SEM total compuesta por el movimiento a la derecha y hacia la izquierda. Sin embargo, se observa que dicho procedimiento puede ser infructuoso debido a que si existe una diferencia en las características de la atenuación en cada una de las componentes. Debido a esto se genera un error en la sensibilidad del sistema, porque éste se produce en la señal de muestreo utilizada en durante el registro de los datos genera dicho error. El error se presenta principalmente en la región donde la amplitud de los eventos rotacionales tienen una pequeña amplitud en comparación con la traslacional. Debido a esto, el problema principal del método de calibración para el TAPS es la credibilidad de éste, es decir la credibilidad de su operación.

Diseño del sismómetro rotacional en fibra óptica

El dispositivo sismómetro rotacional en fibra óptica está basado en el FOG en lo que se llama mínima configuración; se tiene 1.0mW en la fuente láser que opera en la longitud de onda 1300nm y un sensor de lazo cuya longitud es de 0.1m que contiene 400m de fibra PANDA. La detección se realiza mediante un amplificador Lock-in realiza la detección sincronizada al proceso de calibración. Adicionalmente, se usa una estación tipo KST para el procesamiento de los datos, el convertidor digital-analógico trabaja con una señal de muestreo de 1kHz y después la vuelve a muestrear a la frecuencia de 100Hz.

Debido a que las pérdidas ópticas totales resultaron de 30dB, la sensibilidad teórica del sistema conectado con el nivel de ruido del sistema es igual a $0.14(\text{deg/h})/(\text{Hz})^{1/2}$. El proceso para obtener la medición tiene una sensibilidad de 1.15deg/h la cuál es el doble del peor valor esperado aplicando una banda de detección de 20 Hz. Al realizar la

discriminación de la mayor fuente de ruido resultó ser la fluctuación en la polarización de la fuente de luz implementada.

Usualmente, la mayor fuente de ruido en el interferómetro de fibra óptica de Sagnac (FOSI por sus siglas en inglés) aplicado al giroscopio es el drift, debido a que proporciona la posición angular como resultado del tiempo de integración de la velocidad de rotación detectada; por tanto, la exactitud final del sistema está ligada al proceso de integración. La sensibilidad del sistema crece con un tiempo de integración estrecho (narrow) pero para minimizar el drift se debe realizar lo opuesto, es decir ensanchar el tiempo de integración. La aplicación FOSI en comportamiento del FORS, donde el parámetro final es la velocidad de rotación Ω es obtenida directamente del cambio de fase del dispositivo de Sagnac, el cuál no necesita un proceso en el tiempo de integración. Esto da la posibilidad de eliminar la influencia del drift en la precisión del sistema para la opción adecuada de la señal de banda de salida. El filtro digital incluido en la estación KST proporciona dicha selección debido a que su frecuencia inferior es igual a 0.1 Hz, la cuál generalmente limita de fluctuaciones ambientales en el FOSI, donde la frecuencia superior es de 20 Hz, que es la misma que la del sistema lock-in y dicho valor es la frecuencia característica y es la que se espera alcanzar para ondas sísmicas rotacionales.

- **Ondas longitudinales, primarias o P:** tipo de ondas de cuerpo que se propagan a una velocidad de entre 8 y 13 km/s y en el mismo sentido que la vibración de las partículas. Circulan por el interior de la Tierra, atravesando tanto líquidos como sólidos. Son las primeras que registran los aparatos de medida o sismógrafos, de ahí su nombre "P". [cita requerida].
- **Ondas transversales, secundarias o S:** son ondas de cuerpo más lentas que las anteriores (entre 4 y 8 km/s) y se propagan perpendicularmente en el sentido de vibración de las partículas. Atraviesan únicamente los sólidos y se registran en segundo lugar en los aparatos de medida.
- **Ondas superficiales:** son las más lentas de todas (3,5 km/s) y son producto de la interacción entre las ondas P y S a lo largo de la superficie de la Tierra. Son las que producen más daños. Se propagan a partir del epicentro y son similares a las ondas que se forman sobre la superficie del mar. Este tipo de ondas son las que se registran en último lugar en los sismógrafos
- SENSIBILIDAD DEL SISTEMA EN GRADOS POR HR SOBRE Hz
- PROBABILIDAD SE QUE ALGUNOS ERRORES SE GENEREN, TIPOS E HIPOTESIS.

Conclusiones del segundo capítulo.

En éste segundo capítulo se establecieron las bases para comprender de manera sencilla el funcionamiento del interferómetro de Sagnac basado en el efecto del mismo nombre descubierto a principios del siglo XX. Se hizo especial hincapié en que se debe observar el sistema de Sagnac en reposo, en movimiento, es decir en rotación y comparar la onda de co-rotación y la onda de contra-rotación en el divisor de haz se realiza en el mismo punto, pero no al mismo tiempo, y es aquí donde radica la importancia del efecto de Sagnac y se establecen las bases para utilizar el interferómetro como sensor angular, ya sea en óptica de volumen en la fibra óptica o en el medio de propagación más simple, en el aire.

A lo largo de éste trabajo se ha visto que el interferómetro de Sagnac puede ser empleado para medir una amplia variedad de efectos y parámetros físicos y pueden ser configurados específicamente para medir rápidamente un parámetro con variación muy rápida o muy lenta. Esta respuesta de sensado de posición genera que sea posible medir con sistemas de sensado distribuidos y se tiene la posibilidad de emplearse el interferómetro de Sagnac como un instrumento de caracterización espectral de fuentes de luz y fibra óptica.

A lo largo de éste capítulo se ha hecho plausible que los sensores mecánicos han sido sustituidos casi por completo por sensores más estables, de mejor respuesta, más pequeños, de estado sólido y menos costosos, por lo que aquí radica la importancia de ésta investigación; el poder dar una mejor caracterización de un sistema para que sus grandes ventajas pueda implementarse en diferentes aplicaciones.

Durante éste capítulo se establecieron las bases para comprender el funcionamiento del interferómetro de Sagnac, y asimismo comprender lo que se realizó en el siguiente capítulo donde se muestra el porque se utilizó una fuente superluminiscente para optimizar las características en la salida del sistema, es decir para que su comportamiento sea lo más cercano al ideal.

Fue muy difícil realizar una selección de los mejores artículos que utilizan éste interferómetro, por que además de ser muy numerosos, son muy diferentes entre sí por lo diferente de las aplicaciones en donde han sido implementado, sólo se consideraron algunos de los mejores y que han obtenido grandes resultados.

BIBLIOGRAFÍA PARA EL SEGUNDO CAPÍTULO

1. Eric Udd, "Fiber optic sensors, An introduction for engineers and scientists" John Wiley & sons, 1990.
2. Francis T.S. Yu, Shizhuo Yin, "Fiber Optic Sensors", Marcel Dekker, Inc., 2002.
3. Edward L. Safford "Introducción a la fibra óptica y el láser", Paraninfo, 1988.
4. Hetch Eugene, "Óptica", Tercera edición, Addison Wesley 1998.
5. Kjell J. Gasvic Optical metrology 3rd Ed. John Wiley & sons 2002.
6. Daniel Malacara, "Óptica tradicional y moderna" Colección la ciencia para todos. FCE Fondo de cultura económica 1989.
7. G.E. Sandoval Romero, V.A. Nikolaev, "Límite de la detección del giroscopio de fibra óptica usando una fuente de radiación superluminiscente"
8. Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich, "Fundamentals of fotonics" Interscience publications
9. Cabrera José Manuel, Agullo López Fernando, Óptica electromagnética Vol.II; Materiales y aplicaciones, Adisson-Wesley Universidad Autónoma de Madrid 2000
10. Dally James W., Riley William F., "Instrumentation for engineering measurements" John Wiley & sons, 2nd Ed. 1993
11. Lefèvre Hervé, The fiber optic Gyroscope Photonetics. Artech house Inc. 1993
12. A new area of th fiber-Optic Sagnac Interferometer Application. Jaroszewicz Leszek R., Krajewsky Zgigniew, Solarz Lech, .Proceedings SBMO/IEEE MTT-S IMOC, 661-666, 2003.
13. H.H Cerecedo, E.A.Kuzin, "Breve revisión del estado actual del interferómetro de Sagnac formado con fibra óptica de alta birrefringencia", Rev. Mex. Fís. 46, 512-517, 2000.
14. Single Sagnac's Interferometers Instrumentation, based in the Best Detection Limit. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.
15. Detection limit of Sagnac's interferometer. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.

16. Interferometric fiber optic Gyro technology (IFOG). Dwayne W. Heckman, Baretela Michael. United States Navy. Electronic Systems & missile Systems, Anaheim CA. IEEE AES Systems magazine 2000.
17. 1.06-um all fiber gyroscope with noise subtraction. Moeller R.P., Burns W.K. Naval research laboratory, Washington D.C. Optic letters Vol. 16, No. 23 1991.
18. SNR Enhancement of intensity Noise-Limited FOGs. Rabelo, Renato C.,T. de Carvalho Ricardo, Blake James. Journal of lightwave technology, Vol18, No.12 2000.
19. Excess noise in fiber gyroscope sources. Burns W.K., Moeller R.P., Dandridge A. IEEE Photonics Technology Letters, Vol.2 No.8 1990.
20. Excess noise reduction in fiber gyroscope using broader spectrum linewidth Er-Doped Superfluorescent fiber laser. Iwatsuki K. IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3 No.3 1991.
21. Sensor óptico de movimientos angulares. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.
22. 0mW superfluorescent single-mode fiber source at 1060nm. Liu K., Digonnet M, Show H.J. Electronics Letters Vol.23 1987.
23. Quantum noise in superluminescent diodes. Yurek A.M., Taylor H.F., Goldberg L., Weller J.F., Dandridge A. IEEE J. Quantum Electronics 1986.
24. Er-doped superfluorescent fiber laser pump by 1.48um laser diode. Iwatsuki K. IEEE Photon Technology Letters. Vol.2 1990.
25. Spectral characteristics of high power 1.5 broadband superluminescent fiber sources. Wysocki P.F., Digonnet M.J.F., Kim B.Y. IEEE photon Technology Letters. Vol.2 1990.
26. Fiber fluorescent sources for fiber gyro applications. Burns W.K., Dulling III I.N., Goldberg L., Moeller R.P., Villaruel C.A., Snitzer E., H.Po. Springer Physics Paris 1989.
27. Erbium-doped fiber superfluorescent source for the fiber gyroscope. Morkel P.R. Springer Physics Paris 1989.
28. Sensing and instrumental applications of the Sagnac fiber optic interferometer. Udd Eric. SPIE Vol. 2341 Interferometric fiber sensing 1994.

