

TESIS DEFENDIDA POR
Alexei Miridonov Pavlov
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Serguei Stepanov
Director del Comité

Dra. Ewa Glowacka
Miembro del Comité

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez
Miembro del Comité

Dr. Santiago Camacho López
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
*Coordinador del programa de posgrado en
Óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

28 de Enero del 2010.

**CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE EDUCACION SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN OPTICA**

**INTERFEROMETRO ADAPTATIVO DE FIBRA DOPADA CON ITERBIO PARA
APLICACIONES EN SISTEMAS TERMO-OPTICOS**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

ALEXEI MIRIDONOV PAVLOV

Ensenada, Baja California, México, enero del 2011.

RESUMEN de la tesis de Alexei Miridonov Pavlov, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en OPTICA con orientación en OPTOELECTRONICA. Ensenada, Baja California. Enero del 2011.

Interferómetro adaptativo de fibra dopada con iterbio para aplicaciones en sistemas termo-ópticos

Resumen aprobado por:

Dr. Serguei Stepanov
Director de Tesis

Este trabajo está dedicado a la investigación de detección adaptativa por Mezclado de Dos Ondas (MDO) en fibras dopadas con tierras raras, en particular con erbio (FDE) e iterbio (FDY), para el propósito de usarlos en sistemas de detección de absorciones bajas por medio del efecto foto-térmico. En particular, se desarrollaron sistemas del MDO transitorio para cada tipo de fibra dopada, en los cuales se caracterizó el MDO en función de la potencia de la luz de entrada y de la amplitud de modulación de fase. Se determinó que la fuente de ruido dominante para el caso del sistema con FDE es el ruido de fase del láser semiconductor y para el sistema con FDY el ruido de intensidad del láser de estado sólido. En ambos sistemas se analizaron varias técnicas de reducción de ruido, como la detección balanceada, para compensar el ruido de intensidad, y la reducción de reflexiones parásitas para minimizar los efectos del ruido de fase. La sensibilidad de los sistemas desarrollados fue estimada como 3.1×10^{-6} rad/Hz^{1/2} para el sistema con FDE, de 0.6×10^{-6} rad/Hz^{1/2} para el sistema con FDY utilizando la detección balanceada y de 2.8×10^{-6} rad/Hz^{1/2} para el sistema con FDY sin detección balanceada. Se propuso y se caracterizó experimentalmente un arreglo original de un interferómetro de Sagnac adaptativo que está totalmente balanceado y tiene solo unos cuantos elementos ópticos, por lo que presenta bajo ruido y excelente estabilidad, especialmente con FDY. La sensibilidad estimada para dicho sistema con FDY sin detección balanceada fue de 1.5×10^{-6} rad/Hz^{1/2}, lo cual es 28 veces menor que el límite fundamental determinado por el ruido fotónico – valor aproximado por el cual se mejora la relación señal-ruido en nuestros experimentos con detección balanceada. Finalmente, utilizando dicha configuración de Sagnac con FDY, se realizaron experimentos con detección de pequeños cambios en el índice de refracción en la fibra dopada, inducidos por iluminación transversal con una longitud de onda de 980 nm.

Palabras Clave: interferometría adaptativa, mezclado de dos ondas, fibras dopadas con erbio e iterbio, efecto foto-térmico.

ABSTRACT of the thesis presented by Alexei Miridonov Pavlov as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONICS. Ensenada, Baja California, México. January 2011.

This work is dedicated to investigation of adaptive techniques based on two wave mixing (TWM) in rare earth doped fibers, particularly, with erbium (EDF) and ytterbium (YDF) for detection of small phase shifts due to photothermal effect associated with weak optical absorption. Transient TWM experimental configurations were developed for each type of the doped fibers and TWM response was characterized in function of the total optical input power and phase modulation amplitude. It was determined that the dominating source of the noise in the EDF system is due to phase fluctuations of the semiconductor laser radiation and for YDF system – due to intensity noise of the solid state laser. In both systems different noise suppression methods, such as balanced detection for intensity noise compensation and reduction of residual reflections in order to minimize the noise due to phase fluctuations, were analyzed. The sensitivities of the developed systems were evaluated as 3.1×10^{-6} rad/Hz^{1/2} for EDF system and 0.6×10^{-6} rad/Hz^{1/2} for YDF system with balanced detection and 2.8×10^{-6} rad/Hz^{1/2} for YDF system without balanced detection. An experimental configuration of a balanced adaptive Sagnac interferometer with a minimum number of elements was proposed and experimentally characterized. This configuration has shown excellent stability and low noise, especially, with YDF. The measured sensitivity of YDF based interferometer without balanced detection was 1.5×10^{-6} rad/Hz^{1/2}, which is 28 times worse than sensitivity limited by photon noise – the value which is close to the improvement obtained in our experiments on balanced detection. Using this Sagnac interferometer, an experimental detection of small refractive index changes induced by modulated 980nm light was performed.

Keywords: adaptive interferometry, two wave mixing, erbium and ytterbium doped fibers, photothermal effect.

*Dedicado con mucho cariño a mis padres,
Anna Pavlova y Serguei Miridonov.*

Agradecimientos.

A mis padres, quienes siempre me han apoyado y guiado por el camino de la vida y a quienes siempre les estaré agradeciendo por su gran ayuda ya que mis logros son el reflejo de sus enseñanzas.

Al Dr. Serguei Stepanov por la gran oportunidad de haber colaborado junto a él, por sus consejos, enseñanza y apoyo durante esta investigación.

A los miembros del comité, Dra. Ewa Glowacka, Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez y Dr. Santiago Camacho López por su tiempo y recomendaciones durante el desarrollo de este trabajo.

A mis compañeros del laboratorio, Eliseo y Marcos quienes contribuyeron significativamente con su apoyo, críticas, sugerencias y amistad.

A mis amigos de generación por haber compartido enseñanzas y buenos momentos a recordar.

Al departamento de Óptica y al CICESE por el gran apoyo que nos brinda a todos los estudiantes.

Al CONACYT por su apoyo económico y la oportunidad que otorga a todos los estudiantes de superarse.

Ensenada, México.
28 de Enero de 2011.

Alexei Miridonov Pavlov

CONTENIDO

Resumen español	i
Abstract	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	xiii
Capítulo I.	1
I.1 Introducción	1
I.2 Objetivos	4
I.3 Organización de tesis	5
Capítulo II. Conceptos básicos.	6
II.1. Espectroscopía termo-óptica.	6
II.2. Interferometría adaptativa.	10
II.3. Rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras.	14
II.4. Respuesta del mezclado de dos ondas.	17
II.5. Ruido en sistemas ópticos de detección.	18
II.5.1. Ruido fotónico.	20
II.5.2. Ruido térmico.	21
II.6. Sensibilidad de los sistemas interferométricos.	22
II.7. Detección balanceada.	25
Capítulo III. Desarrollo y caracterización de los interferómetros adaptativos basados en las fibras dopadas con tierras raras.	28
III.1. Introducción.	28
III.2. Caracterización del MDO en arreglo interferómetro con FDE.	28
III.2.1. Configuración experimental y técnica de mediciones.	28
III.2.2. Datos experimentales del MDO en FDE.	33
III.3. Caracterización del MDO en arreglo interferómetro experimental con FDY.	37
III.3.1. Configuración experimental y técnica de mediciones.	37
III.3.2. Datos experimentales del MDO en FDY.	41
III.3.3. Amplitud relativa de la señal MDO vs. potencia óptica en fibra dopada.	44
III.4. Conclusiones parciales.	45
Capítulo IV. Análisis de ruido y su reducción en los interferómetros adaptativos.	46
IV.1. Introducción.	46
IV.2. Medición de los ruidos de láseres utilizados.	47
IV.2.1. Evaluación de ruido de láser Nd:YAG.	47

CONTENIDO (continuación)

IV.2.2. Evaluación de ruido de láser semiconductor.	56
IV.2.3. Medición de ruido de fase.	60
IV.3. Análisis de ruido del interferómetro adaptativo con FDY.	63
IV.4. Análisis de ruido en interferómetro adaptativo con FDE y láser de 1492 nm.	67
IV.4.1. Configuración experimental.	67
IV.4.2. Datos experimentales.	68
IV.5. Conclusiones parciales.	71
Capítulo V. Interferómetro de Sagnac adaptativo y su caracterización.	73
V.1. Introducción.	73
V.2. Conceptos básicos del interferómetro de Sagnac.	74
V.3. Caracterización experimental.	79
V.4. Mediciones de las absorciones foto inducidas.	88
V.4.1. Configuración y resultados experimentales.	88
V.4.2. Discusión.	91
V.5. Conclusiones parciales.	94
Capítulo VI. Resultados principales del trabajo.	96
Bibliografía.	100

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>		Página
1	Interferómetro adaptativo de fibra óptica en configuración optimizada para la detección balanceada. El MEO (modulador electro-óptico) para modulación de fase en esta configuración representa una celda foto-térmica.	3
2	Esquema de un espectrómetro foto-acústico (Almond y Patel, 1996).	7
3	Interferómetro Mach-Zehnder utilizado en (Longaker y Litvak, 1969) para observar perturbaciones de densidad en muestras de gases y líquidos.	8
4	Configuración de lente térmica (TL) (Malik y Faubel, 2000).	9
5	Detección de modulación de fase en una configuración básica del interferómetro óptico (Stepanov, 1994). BS – divisor de haz, Ω - frecuencia modulación, U^{Ω} - voltaje medido.	10
6	Potencia de salida del interferómetro como función de $\Delta\varphi$ y la influencia del punto operacional sobre la detección de una modulación periódica de fase (Pérez Cota, 2007).	11
7	Interferómetro adaptativo basado en un holograma fotorrefractivo de fase (Stepanov 1994).	12
8	Rejilla grabada en fibra dopada con tierra rara por dos haces mutuamente coherentes en contra-propagación (Stepanov, 2008).	15
9	Secciones transversales de absorción y emisión de la transición fundamental del a) iterbio (Yb^{+3}) en sílice (Simpson y Digonnet, 2001) y b) del erbio (Er^{+3}) (Becker <i>et al</i> , 1999).	17
10	Respuesta típica del MDO de la rejilla de amplitud (a), de fase (b) y compuesta (c) generada por modulación periódica por una onda cuadrada (d) (Stepanov, 2008).	17
11	Comportamiento de la amplitud relativa de la señal MDO contra la potencia óptica en la fibra dopada.	18
12	Fuentes de ruido relacionadas con un sistema de detección óptica. P_{in} – potencia incidente, R_L – resistencia de carga en el fotodetector.	19

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
13	Circuito equivalente para (a) detector óptico de alta impedancia y (b) detector óptico de transimpedancia. El fotodiodo esta presentado como una fuente de corriente (I_p) (Agrawal, 2002). ...	21
14	Interferómetro con divisor de haz empleado para combinar la onda de referencia (P_R) y la de señal (P_S): 1- divisor de haz, 2- fotodiodo (Kamshilin <i>et al</i> , 2009).	23
15	Configuración para detección balanceada con dos fotodiodos donde uno detecta el haz de referencia (P_R) y el otro el de señal (P_S).	26
16	Circuito electrónico utilizado para la detección balanceada en el experimento, donde PD1 y PD2 son los fotodetectores (Glenn y Garmire, 1994).	27
17	Configuración experimental utilizada en (Cote y Vitkin, 2004) para la medición polarimétrica utilizando la detección balanceada.	27
18	Arreglo del interferómetro adaptativo por MDO en fibra dopada con erbio.	29
19	a) Láser semiconductor NEL – NLK1456STB y b) Potencia de salida del diodo-láser contra corriente de bombeo.	30
20	a) La responsividad espectral del fotodiodo de Thorlabs - DET10C. b) Circuito electrónico del fotodetector DET10C y de su conexión al osciloscopio.	32
21	Señal MDO observado en FDE para voltaje de modulación de $V_{\pi/2}$, a) sin promediado y b) con promediado de osciloscopio de 128 trazos ($\lambda = 1492 \text{ nm}$, $P_{gr} = 2.75 \text{ mW}$).	34
22	Descomposición de la señal MDO (a) en las componentes par (b) e impar (c).	34
23	a) Dependencia de la amplitud de componente par (cuadros) e impar (círculos) de la señal MDO contra voltaje de modulación (FDE, $\lambda = 1492 \text{ nm}$, $P_{gr} = 2.75 \text{ mW}$) y b) Relajación de del pico de MDO.	35
24	Trazos de osciloscopio de señales en FD1 (amarillo) y FD2 (azul) y la resta entre ambas (rojo) para $V_{mod} \approx V_{\pi/2}$ y V_{π}	36

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
25	Amplitud relativa de la componente impar contra potencia total en FDE.	37
26	Arreglo experimental para la caracterización del MDO en un interferómetro adaptativo con fibra dopada con iterbio.	38
27	Láser de estado sólido de Nd:YAG de CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.	38
28	Montura XYZ micrométrica utilizada para el acoplamiento del haz láser al arreglo interferométrico con FDY.	40
29	Montura experimental utilizada para el acoplamiento de la fibra al espejo en la configuración interferométrica con FDY.	41
30	Circuito electrónico del foto-detector DET410 y de su conexión al osciloscopio.	41
31	a) Señal MDO para voltaje de modulación de $V_{\pi/2}$, b) relajación del pico de MDO.	42
32	a) Ajuste de decaimiento exponencial (en azul) de uno de los picos de la señal MDO y b) Componente cuadrada (en rojo) presente en la señal MDO.	43
33	Dependencia de la amplitud de la señal MDO contra voltaje de modulación del piezoeléctrico.	44
34	Dependencia de la profundidad de modulación de la señal MDO contra la potencia total en la fibra dopada con iterbio.	45
35	Configuración experimental para medición de ruido de intensidad del láser de estado sólido CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.	48
36	Densidad espectral del ruido del láser de estado sólido (azul) y densidad espectral del ruido del sistema de detección con luz apagada (gris) y nivel promedio del ruido del sistema de detección con luz apagada (rojo)	49
37	Arreglo experimental para investigación de compensación del ruido de intensidad en la configuración de detección balanceada.	50
38	Resultado de resta (trazo rojo) entre FD1 (amarillo) y FD2 (azul) utilizando la función matemática del osciloscopio.	52

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
39	Configuración experimental para medición de ruido de intensidad del láser semiconductor NEL – NLK1456STB.	58
40	Dependencia espectral de densidad de ruido de intensidad del láser NEL – NLK1456STB (cuadros) y la del ruido del sistema de detección (círculos). Línea punteada - nivel teórico de densidad de ruido fotónico evaluado para la foto-corriente promedio de 0.25 mA.	59
41	Configuración experimental para medición de ruido de fase del láser semiconductor NEL – NLK1456STB.	60
42	Trazos del osciloscopio que muestran el nivel de ruido detectado (trazo amarillo) para diferente potencia promedio (trazo azul): a) potencia mínima, b) potencia intermedia, c) potencia máxima y d) fluctuaciones temporales de potencia (azul) y el nivel de ruido detectado (amarillo) en un intervalo de tiempo más largo.	61
43	Dependencia espectral de la densidad de ruido de fase del láser semiconductor NEL – NLK1456STB (rombos), ruido de intensidad (cuadros negros) y la del ruido del sistema de detección (círculos). La línea punteada representa el nivel de densidad de ruido fotónico evaluado para la corriente promedio de 0.15 mA.	62
44	Espectros de ruido en configuración de interferómetro adaptativo con láser de estado sólido Nd:YAG: señal MDO - FD1 (rojo) y señal de referencia - FD2 (azul).	66
45	Ruido en FD2 observado con el osciloscopio: a) FD1 no tiene gel acoplador y b) FD1 tiene gel acoplador.	68
46	Reflexiones en la configuración con FDE.	69
47	Configuraciones utilizadas para el análisis de reflexiones en terminales del acoplador 50/50. a) arreglo utilizado para medir la cantidad de luz reflejada en un conector PC y b) arreglo para evaluar el ruido con APC vs. PC.	70
48	Resultados de las mediciones de: a) luz incidente (cuadros) y reflejada (triángulos) en un conector tipo PC y b) nivel de ruido con conector PC (cuadros) y APC (triángulos).	71
49	Interferómetro de Sagnac de fibra óptica.	74

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
50	Dependencias de coeficientes de reflectancia y de transmitancia contra r	75
51	Configuración experimental del interferómetro adaptativo de Sagnac.	80
52	Modulador de fase improvisado utilizado en los interferómetros de Sagnac.	82
53	a) Trazo típico de la señal de salida del interferómetro adaptativo de Sagnac con FDY ($P_{in} = 12.3$ mW, modulación senoidal con $f = 1.5$ kHz, con $V_{mod} = 2.5$ V _{p-p} , $R_L \approx 10$ k Ω). b) Profundidad de modulación de la señal contra voltaje de modulación del generador de funciones para diferentes frecuencias.	83
54	Profundidad de modulación contra potencia de entrada al interferómetro para diferentes frecuencias de modulación y para un voltaje de modulación fijo de 1.0 V _{p-p}	85
55	Niveles de ruido para diferentes potencias de entrada al arreglo con FDY.	85
56	a) Trazo de la señal de salida del interferómetro adaptativo de Sagnac con FDE ($P_{in} = 1.6$ mW, modulación senoidal $f = 2$ kHz, con $V_{mod} = 6.0$ V _{p-p}). b) Profundidad de de señal de modulación contra amplitud de modulación para diferentes frecuencias.	86
57	Trazos de la señal de salida del interferómetro adaptativo de Sagnac con FDE que muestran distorsión y aparición del segundo armónico: a) $f = 2.5$ kHz, $V_{mod} = 5.5$ V _{p-p} y b) $f = 2$ kHz $V_{mod} = 8.0$ V _{p-p}	87
58	Nivel de ruido en sistema interferométrico adaptativo simplificado de Sagnac con FDE. ($P_{in} = 1.6$ mW, $V_{prom} \approx 1.5$ V, $R_L \approx 10$ k Ω).	87
59	Diagrama de la configuración utilizada para la detección de absorción foto-inducida en FDY por luz $\lambda = 980$ nm.	89
60	Amplitud de la señal detectada contra frecuencia de modulación del láser 980 nm para potencia óptica de entrada 12.3 mW.	90

LISTA DE FIGURAS (continuación)

<i>Figura</i>		Página
61	Amplitud de la señal detectada y nivel de ruido contra frecuencia de modulación del láser 980nm (potencias ópticas de entrada 12.3 y 1.15 mW).	91
62	Razón entre amplitudes de señales detectadas y niveles de ruido para potencias ópticas de entrada de 12.3 y 1.15 mW.	93

LISTA DE TABLAS

<i>Tabla</i>		Página
I	Resultados de medición con amplificador Lock-In y fotodetectores DET10C en la configuración experimental para la compensación de ruido de intensidad del láser CrystaLáser - IRCL-300-1064-S	53
II	Resultados de medición con amplificador Lock-In y fotodetectores DET410 con $R_L \approx 6 \text{ k}\Omega$ en la configuración experimental para la compensación de ruido de intensidad del láser CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.	54
III	Resultados de medición con amplificador Lock-In y fotodetectores DET410 con $R_L \approx 1 \text{ k}\Omega$ en la configuración experimental para la compensación de ruido de intensidad del láser CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.	55
IV	Características de ruido de la fuente ILX Lightwave – LDX-3620.	57
V	Resultados de medición de ruido con amplificador Lock-In en interferómetro adaptativo con fibra dopada con iterbio.	64

Capítulo I

I.1 Introducción.

Desde la invención de diferentes métodos de mediciones ópticas se han abierto grandes posibilidades para la medición de diversos parámetros físicos con gran precisión, como también posibilidades de observar diferentes fenómenos que ocurren dentro de los materiales al exponerlos a ciertas condiciones. Uno de los principales fenómenos es la absorción de luz que ocurre en un rango de longitudes de onda característico para cada material. En este efecto se basa la espectroscopía que es el estudio de la interacción entre la radiación electromagnética y la materia. Gracias a la absorción, es posible detectar diferentes sustancias que no son visibles al ojo humano y medir su concentración dentro de otros materiales.

Las aplicaciones de la espectroscopia óptica en la actualidad son muy importantes y muy amplias, ya que van desde la industria y química, hasta medicina, problemas ambientales e incluso la seguridad pública. Aquí, la característica más importante de las técnicas espectroscópicas es la sensibilidad. Las técnicas de la espectroscopía convencional tienen limitaciones en el mínimo valor de la densidad óptica detectada (producto de la absorción óptica por el grosor de la muestra), alrededor de $\alpha L \approx 10^{-4}$. Este problema generalmente está asociado con fluctuaciones de la intensidad de la fuente de luz empleada.