III Tercer capítulo. Optimización de las características de salida del interferómetro de Sagnac implementado en fibra óptica.

INTRODUCCIÓN

Desde hace algunas décadas ha habido gran auge en los sensores, ya se ha hecho hincapié de esto durante toda la investigación; en que son un tipo de transductores basados en una técnica de medición que detectan magnitudes físicas de diversas índoles (variables de instrumentación o parámetros físicos) y las transforman en variables eléctricas, de manera que mediante una fase de detección electrónica puede conocerse la variación más pequeña del parámetro físico que se está midiendo, por ejemplo, en los sensores basados en fibra óptica, se pueden realizar mediciones de longitudes de hasta nanómetros o de menor escala.

Se ha hablado de que en sus orígenes el interferómetro de Sagnac no era fácil de manipular y no se contaba con la facilidad de obtener resultados trascendentes con el primitivo diseño de fines del siglo XIX y principios del siglo XX. Existieron algunos diseños vanguardistas para mediados del siglo XX, sin embargo, su relevancia no tuvo punto de discusión en la década de los años sesentas con el advenimiento del láser, cuando se regresó a modernizar éste sistema interferométrico.

Algunos de los sistemas de sensado óptico existentes fueron modificados con la llegada de las fibras ópticas, las cuáles cambiaron el medio de propagación en que se había trabajado con la luz, es decir, que de propagarse en aire pasaron a propagarse en un medio confinado, dentro de la fibra óptica. Debido a esta ventaja se logró incrementar la longitud de propagación en un núcleo de fibra y por lo tanto el área que ésta encierra en el efecto Sagnac, por lo que hubo una miniaturización de los dispositivos que se usaban hasta ese momento; éste es un paso fundamental en el diseño del interferómetro, debido a que el área con la cuál se trabajará se encuentra ligada a la sensibilidad que será alcanzada por el dispositivo.

El principio físico enunciado por Georges Sagnac en 1913 es el mismo que se aplica en éste trabajo de investigación, y el cuál fue también usado en 1925 por Michelson y Gale para medir la velocidad de rotación de la tierra. Sin embargo, en el diseño que se presenta en ésta investigación, no es necesario un sistema interferométrico de grandes dimensiones para realizar mediciones gracias al embobinado en fibra óptica, el cuál posee numerosas vueltas y con esto se alcanza una sensibilidad adecuada debido al incremento del área en el embobinado.

Históricamente, el primer interferómetro en fibra óptica fue construido por Valí y Schorthill en el año de 1967, del cuál se tienen los primeros registros de pruebas de que haya funcionado; y es en éste diseño en el cuál se basa nuestra implementación para el interferómetro usando una fuente superluminiscente. La aplicación más importante del interferómetro de Sagnac es sin lugar a dudas la del giroscopio en fibra óptica con el cuál se han podido llegar a medir magnitudes de $0.001 [^\circ/\text{Hr}]$ es por esto que se ha tomado como base para usarse en otro tipo de sensores de muchísimas clases, como sensores magnéticos, de campos eléctricos, de presión, acústicos, de temperatura. etc.

No obstante es muy importante recalcar las variadas aplicaciones que se le han realizado con el interferómetro de Sagnac en diversos campos como la industria, educación,

investigación, comercial, etc. y aunque ha sido necesario realizar algunas modificaciones a la arquitectura de diseño orientada a la necesidad específica de la aplicación en la que será sometido el interferómetro de Sagnac, la configuración básica siempre se mantiene con los elementos primarios que lo conforman. Aun cuando el interferómetro sufra diversas modificaciones con la finalidad de lograr algún objetivo de medición o sensado, estos elementos básicos se mantienen inamovibles, dichos elementos son: la fuente de luz, la fibra óptica, los acopladores ópticos, el núcleo de fibra y el fotodetector. Aun cuando la finalidad de medición o sensado pueda ser de algún parámetro físico diferente al movimiento angular, estos elementos básicos del interferómetro de Sagnac se mantienen constantes en cualquier aplicación. [18-29]

Existen muchos ejemplos de sistemas de sensado o medición de diversos parámetros físicos basados en el interferómetro de Sagnac [15-23], sin embargo todos ellos mantienen la configuración clásica del interferómetro y los elementos básicos antes mencionados, aún cuando se realizan algunas modificaciones al esquema, tanto la configuración como los elementos básicos se mantienen y solo algunos cambios en la trayectoria de la luz para acondicionar las características propias de la etapa de detección del parámetro físico o del mismo parámetro físico son las que sufren la modificación, para esto es necesario agregar algún o algunos elementos extra a la configuración básica.

Por lo tanto, el parámetro físico que se está sensando pasa a ser parte del sistema de medición la configuración de Sagnac, solo se determina agregar los elementos extra necesarios al esquema básico del interferómetro de Sagnac. De aquí que al mantenerse los elementos básicos en la implementación, la mejora en cualquiera de estos elementos generara una mejora directa en cualquier sistema de sensado basado en el interferómetro de Sagnac.

Las posibilidades de mejora del esquema básico del interferómetro de Sagnac son varias, no obstante, es necesario intervenir en varios campos para lograr este objetivo, ya que si lo que se desea mejorar es la fibra óptica o el fotodetector, es necesario recurrir al área de materiales para conocer la estructura y el funcionamiento de cada uno de estos elementos para poder mejorar alguno de ellos. Sin embargo también parecería que es el mismo sentido que se tomaría al tener como objetivo la mejora de la fuente de luz, pero aquí es donde regresamos al primer capítulo, donde se explica con claridad los tipos de fuente y sus ventajas entre ellas, es por ello que no es necesario realizar una mejora en la fuente de luz láser, sino analizar los pros y contras de las características de las que se tienen en algún otro tipo de fuente para trabajar con está en lugar de la fuente láser.

Aquí radica la importancia de ésta tesis, en la que al plantearse mejorar las características de salida del interferómetro de Sagnac, es necesario conocer a fondo su principio físico y los elementos que lo componen, además de realizar un análisis a fondo de las diferentes áreas de mejora de salida entregada por el interferómetro y de las posibles causas. Es por ello que al conocer el área de oportunidad del parámetro o parámetros a mejorar, y el elemento al que está ligado, es posible encontrar las mejoras necesarias en alguno de ellos basados en el conocimiento de estos y aplicarlos en el esquema básico para verificar la hipótesis propuesta; para ello, la propuesta que en ésta tesis se hace es la de cambiar la fuente de luz de un láser a una fuente

súperluminiscente. En este capítulo se trata claramente de cómo fue realizada esta propuesta, cómo fue realizado el cambio y los resultados obtenidos.

3.1. Implementación de una fuente súperluminiscente en fibra óptica dopada, para bombear el interferómetro de Sagnac en fibra óptica.

La propuesta de mejora que se planteó es sobre la fuente de luz como se mencionó anteriormente, esto es, cambiar la fuente de luz láser por una fuente de luz súperluminiscente. Fue necesario conocer las características propias de cada una de ellas, su funcionamiento físico y las ventajas y desventajas de cada una de ellas, este estudio se realizó en los capítulos anteriores. Esta propuesta tiene como objetivo mejorar las características de salida del interferómetro de Sagnac, por lo que de acuerdo al estudio de estas fuentes es posible mejorar la estabilidad en temperatura de la fuente y ancho de banda de salida del interferómetro de Sagnac modificando empleando la fuente súperluminiscente. Para ello fue necesario no solo conocer la fuente súperluminiscente en sus características, principio y funcionamiento físico, sino construir una fuente para alcanzar el propósito.

Para poder realizar un buen diseño de una fuente súperluminiscente y alcanzar las ventajas de sus características, en primera instancia fue necesario caracterizar cada uno de los elementos que la conforman, para así poder determinar si el comportamiento obtenido es el esperado. Es de esta manera que se realizó la caracterización de un diodo láser de 325mW como fuente principal de luz.

Para ello se analizó la estabilidad de la potencia de este dispositivo en el tiempo. Esto se logró midiendo la potencia entregada por el láser durante casi 4 horas y media (16,000 segundos). El resultado se muestra en la figura 3.1

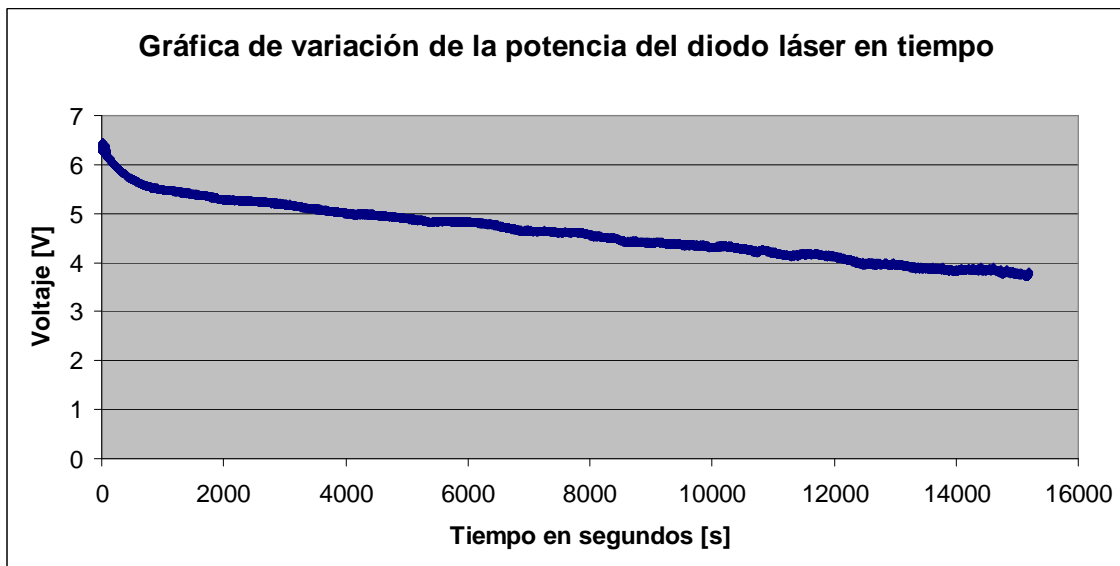


Figura 3.1. Gráfica de estabilidad de la fuente láser en un tiempo de 16,000 segundo (casi 4 horas y media).

Como se observa en la gráfica de la figura 3.1, la potencia entregada por el diodo láser varía con respecto al tiempo, decayendo de aproximadamente 7.5 V a 3.5 V en casi 4 horas y media. Esto nos muestra que al emplear un diodo láser en un sensor y realizar

mediciones en diferentes tiempos, no se tendría una repetibilidad adecuada y por lo tanto no este dispositivo no arroja los mismos resultados para diferentes tiempos en el mismo sistema de sensado.

Posteriormente al conocer la respuesta del láser se analizó la del divisor de haz (figura 3.2) o WDM multiplexor divisor de longitud de onda (wavelength division multiplexing por sus siglas en inglés). Una vez alcanzado este objetivo se caracterizó el diodo láser junto con el divisor de haz y una fibra óptica dopada con tierras raras. En éste caso en específico la fibra óptica está dopada con Erblio, dicha caracterización nos dará el comportamiento práctico de toda la fuente súperluminescente, la cual esta formada por estos tres elementos principalmente; una fuente láser, un divisor de fibra óptica y una fibra dopada con tierras raras.

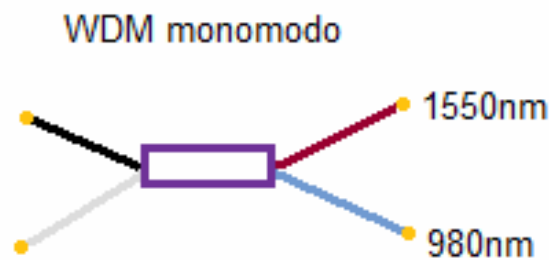


Figura 3.2. DWM Multiplexor divisor de longitud de onda monomodo.

Para lograr que el sistema deseado fuera una fuente superluminescente, fue necesario que los tres elementos estén conectados de manera secuencial, primero la fuente de luz láser que esta conectada a un divisor de fibra óptica y posteriormente el divisor de fibra óptica debe estar conectado a la fibra óptica dopada. Para lograr este propósito es necesario empalmar las fibras ópticas con las que cuentan estos elementos, como el pig-tail del láser a uno de los brazos del divisor y otro de los brazos del divisor a la fibra óptica. Se realizaron diversas series de empalmes: primero entre el diodo láser y el divisor de haz, y después entre la salida del divisor a 1550nm (punta roja) y la fibra óptica dopada con tierras raras. Estos empalmes fueron realizados varias veces hasta lograr los empalmes óptimos con la menor cantidad de perdidas en cada uno de ellos.

Debido a que los fotones que son amplificados en la fuente láser son los que se generan de manera espontánea; como se expuso en el primer capítulo, tenemos la configuración de fuente súperluminescente inversa, la cuál filtra el bombeo mediante un multiplexor de longitud de onda (WDM) el cuál llamamos divisor de haz, que tiene las características de trabajar en 980 y 1550 nm.

La caracterización de fuente láser se realizó con la finalidad de lograr una mayor seguridad de que esta fuente trabaja con las características entregadas por el fabricante, para lo cual se realizaron mediciones con tres equipos diferentes, con 2 analizadores de espectros, uno óptico de la marca Advantest y el otro de la marca EdmundOptics. Con estos analizadores de espectros se midió la estabilidad de la longitud de onda con uno y la estabilidad en longitud de onda y potencia con el otro. El tercer equipo fue un arreglo de instrumentación para medir la estabilidad de potencia del diodo láser en el tiempo. A continuación se muestran los resultados obtenidos.

En la figura 3.3 se puede observar la longitud de onda en la cuál el láser esta trabajando, la cual es de alrededor de 981nm. Debido a que el equipo no ha sido calibrado recientemente sólo nos sirve como referencia para verificar la longitud de onda del láser que se ocupará para nuestras mediciones.

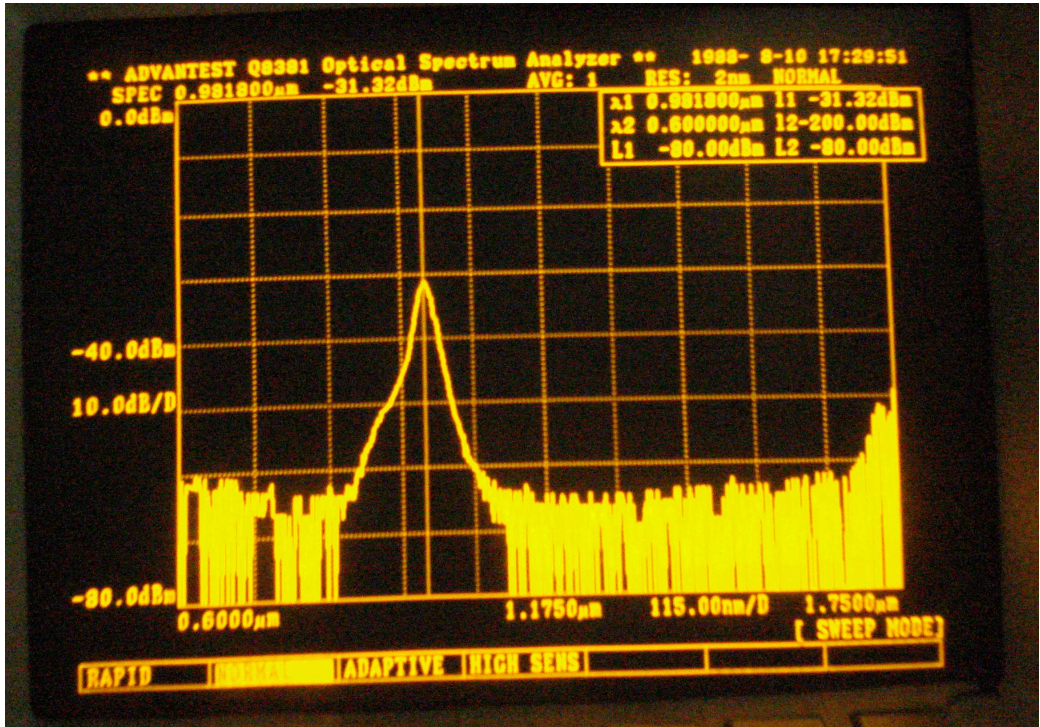


Figura 3.3. Espectro obtenido con el espectrómetro óptico advantest para la caracterización del diodo láser empleado.

En la figura 3.4 se observa el comportamiento del diodo láser en longitud de onda y en potencia, se observa que aunque tiene una buena respuesta en la intensidad relativa porque casi llega al máximo, se comienza a saturar cuando apenas está en 12 mA.

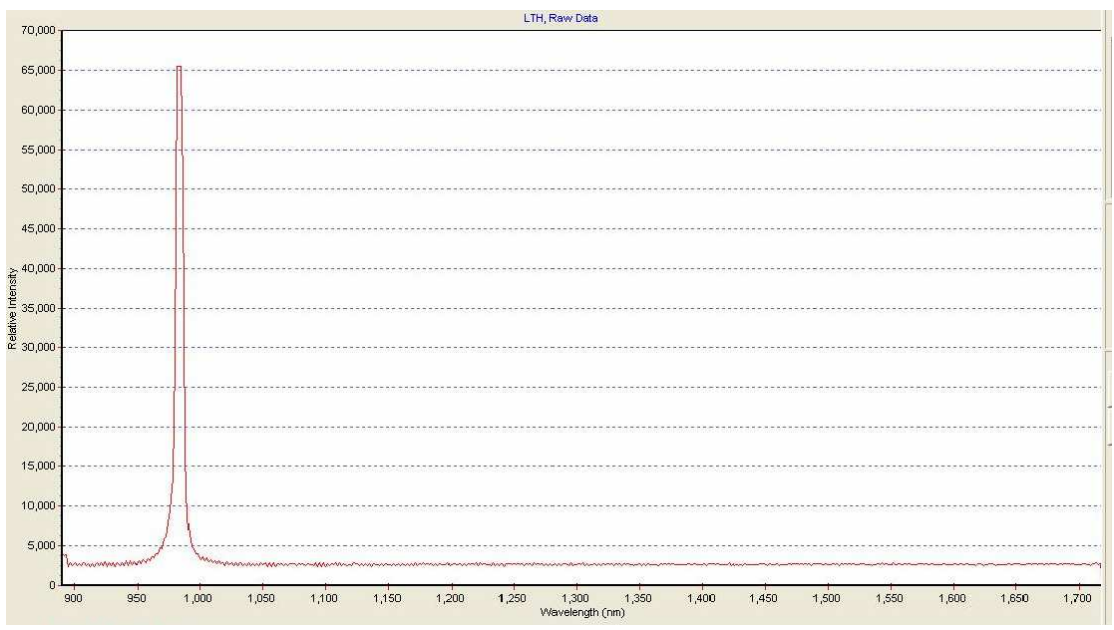


Figura 3.4 Comportamiento del diodo láser, en la gráfica se muestra en el eje de las abscisas la longitud de onda en nm y en el eje de las ordenadas intensidad relativa en $\mu\text{W}/\text{cm}^2/\text{nm}$.

Debido a la saturación de la potencia del láser por la corriente de polarización fue necesario realizar la optimización en la respuesta de potencia del mismo. Este es uno de los principales aspectos que se deben tomar en cuenta cuando se está trabajando con una fuente láser, ya que la saturación de la misma por la polarización genera inestabilidad en la longitud de onda y en la potencia. Uno de los objetivos de ésta tesis es lograr la estabilidad de la fuente que alimenta al interferómetro de Sagnac, por lo que al proponer una fuente superluminiscente como fuente de bombeo es necesario lograr una fuente con alto grado de estabilidad y por lo tanto la fuente láser principal debe de ser lo mas estable posible. De esta manera se midió la curva de respuesta en potencia del láser debido a la corriente de polarización.

Para obtener la mejor respuesta del láser se realizó la calibración del mismo, mediante la variación de la corriente en el controlador del diodo láser en corriente y temperatura; asimismo se fue midiendo la potencia de salida que se leía en el medidor de potencia de marca ILX. En la figura 3.4 se muestra que a 21mA de corriente se alcanza una intensidad relativa máxima de $65000\mu\text{W}/\text{cm}^2/\text{nm}$. Esto indica que ya se sabe la potencia máxima que nos proporcionará el láser, y de ésta manera se podrá conocer el comportamiento del diodo láser mediante tres equipos diferentes y es así como se corroborará si el comportamiento del diodo láser tiene una buena repetitividad o si es reproducible.