La aplicación de la interferometría óptica de láser puede ayudar mucho para resolver los problemas de sensibilidad. Como se sabe, la absorción de luz produce calor que a su vez genera cambios en el índice de refracción del material en aquellos lugares donde se absorbe dicha luz. A este efecto se le conoce como efecto foto-térmico (Almond y Patel, 1996). Estos cambios de índice de refracción pueden ser medidos con muy alta sensibilidad utilizando un interferómetro por lo que es posible detectar concentraciones muy bajas de sustancias. En realidad existen reportes que mencionan que la técnica foto-térmica permite medir coeficientes de absorción de hasta 10^{-10} cm^{-1} (Davis y Petuchowski, 1981).

Esta técnica de medición no es nueva, por ejemplo en 1969 ya se han realizado experimentos para la detección de los cambios del índice de refracción por absorción de luz en algunas muestras de líquidos y gases (Longaker y Litvak, 1969). Sin embargo, las configuraciones experimentales clásicas utilizadas para estos propósitos tienen ciertas desventajas como la inestabilidad del punto operacional y la necesidad de un ajuste muy fino del interferómetro.

Por otro lado, el mismo efecto puede ser detectado utilizando otra técnica conocida como espectroscopia de lente térmica (Bialkowski, 1996) utilizada en Malik y Faubel (2000) para la detección de diferentes sustancias con bajas concentraciones. Este método consiste básicamente en medir la desviación o el cambio en la forma de un haz de prueba cuando este pasa a través de un gradiente de índice de refracción llamado lente térmica que es originado por absorción de luz de un haz de bombeo. Debido a que el gradiente del índice de refracción es muy pequeño, resulta sumamente difícil ajustar el sistema para dirigir el haz de prueba hacia esta lente térmica.

Para solucionar estos problemas, en este trabajo de tesis se propone el uso de la interferometría adaptativa que por su alta estabilidad del punto operacional, permite su implementación en entornos fuera del laboratorio, como la industria, lo cual hace que los sistemas se vuelvan más prácticos. Uno de los primeros métodos de la interferometría adaptativa fue la implementación de un holograma fotorrefractivo de fase que sustituía un divisor de haz convencional en un interferómetro Mach-Zehnder (Stepanov, 1994). Dicho holograma se ajusta a la posición del patrón de interferencia manteniendo de esta manera constante el punto operacional.

Los estudios recientes, han mostrado que las fibras dopadas, especialmente con erbio (Stepanov y Núñez, 2006, Stepanov y Hernández, 2007) o iterbio (Stepanov *et al*, 2007) pueden ser utilizadas como medios no lineales en los interferómetros adaptativos. En este tipo de fibras se realiza la grabación de rejillas dinámicas mediante el mezclado de dos ondas (MDO) de dos haces que viajan en direcciones opuestas. Esta técnica ofrece grandes ventajas para la detección de cambios de fase ya que puede ser implementada en arreglos

con fibra óptica cuales a su vez son muy prácticos y reducidos en tamaño y por lo tanto también reducidos en costo.

Debido a que los cambios del índice de refracción originados por la absorción son muy pequeños, la principal limitante en la sensibilidad de estos sistemas de detección es el ruido. De hecho, la sensibilidad máxima de un interferómetro se puede expresar como el mínimo cambio de fase que puede ser detectado (Kamshilin *et al*, 2009). Por esta razón, en este trabajo nos concentramos en el análisis detallado del ruido de cada sistema propuesto para determinar la fuente principal de dicho ruido y proponer técnicas para su reducción.

Una de las principales técnicas propuestas es la detección balanceada que es utilizada ampliamente en mediciones ópticas de alta precisión como por ejemplo en (Glenn y Garmire, 1994), (Cote y Vitkin, 2004). En principio, mediante esta técnica es posible desarrollar un sistema de detección limitado por el ruido fotónico (límite fundamental). Al momento de inicio de este trabajo parecía que el sistema ideal sería el interferómetro adaptativo mostrado en la figura 1, el cual tiene dos puntos de detección para compensar el ruido de intensidad del láser mediante la resta de dos señales.

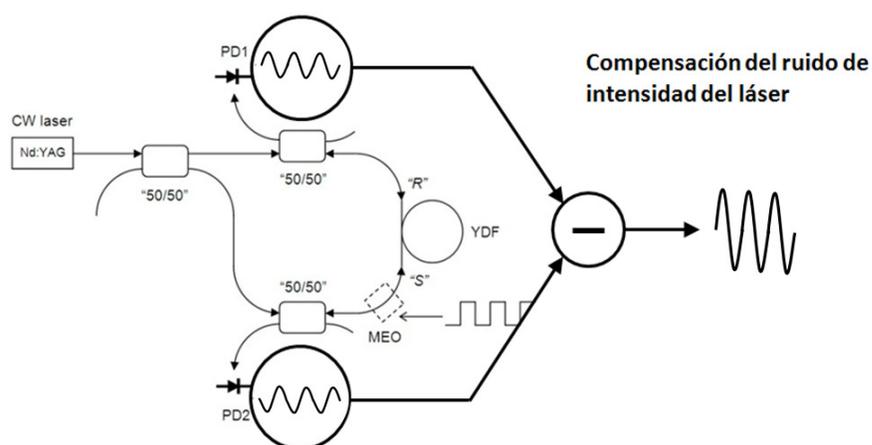


Figura 1. Interferómetro adaptativo de fibra óptica en configuración optimizada para la detección balanceada. El MEO (modulador electro-óptico) para modulación de fase en esta configuración representa una celda foto-térmica.

El sistema propuesto está basado en una fibra dopada con iterbio con longitud de onda operacional de 1064 nm por el rápido tiempo de relajación (0.7 - 1.4 ms) del estado meta-

estable de los iones Yb^{+3} (Paschotta *et al.* 1997) y debido a que durante el grabado de la rejilla predomina la componente impar (originada por la rejilla de fase) (Stepanov *et al.* 2007). Estas dos características principales aseguran buenas propiedades adaptativas del interferómetro (es decir, estabilidad en su trabajo), y linealidad de su respuesta, la cual resulta en una sensibilidad alta.

Sin embargo, en este trabajo de tesis desarrollamos experimentalmente dos sistemas interferométricos adaptativos, para dos tipos de fibra dopada (con erbio e iterbio) y por lo tanto con dos láseres diferentes (láser semiconductor de 1492 nm y láser de estado sólido de 1064 nm). Caracterizamos el mezclado de dos ondas y también, realizamos un análisis de ruido y proponemos posibles soluciones para su reducción. También proponemos una configuración experimental bastante atractiva, un interferómetro de Sagnac adaptativo simplificado, con la mínima cantidad de elementos ópticos. Esto permite reducir los ruidos originados por los componentes ópticos y por las conexiones entre ellos.

I.2 Objetivos del trabajo.

Los principales objetivos de este trabajo de tesis son los siguientes:

- 1- Desarrollar sistemas experimentales de interferómetros adaptativos basados en el mezclado de dos ondas transitorio en fibras ópticas dopadas con erbio e iterbio con longitudes de onda de operación de 1492 y 1064 nm respectivamente.
- 2- Utilizando las configuraciones desarrolladas, investigar experimentalmente el mezclado de dos ondas transitorio y, en particular, el tipo de respuesta de MDO, su dependencia como función de la potencia de entrada y la amplitud de modulación. Comparar dichos sistemas desde el punto de vista de aplicaciones en sistemas foto-térmicos.
- 3- Analizar y comparar los sistemas desarrollados desde el punto de vista del ruido: fuente de ruido dominante, posibilidad de su reducción, y, como resultado, evaluar la sensibilidad máxima de los sistemas.

- 4- Proponer una configuración óptima de detección adaptativa, caracterizar sus parámetros, evaluar su sensibilidad y probar demostrar su aplicación en la configuración de detección del efecto foto-térmico.

I.3 Organización de tesis.

El presente trabajo de tesis está estructurado de forma general en los siguientes capítulos:

El capítulo 2 contiene los fundamentos básicos de los temas relacionados con el trabajo de esta tesis, en particular, conceptos básicos sobre el efecto foto-térmico, interferometría adaptativa, mezclado de dos ondas transitorio por rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas, fuentes de ruido en un sistema de detección óptico y principios de la detección balanceada.

En el capítulo 3 se presentan dos configuraciones experimentales del interferómetro adaptativo con fibra dopada con erbio e iterbio donde utilizamos un láser semiconductor y un láser de estado sólido Nd:YAG respectivamente. También, incluimos las características de los componentes más importantes de ambos sistemas. El objetivo principal de este capítulo es la caracterización detallada del mezclado de dos ondas transitorio en estas dos configuraciones.

El capítulo 4 contiene un análisis experimental detallado de ambos sistemas descritos en el capítulo 3 desde el punto de vista del ruido. También presenta algunas propuestas y experimentos para la reducción del mismo.

En el capítulo 5 se analiza un sistema del interferómetro de Sagnac como una configuración óptima para la detección del efecto foto-térmico y se caracteriza el mezclado de dos ondas tanto para fibra dopada con erbio, como con iterbio. También se analiza el ruido en dichos sistemas. Además, se realizan experimentos con detección de cambios foto-inducidos en el índice de refracción por el bombeo de láser de 980 nm.

Finalmente, los resultados principales del trabajo se muestran en el capítulo 6 como también la conclusión general del mismo y las posibilidades para el trabajo futuro.

Capítulo II

Conceptos básicos.

II.1. Espectroscopia termo-óptica.

La espectroscopia termo-óptica y sus aplicaciones involucran un amplio rango de técnicas y fenómenos basados en la conversión de energía óptica absorbida en calor (Almond y Patel, 1996). Se mostró que este fenómeno ocurre en una gran cantidad de materiales tanto sólidos, como líquidos y gases.

En particular, a mediados del 1970 se desarrolló la espectroscopía foto-acústica donde el calentamiento por absorción fue detectado por medio de un método acústico. La figura 2 muestra un esquema del espectrómetro de este tipo en el cual, la muestra es calentada por medio de absorción óptica de la luz proveniente de una fuente (Almond y Patel, 1996). Esta luz, que inicialmente es policromática, es modulada y posteriormente filtrada utilizando un monocromador para seleccionar la longitud de onda de absorción de la muestra. Al ser absorbida la energía óptica, el medio se calienta produciendo cambios en su presión con la frecuencia de modulación, los cuales son detectados por medio de un micrófono que entrega a su salida una señal eléctrica que se puede medir. Debido a altos niveles de ruido presentes en las señales eléctricas, este tipo de sistemas resulta ser de baja sensibilidad.

Utilizando el mismo principio termo-óptico, es posible detectar los cambios en la densidad de la muestra monitoreando su índice de refracción haciendo uso de la interferometría óptica. En los artículos originales (McLean *et al.* 1968) y (Longaker y Litvak, 1969), los autores reconocieron que la absorción óptica de la luz de excitación, que resulta en un calentamiento de la muestra y a su vez en un cambio en su índice de refracción, puede causar un cambio en la fase de otro haz, llamado haz de prueba, que atraviesa la región calentada (Bialkowski, 1996). El cambio en el índice de refracción de un medio debido al incremento de su temperatura esta dado por la ecuación de Gladstone-Dale:

$$\Delta n = \frac{n - 1}{T_0} \Delta T \quad (1)$$

donde n es el índice de refracción del medio, T_0 es la temperatura inicial del medio y ΔT es el incremento de la temperatura. En este caso, el cambio de fase del haz de prueba puede ser detectado utilizando un interferómetro óptico.

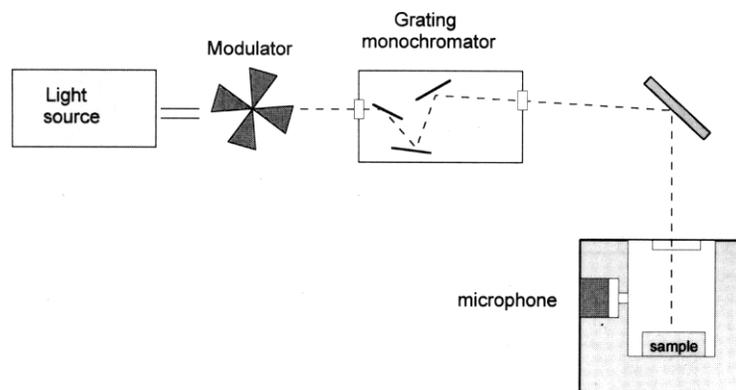


Figura 2. Esquema de un espectrómetro foto-acústico (Almond y Patel, 1996).

La mayor parte de interferómetros foto-térmicos modernos están basados en láseres como fuentes de excitación y de prueba. En esta combinación, el láser de excitación debe ser bastante poderoso - para calentar significativamente la muestra con una absorción baja, y si es posible, sintonizable - para asegurar el ajuste fino a la longitud de onda de absorción de la sustancia detectada. La gran ventaja de utilizar interferómetros como método de detección es su sensibilidad. La longitud de onda de prueba puede ser fija y el láser debe ser de menor ruido. Por ejemplo, Longaker y Litvak (1969) emplearon un láser Nd:YAG como fuente de excitación y un láser Ar^+ para detectar los cambios en el índice de refracción de diferentes muestras de gases y líquidos – ver figura 3.

Los autores, en Lin y Campillo (1985), realizaron mediciones de absorción de sulfato de amonio utilizando una configuración del interferómetro Mach-Zehnder donde en uno de los brazos del interferómetro que consistía de un láser He-Ne, se encontraba una celda con la muestra la cual era iluminada por un láser sintonizable de CO_2 en contra-propagación. La absorción óptica de la luz del láser de CO_2 por el aerosol resultaba en un incremento de

temperatura local lo cual ocasionaba una expansión del aire contenido en la celda. La expansión del aire causaba una variación de su índice de refracción lo cual a su vez, llevaba a una diferencia de fase respecto al brazo de referencia.

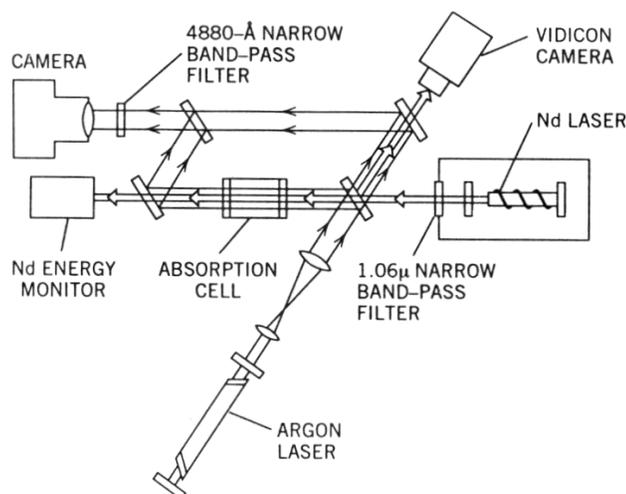


Figura 3. Interferómetro Mach-Zehnder utilizado en (Longaker y Litvak, 1969) para observar perturbaciones de densidad en muestras de gases y líquidos.

En Davis y Petuchowski (1981), los autores lograron medir un coeficiente de absorción de 10^{-10} cm^{-1} para muestras en estado gaseoso usando un láser infrarrojo con irradiancias de 2.5 MWm^{-2} como fuente de excitación. En cuanto a los trabajos recientes, en (Sedlacek, 2006) se realiza una detección en tiempo real de aerosoles ambientales utilizando interferometría en base del efecto termo-óptico que tiene directas aplicaciones en la meteorología. Utilizando un interferómetro doblado de Jamin en su experimento, fue posible la medición de señales foto-térmicas generadas tanto por gases como por aerosoles.

En general, las configuraciones clásicas de los interferómetros (de Mach Zehnder, de Michelson, de Jamin, etc.) son dispositivos tradicionales para la detección de cambios en fase óptica que tienen muy alta sensibilidad. Como una confirmación adicional a esto también sirve el uso de la técnica de interferometría óptica en las antenas de ondas gravitacionales de tipo LIGO (Sigg, 2005). La máxima sensibilidad (el cambio de fase mínimo detectable) está evaluada abajo en la Sección II.3. Una desventaja notoria que no permite el uso amplio de los interferómetros clásicos en la industria, en el campo, etc., es

decir, fuera del ambiente de un laboratorio científico; es la necesidad de estabilizar el punto operacional del interferómetro (ver Sección II.2). El otro aspecto de este mismo problema es la necesidad de ajuste muy fino del interferómetro, y también del uso de ondas con los frentes muy bien controlados (planos o Gaussianos).

En el presente trabajo consideramos la aplicación de los interferómetros adaptativos (Sección II.2) para resolver el problema de la estabilización del punto operacional en un interferómetro para la detección del efecto foto-térmico. Antes de pasar al análisis de las configuraciones de este tipo presentamos otra técnica de detección de este efecto llamada espectroscopia de lente térmica.

En la configuración de lente térmica el haz de excitación proveniente de una fuente cuya longitud de onda está ajustada a la longitud de onda de absorción de la muestra de interés, pasa a través de dicha muestra en la cual la energía óptica es absorbida localmente (Malik y Faubel, 2000). Esta absorción genera calor que tiene un gradiente transversal (radial), lo que a su vez provoca un cambio local en el índice de refracción el cual también resulta en un gradiente. Dicho gradiente de índice de refracción forma lo que se llama una lente térmica. Utilizando un haz de prueba que pasa a través de esta lente térmica, es posible detectar este cambio en el índice de refracción ya que el haz puede ser desviado o bien, puede cambiar su forma ya sea convergiendo o divergiendo – ver figura 4.

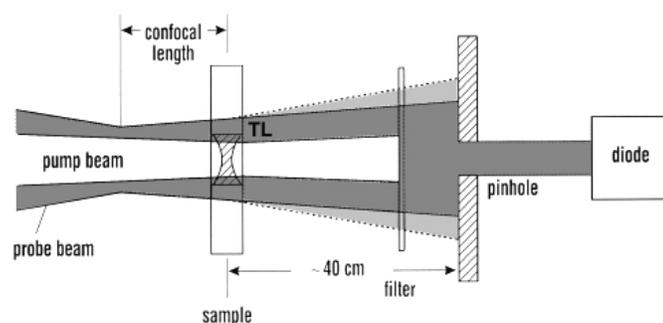


Figura 4. Configuración de lente térmica (TL) (Malik y Faubel, 2000).

Sin embargo, la mayoría de los instrumentos que utilizan este método estaban basados en detección en campo lejano, lo cual traía una desventaja. Los cambios de la temperatura son

pequeños y para el funcionamiento de esta configuración era necesario que el camino óptico del haz de prueba tuviera una longitud de orden de metros para que la desviación o el cambio en la forma del haz de prueba pudiera ser detectado bien. A pesar de que tiempo más tarde, se han realizado arreglos de menor tamaño, como el desarrollo de detección en campo cercano (Long y Bialkowski, 1984, y Power, 1990), el hecho de emplear este método para realizar mediciones involucra un ajuste del haz de prueba que requiere alta precisión debido al tamaño físico de la lente térmica, lo cual origina otra desventaja principal de este método.

II.2. Interferometría adaptativa.

La interferometría óptica ha sido considerada como una de las técnicas más flexibles y de alta sensibilidad para la medición de diferentes parámetros físicos tales como vibraciones, temperatura, presión, etc. Sin embargo, este método requiere de una alta precisión en los ajustes ópticos y además, la máxima posible sensibilidad del arreglo es alcanzada en el régimen lineal de operación cuando el desfaseamiento es de $\pm \pi/2$ (Stepanov, 1994). Es fácil ilustrar el problema usando el caso típico de detección de una modulación periódica de fase (figura 5), este problema puede aparecer en un interferómetro termo-óptico (por ejemplo, figura 3) al excitar el material con un haz de láser con una modulación periódica en su intensidad.

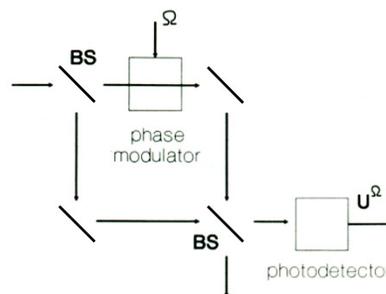


Figura 5. Detección de modulación de fase en una configuración básica del interferómetro óptico. BS – divisor de haz, Ω - frecuencia modulación, U^Ω - voltaje medido. (Stepanov, 1994).