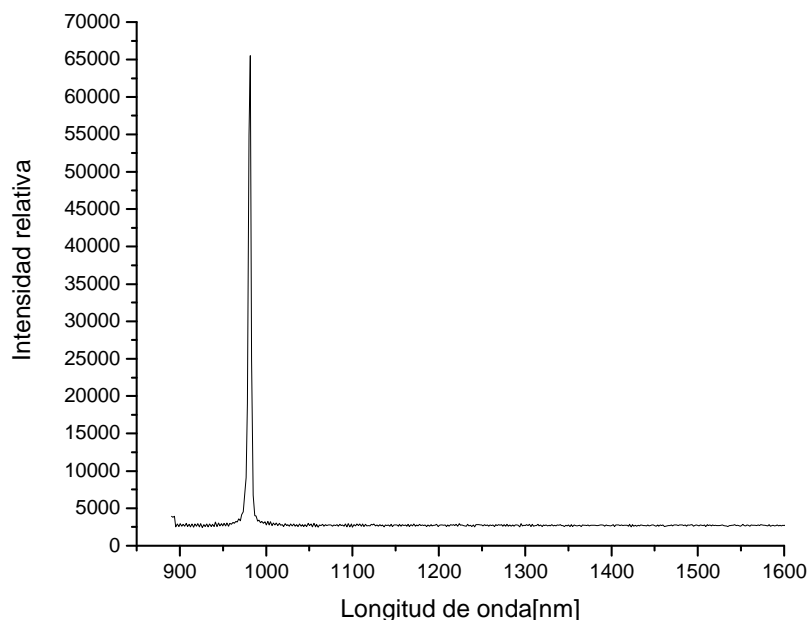


Figura 3.5. Se muestra en el eje de las abscisas la longitud de onda y en el eje de las ordenadas la intensidad relativa en $\mu\text{W}/\text{cm}^2/\text{nm}$.

La figura 3.5 realizada en el programa Origin fue tomada cuando el diodo láser tenía un valor de potencia de 21mA. Para lograr la curva de respuesta del láser de la potencia

con respecto a la corriente de polarización se realizaron las mediciones tanto con el analizador de espectros como con el medidor de potencia. Se observa que la repetitividad de la señal es aceptable, debido a que se tienen los mismos valores, aunque fueron tomados por diferentes equipos.

Para la figura 3.6 se obtiene la respuesta de la caracterización del láser, como se puede observar la potencia crece con respecto a la corriente, sin embargo cuando se tiene un valor de 450[mA] se obtiene el valor máximo de potencia, y aunque se aumente la corriente en el diodo láser lo que se genera es una saturación en la señal, por lo que el mejor valor de la medición se fijará a 450[mA], aunque se realicen mediciones para valores más grandes o más pequeños sólo para verificar lo anterior.

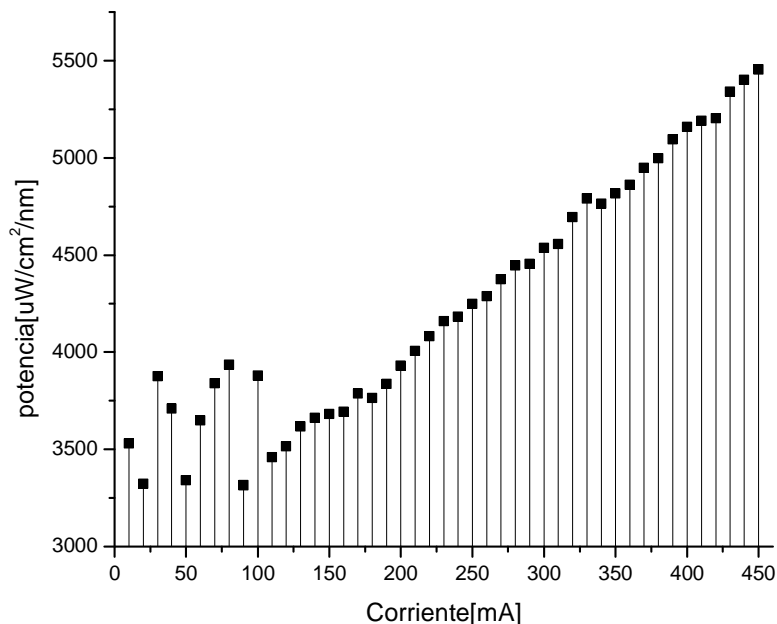


Figura 3.6. Se muestra la curva característica del láser a diferentes valores de corriente, se aprecia que para 450[mA] se tiene la mejor respuesta.

Para lograr esta curva se realizó la medición varias veces incrementando la corriente de polarización del láser y midiendo la potencia entregada por el mismo. Para valores de corriente de polarización entre 0 y 110mA la señal es muy inestable en potencia por lo que la variación es muy grande para este intervalo de corrientes. En este intervalo el fabricante menciona que se tiene un comportamiento de LED y pasando el umbral de 110 mA se logra la emisión láser por lo que tenemos a partir de este punto mayor estabilidad y comportamiento lineal como se observa en la figura. Por lo tanto el valor óptimo de corriente es 450mA con la mejor estabilidad.

3.2. Implementación y caracterización de los elementos involucrados en el sistema utilizando un interferómetro de Sagnac implementado en fibra óptica.

Una vez que se tiene una calibración aceptable del diodo láser y obteniendo los valores de potencia óptimos, para este láser en particular 450[mA] de corriente de polarización, se analizó el divisor de haz (DWM) para realizar su calibración, cabe hacer mención que se realizaron varias series de empalmes de las fibras entre la salida del diodo láser y la entrada del divisor de haz. Primeramente no se contaba con personal que supiera manejar el equipo para realizar los empalmes necesarios, y como tampoco se tuvieron los recursos económicos para enviar una persona a capacitarse al país de origen del equipo, se invirtió mucho tiempo tratando de lograr empalmes aceptables que no tuvieron pérdidas significantes y que estos fueran resistentes a los movimientos que se iban a realizar durante todas las diferentes etapas del montaje.

Finalmente se lograron empalmes aceptables, esto es con pocas pérdidas, por lo que se procedió a evaluar cuál divisor de haz sería el adecuado para nuestro objetivo, que es obtener una fuente súperluminiscente con una potencia y una longitud de onda estable y con un amplio ancho de banda que proporcionará la sensibilidad buscada.

Primero se implementó un divisor de haz que presenta conectores FC en sus cuatro extremos, por lo que se montaron los adaptadores FC-FC para que se redujeran las pérdidas por acoplamientos en las uniones de conexión lo mejor posible. Una vez que ya se tuvieron las conexiones necesarias en la entrada del divisor de haz y en su salida, se realizaron las mediciones con el analizador de espectros y el medidor de potencia.

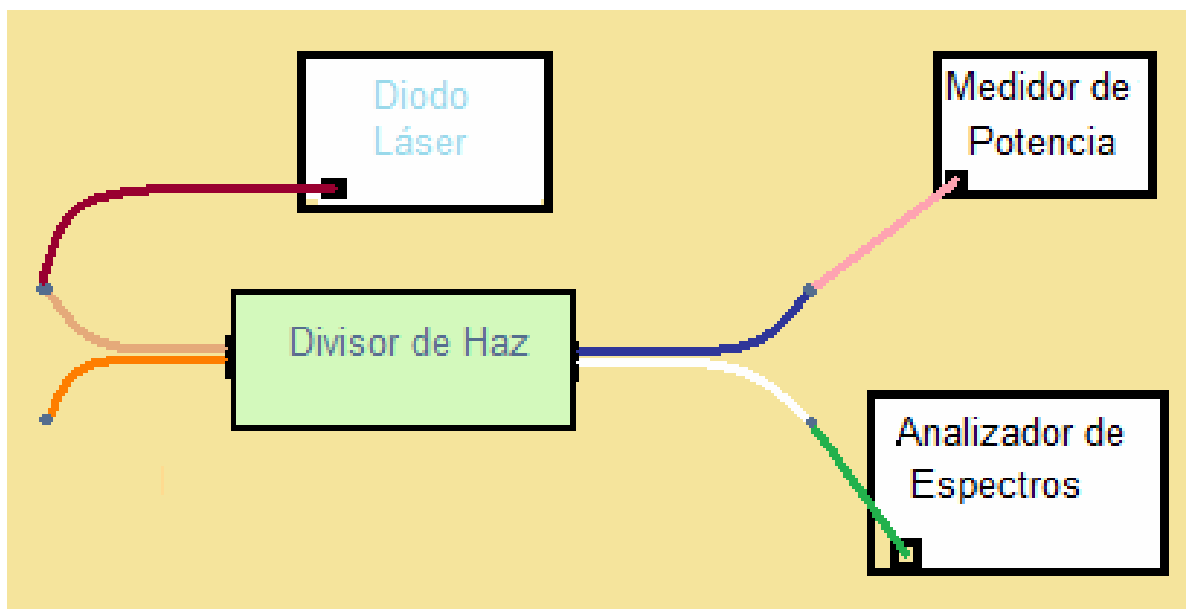


Figura 3.7. Implementación del diodo láser en la entrada del divisor de haz y las salidas hacia los medidores de potencia y analizador de espectros.

Cabe hacer mención que el medidor de potencia tiene 2 cabezas sensoras con diferente rango de medición, y aunque cubren todo el espectro necesario para éste trabajo (1300-1700[nm]), tienen un pequeño orificio donde no podía ponerse directamente la fibra

hacia la cabeza sensora, por lo que al medir en la salida de los divisores de haz y en la salida del embobinado de fibra óptica se debió colocar en la salida de la fibra desnuda un conector temporal.



Figura 3.8. Medidor de potencia de la marca ILX.



Figura 3.9. Conector temporal para fibra óptica desnuda.



Figura 3.10. Salida azul del divisor de haz, se observa la mejor medición para 14.2mA. De la figura 3.10 se ha obtenido el espectro para 14.2mA con los que se alimenta el diodo láser, sin embargo se observa que comparando con las gráficas anteriores de caracterización del diodo láser se tiene un nivel de ruido más grande, por lo que se volvieron a realizar algunas series más de toma de lecturas hasta que se encontraron las mejores que tuvieran la menor variación y el menor ruido posible variando la corriente de polarización del diodo láser.