En ausencia de esta modulación, la potencia de salida se comporta como una función senoidal de la diferencia de fase promedio $\Delta\varphi$ entre las dos ondas que interfieren en el detector – ver figura 6. Si ahora agregamos una modulación de fase periódica con una amplitud pequeña $\delta\varphi$, vemos que se transforma en una modulación efectiva de la potencia de salida con la frecuencia de modulación cuando la fase promedio $\Delta\varphi$ es alrededor de $\pm\pi/2$. Esta situación se llama “detección lineal” o “punto operacional en cuadratura”. Por otro lado, cuando $\Delta\varphi$ es alrededor de $l\pi$ (donde l es cualquier número entero) la señal de salida con frecuencia de modulación disminuye significativamente, lo que reduce la sensibilidad del interferómetro drásticamente.

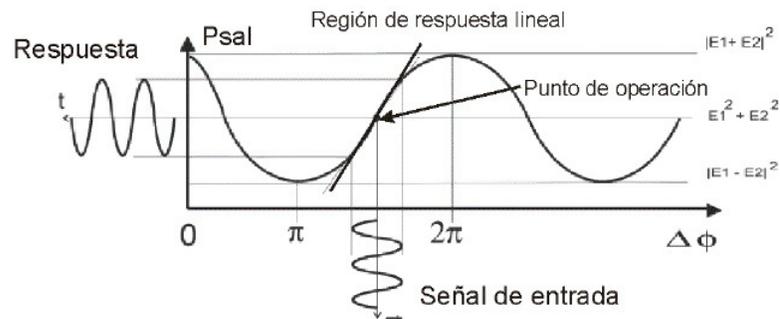


Figura 6. Potencia de salida del interferómetro como función de $\Delta\varphi$ y la influencia del punto operacional sobre la detección de una modulación periódica de fase (Pérez Cota, 2007).

El problema real es que por la influencia de diferentes factores ambientales (como cambios de temperatura, presión atmosférica, estrés, vibraciones mecánicas, etc.) siempre aparecen fluctuaciones aleatorias en el punto operacional del interferómetro. Para compensar dichos efectos ambientales es necesario introducir un sistema de retro-alimentación como un sistema electro-óptico (Jackson *et al*, 1980) o un sistema de detección mucho más complicado (Agrawal, 1997), lo cual hace que el interferómetro sea mucho menos sencillo y menos robusto. Esto es específicamente inconveniente en sistemas con muchos canales de detección, como, por ejemplo, en los arreglos de los sensores hidro-acústicos de fibra óptica (Kirkendall y Dandrige, 2004).

En un arreglo interferométrico convencional (figura 5), la superficie reflectora del divisor de haz (BS) está fija. Por lo tanto, para mantener constante el punto de operación del interferómetro, se debe fijar también la posición de las franjas de interferencia sobre esta superficie. Este problema se soluciona, en un sistema con retroalimentación, por el ajuste del patrón de interferencia mediante un modulador óptico de fase en el brazo de referencia del interferómetro. Sin embargo, lo anterior puede también ser logrado mediante el ajuste de las superficies reflectoras usando una técnica de holografía dinámica, implementando un interferómetro adaptativo “holográfico” (Stepanov, 1994). El divisor de haz convencional (BS) ahora es sustituido por un holograma dinámico delgado o de volumen (figura 7) el cual es capaz de seguir el desplazamiento del patrón de interferencia. Este holograma es grabado de manera continua por los dos haces, el de señal y el de referencia, dentro del mismo arreglo interferométrico.

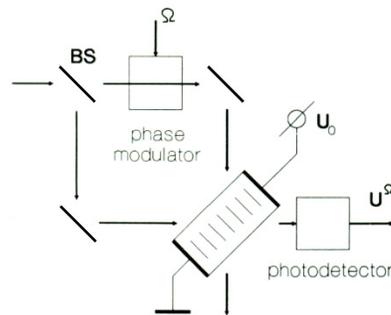


Figura 7. Interferómetro adaptativo basado en un holograma fotorrefractivo de fase (Stepanov, 1994).

La diferencia principal entre un interferómetro adaptativo y un interferómetro convencional con divisor de haz fijo (figura 5) es que en este caso el holograma dinámico funciona como un “divisor de haz inteligente” ajustándose a la posición actual del patrón de interferencia, es decir, es regrabado si el patrón de interferencia se desplaza, manteniendo constante de esta manera el punto operacional del interferómetro. Dependiendo del mecanismo de formación de la rejilla (rejilla de fase o de amplitud, desplazada o no desplazada) este punto operacional puede ser diferente. Por ejemplo, para el caso de una rejilla fotorrefractiva de fase (Stepanov, 1994), para poder realizar la detección lineal, dicha rejilla debe ser “no desplazada” (respecto al patrón de interferencia) y debe formarse por el mecanismo de

deriva bajo campo eléctrico externo. Para cualquier tipo de la rejilla dinámica, el interferómetro adaptativo holográfico presentado en la figura 7 también compensa todas las irregularidades de los frentes de onda de grabado y no requiere de un ajuste fino.

Cada holograma (o rejilla) dinámico tiene su propio tiempo de formación τ_g y, por esta razón, puede compensar solo los cambios lentos cuyas frecuencias son menores que la frecuencia de corte $\Omega_0 = \tau_g^{-1}$. Las señales que llevan la información con frecuencias más altas ($\Omega > \Omega_0$) no se compensan por la rejilla dinámica y, como resultado, se detectan por el foto-diodo como en una configuración interferométrica convencional. Cabe destacar que el tiempo de la formación de la rejilla no limita la frecuencia máxima que puede detectar el sistema adaptativo; en realidad, dicha frecuencia máxima está limitada solamente por el ancho de banda del foto-detector y del circuito electrónico.

El método de la interferometría adaptativa con rejillas dinámicas fotorrefractivas de volumen es ampliamente utilizado en aplicaciones como por ejemplo pruebas no destructivas de materiales. En este área, la interferometría adaptativa es una de las técnicas más prometedoras gracias a su capacidad de operar de manera confiable y con alto nivel de sensibilidad en entornos industriales. Este tipo de interferometría es utilizado también en sistemas con láseres para medición de ultrasonido para control de defectos dentro de materiales y construcciones (Dewhurst y Shan, 1999). En estos sistemas, una onda acústica es generada por la propagación de un pulso de láser muy intenso a través de la muestra el cual produce pequeñas vibraciones en esta. Dichas vibraciones cuyas frecuencias van en el rango de 1-30 MHz pueden ser detectadas por el interferómetro adaptativo. Cabe mencionar que algunos sistemas fotorrefractivos de este tipo ya están comercializados, sin embargo, los modelos que son adecuados para aplicaciones industriales son bastante complejos y costosos: hasta 100,000 USD.

Utilizando el mismo principio descrito anteriormente, es posible la implementación de un interferómetro adaptativo usando fibras ópticas dopadas con tierras raras como medio para la formación de la rejilla dinámica. Esto se logra cuando dos ondas de luz mutuamente coherentes, una de señal y la otra de referencia, entran a la fibra en direcciones opuestas, es

decir, en contra-propagación. Estos haces interfieren y forman un patrón de franjas las cuales se graban en dicha fibra de manera dinámica por la saturación local de absorción óptica. Por la técnica de grabado y por su naturaleza dinámica estas rejillas difieren bastante de las rejillas de Bragg en fibras ópticas convencionales (permanentes) (Kirkendall y Dandridge, 2004) las cuales ahora están ampliamente comercializadas y tienen múltiples aplicaciones en sensores y láseres de fibra óptica.

II.3. Rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras.

Se han estado realizando investigaciones de las rejillas dinámicas de densidad de población grabadas en medios volumétricos, desde hace varias décadas (Eichler *et al*, 1986). Dichas rejillas son formadas mediante el fenómeno conocido como fusión de huecos espaciales (en inglés, “spatial hole burning”) que consiste en la saturación de la absorción o de la ganancia óptica que ocurre dentro del medio en los máximos de un patrón de interferencia (Siegman, 1986). Las rejillas se llaman dinámicas, porque desaparecen después de apagar la luz de grabado con un tiempo característico determinado por el tiempo de relajación espontánea del estado meta-estable del ion activo.

Como mencionamos anteriormente, en la mayoría de los casos para el grabado de las rejillas dinámicas en fibras dopadas con tierras raras tales como Er (erbio) o Yb (iterbio), se utilizan dos haces mutuamente coherentes y que se encuentran en contra-propagación al momento de grabarse la rejilla (Stepanov, 2008). Dichos haces, denominados “S” (señal) y “R” (referencia), se inyectan por los extremos opuestos de la fibra dopada. Para que una rejilla pueda ser grabada, la fuente de luz empleada debe tener una longitud de onda λ que corresponde a la longitud de onda de absorción o de ganancia del ion de la tierra rara correspondiente: Er^{3+} , Yb^{3+} , etc. Las rejillas se forman a lo largo de la fibra en forma de distribución periódica de la absorción óptica o del índice de refracción y son rejillas de reflexión (figura 8) (García Casillas, 2006). Para observar la difracción sobre la rejilla grabada es necesario usar una de las ondas de grabado – como resultado de la difracción de Bragg, aparece una onda reflejada que se propaga a la dirección opuesta: con la dirección

de propagación de la otra onda de grabado. Estas dos ondas (de grabado y reflejada) interfieren en un fotodetector pudiéndose detectar la diferencia de fase entre ellas.

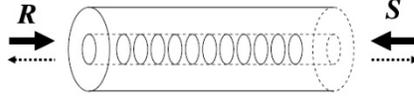


Figura 8. Rejilla grabada en fibra dopada con tierra rara por dos haces mutuamente coherentes en contra-propagación (Stepanov, 2008).

Por lo tanto, durante la grabación de la rejilla la fibra se encuentra expuesta a un patrón de interferencia de forma senoidal:

$$I(z) = I_0(1 + m \cos Kz) \quad (2)$$

donde I_0 es la intensidad promedio a lo largo del eje de la fibra, m es la profundidad de modulación y $K = 2\pi/\Lambda$ es la frecuencia espacial de la rejilla grabada, $\Lambda = \lambda/2n$ es la distancia entre las franjas del patrón, λ es la longitud de onda de la luz que interfiere y n es el índice de refracción efectivo de la fibra (Stepanov, 2008).

La absorción α_{st} de la fibra en el estado estacionario está en función de la intensidad de la luz I :

$$\alpha_{st} = \frac{\alpha_0}{1 + \left(\frac{I}{I_{sat}}\right)} \quad (3)$$

donde α_0 es la absorción inicial de la fibra no saturada y I_{sat} es la intensidad de saturación (Stepanov, 2008):

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega}{\tau_0(\sigma_a + \sigma_e)} \quad (4)$$

Aquí σ_a y σ_e son las secciones transversales del ion activo de absorción y relajación respectivamente, $\hbar\omega$ es la energía de un fotón de luz de grabado, y τ_0 es el tiempo de la relajación espontánea del estado meta-estable.

Bajo la iluminación por el patrón de luz espacialmente periódico el perfil espacial de la absorción saturada toma una forma periódica similar al patrón de interferencia dentro de la fibra. De lo anterior (ecuación 2 y 3), sabiendo que la absorción es mayor donde no hay saturación y menor donde si la hay, se forma una rejilla de absorción que tiene la misma forma del patrón de interferencia pero invertida:

$$\alpha_{st}(z) = \frac{\alpha_0}{1 + \left(\frac{I_0}{I_{sat}}\right) (1 + m \cos Kz)} \quad (5)$$

A su vez, la respuesta en el tiempo de la formación de la rejilla depende del tiempo τ de relajación de la población en el sistema de dos niveles que a su vez depende de la intensidad del patrón de interferencia:

$$\tau^{-1} \approx \tau_0^{-1} \left(1 + \frac{I_0}{I_{sat}}\right) \quad (6)$$

Esta dependencia aparece debido a que el balance entre las poblaciones de niveles se establece también por los procesos de las transiciones estimuladas. De aquí, podemos deducir que la formación de la rejilla de absorción no es inmediata, por lo tanto, cualquier cambio en el patrón de interferencia resulta en un cambio en la rejilla pero con un retraso.

Para el caso de las fibras dopadas con iterbio (donde el ion activo es Yb^{+3}), el rango espectral del grabado de la rejillas dinámicas es de $\lambda = 1020\text{-}1080$ nm y el tiempo de relajación del estado meta-estable se encuentra en el rango de $\tau_0 = 0.7 - 1.4$ ms (Paschotta *et al.* 1997). En cuanto a la potencia de saturación P_{sat} de las fibras dopadas con iterbio es aproximadamente de 5 mW (Simpson y Digonnet, 2001). Este parámetro es más adecuado para las fibras con una área modal A de la propagación de luz fija y esta dado por la relación $P_{sat} = AI_{sat}$. En la figura 9a se presentan las secciones transversales de absorción y de emisión de la transición fundamental del iterbio.

Para el caso de las fibras dopadas con erbio (el ion activo es Er^{+3}), el rango espectral es de $\lambda = 1480\text{-}1570$ nm y el tiempo de relajación del estado meta-estable $\tau_0 \approx 10$ ms (Stepanov y Hernández, 2007). La potencia de saturación P_{sat} de las fibras dopadas con erbio esta en el

rango de 0.2 - 0.6 mW (Becker *et al*, 1999). En la figura 9b se presentan las secciones transversales de absorción y de emisión de la transición fundamental del erbio.

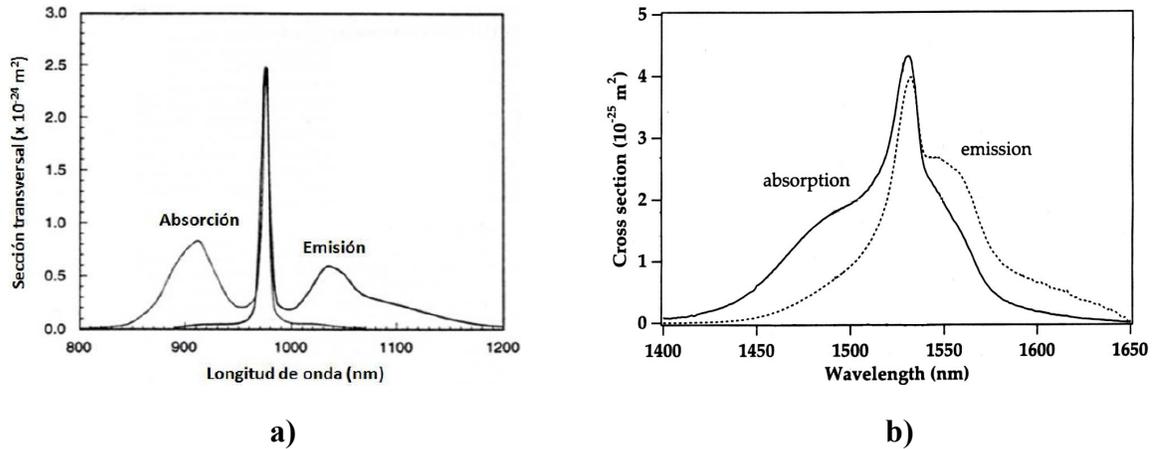


Figura 9. Secciones transversales de absorción y emisión de la transición fundamental del a) iterbio, Yb^{+3} , en sílice (Simpson y Digonnet, 2001) y b) del erbio, Er^{+3} , (Becker *et al*, 1999).

II.4. Respuesta del mezclado de dos ondas.

Como se había mencionado anteriormente, durante la grabación de la rejilla, la fibra se encuentra expuesta a un patrón de interferencia (ecuación 2) donde dicho patrón de interferencia genera dos tipos de rejillas dentro de la fibra dopada: rejilla de amplitud (variaciones periódicas de absorción) y rejilla de fase (variaciones periódicas de índice de refracción). Por lo tanto, si observamos la señal del mezclado de dos ondas, esta presenta ambas componentes al mismo tiempo – ver figura 10.

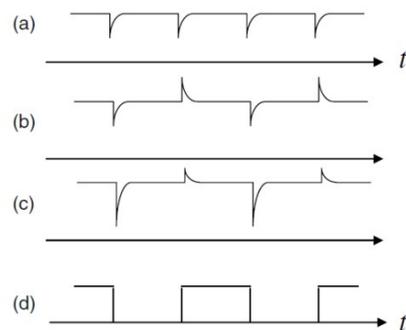


Figura 10. Respuesta típica del MDO de la rejilla de amplitud (a), de fase (b) y compuesta (c) generada por modulación periódica por una onda cuadrada (d) (Stepanov, 2008).

Aquí la modulación de fase se lleva a cabo con una señal de perfil rectangular, por lo tanto, el cambio en la fase de uno de los haces de grabado es abrupto (por el perfil rectangular) pero la rejilla tiene un cierto tiempo de respuesta que se atribuye al tiempo de relajación de los iones de la fibra dopada. Por lo tanto no se forma inmediatamente después de haberse desplazado el patrón de interferencia si no con un retraso. Este retraso es el tiempo de formación de la rejilla τ_g .

Podemos definir la relación entre la amplitud de la señal de la respuesta del MDO (ΔV) y el nivel promedio de dicha señal (V_0) como amplitud relativa - $\Delta V / V_0$. El nivel promedio de la señal MDO es directamente proporcional a la potencia óptica que pasa a través de la fibra dopada. Debido a que la fibra dopada es un medio saturable, hay un máximo de potencia óptica, también llamado potencia de saturación (P_{sat}), después del cual ya no incrementa la amplitud de la señal MDO debido a que la fibra se encuentra saturada. Por lo tanto, si seguimos incrementando la potencia óptica la razón entre ΔV y V_0 va empezar a decrementar. Este comportamiento se presenta en la figura 11.

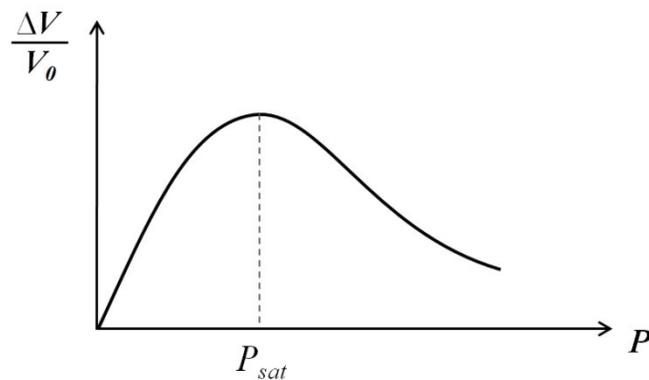


Figura 11. Comportamiento de la amplitud relativa de la señal MDO contra la potencia óptica en la fibra dopada.

II.5. Ruido en sistemas ópticos de detección.

El ruido es una fluctuación aleatoria presente en las señales eléctricas provenientes de un detector o un sistema de detección de señales ópticas. El ruido establece un límite en la sensibilidad del sistema, el cual se define como la señal mínima que lleva alguna

información detectable por el sistema. Las fuentes de ruido pueden ser de origen natural, generadas por otros aparatos construidos por el hombre o tener un carácter intrínseco (se generan dentro de los mismos sistemas de detección ópticos). Para nosotros, el ruido de mayor interés es aquel que proviene directamente de los detectores, ya que las demás fuentes de ruido pueden aislarse utilizando métodos de ingeniería.

El ruido producido por los detectores ópticos puede clasificarse como interno y externo (Dereniak y Boreman, 1996). Las fuentes externas incluyen fluctuaciones en la intensidad de luz detectada, el sistema electrónico empleado (preamplificador), y el ruido microfónico. Es decir, el ruido externo es aquel que se origina externamente y no depende de las características del fotodiodo mismo o del proceso de detección. Las fuentes de ruido internas más importantes son el ruido térmico (ruido Johnson) de la resistencia de carga y el ruido fotónico. En la figura 12 se presentan las fuentes de ruido relacionadas con un sistema de detección para señales ópticas.