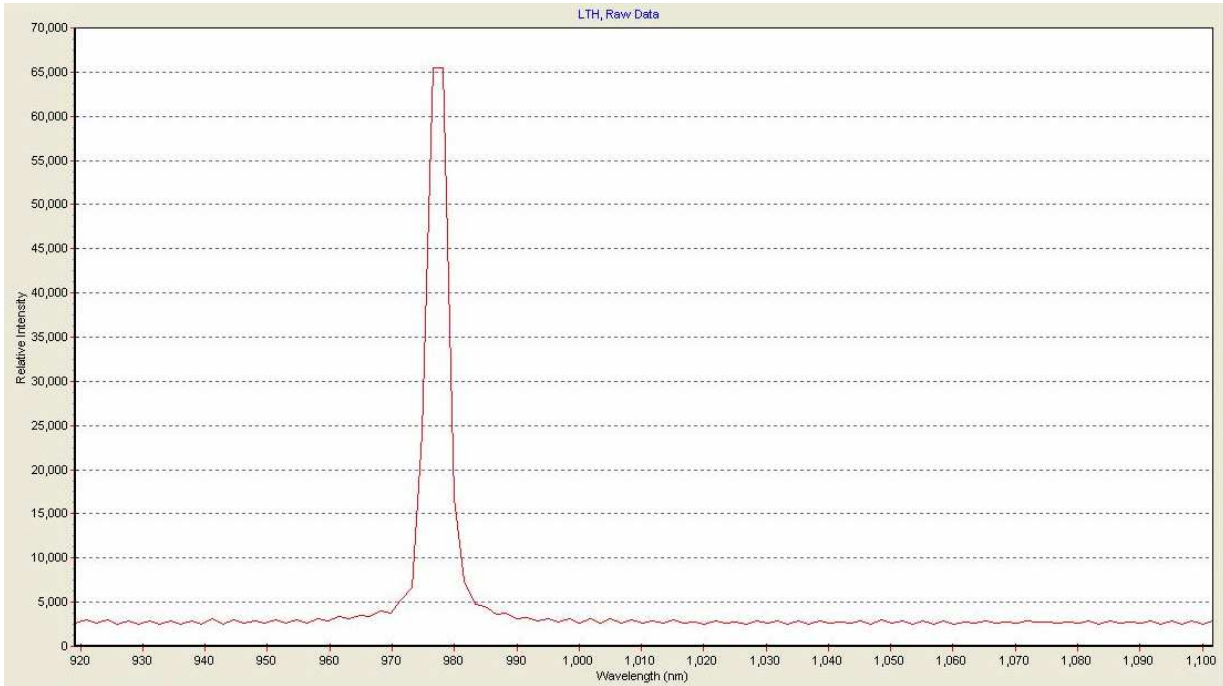


Figura 3.11. Salida azul del divisor de haz se observa el espectro para 19[mA].

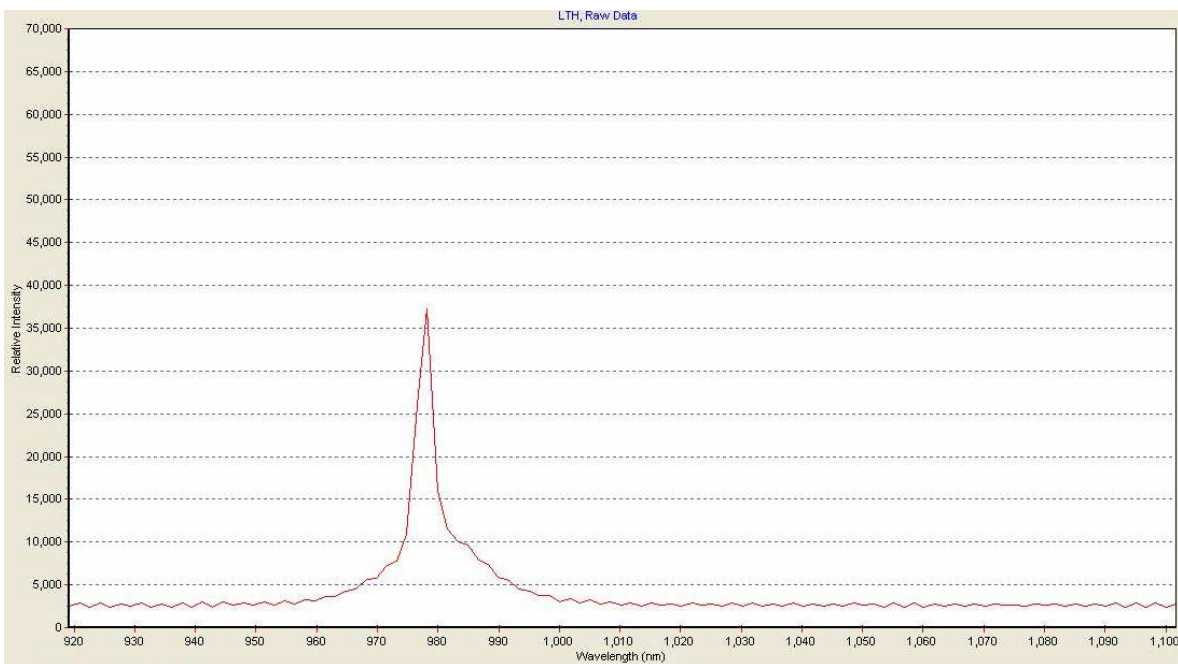


Figura 3.12. Salida blanca del divisor de haz se observa el espectro para 14[mA].

De las figuras anteriores se concluye que el nivel de ruido que se presenta en la toma de lectura para el analizador de espectros es más grande de lo esperado, y tampoco se ha alcanzado la potencia esperada, por lo que fue necesario cambiar de divisor de haz.

La decisión del cambio de divisor de haz obedece a que la fuente láser fue caracterizada y se encuentra en su punto óptimo de estabilidad en potencia y longitud de onda. Asimismo, también existen pérdidas por los acoplamientos en las uniones que contribuyen a que ésta implementación no nos arroje los resultados esperados, por lo que se cambió el divisor de haz por uno que no tenga conectores, así que fue necesario realizar empalmes en la fibra óptica, desde la salida del diodo láser y hacia la entrada del divisor de haz.

En este nuevo montaje cabe señalar que se obtuvo una mejor respuesta que con el anterior, debido a que las pérdidas por acoplamientos en los conectores pudieron ser minimizadas, debido a que cuando se realizaron los empalmes en la fibra óptica desde el láser y hacia el divisor de haz fueron realizados cuidadosamente.

El proceso de empalme es el siguiente:

Se deben tener ambos extremos de las fibras que se quieren fusionar limpios con alcohol isopropílico libres de cualquier imperfección que pueda existir; ambos se colocan en los sujetas fibras fuera de la interfaz de fusión de la empalmadora, y se debe calcular la distancia entre el punto de fusión y el nivel de clivamiento entre ambas puntas. Cuando ya están listas las distancias se procede a colocar los sujetas fibras en la interfaz de fusión de la empalmadora, se cierra la tapa del equipo y mediante el microscopio se observará la calidad del empalme. En el menú de la empalmadora se pide el tipo de empalme y si se encuentran bien clivadas las fibras a empalmar, si todo lo anterior es afirmativo se procede a fusionar las fibras, cabe observar que aunque no queda el empalme del mismo grosor de la fibra, es muy resistente y posee un buen nivel de transmitancia, mucho mejor que si sólo uniéramos las fibras por medio de un conector temporal y aunque se le adhirió un gel igualador de índice de refracción la respuesta no es la misma que con los empalmes fusionados.

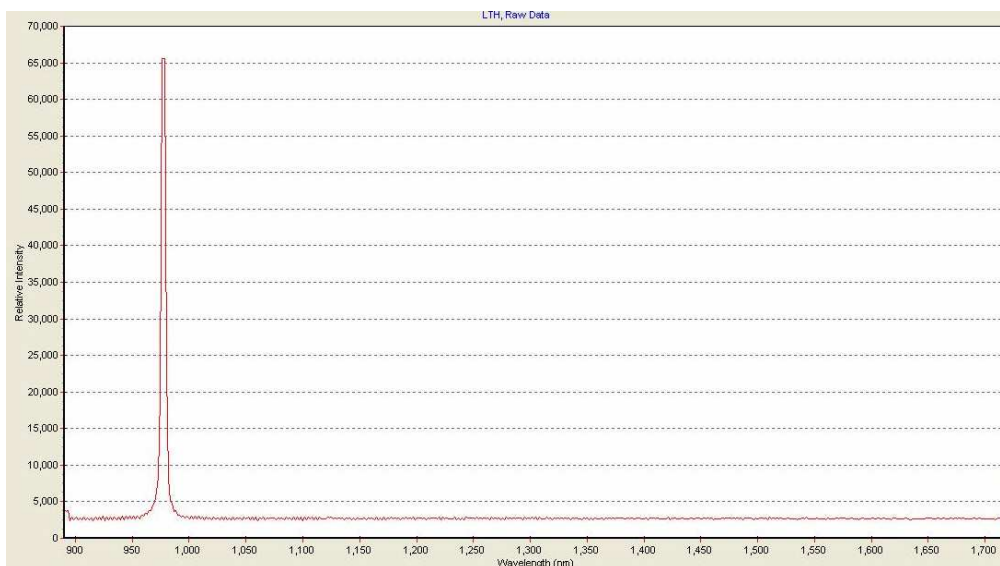


Figura 3.13. Salida azul del divisor de haz se observa el espectro para 14mA.

De la figura 3.13 es notoria la diferencia con las figuras 3.11 y 3.12 debido al cambio de divisor de haz y a que ahora en lugar de usar uniones para conectores tipo FC y generarse pérdidas por acoplamiento, se han realizado algunas series de empalmes para obtener la mejor respuesta posible para el diseño de la fuente súperluminiscente.

Ahora que el nuevo divisor de haz funciona adecuadamente en el sistema, se procederá a montar la fibra óptica dopada para poder finalizar con el montaje de la fuente súperluminiscente. Se añadirán 5m de fibra óptica dopada de la marca Liekki que servirá para que la fuente súperluminiscente tenga una estabilidad confiable, es decir que no varíe en el tiempo en longitud de onda y que tenga una sensibilidad aceptable para poder implementar el interferómetro de Sagnac.



Figura 3.14. Implementación de la fuente súperluminiscente.