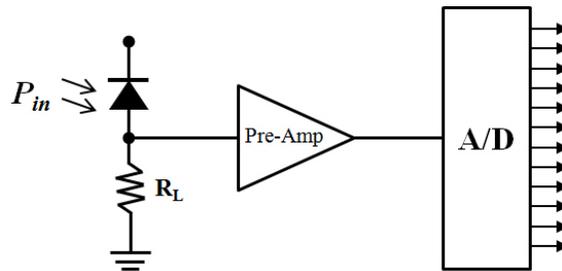


Figura 12. Fuentes de ruido relacionadas con un sistema de detección óptica. P_{in} – potencia incidente, R_L – resistencia de carga en el fotodetector.

Los detectores ópticos convierten la potencia óptica incidente P_{in} en corriente eléctrica a través del fotodiodo. La relación $I_p = RP_{in}$, donde R es la responsividad del detector y I_p es la corriente producida por la potencia incidente P_{in} , supone que dicha conversión es libre de ruido. Sin embargo, ni siquiera es el caso de un detector ideal. Dos mecanismos fundamentales, el ruido fotónico y el ruido térmico, originan fluctuaciones en la corriente aun cuando la potencia óptica incidente es constante. Podemos considerar que I_p es la corriente promedia, sin embargo el ruido eléctrico inducido por las fluctuaciones en la corriente afecta el desempeño del detector.

II.5.1. Ruido fotónico.

Este ruido se encuentra presente en cualquier sistema de detección de fotones. Se origina debido al carácter discreto del campo de radiación óptica. Se considera como ruido fundamental debido a que no aparece por las imperfecciones del fotodiodo o del sistema de detección (Boyd, 1983). Este tipo de ruido puede tratarse desde dos puntos de vista. El ruido puede verse como resultado de la aleatoriedad en la incidencia de flujo de fotones en el detector, o como resultado de la aleatoriedad en la generación de fotoelectrones en el fotodiodo. En ambos casos es un proceso probabilístico con características estadísticas de Poisson y por esta razón, este ruido se llama también ruido de disparo.

Supongamos que el sistema de detección de fotones se caracteriza por un tiempo de promediado T . Si cada fotón absorbido resulta en un foto-electrón, la corriente que produce el fotodiodo en cualquier instante del tiempo es proporcional al número de fotones N que hayan incidido en dicho intervalo de tiempo T . Por lo tanto, el valor promedio de la corriente se puede expresar como:

$$\bar{i}_S = \frac{e\bar{N}}{T} \quad (7)$$

Entonces, el fotodiodo funciona como un generador de fotocorriente, que transforma un flujo de fotones en un flujo de carga eléctrica.

El ruido en esta corriente es la varianza de $i(t)$ y muchas veces es expresado en función del ancho de banda eléctrico del sistema de detección (Saleh y Teich, 1991):

$$i_N = \overline{(\Delta i_S)^2} = 2e\bar{i}\Delta f \quad (8)$$

donde el ancho de banda está dado por $\Delta f = 1/2T$. Esta ecuación refleja el hecho de que la corriente producida por incidencia de fotones está cuantizada en unidades de carga del electrón e .

Debido a la generación térmica, a través de todos los fotodiodos reales también fluye una corriente de oscuridad i_d . Por la naturaleza discreta (electrónica), esta corriente también está

acompañada por fluctuaciones con varianza, relacionada con la corriente promedio de oscuridad por la relación similar a (8).

II.5.2. Ruido térmico.

A una temperatura dada, los electrones se mueven aleatoriamente en cualquier conductor. Este movimiento aleatorio se manifiesta como fluctuaciones en corriente aun cuando no se aplica ningún voltaje. Un resistor conectado a un fotodiodo introduce estas fluctuaciones de corriente y esta fluctuación adicional se denomina como ruido térmico. Este ruido también es conocido como ruido Johnson o Nyquist. En la figura 13 se muestran dos esquemas que representan un detector donde en ambos casos el fotodiodo es modelado como una fuente de corriente.

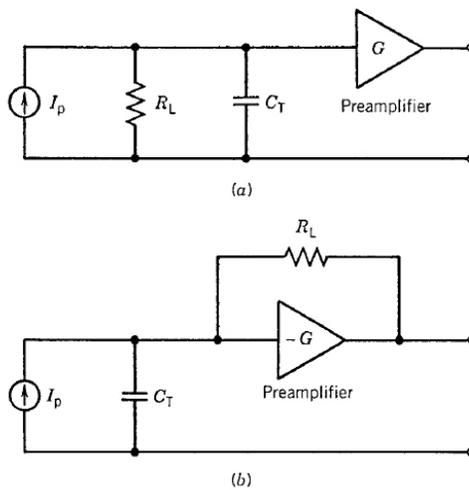


Figura 13. Circuito equivalente para (a) detector óptico de alta impedancia y (b) detector óptico de transimpedancia. El fotodiodo esta presentado como una fuente de corriente (I_p) (Agrawal, 2002).

La ecuación para determinar el voltaje efectivo del ruido térmico es:

$$v_T = \sqrt{4kTR_L\Delta f} \quad (9)$$

donde T es la temperatura del elemento resistivo, R es el valor de resistencia en Ohms y Δf es el ancho de banda en el cual se mide este ruido (del sistema de detección). El ruido

térmico también puede ser expresado en términos de corriente eléctrica siendo su ecuación la siguiente:

$$i_T = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R_L}} \quad (10)$$

El ruido térmico es fundamental, es intrínseco a los elementos resistivos y por lo tanto no es un ruido causado por un sistema mal diseñado.

Un sistema de detección de señales ópticas puede contener otros componentes electrónicos de los cuales algunos pueden contribuir al ruido total. Por ejemplo, un amplificador agrega ruido al sistema, sin embargo, la cantidad de ruido agregado depende del diseño de este amplificador (basado en los transistores bipolares o de efecto de campo). El ruido del preamplificador está caracterizado por los valores de ruido de corriente i_A y/o de voltaje v_A definidos para la entrada de dicho amplificador.

Como se menciona, el ruido térmico y el ruido de disparo, son los mecanismos más importantes responsables de las fluctuaciones en la corriente en cualquier detector óptico aun cuando P_{in} es constante. Entonces, la corriente generada por un fotodiodo con potencia incidente constante puede expresarse como:

$$I(t) = I_p + i_N(t) + i_T(t) \quad (11)$$

donde $i_N(t)$ son fluctuaciones en la corriente debidas al ruido de disparo y $i_T(t)$ son fluctuaciones inducidas por ruido térmico. Cuando la potencia incidente P_{in} no es constante, un ruido adicional es producido, como por ejemplo, el ruido de intensidad de láser que ocasiona fluctuaciones en P_{in} y, por lo tanto, causa que I_p también fluctúe.

II.6. Sensibilidad de los sistemas interferométricos.

En cualquier interferómetro óptico, el parámetro físico que se desea medir se encuentra representado por el cambio en la fase de la onda de luz. Por lo tanto, la sensibilidad a pequeños cambios en su fase es el parámetro más importante a considerar cuando se comparan diferentes sistemas interferométricos. La sensibilidad no solo se determina de la

configuración del arreglo sino también por parámetros tales como la potencia del láser, la longitud de onda, la sensibilidad de sistema de detección, etc. (Kamshilin *et al*, 2009).

El mínimo cambio de fase detectable $\Delta\varphi_{min}$ está definido por el nivel de ruido del sistema electrónico de detección. En otras palabras, este mínimo cambio de fase resulta en una respuesta del sistema electrónico de detección con la amplitud igual al nivel de ruido de dicho sistema. En la práctica también se usa un parámetro útil, el cual es denominado como razón señal-a-ruido (SRS) y es igual a la señal de la repuesta máxima (alcanzada en muchas veces para el cambio de fase detectado de 1 radian) dividida sobre la amplitud RMS del ruido. Entonces, la fase mínima detectable puede también ser definida como:

$$\Delta\varphi_{min}[rad] = \frac{1}{SRS} \quad (12)$$

Evaluaremos la relación señal a ruido (SRS) para una un interferómetro con un divisor de haz 50/50 mostrado en la figura 14.

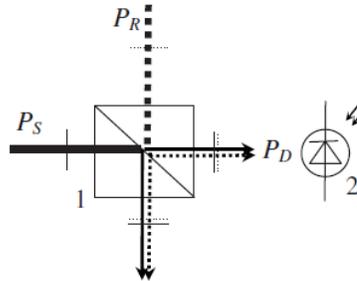


Figura 14. Interferómetro con divisor de haz empleado para combinar la onda de referencia (P_R) y la de señal (P_S): 1- divisor de haz, 2- fotodiodo (Kamshilin *et al*, 2009).

Como ya habíamos mencionado anteriormente, la máxima respuesta alcanzada es cuando la diferencia de fase promedio entre ambos haces sobre el fotodiodo es de $\varphi_0 = \pi/2$. Cuando introducimos un pequeño cambio de fase, $\Delta\varphi$, la potencia detectada por el foto-detector se puede expresar de la siguiente manera:

$$P_D = \frac{1}{2} (P_S + P_R) + \sqrt{P_S P_R} \sin \Delta\varphi \approx P_S \frac{1 + \beta}{2} + P_S \sqrt{\beta} \Delta\varphi \quad (13)$$

donde P_R y P_S son potencias de referencia y señal respectivamente y β es la razón entre ambas. En la consideración anterior despreciamos cualquier pérdida óptica y suponemos que las secciones transversales de los dos haces son iguales. En el lado derecho de la ecuación (13) la señal que contiene la información es proporcional a $\Delta\varphi$. De otro lado, el ruido principal está producido por la potencia promedio detectada.

Entonces de la ecuación (13) la corriente correspondiente a la información está dada por:

$$i_\varphi = \Delta\varphi \frac{eP_S\sqrt{\beta}}{\hbar\omega} \quad (14)$$

y la amplitud RMS de ruido fotónico se define como:

$$i_N = \sqrt{\frac{e^2P_S(1+\beta)\Delta f}{\hbar\omega}} \quad (15)$$

Suponiendo que la respuesta del foto-diodo es lineal e igualando $\Delta\varphi = 1$ rad. podemos expresar la relación señal a ruido como:

$$SRS = \sqrt{\frac{P_S}{\hbar\omega\Delta f(1+\beta^{-1})}} \quad (16)$$

La mínima diferencia de fase detectable $\Delta\varphi_{min}$ en el interferómetro bajo consideración se define por lo general como aquella que produce una respuesta igual a la amplitud RMS del ruido; para $\beta \gg 1$ es igual a:

$$\Delta\varphi_{min} = \sqrt{\frac{\hbar\omega\Delta f}{P_S}} \quad (17)$$

Para condiciones típicas: $P_S = 1\text{mW}$, $\Delta f = 1\text{Hz}$ y $\hbar\omega = 1\text{ eV}$ ($\lambda \approx 1.3\mu\text{m}$), la diferencia de fase mínima detectable es $\Delta\varphi_{min} \approx 1.26 \times 10^{-8} \text{ rad/Hz}^{1/2}$. Podemos decir que esta fase mínima es un límite teórico de cualquier sistema interferométrico de detección limitado por el ruido fotónico solamente. Como un ejemplo experimental donde fue alcanzada la detección del mínimo desplazamiento mecánico limitada por el ruido fotónico de $1.1 \times 10^{-16} \text{ m/Hz}^{1/2}$ para

10 mW de potencia detectada a una longitud de onda de 500 nm, podemos mencionar los trabajos clásicos de Forward (1978) y de Wagner y Spicer (1987).

Sin embargo, además del ruido fotónico existen varias fuentes de ruido en un interferómetro: ruido del láser, ruido térmico y el ruido de los circuitos electrónicos – todos estos ruidos pueden reducir la sensibilidad del interferómetro. En muchas situaciones (y específicamente en caso de los interferómetros ópticos) el detector puede estar bien diseñado y por lo tanto podemos despreciar los ruidos del fotodiodo, térmico y del preamplificador. Sin embargo se dejan dos tipos de ruido de naturaleza técnica (no de la fundamental) asociados con las inestabilidades en el trabajo del láser.

Un tipo de inestabilidad que puede presentar un láser son las fluctuaciones de longitud de onda generada (o de fase de irradiación). No se detectan por el fotodiodo directamente, pero en un interferómetro óptico con los brazos no balanceados suficientemente bien se transforman en fluctuaciones de intensidad que puede reducir la sensibilidad de la configuración interferométrica.

Otro tipo de fluctuaciones de la irradiación láser es el ruido de intensidad: cuando se detecta la potencia de salida de láser las fluctuaciones en la señal detectada son mucho más grandes de lo que se espera de la evaluación de ruido fotónico (ecuación 8). Estas son fluctuaciones clásicas y no están asociadas con la estructura cuántica de la luz. En seguida, consideramos el sistema de detección balanceada que puede reducir drásticamente el ruido de intensidad del láser en un interferómetro.

II.7. Detección balanceada.

En los interferómetros, la detección balanceada se basa en una propiedad obvia de las configuraciones: los términos de interferencia están en contra-fase en los dos canales de detección. Por ejemplo, en la configuración con el divisor de luz presentada en la figura 15 la señal detectada por el otro fotodiodo tiene la siguiente forma:

$$P_D = \frac{1}{2} (P_S + P_R) - \sqrt{P_S P_R} \sin \Delta\varphi \approx P_S \frac{1 + \beta}{2} - P_S \sqrt{\beta} \Delta\varphi \quad (18)$$

Comparando las ecuaciones (13) y (18) vemos que las partes de las señales detectadas que llevan la información en diferentes brazos son opuestas, pero las partes que no llevan ninguna información (pero tienen mayor potencia) son iguales. El método consiste en la detección de ambas señales y resta de ellas en forma electrónica. Como resultado, las componentes de las señales con mayor potencia que llevan la modulación de intensidad (ruido de intensidad) se compensan. Por otro lado, la componente de la señal detectada que lleva la información aumenta su amplitud dos veces en la salida de sistema. Cabe mencionar que con este método es posible compensar los ruidos correlacionados en dos canales, sin embargo no es posible compensar los ruidos fotónicos los cuales no están correlacionados.

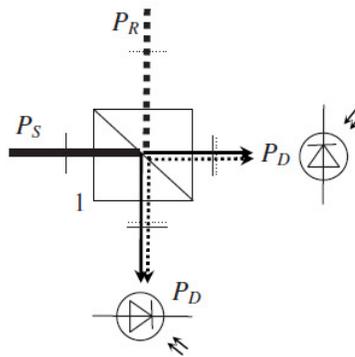


Figura 15. Configuración para detección balanceada con dos fotodiodos donde uno detecta el haz de referencia (P_R) y el otro el de señal (P_S).

En muchas situaciones se usan dos fotodiodos similares conectados a un solo preamplificador en direcciones opuestas, como se muestra en la figura 16. La detección balanceada en dicho experimento se usó para la medición de cambios en transmitancia de materiales (Glenn y Garmire, 1994) donde dichos cambios son muy pequeños. En este caso fue necesario anular las fotocorrientes para poder observar dichos cambios que están en el orden de 0.1%.

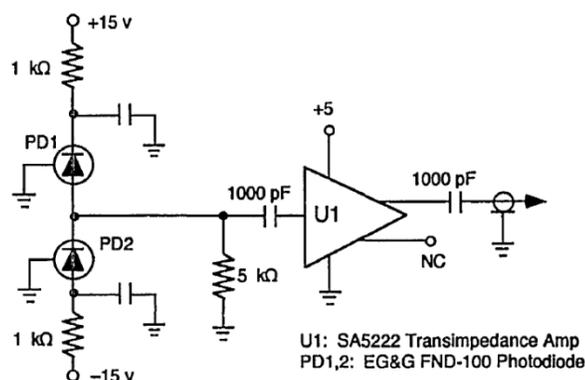


Figura 16. Circuito electrónico utilizado para la detección balanceada en el experimento, donde PD1 y PD2 son los fotodetectores (Glenn y Garmire, 1994).

Otra aplicación de la detección balanceada ha sido la medición polarimétrica (Cote y Vitkin, 2004) debido a que esta requiere de mediciones de alta precisión con bajos niveles de ruido. En este caso se realizó la detección de glucosa para aplicaciones en la medicina. La configuración experimental empleada se muestra en la figura 17. En esta configuración se realizan dos mediciones simultáneamente y las señales son substraídas electrónicamente antes de realizar la detección con el amplificador Lock-In cancelando cualquier ruido común principalmente el ruido de intensidad del láser.

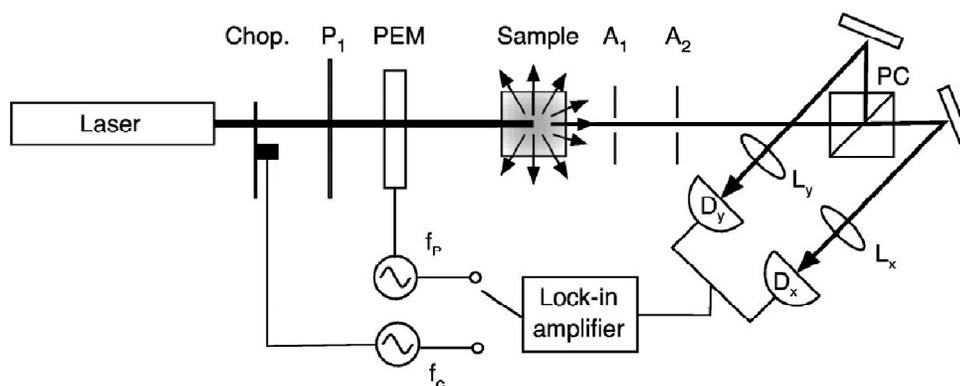


Figura 17. Configuración experimental utilizada en (Cote y Vitkin, 2004) para la medición polarimétrica utilizando la detección balanceada.

Capítulo III

Desarrollo y caracterización de los interferómetros adaptativos basados en las fibras dopadas con tierras raras.

III.1. Introducción.

Como primer paso, caracterizamos la respuesta del mezclado de dos ondas en dos configuraciones propuestas. Consideramos que dichas configuraciones permiten implementar técnicas de reducción de ruido con el fin de alcanzar una sensibilidad limitada por el ruido fotónico.

III.2. Caracterización del MDO en arreglo interferométrico con FDE.

En esta parte del Capítulo se presentan los resultados de la caracterización de mezclado de dos ondas en un interferómetro adaptativo basado en fibra dopada con erbio. Se presentan y se discuten los trazos de respuesta típica de MDO y las dependencias tanto de la amplitud de la señal MDO contra voltaje de modulación de fase, como de la profundidad de modulación de la señal MDO contra la potencia óptica total en la fibra dopada con erbio. También se presenta y se analiza el tiempo característico de la respuesta MDO y su dependencia de la potencia de grabado de la rejilla.

III.2.1 Configuración experimental y técnica de mediciones.

Se utilizó la configuración experimental del interferómetro adaptativo de tipo Sagnac con un esquema mostrado en la figura 18. Toda la configuración es de fibra óptica y fue localizada en una mesa óptica.

En esta configuración el patrón de interferencia se forma por dos ondas coherentes que provienen del haz de entrada por el acoplador 50/50 - 1. Una de las ondas de grabado se modula en fase con un perfil rectangular. Utilizando otros dos acopladores 50/50 (2 y 3) se

observa, la respuesta del MDO transitorio con los fotodetectores FD1 y FD2. El monitoreo de la potencia total de entrada a la fibra dopada se hace por los fotodetectores FD3 y FD4.

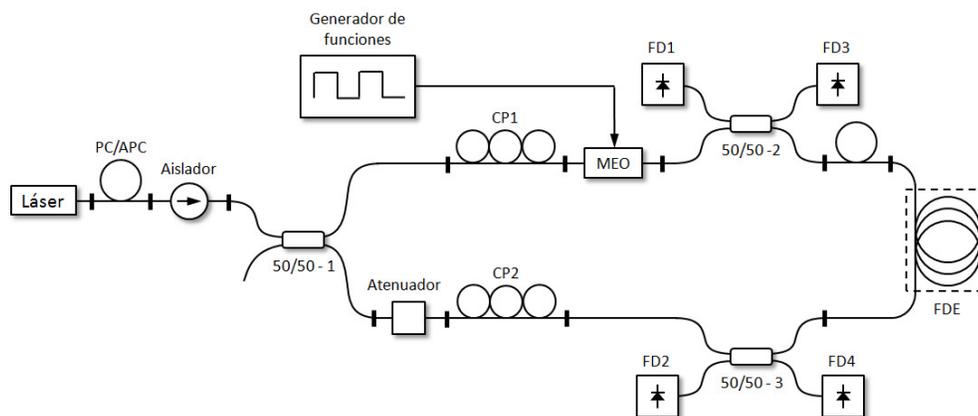


Figura 18. Arreglo del interferómetro adaptativo por MDO en fibra dopada con erbio.