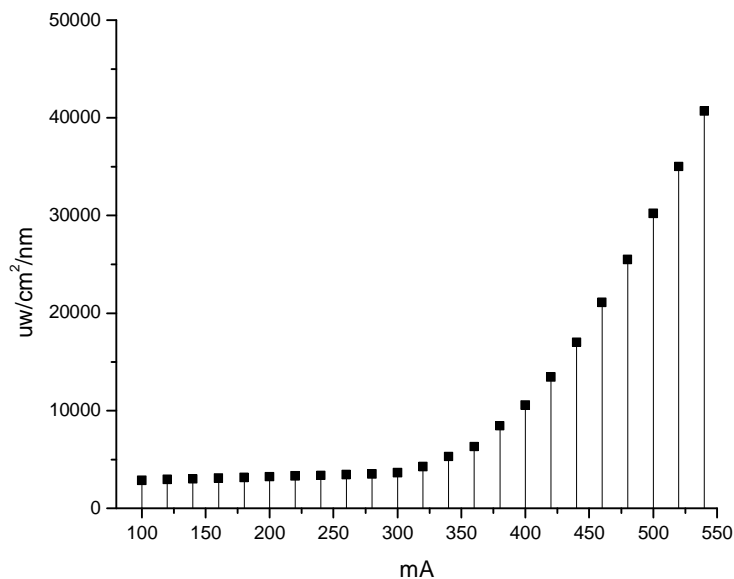


Figura 3.15. Gráfica de corriente contra potencia proporcionada en la salida de la fuente súperluminiscente.

De la figura 3.15 se concluye que mientras se va aumentando la corriente del diodo láser mayores cambios se van generando en potencia, es decir, que la sensibilidad que se tiene en el último punto donde hay 550mA es nuestro mejor punto donde se realizarán las mediciones.

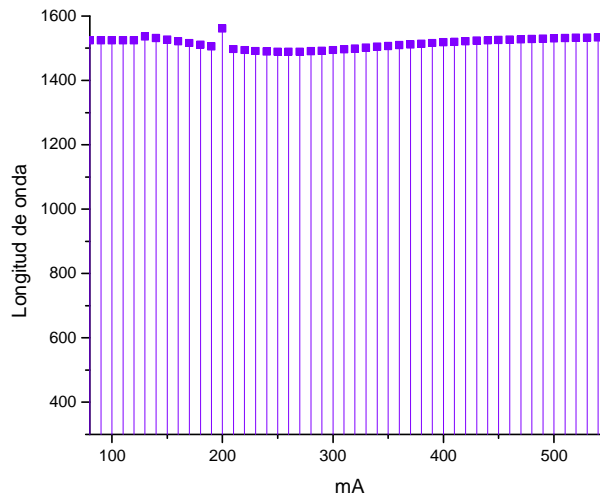


Figura 3.16. Estabilidad de la longitud de onda de la fuente súperluminiscente.

De la figura 3.16 se puede asegurar que la longitud de onda es muy estable, debido a que la gráfica prácticamente no tiene variaciones, en la etapa anterior (de la respuesta del divisor de haz) se tuvieron algunas variaciones de la longitud de onda al realizar las mediciones de potencia, sin embargo, se hizo un ajuste manual en el medidor de potencia al fijar los rangos de la magnitud de la potencia esperada. En la salida de la fuente súperluminiscente no hubo necesidad de realizarlo.

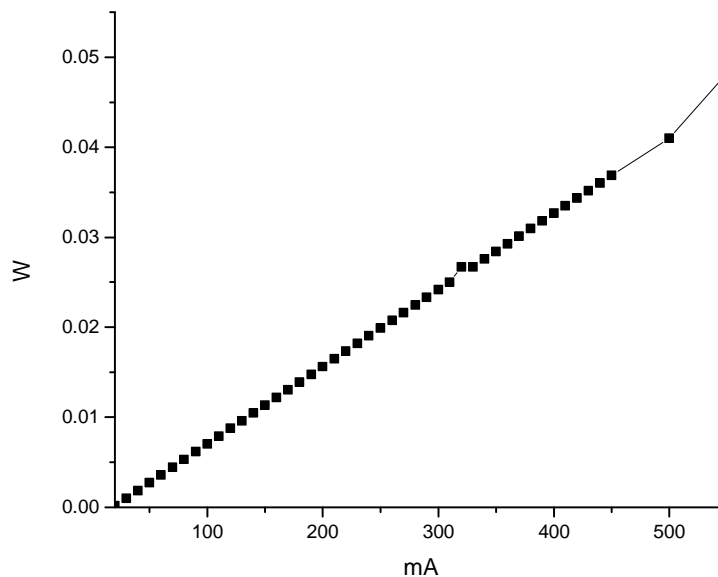


Figura 3.17. Respuesta de la fuente súperluminiscente a 980nm en la salida azul del divisor de haz.

De la figura anterior se muestra el comportamiento del diodo láser con la implementación del divisor de haz y la fibra óptica dopada. Cabe mencionar que la señal al entrar al divisor de haz se reparte entre los dos puertos y también se reparte la potencia en un 50% para cada brazo debido a que el divisor de haz tiene como característica dividir la señal entrante a la mitad.

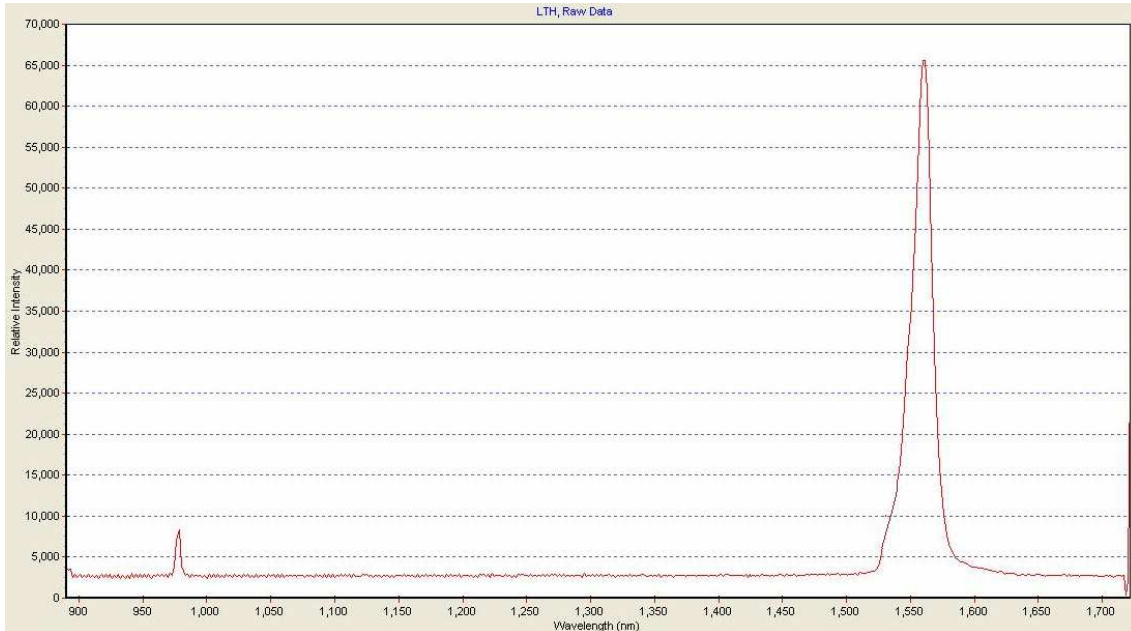


Figura 3.18. Espectro de la salida de la fuente superluminescente a 550[mA].

De la figura 3.18 anterior se muestra que tenemos ambas longitudes de onda, una en 980nm y la otra a 1550nm, los niveles de potencia son los esperados y la forma de onda se conserva sin obtener gran cantidad de ruido, por lo que se podrá alcanzar la sensibilidad requerida gracias al ancho de banda de las señales.

3.3. Análisis de los resultados de la implementación de una fuente Súperluminescente en un Interferómetro de Sagnac de fibra óptica.

El primer paso para obtener una buena respuesta de la fuente súperluminescente es conocer la manera en que va cambiando su potencia en función de su variación con respecto a la corriente del láser; éste paso ya ha sido completado satisfactoriamente como se ha podido observar en las gráficas anteriores. Posteriormente se procederá a colocar un segundo divisor de haz en la salida de la fuente súperluminescente, para lograr la construcción del Interferómetro de Sagnac junto con el embobinado (figura 20). En la gráfica 3.19 se muestra la magnitud de la potencia que se estuvo registrando en la salida del segundo divisor de haz, cabe mencionar que posee las mismas características del primer divisor, ya que es el mismo modelo y de la misma marca.

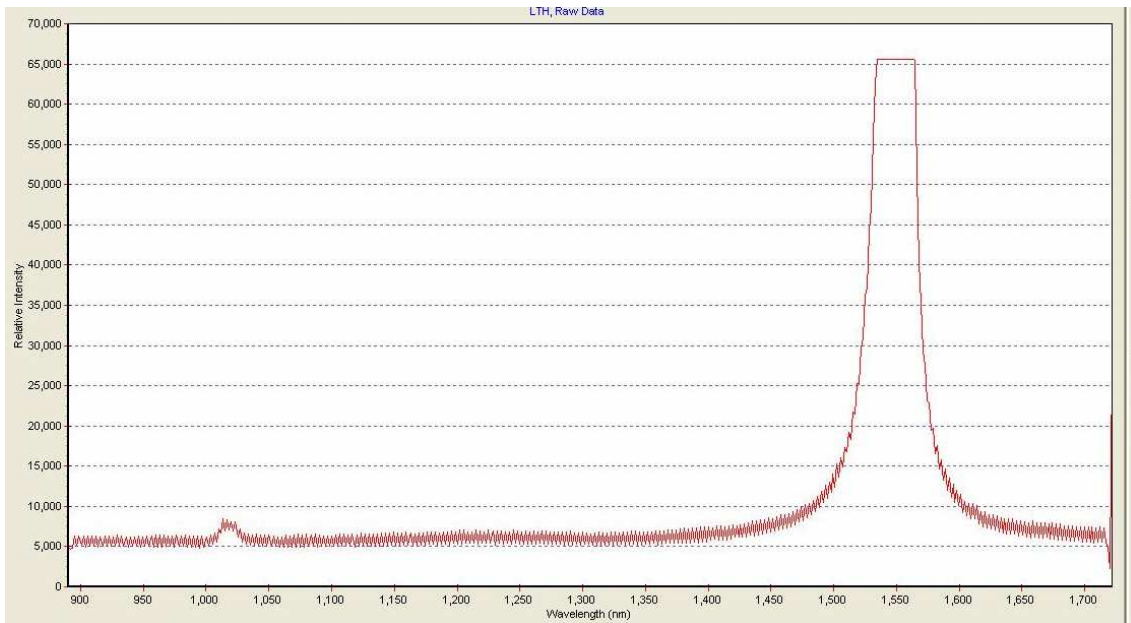


Figura 3.19. Salida de la fuente superluminiscente en el divisor de haz para el puerto a 1550nm.

Para la figura de la gráfica 3.19 se obtiene a 550mA, éste valor fue el punto más sensible en la caracterización de la fuente superluminiscente; sin embargo se realizaron tomas de lecturas a diferentes valores de corriente y aunque se tenga que la potencia se ha disminuido en un 50% en éste divisor, se observa que el pico en 980[nm] ha disminuido en su potencia como se esperaba y se ha transmitido hacia el de 1550[nm]; ambos conservan su forma de onda, y el ancho de banda se ha mantenido casi intacto, por lo que esto asegura que se tiene una buena inmunidad al ruido aunque en 1550 [nm] se comience a saturar al llegar al valor máximo.

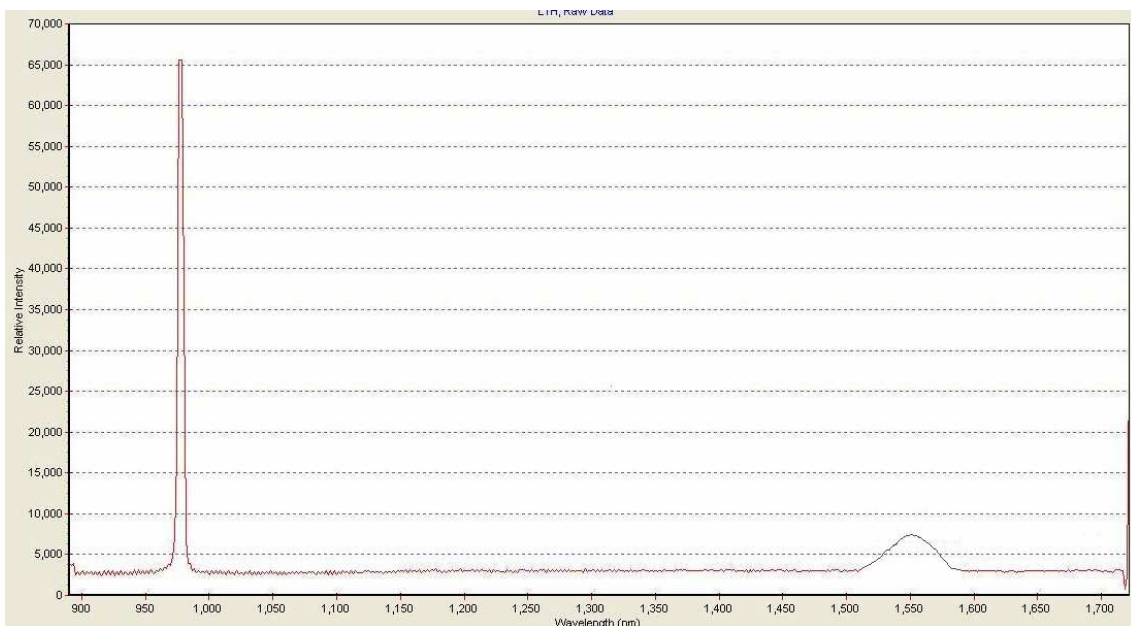


Figura 3.20. Salida de la fuente superluminiscente en el divisor de haz para el puerto a 980nm a 550mA.

De la figura en la gráfica 3.20 se tiene que también se realizaron toma de lecturas a diversos valores de corriente, siendo que el que mejor sensibilidad nos reportó es a 550mA, al igual que la gráfica anterior. En ambas gráficas se observa la forma de onda proveniente de la fuente superluminiscente, sólo que al cambiar de puerto de salida en el divisor de haz se intercambian las magnitudes entre 980 y 1550 nm.



Figura 3.21. Diseño de la fuente súperluminiscente con el interferómetro de Sagnac.

Una vez obtenidas las gráficas anteriores en las longitudes de onda de ambas salidas del divisor de haz, se procederá a implementar el embobinado de fibra óptica, que es de alrededor de 60m de longitud, conectándolo mediante cada una de las salidas del divisor de haz, por lo que se debió realizar otra serie de empalmes para obtener la mejor calidad al realizar las mediciones en el interferómetro de Sagnac.

Ahora al realizar las mediciones en el puerto de salida del divisor de haz, es decir en el punto A de la figura 3.21 se obtuvo lo siguiente:

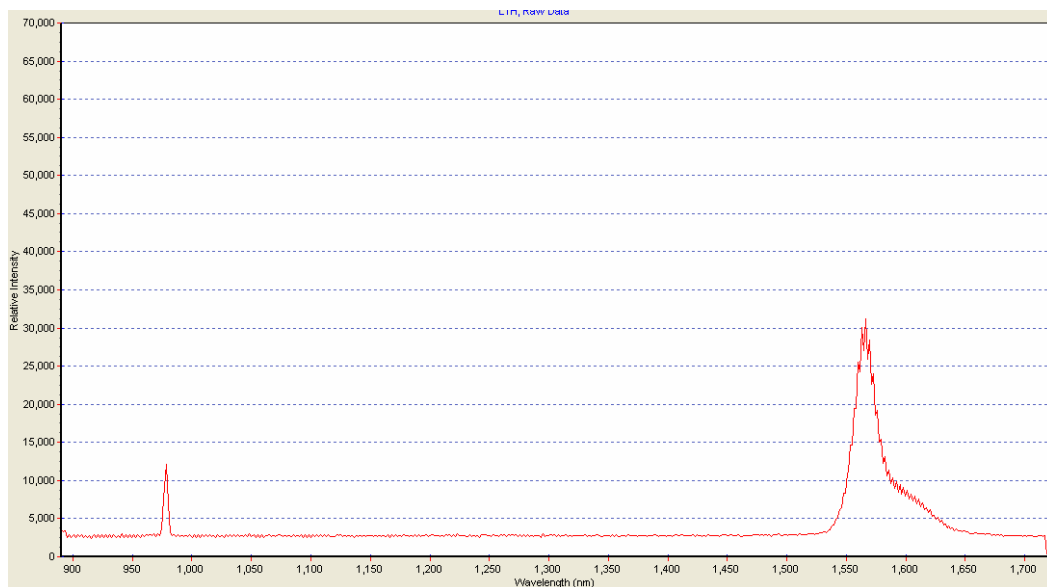


Figura 3.22. Salida del Interferómetro de Sagnac tomada con el espectrómetro EO a 100mA.

De la figura anterior, se puede observar que la calidad de la señal ha sufrido atenuación, esto se atribuye a que debido a que la empalmadora no estaba ya funcionando en óptimas condiciones, no se pudo tener un empalme de la misma calidad que en las anteriores etapas, donde se habían realizado empalmes de buena calidad. Sin embargo se observa que la potencia en ambas longitudes de onda se ha disminuido aproximadamente a la mitad (comparando con las figuras 3.19 y 3.20), dicho comportamiento es el esperado, aunque se esperaba que el ancho de banda no cambiara y es notorio que también se ha reducido.

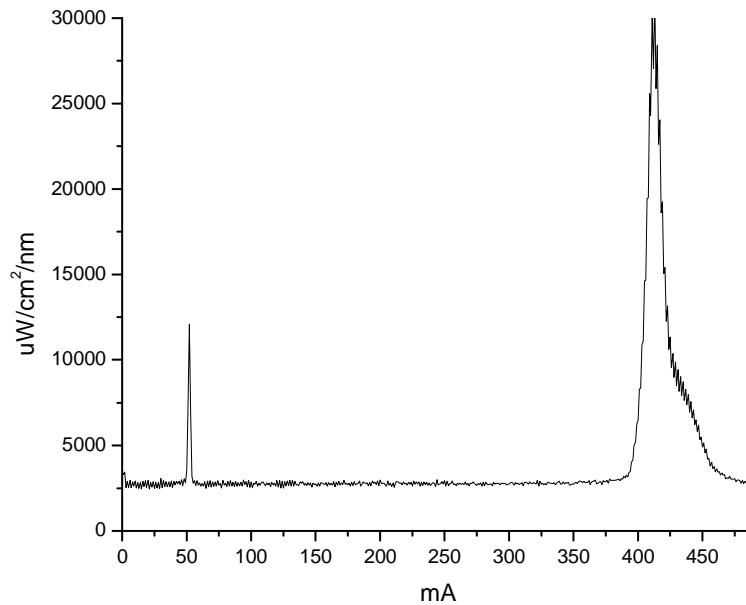


Figura 3.23. Gráfica para el interferómetro de Sagnac tomada con el medidor de potencia ILX.

Asimismo, de la figura 3.23 observamos que cuando la luz viaja a través del divisor de haz láser se divide a la mitad, debido a que dicho medidor proporciona salidas del 50% de la entrada, por lo que en ésta etapa del interferómetro de Sagnac tenemos aproximadamente la mitad del valor que se había leído en la salida de la fuente superluminiscente, pero se observa que el ancho de banda se ha reducido y la longitud de onda ha seguido manteniendo estable.

Debido a que el embobinado sufrió algunos cortes mientras se medía su longitud total, se debieron realizar un par de empalmes adicionales que pueden haber contribuido a la atenuación obtenida en el punto A del sistema.

Al principio de la etapa del interferómetro de Sagnac, no se iban a realizar las mediciones de ruido en el sistema, sin embargo cuando se montó el segundo divisor de haz fue evidente que el sistema estaría bajo la influencia del ruido de retroesparcimiento (backscattering), lo cuál genera también pérdidas en la potencia debido a que una porción de la luz enviada desde la entrada de la fibra óptica y se genera interferencia constructiva y destructiva.

Finalmente se realizó la medición de la potencia entregada por la fuente súperluminiscente acoplada al interferómetro de Sagnac, para comprobar la hipótesis de que la estabilidad en potencia se mejoraría, esta medición se realizó de la misma manera que para la fuente láser empleada anteriormente para comparar los dos tipos de fuentes. El resultado de la potencia en tiempo de la fuente súperluminiscente acoplada al interferómetro de Sagnac se muestra en la figura 3.24.