Como medio saturable para la formación de rejillas dinámicas se empleó una fibra óptica dopada con erbio EDF-HG980 de Thorlabs de longitud $L = 2.45$ m. La potencia de saturación de esta fibra particular medida para la longitud de onda de trabajo $\lambda = 1530$ nm fue de $P_{sat} \approx 0.18$ mW y su densidad óptica no saturada es $\alpha_0 L = 6.1$. La potencia de saturación de dicha fibra se midió en la configuración de fluorescencia transversal mediante la dependencia del tiempo de crecimiento de la señal de fluorescencia contra la potencia de iluminación (Núñez Santiago, 2005).

Como mencionamos, la longitud de onda de trabajo para dicho arreglo fue de 1492 nm proporcionada por un láser semiconductor NEL – NLK1456STB mostrado en la figura 19a. El láser utiliza una montura de tipo mariposa de Thorlabs (LM1452). Junto con el láser se utilizó un aislador Australian Fiber Works (núm. serie - ISOD-48-P-2-1-L-1) conectado al láser por medio de una fibra terminada con conectores APC y PC debido a que la terminal del láser cuenta con un conector APC que no se puede conectar directamente al aislador.

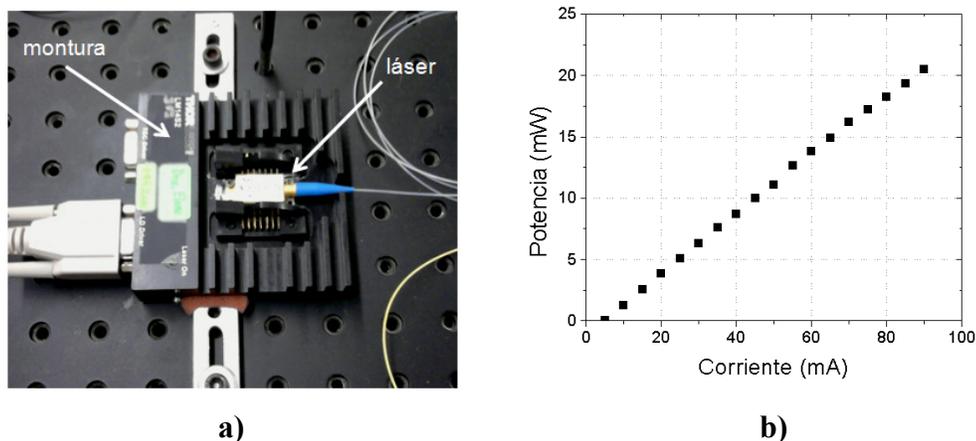


Figura 19. a) Láser semiconductor NEL – NLK1456STB y b) Potencia de salida del diodo-láser contra corriente de bombeo.

Para las mediciones presentadas en este capítulo se usó una fuente de corriente de Thorlabs - LDC500. La corriente umbral del diodo-láser es de 5 mA aproximadamente. Por verificación directa se mostró que en su estado actual este diodo láser puede asegurar una potencia máxima alrededor de hasta 26 mW para una corriente de bombeo de 100 mA. La gráfica de la figura 19b muestra la dependencia de la potencia de salida del diodo láser contra la corriente de bombeo.

La estabilización de temperatura no fue necesaria debido a que generalmente las fluctuaciones de temperatura son lentas y a diferencia de esto, nosotros planeamos el desarrollo de un sistema adaptativo de detección para el rango de frecuencias más altas (>1 kHz). En general, las fluctuaciones lentas de la longitud de onda de emisión del láser originadas por las fluctuaciones de temperatura no afectan el funcionamiento del interferómetro adaptativo.

La modulación de fase de uno de los haces de grabado se introdujo mediante un modulador electro-óptico MPI T120008-FC en uno de los brazos del interferómetro (brazo de señal “S”). El modulador tiene un rango espectral de operación 1510 - 1590 nm, el voltaje de control $V_{\pi} \approx 9$ V (típico @ 50 kHz), y una atenuación general alrededor de 7dB. El elemento activo del modulador está formado por una guía óptica monomodal sobre la superficie del cristal electroóptico de niobato de litio esta acoplado a dos fibras

birrefringentes (de entrada y de salida). Dicho modulador electro-óptico fue controlado con una señal cuadrada generada por un generador de funciones (Tektronix - AFG3021).

Las terminales de los acopladores 50/50 – 2 y 3 correspondientes a los fotodetectores FD3 y FD4, fueron inmersas en gel acoplador (con el índice de refracción ≈ 1.5 , muy cercano al índice de refracción efectivo de la fibra SMF-28) para evitar reflexiones parásitas que puedan ocasionar oscilaciones innecesarias en la potencia promedia detectada, la señal parásita con forma rectangular y también generar ruido adicional.

Se emplearon dos controladores de polarización (Thorlabs – 973/579-7227), uno en cada brazo del interferómetro. Dichos controladores se utilizaron para asegurar la misma polarización de entrada en ambos lados de la fibra dopada, con el fin de lograr una formación eficiente de rejillas dinámicas. De estos dos, primero, se ajustó el controlador CP1 – para asegurar una polarización lineal (vertical) necesaria para el funcionamiento óptimo del modulador electroóptico.

Además, se utilizó un atenuador en el brazo de referencia “R” para igualar las potencias de entrada a la fibra dopada, ya que por las pérdidas del modulador mencionadas anteriormente se crea un desbalance de potencias entre los dos brazos. Este balance de las potencias de grabado se necesita para poder realizar después una resta de las dos señales MDO de salida para compensar la componente par del MDO y el ruido de intensidad. Tomando en cuenta las pérdidas en todos los elementos de nuestro arreglo de fibra óptica y potencia máxima de salida del diodo láser, la potencia de grabado en cada entrada de la fibra dopada podía alcanzar 1.38 mW.

La señal MDO se detectó mediante dos fotodetectores similares DET10C de ThorLabs en los puntos FD1 y FD2 del arreglo. Los fotodiodos en dichos detectores son de tipo PIN de InGaAs cuales muestran una responsividad alrededor de 0.95 mA/mW para longitud de onda de trabajo 1492nm – ver la gráfica espectral en la figura 20a. Para asegurar la respuesta lineal en el rango de potencias hasta 5 mW a los detectores se les instaló unas pilas de 12.5V – ver figura 20b.

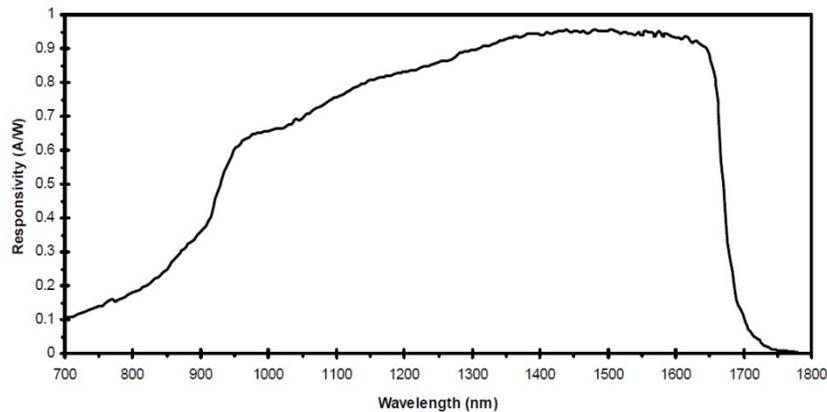


Figura 20a. La responsividad espectral del fotodiodo de Thorlabs - DET10C.

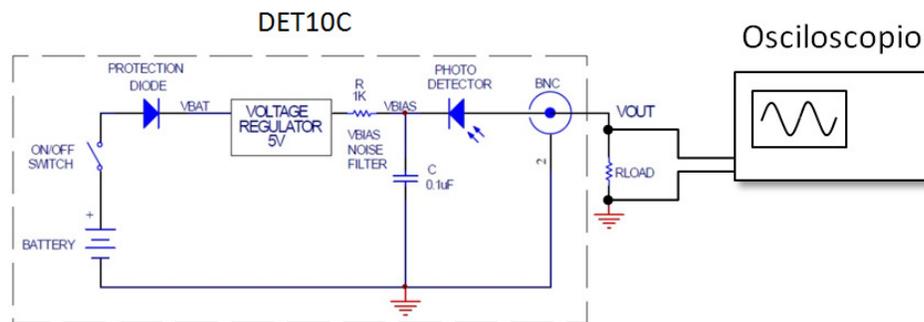


Figura 20b. Circuito electrónico del fotodetector DET10C y de su conexión al osciloscopio.

En la mayoría de las mediciones, ambos foto-diodos tenían una resistencia de carga externa alrededor de $R_L \approx 1 \text{ k}\Omega$ (con una posibilidad de ajuste fino de su valor). Con esta resistencia el circuito de entrada del fotodetector con la capacitancia del cable de 100 pF (para longitud típica de 1 m de cable) y capacitancia de entrada del osciloscopio de 13 pF o de amplificador Lock-In 25 pF tuvo un ancho espectral de aproximadamente 1.4 y 1.2 MHz respectivamente. Probablemente, un ancho de banda tan amplio no es necesario para los propósitos de este trabajo, sin embargo resistencias de carga mas grandes (por ejemplo, 10 k Ω) limitarían el rango de las potencias promedio menor que 1 mW.

Las señales detectadas se observaron utilizando un osciloscopio digital Tektronix - TDS3012B de dos canales con ancho de banda de 100 MHz. Para reducir el ruido presente en la señal, se utilizó la función de promediado del osciloscopio (hasta 512 trazos) para un

mejor procesamiento posterior de los datos. El osciloscopio también cuenta con una opción muy útil de presentar una resta de las señales de dos canales de entrada.

III.2.2. Datos experimentales del MDO en FDE.

La figura 21a muestra la señal MDO típica en uno de los foto-detectores para un voltaje de modulación rectangular con amplitud correspondiente al desfaseamiento de aproximadamente $\pi/2$. La frecuencia de la modulación de fase rectangular en este caso fue 100 Hz. El nivel estacionario V_0 de la señal MDO en cada fotodetector en este caso fue de 150 mV (grabado en configuración simétrica) con una amplitud de modulación de 30 mV para la máxima potencia de salida del láser a 100 mA de corriente de bombeo. En este caso, la potencia total óptica dentro de la fibra dopada se estimó que fue alrededor de $P_{gr} = 2.75$ mW. Esta figura muestra también como el promediado por el osciloscopio mejora los trazos (figura 21b) – son bastante ruidosos en estado inicial (en régimen “one shot” de osciloscopio).

Aun sin procesar los trazos, es claro que la respuesta MDO detectada es muy asimétrica: los picos consecutivos no tienen la misma amplitud. Esto aparece cuando la rejilla de población tiene dos componentes – una de amplitud con respuesta “par” (todos los picos hacia abajo) y la otra de fase con respuesta “impar” (cada segundo pico hacia arriba). Esto es de esperarse, y se observó anteriormente en los artículos (Stepanov y Hernández, 2007), (Stepanov, 2008). De hecho, la longitud de onda de trabajo de 1492 nm fue seleccionada en esta tesis especialmente por la presencia de la componente impar necesaria para la detección interferométrica lineal y con alta sensibilidad.

Para la caracterización de la amplitud de la señal MDO contra el voltaje de modulación, se capturaron los trazos de la señal MDO utilizando el osciloscopio para un rango del voltaje de modulación V_{mod} de 0 - $4.0 V_{p-p}$ con intervalos de $\Delta V_{mod} = 0.25 V_{p-p}$. Se procesaron los datos obtenidos utilizando un paquete para presentación y análisis matemático de datos experimentales OriginLab 8.0 para descomponer la señal detectada en las componentes par e impar. La componente par se obtuvo sumando la señal inicial con la misma señal pero desplazada medio periodo y dividiendo el resultado sobre el factor de 2. Para la

componente impar, se restó la señal desplazada a la señal inicial y también se dividió el resultado sobre un factor de 2. El resultado típico de este procesamiento se muestra en la figura 22. En esta figura también se muestran las amplitudes ΔV de las componentes par e impar utilizados posteriormente para evaluar las amplitudes relativas (normalizadas) de las señales MDO ($\Delta V/V_0$).

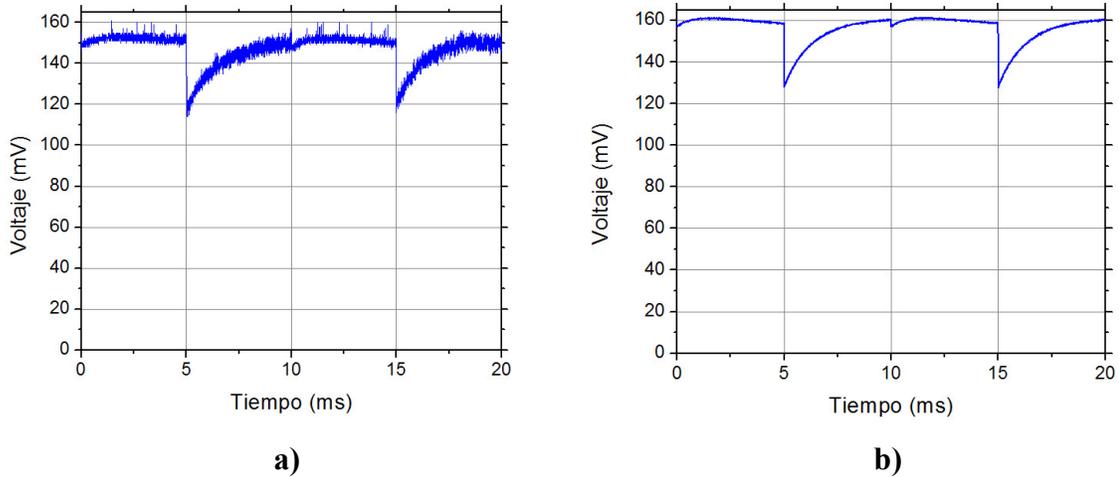


Figura 21. Señal MDO observada en FDE para voltaje de modulación de $V_{\pi/2}$, a) sin promediado y b) con promediado de osciloscopio de 128 trazos ($\lambda = 1492$ nm, $P_{gr} = 2.75$ mW).

Las dependencias de ambas componentes contra la amplitud de la señal de modulación del modulador electro-óptico se muestran en la figura 23.

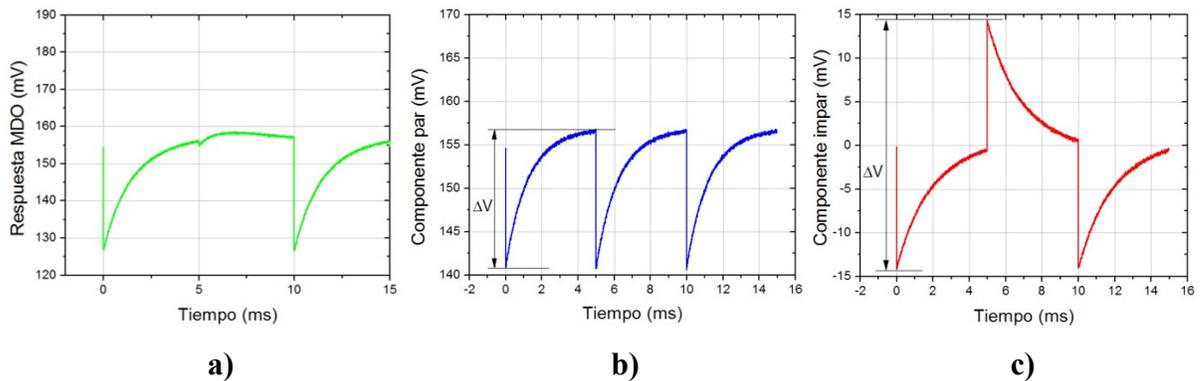


Figura 22. Descomposición de la señal MDO (a) en las componentes par (b) e impar (c).

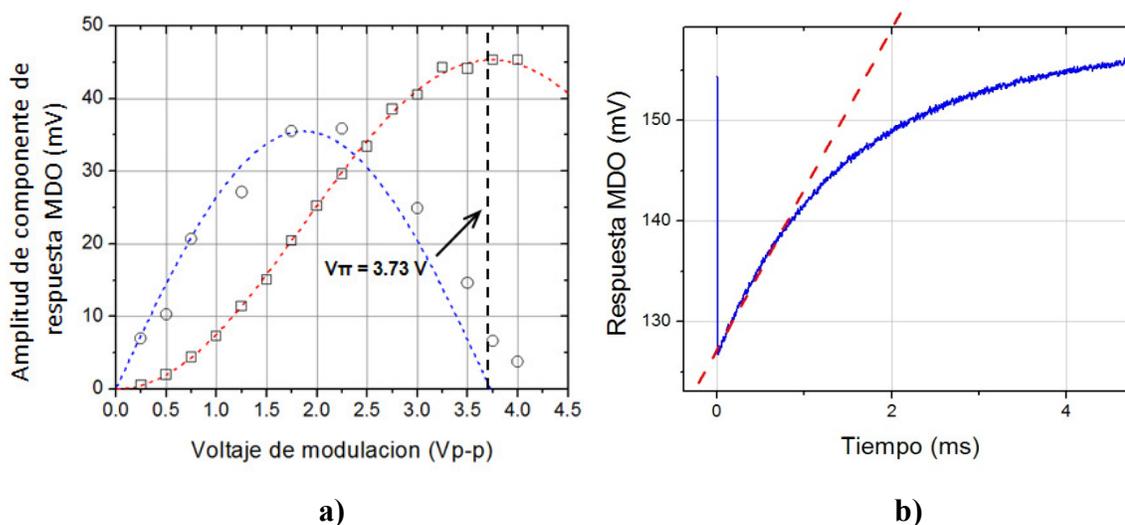


Figura 23. a) Dependencia de la amplitud de componente par (cuadros) e impar (círculos) de la señal MDO contra voltaje de modulación (FDE, $\lambda = 1492\text{nm}$, $P_{gr} = 2.75 \text{ mW}$) y b) Relajación de del pico de MDO.

En esta figura se observa que la componente par crece inicialmente de manera cuadrática con la amplitud de modulación y tiene un máximo de 45 mV aproximadamente cuando el voltaje de modulación es de 3.75 V_{p-p} . En su turno, la componente impar de inicio crece linealmente pero presenta un máximo alrededor de 36 mV para voltaje de modulación alrededor de dos veces menor $\approx 2.5 \text{ V}_{p-p}$. Como muestran los resultados, bajo estas condiciones experimentales la componente par tiene una mayor contribución que la componente impar por un factor alrededor de 1.25.

En dicha figura también se presentan ajustes teóricos con las curvas para la componente par $[1 - \cos(2\pi V/V_{\pi})]$ y para la componente impar $[\sin(\pi V/V_{\pi})]$. Para los ajustes teóricos se usó el valor $V_{\pi} = 3.73 \text{ V}_{p-p}$.

Cabe mencionar que en los experimentos con la fibra dopada con erbio los tiempos de relajación obtenidos se encuentran alrededor de $\tau = 2 \text{ ms}$ lo cual se puede observar en la figura 23b.

Para obtener la dependencia de la señal MDO contra la potencia óptica total en la fibra dopada con erbio, medimos con osciloscopio la amplitud de la señal resultante después de

restar la señal detectada en FD1 a la señal detectada en FD2. Esto lo hacemos utilizando la función ‘math’ del mismo osciloscopio. Debido a que es posible detectar dichas señales al mismo tiempo y realizar esta operación en tiempo real, nos da la posibilidad de implementar la detección balanceada. En la figura 24 se presentan los trazos del osciloscopio de ambas señales y la operación de resta para voltajes de modulación equivalentes a $V_{\pi/2}$ y V_{π} .