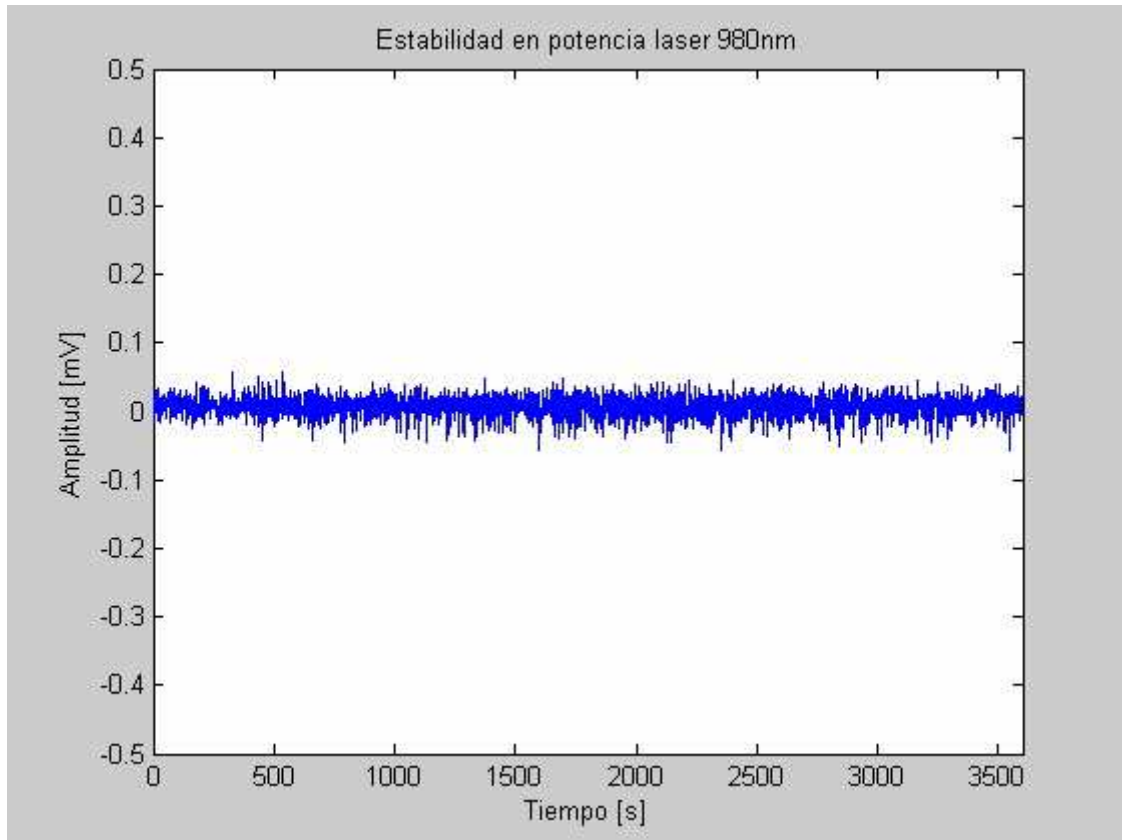


Figura 3.24. Gráfica de estabilidad en potencia de la fuente súperluminiscente acoplada al interferómetro de Sagnac.

En la gráfica de la figura 3.24 se observa que la estabilidad entregada por la fuente súperluminiscente se mantiene en una medición realizada en un tiempo de una hora (3600 segundos). Además para remarcar la estabilidad de la fuente en la cantidad de ruido, se eliminó el voltaje de offset y solamente se dejó la señal con su variación en milivolts, el voltaje que se eliminó de offset es de 3.6 V para dejarlo en valor medio de 0 V.

Conclusión Capítulo 3.

En este capítulo se explicó el proceso de diseño de una fuente súperluminiscente, la caracterización de cada uno de los elementos y sus respectivos resultados para finalmente realizar el acoplamiento de esta fuente al interferómetro de Sagnac y analizar los resultados obtenidos por el sistema completo. En la primera parte se pudo observar que se obtuvieron satisfactoriamente la etapa de diseño y caracterización de la fuente súperluminiscente, se pudieron reducir al mínimo las pérdidas que fueron obtenidas con el primer divisor de haz que se implementó, y se cambió a otro divisor de haz sin conectores FC que generaran ruido y pérdidas en la señal que se necesitaba medir. También se redujeron al mínimo los conectores temporales que al sujetar la fibra también la prensaban y esto hacía que nuestra señal no fuera de buena calidad, incluso de una medición a otra al cambiar de conector se perdía la repetitividad de la respuesta característica del sistema.

Cuando se realizaron los empalmes entre las etapas de entrada y salida de la fuente súperluminiscente se logró obtener una buena estabilidad tanto en potencia como en longitud de onda para alcanzar la sensibilidad necesaria de las mediciones para el interferómetro de Sagnac.

Ahora para las magnitudes de las unidades, se considera que si tenemos como máximo $65000 \text{uw/cm}^2/\text{nm}$ esto equivale a que por cada nanómetro en un área de 2mm en la entrada del espectrómetro EO se tienen $12.567 \times 10^{-6} \text{W/nm}$. Y para la potencia máxima obtenida en el medidor de potencia se alcanzó el valor de 193.7mW sin la longitud de onda fijada en el medidor de potencia, cuando se pone un rango entre las cuáles no debe pasar la longitud de onda el valor máximo de potencia fue de 50mW.

En el interferómetro de Sagnac, de las figuras de las gráficas 3.19 y 3.20 se obtiene que el cambio que se obtuvo para 980nm en la salida azul fue de $58065 \text{uw/cm}^2/\text{nm}$, esto equivale a 0.2323W/nm . Y para la salida roja a 1550 se tiene 0.08W/nm .

Finalmente se observa que la estabilidad tanto en longitud de onda como en potencia se mejoro al emplear una fuente Súperluminiscente, ya que la gráfica de la estabilidad de potencia en el tiempo muestra que la ésta se mantiene prácticamente constante con variaciones de ruido muy bajas en comparación con la entregada por el láser por si solo como se observa en las graficas 3.11 y 3.12.

También se observa que la longitud de onda es estable con la fuente Súperluminiscente al haberse realizado mediciones de esta con el interferómetro de Sagnac, lo cual se observa en la figura 3.15 la cual fue tomada para variaciones de corriente desde 10 a 550mA.

Por lo tanto podemos concluir que la fuente súperluminiscente propuesta como mejora en la salida de un interferómetro de Sagnac, ayuda a mejorar la estabilidad en potencia debido a variaciones en la corriente de polarización de la fuente y en la estabilidad de la longitud de onda, lo que disminuye el ruido del sistema, esto se observa en la grafica de la figura 3.24 comparándola con la grafica del láser de la figura 3.1

BIBLIOGRAFÍA PARA EL TERCER CAPÍTULO

- 1 Eric Udd, "Fiber optic sensors, An introduction for engineers and scientists" John Wiley & sons, 1990.
- 2 Francis T.S. Yu, Shizhuo Yin, "Fiber Optic Sensors", Marcel Dekker, Inc., 2002.
- 3 Edward L. Safford "Introducción a la fibra óptica y el láser", Paraninfo, 1988.
- 4 Michel J.F. Digonnet, "Rare earth doped fibers and amplifiers" Marcel Dekker Inc. 2a Ed. 2001.
- 5 Hetch Eugene, "Óptica", Tercera edición, Addison Wesley 1998.
- 6 Kjell J. Gasvic Optical metrology 3rd Ed. John Wiley & sons 2002.
- 7 Verdeyen Joseph T., "Laser electronics", 3rd Ed. Prentice Hall 1995.
- 8 Malacara Daniel. "Óptica tradicional y moderna" Colección la ciencia para todos. FCE Fondo de cultura económica 1989.
- 9 G.E. Sandoval Romero, V.A. Nikolaev, "Límite de la detección del giroscopio de fibra óptica usando una fuente de radiación superluminiscente".
- 10 Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich, "Fundamentals of fotonics" Interscience publications.
- 11 Cabrera José Manuel, Agullo López Fernando, Óptica electromagnética Vol.II; Materiales y aplicaciones, Adisson-Wesley Universidad Autónoma de Madrid 2000.
- 12 Dally James W., Riley William F., "Instrumentation for engineering measurements" John Wiley & sons, 2nd Ed. 1993.
- 13 Lefèvre Hervé, The fiber optic Gyroscope Photonetics. Artech house Inc. 1993.
- 14 Leszek R. Jaroszewicz, Zgigniew Krajewsky, Lech Solarz, "UNA nueva área de la Sagnac interferometer aplicación fibra-óptica", Procedimientos SBMO/IEEE MTT-S IMOC, 661-666, 2003.
- 15 H.H Cerecedo, E.A.Kuzin, "Breve revisión del estado actual del interferómetro de Sagnac formado con fibra óptica de alta birrefringencia", Rev. Mex. Fís. 46, 512-517, 2000.
- 16 Single Sagnac's Interferometers Instrumentation, based in the Best Detection Limit. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.

- 17 Detection limit of Sagnac's interferometer. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.
- 18 Interferometric fiber optic Gyro technology (IFOG). Dwayne W. Heckman, Baretela Michael. United States Navy. Electronic Systems & missile Systems, Anaheim CA. IEEE AES Systems magazine 2000.
- 19 1.06-um all fiber gyroscope with noise subtraction. Moeller R.P., Burns W.K. Naval research laboratory, Washington D.C. Optic letters Vol. 16, No. 23 1991.
- 20 SNR Enhancement of intensity Noise-Limited FOGs. Rabelo, Renato C.,T. de Carvalho Ricardo, Blake James. Journal of lightwave technology, Vol18, No.12 2000.
- 21 Excess noise in fiber gyroscope sources. Burns W.K., Moeller R.P., Dandridge A. IEEE Photonics Technology Letters, Vol.2 No.8 1990.
- 22 Excess noise reduction in fiber gyroscope using broader spectrum linewidth Er-Doped Superfluorescent fiber laser. Iwatsuki K. IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3 No.3 1991.
- 23 Sensor óptico de movimientos angulares. Salvador Palma-Vargas, Angélica Ramírez-Ibarra, G. Eduardo Sandoval-Romero.
- 24 10mW superfluorescent single-mode fiber source at 1060nm. Liu K., Dignonnet M, Show H.J. Electronics Letters Vol.23 1987.
- 25 Quantum noise in superluminescent diodes. Yurek A.M., Taylor H.F., Goldberg L., Weller J.F., Dandridge A. IEEE J. Quantum Electronics 1986.
- 26 Er-doped superfluorescent fiber laser pump by 1.48um laser diode. Iwatsuki K. IEEE Photon Technology Letters. Vol.2 1990.
- 27 Spectral characteristics of high power 1.5 broadband superluminescent fiber sources. Wysocki P.F., Dignonnet M.J.F., Kim B.Y. IEEE photon Technology Letters. Vol.2 1990.
- 28 Fiber fluorescent sources for fiber gyro applications. Burns W.K., Dulling III I.N., Goldberg L., Moeller R.P., Villaruel C.A., Snitzer E., H.Po. Springer Physics Paris 1989.
- 29 Erbium-doped fiber superfluorescent source for the fiber gyroscope. Morkel P.R. Springer Physics Paris 1989.