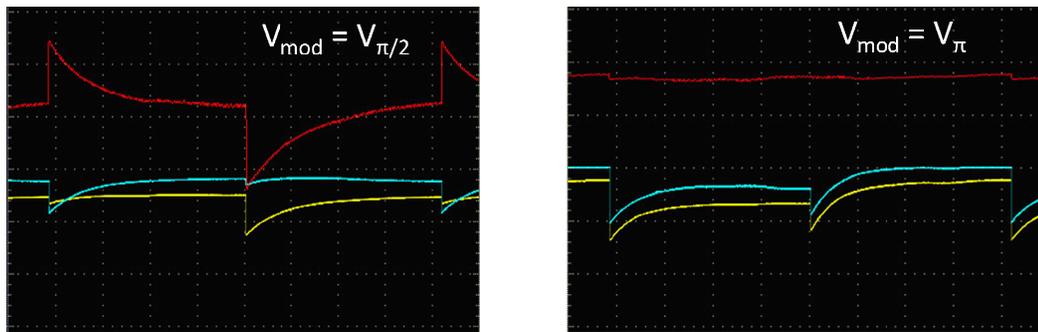


Figura 24. Trazos de osciloscopio de señales en FD1 (amarillo) y FD2 (azul) y la resta entre ambas (rojo) para $V_{\text{mod}} \approx V_{\pi/2}$ y V_{π} .

De la figura 24 se puede observar que para $V_{\text{mod}} \approx V_{\pi/2}$ la amplitud de la señal resultante es máxima debido a que la componente impar en este punto es máxima y se encuentra en contrafase entre las dos señales de MDO y por lo tanto se suma, pero la componente par se elimina. Para $V_{\text{mod}} \approx V_{\pi}$ prácticamente no hay contribución de la componente impar por lo que la señal resultante resulta ser casi cero.

Ahora podemos graficar la amplitud relativa de la componente impar, la cual nos interesa más en esta configuración, contra la potencia total en la fibra dopada de erbio. Los resultados se presentan en la figura 25. Es importante mencionar que para obtener la amplitud relativa de la componente impar en una de las señales es necesario dividir la amplitud medida entre un factor de 2 para compensar la operación de resta.

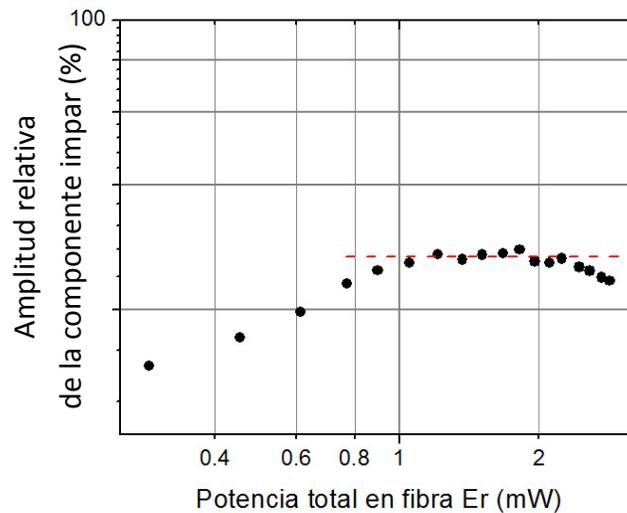


Figura 25. Amplitud relativa de la componente impar contra potencia total en FDE.

III.3. Caracterización del MDO en arreglo interferométrico experimental con FDY.

El propósito de este experimento fue la caracterización del mezclado de dos ondas en un interferómetro adaptativo basado en fibra dopada con iterbio. En este caso, se tomó la dependencia de la amplitud de la señal MDO contra el voltaje de modulación de fase y la dependencia de la profundidad de modulación contra la potencia óptica total en la fibra dopada con iterbio.

III.3.1. Configuración experimental y técnica de mediciones.

Para los experimentos descritos en esta parte se empleó un arreglo interferométrico mostrado en la figura 26. Dicho arreglo se montó en una mesa óptica. Gran parte de la configuración es de fibra óptica y todos los elementos del arreglo fueron empalmados para reducir al máximo pérdidas y reflexiones parásitas en las conexiones.

La configuración es basada en fibra dopada con iterbio de Leikki - Yb1200 con una longitud de $L = 2.34$ m, con potencia de saturación de aproximadamente de $P_{sat} \approx 16$ mW para la longitud de onda $\lambda = 1064$ nm. Este parámetro fue medido utilizando una configuración experimental para la observación de fluorescencia transitoria en Núñez Quintero (2009). La densidad óptica no saturada de dicha fibra es de $\alpha_0 L = 1.6$.

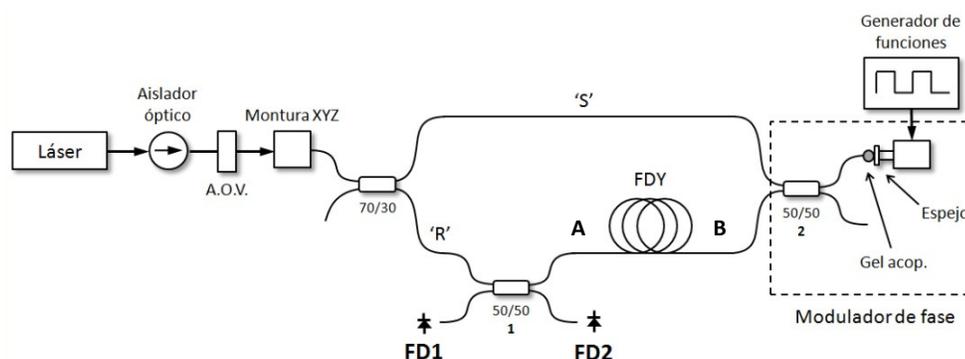


Figura 26. Arreglo experimental para la caracterización del MDO en un interferómetro adaptativo con fibra dopada con iterbio.

Se utilizó un láser de estado sólido de Nd:YAG (CrystaLáser - IRCL-300-1064-S), mostrado en la figura 27, con longitud de onda de $\lambda = 1064$ nm y una potencia de salida de aproximadamente 200 mW que fue medida utilizando un detector Newport 2832-C, aunque el fabricante especifica una potencia de 300 mW. También en nuestros experimentos utilizamos otro láser parecido de Nd:YAG (CrystaLáser - IRCL-500-1064-S) con la misma longitud de onda de generación $\lambda = 1064$ nm pero con una potencia de salida mayor, especificada por el fabricante como 543 mW. Sin embargo, la máxima potencia medida en nuestro laboratorio utilizando un medidor de potencia óptica Newport 2832-C fue de 465 mW para este láser.

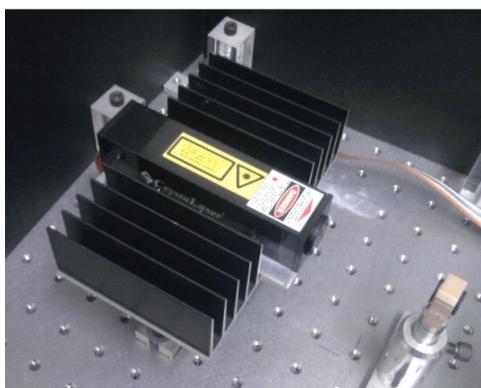


Figura 27. Láser de estado sólido de Nd:YAG de CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.

Después del láser se colocó un aislador óptico EOT – 2BIG1064 un filtro de densidad neutral de Newport (modelo 5214) para controlar la potencia entrante al arreglo.

El haz del láser fue acoplado a la fibra del acoplador 70/30 utilizando una lente (ThorLabs - C220TME-C) situada en una montura (ThorLabs - ST1XY-D) que permite tener desplazamientos precisos en los tres ejes (x,y,z). Dicha lente tiene una distancia focal de 11 mm. Esta montura se muestra en la figura 28. Para una mayor eficiencia de acoplamiento se llevó a cabo el procedimiento descrito en Núñez Quintero (2009).

Para la alineación del haz respecto a la lente de la montura, primeramente se aseguró que el haz del láser fuera paralelo a la mesa óptica. Posteriormente se introdujo un aislador óptico inmediatamente después del láser, después el filtro de densidad neutral con el fin de controlar la potencia de entrada al arreglo y finalmente se situó la montura con la lente de tal manera que el haz entrara en el centro de dicha lente. Debido a que la lente enfoca el haz en un orificio donde se coloca la terminal de la fibra, es necesario asegurar que el punto focal coincida con dicho orificio. Para esto, se ajustó la posición del orificio y de la lente observando en una pantalla con un visor de infrarrojo que el haz divergido fuera completamente circular. Esto indica que el punto focal de la lente coincide con el orificio y las paredes de dicho orificio no obstruyen el camino del haz. Finalmente, se conectó la fibra y con movimientos finos, monitoreando con el osciloscopio, se ajustó la montura para tener el máximo acoplamiento posible. Mediante este método fue posible acoplar al arreglo aproximadamente el 23% de la potencia de salida del láser, es decir, la potencia entrante al arreglo fue de 46 mW aproximadamente.

La modulación de fase de uno de los haces de grabado (en el brazo de señal – ‘S’) se llevó a cabo por medio de un espejo montado en un piezoeléctrico (AE0203D04) cuyo desplazamiento fue modulado por una señal cuadrada proporcionada por un generador de funciones (Tektronix - AFG3021). Dicho piezoeléctrico tiene una frecuencia de resonancia de 16 KHz y un desplazamiento de $1.3 \pm 1.5 \mu\text{m}$ para un voltaje de 100 V. La modulación de fase se logra al cambiar de manera periódica el camino óptico recorrido por la luz que sale de la terminal del acoplador 50/50 - 2, se refleja en el espejo y regresa a la misma terminal.

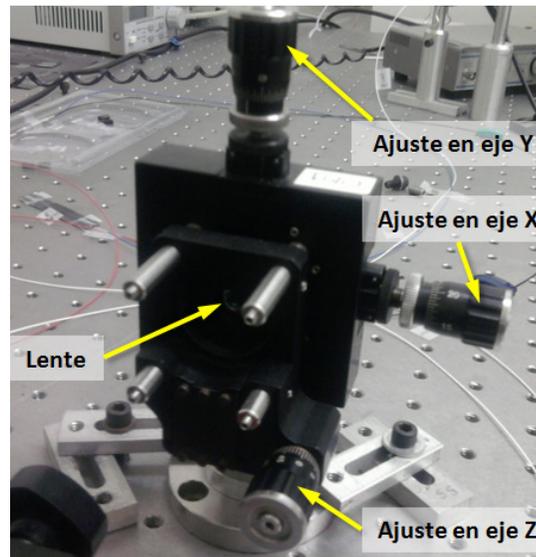


Figura 28. Montura XYZ micrométrica utilizada para el acoplamiento del haz láser al arreglo interferométrico con FDY.

Para lograr un acoplamiento entre la terminal del 50/50 - 2 y el espejo, se utilizó la montura que se muestra en la figura 29. Para la terminal del 50/50 - 2 se utilizó un conector temporal el cual fue colocado sobre una montura de desplazamiento que cuenta con un tornillo micrométrico. El espejo fue montado sobre el piezoeléctrico utilizando pegamento y el piezoeléctrico se fijó a una montura que permite ajustar la inclinación del mismo para acoplar de la manera más eficiente la luz reflejada de regreso a la fibra. Mediante este método fue posible acoplar alrededor del 30% de luz de regreso a la fibra.

La señal del mezclado de dos ondas se detectó en el foto-detector FD1 y se observó en el osciloscopio de Tektronix - TDS3012B, mientras el control de la potencia entrante a la fibra dopada fue realizado mediante el foto-detector FD2. Para conocer la potencia de entrada a FDY se obtuvo la relación entre la potencia en FD2 y los valores de potencia en los puntos A y B del arreglo antes de empalmar las fibras.

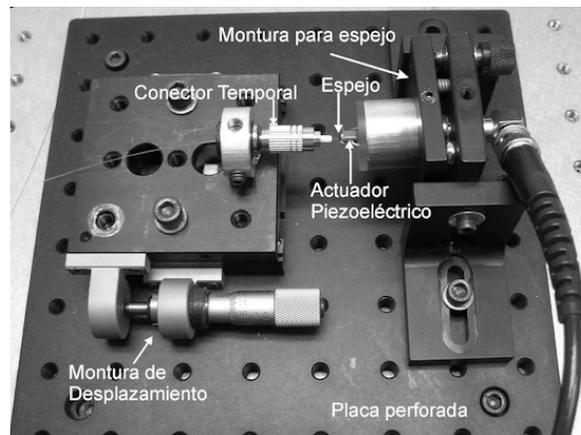


Figura 29. Montura experimental utilizada para el acoplamiento de la fibra al espejo en la configuración interferométrica con FDY.

Ambos foto-detectores son de Thorlabs – DET410 y tienen una respuesta espectral muy similar a los foto-detectores Thorlabs - DET10C (ver figura 20) ya que utilizan el mismo diodo InGaAs PIN. El circuito electrónico del foto-detector DET410 se muestra en la figura 30.

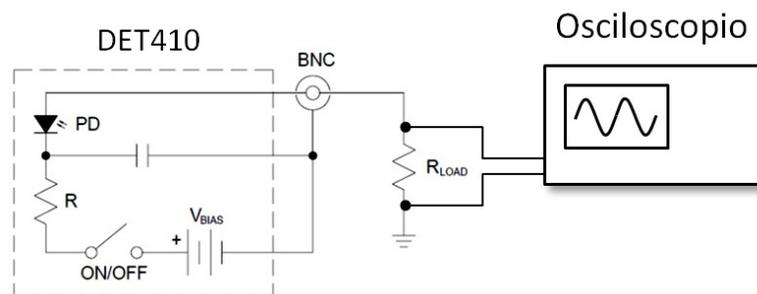


Figura 30. Circuito electrónico del foto-detector DET410 y de su conexión al osciloscopio.

Para las mediciones del MDO, el foto-detector FD1 tenía una resistencia de carga externa alrededor de $R_L \approx 1 \text{ k}\Omega$ (con una posibilidad de ajuste fino de su valor).

III.3.2. Datos experimentales de MDO en FDY.

La figura 31a muestra la señal MDO para un voltaje de modulación de aproximadamente $\pi/2$ ($V_{\text{mod}} = 5.5 \text{ V}_{\text{p-p}}$) y con una frecuencia de 70 Hz. El nivel promedio de la señal MDO en

cada foto-detector fue alrededor de 180 mV con una amplitud de dicha señal de 310 mV aproximadamente para la máxima potencia óptica ($P_{gr} \approx 6$ mW) dentro de la fibra dopada con iterbio. Para este caso la profundidad de modulación resultó ser de casi 80% y debido a que la señal aparentemente se ve simétrica, sugiere que predomina la componente impar de la rejilla y casi no hay contribución de la componente par. En la figura 31b es posible observar que el tiempo de relajación para dichas condiciones fue de $\tau = 0.9$ ms aproximadamente.

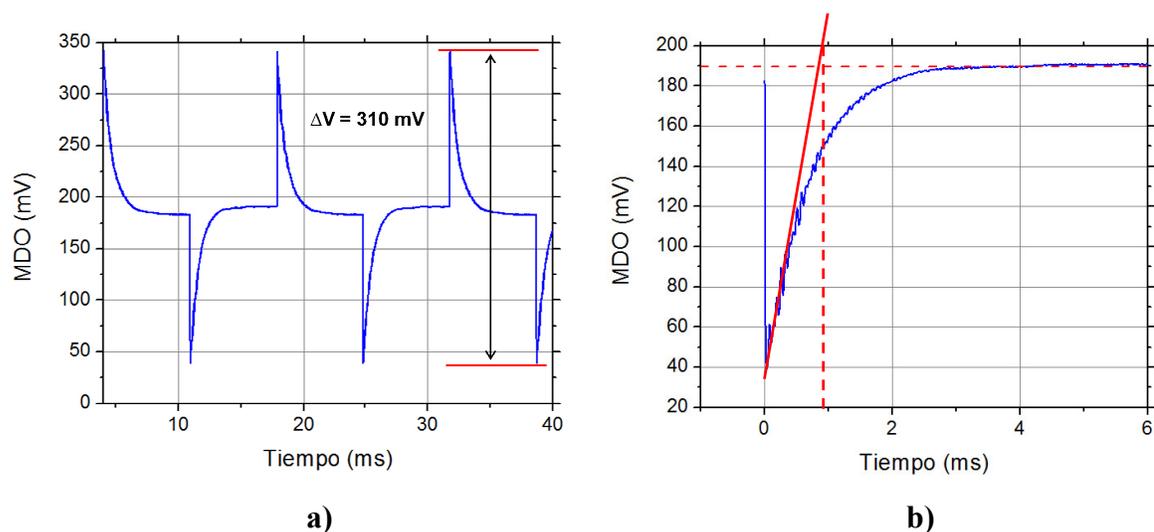


Figura 31. a) Señal MDO para voltaje de modulación de $V_{\pi/2}$, b) relajación del pico de MDO.

Para la caracterización de la amplitud de la señal MDO contra voltaje de modulación se capturaron datos de la señal MDO mediante el osciloscopio para un rango de voltajes de modulación V_{mod} de 0 - 10.0 V_{p-p} con intervalos de $\Delta V_{mod} = 0.5 V_{p-p}$. Se utilizaron voltajes de modulación positivos con el fin de evitar dañar el piezoeléctrico. La frecuencia de la señal cuadrada de modulación fue de 70 Hz. Los datos obtenidos se procesaron utilizando un paquete para análisis matemático OriginLab 8.0. Se realizaron ajustes de decaimiento exponencial en cada uno de los picos de la señal MDO, como se muestra en la figura 32a, con el fin de obtener valores máximos (V_{max}) y mínimos (V_{min}) de la señal MDO de manera precisa. Esto, debido a que dichos picos presentan oscilaciones originadas por resonancia del piezoeléctrico, como las que se muestran en la misma figura.

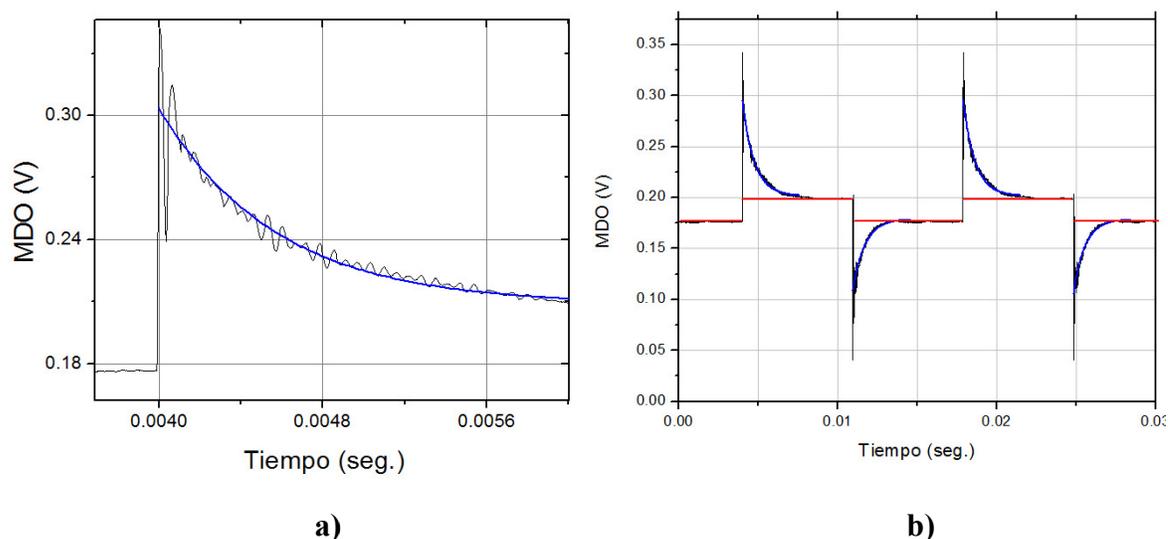


Figura 32. a) Ajuste de decaimiento exponencial (en azul) de uno de los picos de la señal MDO y b) Componente cuadrada (en rojo) presente en la señal MDO.

Estas oscilaciones pueden afectar la determinación de los máximos y mínimos y ocasionar un error en el cálculo de la amplitud de la señal MDO, $\Delta V_{\text{MDO}} = V_{\text{max}} - V_{\text{min}}$. Además, fue necesario tomar en cuenta la componente cuadrada presente en la señal MDO, mostrada en la figura 32b. Para esto, se determina la amplitud de dicha componente y se le suma o se le resta a la amplitud de la señal MDO. Los resultados de este análisis se presentan en la gráfica de la figura 33.

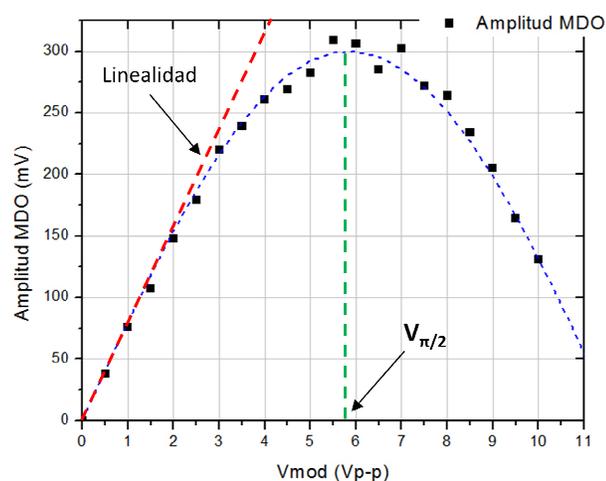


Figura 33. Dependencia de la amplitud de la señal MDO contra voltaje de modulación del piezoeléctrico.

De la figura 33 se puede observar que se tiene un máximo de 310 mV para un voltaje de modulación de $5.5 V_{p-p}$ y el comportamiento de la amplitud de la señal MDO contra el voltaje de modulación es muy similar al comportamiento de la componente impar de la rejilla, por lo que se puede deducir que casi no hay contribución de la componente par. Esto también se puede deducir debido a que al inicio la amplitud del MDO presenta un crecimiento lineal para voltajes de modulación de $0 - 2.5 V_{p-p}$. En dicha gráfica también se presenta la curva de ajuste (en azul) con la cual se puede decir que el voltaje de modulación correspondiente al desfase de $\pi/2$ es de $5.75 V_{p-p}$ aproximadamente.

III.3.3. Amplitud relativa de la señal MDO vs. potencia óptica en fibra dopada.

Para la caracterización de la profundidad de modulación de la señal MDO contra la potencia óptica total dentro de la fibra dopada con iterbio, se tomaron datos de la señal MDO con el osciloscopio para 7 niveles promedio de voltaje (25, 50, 100, 150, 200, 250 y 300 mV) en el foto-detector FD2 que posteriormente se convirtieron a los valores correspondientes de potencia óptica total P_{gr} dentro de la fibra dopada con iterbio (0.50, 1.07, 2.23, 3.39, 4.54, 5.70 y 6.85 mW). La frecuencia de la señal de modulación del piezoeléctrico fue de 70 Hz y la amplitud absoluta pico-pico fue de $5.75 V_{p-p}$ que corresponde a un desfase de $\pi/2$. Los datos se analizaron con el paquete matemático OriginLab 8.0 y se realizó el mismo ajuste que en el caso de amplitud de MDO vs. voltaje de modulación. Para obtener la profundidad de modulación de la señal MDO, su amplitud ($\Delta V_{MDO} = V_{max} - V_{min}$) fue dividida entre su nivel promedio V_0 . Los resultados se presentan en la figura 34.

La máxima profundidad de modulación que se logró obtener fue de $\Delta V/V_0 \approx 80\%$ para potencia óptica total dentro de la fibra de $P_{gr} = 6.85$ mW. Se observa que la profundidad de modulación crece linealmente para potencias bajas pero para potencias más altas, tiende a decrementar su razón de crecimiento. Esto sugiere que para potencias cercanas a P_{sat} , la profundidad de modulación tiene un máximo y posteriormente al incrementar aún más la potencia total dentro de la fibra P_{gr} , $\Delta V/V_0$ empieza a decaer como en el caso de la fibra dopada con erbio.

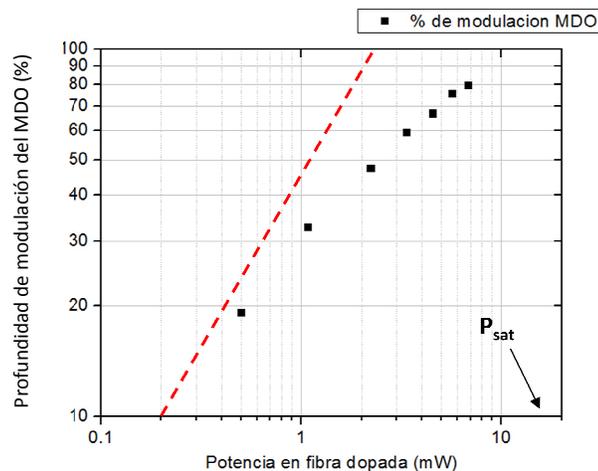


Figura 34. Dependencia de la profundidad de modulación de la señal MDO contra la potencia total en la fibra dopada con iterbio.

III.4. Conclusiones parciales.

Como conclusión de este capítulo podemos decir que es evidente que la máxima señal del mezclado de dos ondas es más fuerte para el caso de la fibra dopada con iterbio que la de erbio, pues tiene una amplitud relativa de la componente impar casi 3 veces mayor. Sin embargo, las potencias de grabado para el caso de la fibra de iterbio son mayores, >10 mW a comparación con la de erbio que es entre 1 y 2 mW. Cabe señalar también, que el tiempo de relajación de la rejilla en el caso de la fibra dopada con iterbio es < 1 ms, mientras para la de erbio es alrededor de 2-10 ms.

Una ventaja obvia de la configuración con FDE es el láser semiconductor con salida acoplada a fibra óptica. Como resultado tenemos más de 20 mW en la entrada del sistema de fibra óptica, es decir, casi 40 veces más que la potencia de saturación de FDE. En su turno, la potencia útil en la entrada del sistema de fibra óptica para el láser de estado sólido de 1064 nm fue solo ≈ 46 mW, solo 4 veces mayor que la potencia de saturación de FDY. Esto reduce drásticamente nuestras posibilidades con el sistema de FDY. Sin embargo, es necesario evaluar el ruido en ambas señales (FD1 y FD2) ya que si las dos presentan ruidos relacionados con reflexiones parasitas y el ruido de fase del láser puede resultar difícil la implementación de la técnica de detección balanceada. En el siguiente Capítulo pasaremos a la evaluación del ruido de ambos sistemas.

Capítulo IV

Análisis de ruido y su reducción en los interferómetros adaptativos.

IV.1. Introducción.

Como mencionamos anteriormente, la sensibilidad de cualquier sistema de detección óptica está limitada por el nivel de ruido en este sistema particular. Los ruidos pueden tener diferente origen y, por su naturaleza, pueden ser separados en dos grupos principales: los ruidos electrónicos y los ruidos ópticos. En este Capítulo se presenta el análisis de los ruidos ópticos en sistemas adaptativos bajo consideración, como los ruidos dominantes en cada caso.

Como también mencionamos anteriormente, el ruido óptico puede ser de tres tipos: ruido de intensidad, ruido de fase, y ruido fotónico. De estos tres el ruido fotónico, el cual está asociado con la naturaleza discreta de la luz (fotones), y que aparece como resultado de la detección por el fotodiodo, es fundamental y pone el límite principal sobre la sensibilidad del sistema de detección. El ruido de intensidad (la fluctuación aleatoria de la intensidad de láser) o el ruido de fase (la fluctuación de fase o de la frecuencia de luz generada) son ruidos técnicos y pueden ser disminuidos mediante una buena selección del sistema de detección o configuración del sistema.

Los ruidos electrónicos (el ruido térmico, de la corriente de oscuridad del fotodetector, del preamplificador electrónico, etc.) no son importantes para este caso. Sin embargo, se discuten en este Capítulo en casos donde es necesario.

En el presente trabajo de tesis se utilizaron dos láseres de onda continua de diferentes tipos: el láser semiconductor InGaAlAs con longitud de onda de emisión 1492 nm que fue utilizado en el sistema basado en la fibra dopada con erbio, y el láser de estado sólido de Nd:YAG con longitud de onda de 1064 nm para la configuración con fibra dopada con iterbio.

IV.2. Medición de los ruidos de láseres utilizados.

IV.2.1 Evaluación de ruido de láser Nd:YAG.

Iniciamos con la evaluación del ruido de intensidad. Como punto de referencia tenemos que según el fabricante, el ruido (de intensidad) del láser tanto IRCL-300-1064-S como IRCL-500-1064-S en el rango de frecuencias de 10 Hz a 1 MHz es de $<0.5\%$. Sin embargo, el fabricante no especifica nada sobre la dependencia espectral de este ruido, por esta razón, nuestros estudios inician con mediciones espectrales del ruido del láser.

Para el análisis espectral del ruido se utilizó un analizador de espectros Agilent 4395A que trabaja en un rango de 10 Hz – 500 MHz, con una resolución de ancho de banda hasta 1 Hz, impedancia de entrada de 50Ω y un nivel de ruido de -85 dB para un rango de frecuencias de 100 Hz – 100 kHz. Tan baja resistencia de entrada de este dispositivo no nos permitió usar los fotodetectores DET410 o DET10C, ya que tienen una resistencia de carga interna alrededor de $2 \text{ k}\Omega$.

Por esta razón, para la detección de señales ópticas se empleó un fotodetector de Thorlabs - PDA10CS con un preamplificador de transimpedancia con ganancia variable e impedancia de salida de 50Ω la cual permite un buen acoplamiento al analizador de espectros. Dicho fotodiodo tiene características similares a los del DET410 y DET10C, en particular, es de tipo PIN de InGaAs y tiene una responsividad de 0.7 A/W (ver figura 20a) para la longitud de onda de trabajo $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Según el fabricante, el detector tiene ancho de banda efectiva hasta 17 MHz. Utiliza una fuente de poder externa conectada a la red eléctrica por lo tanto no requiere de pilas.

Para el presente experimento se utilizó el régimen de “ganancia 0 dB” para el cual dicho fotodetector tiene una ganancia de $0.75 \times 10^3 \text{ V/A}$ (es decir una resistencia de carga efectiva alrededor de $0.75 \text{ k}\Omega$) y un nivel de ruido RMS de $600 \mu\text{V}$ en un ancho de banda de 17 MHz. Utilizando la siguiente ecuación, podemos calcular la densidad de ruido:

$$V/\sqrt{\text{Hz}} = \sqrt{\frac{V_{rms}^2}{\Delta f}} \quad (19)$$

Esto quiere decir que nuestro detector tiene una densidad de ruido propio de 145 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Las mediciones del ruido de intensidad se llevaron a cabo en la configuración experimental del interferómetro adaptativo a base de fibra de iterbio, descrito en el Capítulo 3. Dicha configuración se muestra en la figura 35 donde la señal óptica para el análisis del ruido es detectada en FD2.

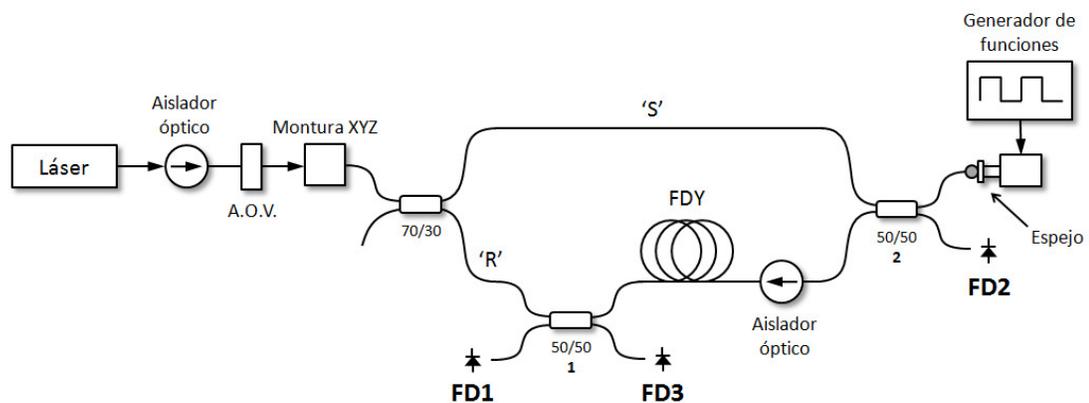


Figura 35. Configuración experimental para medición de ruido de intensidad del láser de estado sólido CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.

Podemos considerar que la señal observada en FD2 llega directamente desde la entrada del arreglo y no contiene ninguna señal adicional proveniente desde otra parte del arreglo y solamente esta atenuada por los acopladores. Esto es porque se implementó un aislador de OFR en uno de los brazos del interferómetro el cual evita que las reflexiones originadas en la fibra dopada con iterbio regresen a FD2. Por esta razón, podemos decir que dicha señal contiene solamente el ruido del láser.

El nivel promedio de la señal detectada en FD2 fue alrededor de 330 mV, lo cual nos permite calcular la foto-corriente que es alrededor de 0.44 mA. La densidad espectral del ruido del láser de estado sólido se midió en un rango de 10 Hz – 10 kHz y se muestra en la figura 36. También, en la misma figura, se presenta la gráfica de la densidad espectral del

ruido (medida en un rango de 10 Hz – 10 kHz) del sistema de detección con luz apagada que incluye el fotodetector y el analizador de espectros.

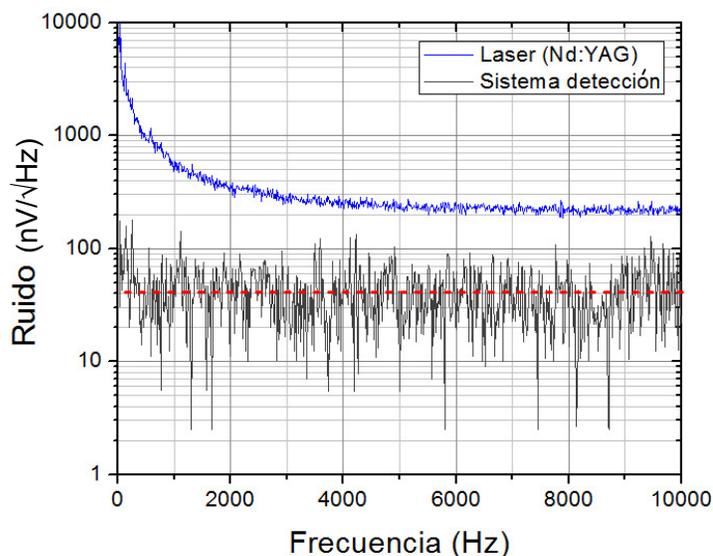


Figura 36. Densidad espectral del ruido del láser de estado sólido (azul), densidad espectral del ruido del sistema de detección con luz apagada (gris) y nivel promedio del ruido del sistema de detección con luz apagada (rojo).

De las gráficas observamos que el ruido del láser de estado sólido en 1 kHz es alrededor de 550 nV/√Hz y para 10 kHz - 220 nV/√Hz, mientras el ruido del sistema de detección es en promedio de 43 nV/√Hz para el rango de frecuencias de 10 Hz - 10 kHz. Cabe mencionar que este ruido es menor que el ruido calculado del fotodetector (145 nV/√Hz), sin embargo esto puede suceder ya que el fabricante por lo general especifica el peor caso. Si para dichas condiciones evaluamos el ruido fotónico, este sería aproximadamente 8.89 nV/√Hz (para una foto-corriente de 0.44 mA) lo cual está por abajo del nivel de ruido del sistema de detección.

Estas mediciones con el analizador de espectros mostraron, que el ruido de intensidad es bastante importante para el láser de estado sólido, y esto confirma la conclusión principal de las experimentos anteriores en Núñez Quintero (2009). En su trabajo de tesis también se mencionó que el ruido de fase de este láser es mucho menor, tal que fue imposible detectarlo en presencia del ruido de intensidad. Por esta razón, con este láser pasamos

directamente a la técnica de la detección balanceada, desarrollada para suprimir el ruido de intensidad.

Se utilizó la configuración experimental mostrada en la figura 37 donde como fuente de luz se emplea un láser Nd:YAG (CrystaLáser - IRCL-300-1064-S). También se implementó un filtro de densidad neutral con transmitancia variable (A.O.V.) de New Focus - 5214, esto es con el fin de poder variar la potencia óptica que entra al arreglo.

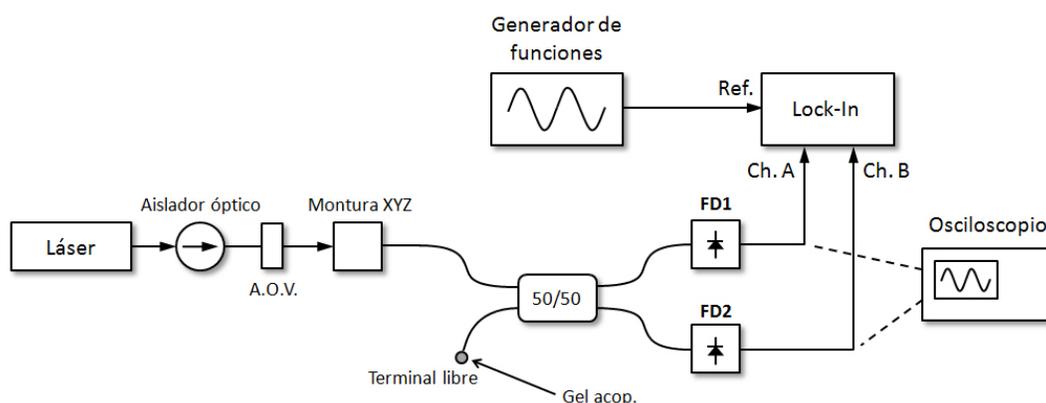


Figura 37. Arreglo experimental para investigación de compensación del ruido de intensidad en la configuración de detección balanceada.

En el presente experimento se detectaron las señales ópticas provenientes de las dos terminales de salida del acoplador 50/50 mediante fotodetectores FD1 y FD2 del mismo tipo, DET10C de Thorlabs. Las características de dichos fotodetectores se describen en el Capítulo 3 (figuras 20a y 20b). Se utilizaron resistencias de carga de $R_L \approx 5 \text{ k}\Omega$. Por lo tanto, el ancho de banda del sistema de detección fue de $\approx 250 \text{ kHz}$, tomando en cuenta que la capacitancia de los cables es aproximadamente de 100 pF y las entradas del amplificador Lock-In utilizado de 25 pF .

Ambas resistencias de carga fueron variables y permitían un ajuste fino de su valor con el fin de compensar el desbalance introducido por el acoplador 50/50. La compensación se llevó a cabo monitoreando simultáneamente el valor promedio de cada señal en el osciloscopio (Tektronix - TDS3012B) hasta obtener el mismo nivel para ambas señales. Por

lo tanto, la diferencia en dichas resistencias de carga se debe a que la razón de división del acoplador no fue 50/50 exactamente.

Abajo presentamos los resultados de mediciones del ruido para el nivel promedio en ambos fotodetectores de 1.34 V, observado por el osciloscopio. En este caso, la potencia que entra al arreglo es alrededor de 0.85 mW. El voltaje promedio es relativamente grande, pero todavía está bastante lejos de saturación del fotodiodo (≈ 12 V). Tomando en cuenta las resistencias de carga de cada fotodetector, se tiene una fotocorriente promedio de 0.27 y 0.31 mA en FD1 y FD2 respectivamente.

Para estas fotocorrientes y para el ancho de banda de los canales de detección (≈ 250 kHz) se puede calcular el ruido fotónico mediante la ecuación 8. Por lo tanto, el nivel del ruido fotónico para FD1 y FD2 es de ≈ 4.8 y ≈ 5.5 nA_{rms} respectivamente. Haciendo la conversión a voltaje obtenemos ≈ 23 μ V_{rms} para ambas señales. Esta evaluación explica, en particular, porque no podemos observar el ruido fotónico directamente con el osciloscopio: su nivel es menor a la resolución máxima de la pantalla del dispositivo – 1 mV/div.

Sin embargo, utilizando la función matemática de resta entre los canales del osciloscopio es posible ver que el ruido en la señal resultante se reduce como se muestra en la figura 38. Esto sugiere que efectivamente, el hecho de restar dos señales ópticas provenientes del mismo láser puede reducir el nivel del ruido eliminando el ruido de intensidad del láser.

Debido a que el osciloscopio no tiene tan alta sensibilidad, en los experimentos con mediciones de ruido usamos el amplificador Lock-In cuya sensibilidad es mucho más alta y también permite realizar mediciones con anchos de banda mucho más angostos. En particular, el voltaje RMS de ruido se puede medir con Lock-In en dos anchos de banda fijos – 1 y 10 Hz. Podemos decir, que en el caso del ancho de banda de 1 Hz, Lock-In mide directamente la densidad espectral de ruido.

Para la realización de la detección balanceada se utilizó el amplificador Lock-In SR510 de SRS. Como señal de referencia se utilizó una onda senoidal de amplitud de 1 V_{p-p} con frecuencia de 1kHz proporcionada por un generador de funciones AFG3021 de Tektronix.

Utilizando la función de dicho amplificador Lock-In para la medición de ruido, se midió tanto el ruido de cada señal proveniente de los fotodetectores FD1 y FD2, como el ruido del sistema de detección (sin luz). Esto se hizo utilizando el canal A del Lock-In conectando primero FD1 y posteriormente FD2. Una vez teniendo los valores del ruido para cada señal, se realizó la resta entre dichas señales conectando FD1 al canal A y FD2 al canal B y usando la opción de medición ‘A-B’ con Lock-In.

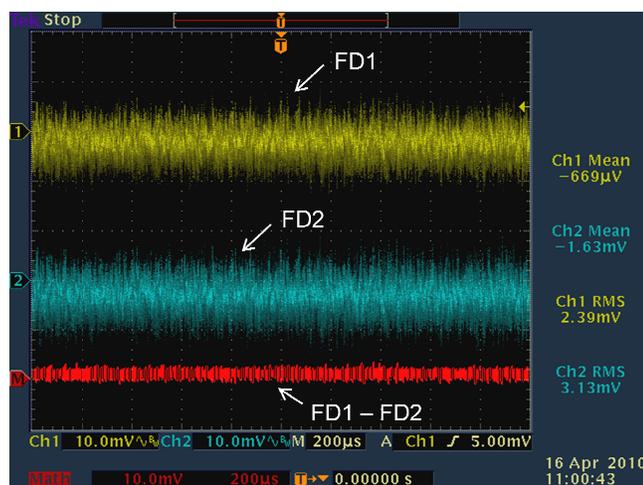


Figura 38. Resultado de resta (trazo rojo) entre FD1 (amarillo) y FD2 (azul) utilizando la función matemática del osciloscopio.

También, se activaron todos los filtros del amplificador Lock-In (Bandpass, Line Notch, 2X Line Notch), se utilizó una sensibilidad de 2 μ V y el ancho de banda efectivo de ruido de 1 Hz. Dichos filtros ayudan a reducir el ruido inducido por la red eléctrica y además limitan el ancho de banda a frecuencias cercanas a la de referencia.

Podemos determinar que para FD1 y FD2 los niveles teóricos de la densidad espectral del ruido fotónico y expresados en términos de voltaje son de 46 y 43 $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ respectivamente. Cabe mencionar, que en estas últimas evaluaciones también tomamos en cuenta la pequeña diferencia en resistencias de carga que resulta en una diferencia entre los anchos de banda de los dos canales.

La suma de los niveles teóricos del ruido fotónico de ambos canales se puede expresar mediante la siguiente ecuación:

$$V_{rms} = \sqrt{V_{rms_1}^2 + V_{rms_2}^2} \quad (20)$$

Esta forma de calcular el ruido resultante de una suma toma en cuenta la naturaleza incoherente de las señales aleatorias (es decir se suman las potencias). Por lo tanto, cuando se restan dos señales, el ruido incoherente se define por la ecuación 20. Como resultado obtenemos que el ruido fotónico teórico para nuestra configuración donde se restan dos señales es alrededor de 63 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Los valores del ruido medidos experimentalmente mediante el amplificador Lock-in para la frecuencia de 1 kHz se presentan en la tabla I.

Parámetro	FD1- nV/$\sqrt{\text{Hz}}$	FD2- nV/$\sqrt{\text{Hz}}$
Ruido del sistema de detección (input A)	12	15
Ruido del sistema de detección en modo A-B	19.2	
Ruido con láser encendido ($P_{in} = 0.85 \text{ mW}$) (input A)	1896	1900
A – B (detección balanceada)	80.1	
Ruido fotónico calculado	46	43
Ruido fotónico en modo A – B (teórico)	63	

Tabla I. Resultados de medición con amplificador Lock-In y fotodetectores DET10C en la configuración experimental para la compensación de ruido de intensidad del láser CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.

Lo primero que cabe mencionar de la tabla I, es que para el sistema electrónico de detección (fotodetector sin iluminación y el amplificador Lock-In), el nivel de ruido es menor al ruido fotónico calculado teóricamente. De hecho se suman en forma incoherente: con potencias de las señales. Por esta razón el ruido del sistema electrónico, el cual tiene un nivel de $\approx 50\%$ comparado con el nivel el ruido óptico que queremos detectar, incrementa el nivel del ruido total solo por el factor $\sqrt{(1)^2 + (0.5)^2} \approx 1.12$, es decir por 12% solamente. Por lo tanto, la sensibilidad de dicho sistema no limita la detección con el limite fundamental, por lo menos para el nivel de ruido electrónico no mayor a la mitad del nivel de ruido óptico.

De la tabla I también se observa que para el caso de la detección balanceada prácticamente se logra alcanzar el límite fundamental. En realidad por la técnica de resta se obtuvo un nivel de ruido de $\approx 80 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ que es aproximadamente 23 veces menor comparando con los niveles de ruido en cada uno de los canales de detección. Este valor es, sin embargo, solo 30% más grande que el valor de ruido fotónico ($\approx 62 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) evaluado teóricamente para las intensidades de luz detectadas.

Como referencia, este mismo experimento se repitió utilizando fotodetectores Thorlabs - DET410, midiendo el ruido también en 1 kHz. La potencia de entrada al arreglo fue de 0.57 mW aproximadamente. En este caso se utilizaron resistencias de carga alrededor de 6 k Ω que proporcionaban un nivel promedio de las señales de 1.2 V. Al igual que en el primer caso, fue necesario ajustar las resistencias de carga para igualar los niveles promedios de las señales. Tomando en cuenta las resistencias de carga de cada fotodetector, se calcula que la fotocorriente promedio es de 0.21 y 0.18 mA en FD1 y FD2 respectivamente. Por lo tanto, el ruido fotónico estimado es de 45 y 48 $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Los resultados de las mediciones con Lock-In y fotodetectores DET410 con resistencias de carga de 6 k Ω se muestran en la tabla II.

Parámetro	FD1- nV/$\sqrt{\text{Hz}}$	FD2- nV/$\sqrt{\text{Hz}}$
Ruido del sistema de detección (input A)	11.5	11.8
Ruido del sistema de detección en modo A-B	16.47	
Ruido con láser encendido ($P_{\text{in}} = 0.57 \text{ mW}$) (input A)	1735	1610
A – B (detección balanceada)	68	
Ruido fotónico calculado	45	48
Ruido fotónico en modo A – B (teórico)	67	

Tabla II. Resultados de medición con amplificador Lock-In y fotodetectores DET410 con $R_L \approx 6 \text{ k}\Omega$ en la configuración experimental para la compensación de ruido de intensidad del láser CrystalLáser - IRCL-300-1064-S.

Como se puede observar, para este caso el experimento también mostró resultados positivos, al igual que con detectores DET10C. Esto sugiere que los fotodetectores utilizados en ambos casos son adecuados para este tipo de trabajo y no tienden a limitar la sensibilidad del sistema de detección.

Posteriormente, utilizando los mismos detectores DET410C, se tomaron mediciones con resistencias de carga más bajas, 1 k Ω aproximadamente, pero con una potencia de entrada al arreglo más grande, alrededor de 6.25 mW. Esto nos da un nivel promedio de señal en cada foto-detector de 2.34 V. En estas condiciones las fotocorrientes para FD1 y FD2 son de 2.35 y 2.03 mA, las cuales son 10 veces más grandes que en el caso anterior. Sin embargo, para esta configuración, el ruido fotónico resulta ser más bajo, 27 y 28 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Los resultados de las mediciones con Lock-In y fotodetectores DET410 con resistencias de carga de 1 k Ω se muestran en la tabla III.

Parámetro	FD1- nV/$\sqrt{\text{Hz}}$	FD2- nV/$\sqrt{\text{Hz}}$
Ruido del sistema de detección (input A)	8.63	9.03
Ruido del sistema de detección en modo A-B	12.49	
Ruido con láser encendido ($P_{\text{in}} = 0.57 \text{ mW}$) (input A)	2980	2980
A – B (detección balanceada)	155	
Ruido fotónico calculado	27	28
Ruido fotónico en modo A – B (teórico)	39	

Tabla III. Resultados de medición con amplificador Lock-In y fotodetectores DET410 con $R_L \approx 1 \text{ k}\Omega$ en la configuración experimental para la compensación de ruido de intensidad del láser CrystaLáser - IRCL-300-1064-S.

Estos últimos resultados muestran que la relación entre el nivel de ruido y el nivel de ruido fotónico en la detección balanceada (modo ‘A-B’) es casi 4. A pesar de que las señales detectadas son más grandes en este caso, en los dos casos anteriores (DET10C con $R_L \approx 5 \text{ k}\Omega$ y DET410 con $R_L \approx 6 \text{ k}\Omega$) el ruido fotónico era mayor por casi 2 veces. Si comparamos la relación entre el nivel promedio de la señal y el ruido en modo ‘A-B’ para los casos donde $R_L = 6 \text{ k}\Omega$ y $1 \text{ k}\Omega$ (DET410C), nos damos cuenta que para ambos casos es alrededor

de 1.6×10^7 . Esto sugiere que probablemente existe un ruido adicional que es incoherente entre FD1 y FD2 y además no proviene del sistema de detección. Este ruido puede ser originado por vibraciones que a su vez inducen fluctuaciones en la intensidad de la luz a lo largo de la fibra o cambian ligeramente el factor de división del acoplador 50/50.

Además, cabe mencionar que es necesario seleccionar las optimas resistencias de carga debido a que el nivel promedio de las señales ópticas depende directamente de dichas resistencias, ya que éstas convierten la foto-corriente a un voltaje el cual es detectado por nuestro sistema. Aunque la relación entre el ruido fotónico y el nivel promedio de la señal siempre es la misma, existen otros ruidos como el térmico que no dependen de la señal óptica, por lo tanto al disminuir el nivel de la señal nos acercamos mas a este tipo de ruidos.

En general, de dichas mediciones con el láser de estado sólido de Nd:YAG se puede deducir que:

- a) El ruido de intensidad es mayor en frecuencias bajas, menores a 1–2 kHz, y para frecuencias mayores a 4 kHz se mantiene prácticamente constante. Por lo tanto, en un interferómetro es conveniente trabajar con señales cuyas frecuencias están en el rango de > 10 kHz para facilitar la manipulación con señales para la reducción de ruido.
- b) Mediante la técnica de la detección balanceada aplicada para las condiciones típicas de nuestros experimentos es posible reducir significativamente el ruido de intensidad de láser alcanzando prácticamente el nivel fundamental.

Este resultado también es muy importante para nosotros desde el punto de vista práctico: no es necesario desarrollar un sistema electrónico especial ya que los dispositivos estándares (fotodetectores de Thorlabs y Lock-In de SRS) funcionan bastante bien para los propósitos de este trabajo

IV.2.2. Evaluación de ruido de láser semiconductor.

Ahora pasamos al láser semiconductor NEL – NLK1456STB. El fabricante no especifica las características del ruido, ya que en su gran parte este depende de la fuente de corriente

que se utiliza para alimentar dicho láser. En nuestros experimentos se utilizaron tres diferentes fuentes de corriente: ThorLabs – LDC500, ILX Lightwave – LDC-3724B y ILX Lightwave – LDX-3620, siendo la última la menos ruidosa debido a que cuenta con la opción de poder encender la fuente utilizando una pila interna. Esto ayuda a reducir ruidos relacionados con la red eléctrica.

Para el caso de la fuente Thorlabs - LDC500, esta tiene un ruido de corriente menor a $5 \mu\text{A}$ en un ancho de banda de $10\text{Hz} - 10\text{MHz}$ y un ruido menor de $2 \mu\text{A}$ en 50 Hz . La fuente ILX Lightwave – LDC-3724B tiene un ruido de corriente $< 4 \mu\text{A}$ en un ancho de banda de $\text{DC} - 1 \text{ MHz}$ y un ruido $< 2 \mu\text{A}$ en ancho de banda de $\text{DC} - 15 \text{ kHz}$. La fuente ILX Lightwave – LDX-3620 tiene un ruido menor a $850 \text{ nA}_{\text{rms}}$ ($5 \text{ Hz} - 10 \text{ MHz}$) cuando opera de 0 a 200 mA y con la pila interna. Para los experimentos de esta tesis se utilizó únicamente este modo de operación. La tabla IV muestra las características principales del ruido de la fuente ILX Lightwave – LDX-3620.

OUTPUT	0–200mA
Output Current: ²	0–200mA
Compliance Voltage:	$\geq 5\text{V}$
Noise and Ripple (5Hz to 10MHz bandwidth)	
Battery operation:	$\leq 850\text{nA rms}$
AC line operation:	$\leq 3\mu\text{A rms}$
(5Hz–10kHz bandwidth)	
Battery operation:	$\leq 100\text{nA rms}$
AC line operation:	$\leq 2\mu\text{A rms}$
Noise Density	
50/60Hz:	$5.2\text{nA}/\sqrt{\text{Hz}}$
Battery Operation:	
1kHz:	$815\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
25kHz:	$315\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$

Tabla IV. Características de ruido de la fuente ILX Lightwave – LDX-3620.

Si comparamos la fuente ILX Lightwave – LDX-3620 cuando opera con la pila interna con la fuente Thorlabs - LDC500, esta última tiene un ruido mayor casi por 6 veces para el mismo ancho de banda.

Las mediciones de ruido de intensidad del láser NEL – NLK1456STB se hicieron en una configuración relativamente sencilla – ver figura 39, donde la intensidad de salida de dicho láser fue medida utilizando un fotodetector Thorlabs - DET10C. El láser fue operado con una corriente de bombeo de 92.62 mA (de una fuente de corriente de bajo ruido ILX Lightwave – LDX-3620), que asegura la potencia de salida alrededor de 20 mW – lo cual es una condición típica para la operación de este láser. La densidad del ruido fue medida utilizando un amplificador Lock-In SR510 de SRS (Stanford Research Systems) en diferentes frecuencias en un rango de 100 Hz - 100 kHz. Para el fotodetector se utilizó una resistencia de carga de 10 k Ω y un cable de longitud de 2 m aproximadamente que conecta el fotodetector a la entrada del Lock-In. Esta combinación nos asegura un ancho de banda de 70 kHz aproximadamente. Una de las terminales del acoplador 70/30 tenía un conector APC, el cual redujo significativamente la reflexión de luz en el mismo. En las otras dos terminales del acoplador (una libre y la otra utilizada para medir la potencia del láser) se aplicaron gotas de glicerina con el objetivo de reducir las reflexiones. Se tomaron estas medidas para reducir la influencia del ruido de fase el cual es bastante fuerte en este tipo de láser.

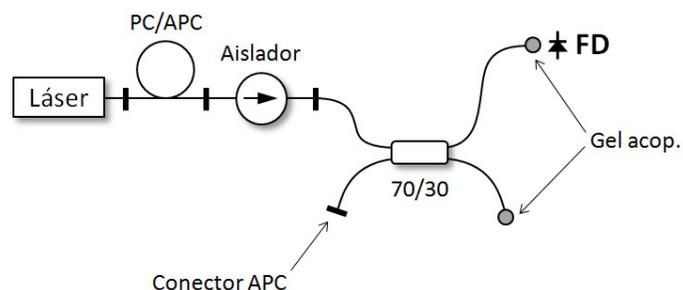


Figura 39. Configuración experimental para medición de ruido de intensidad del láser semiconductor NEL – NLK1456STB.

La dependencia espectral de la densidad de ruido se muestra en la figura 40. La gráfica también incluye el nivel de ruido del sistema de detección (fotodetector, resistencia de carga y amplificador Lock-In), medido con luz apagada. El ruido del sistema de detección fue relativamente bajo a comparación con el nivel de ruido óptico. Las mediciones se realizaron para una señal cuyo nivel promedio fue alrededor de 2.5 V, de lo que podemos

calcular que el nivel de foto-corriente promedio fue alrededor de 0.25 mA (potencia incidente ≈ 0.26 mW). La densidad de ruido fotónico (alrededor de 90 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$) para esta corriente promedio está también marcada en la gráfica con una línea punteada.

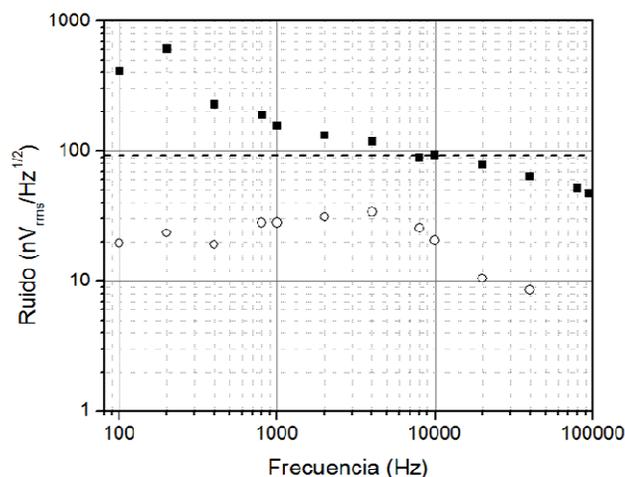


Figura 40. Dependencia espectral de densidad de ruido de intensidad del láser NEL – NLK1456STB (cuadros) y la del ruido del sistema de detección (círculos). Línea punteada - nivel teórico de densidad de ruido fotónico evaluado para la foto-corriente promedio de 0.25 mA.

De las mediciones podemos observar que el ruido de intensidad de este láser está localizado en el rango de frecuencias bajas – menores a 1 kHz. Alrededor de 200 Hz, el ruido detectado es casi un orden de magnitud más alto que el ruido fotónico. Sin embargo, para frecuencias más altas, arriba de 2-3 kHz, el ruido detectado está prácticamente determinado por el ruido fotónico. El hecho, para frecuencias más altas que 40 kHz el ruido detectado es un poco menor que el nivel estimado de ruido fotónico lo cual se puede explicar por una influencia del circuito del detector. En realidad, la resistencia de carga de 10 k Ω junto con capacitancia del cable y la de entrada del amplificador Lock-In (alrededor de 225 pF) tiene una constante de tiempo $\tau = RC = 2.25$ μs , lo cual nos da una frecuencia de corte $1/2\pi\tau \approx 70$ kHz.

Podemos decir que nuestras mediciones detalladas con el Lock-In, en general, comprueban la conclusión de Pérez Cota en su tesis (2007), que el ruido de intensidad de láseres

semiconductores de este tipo no son tan altos y probablemente no pueden considerarse como un factor limitante sobre la sensibilidad del sistema adaptativo.

IV.2.3. Medición de ruido de fase.

Para las mediciones de ruido de fase del láser NEL – NLK1456STB se utilizó la configuración mostrada en la figura 41. A diferencia de la configuración para el análisis del ruido de intensidad, en esta configuración la señal óptica fue detectada en la terminal con el conector APC y además, al acoplador 70/30 se le agregó un tramo de fibra SMF-28 con una longitud de 92 cm a una de sus otras terminales. En este caso las terminales libres no tenían glicerina con el fin de generar reflexiones alrededor de 4%. Esto nos permite observar la interferencia de haces reflejados en las terminales libres del acoplador que tienen diferente longitud y medir la amplitud de fluctuaciones rápidas de potencia (el ruido) por las fluctuaciones de longitud de onda de láser (ruido de fase). El máximo nivel de este ruido ocurre cuando la potencia detectada está en su nivel promedio (la mitad entre su máximo y su mínimo).

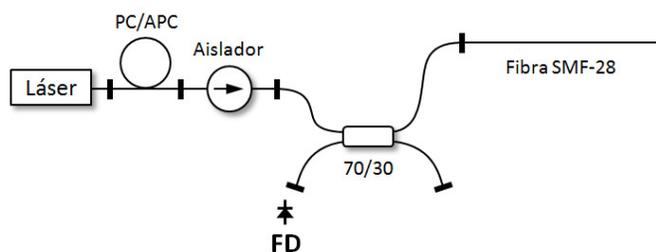


Figura 41. Configuración experimental para medición de ruido de fase del láser semiconductor NEL – NLK1456STB.

La figura 42 muestra los trazos de osciloscopio tanto en AC (ruido) como en DC (nivel promedio) de la potencia detectada para tres casos diferentes: cuando esta potencia está en su mínimo, cuando tiene un nivel promedio y cuando alcanza su máximo. La misma figura también muestra la señal detectada pero en un intervalo de tiempo mucho más grande, lo que permite observar varias oscilaciones a la vez.

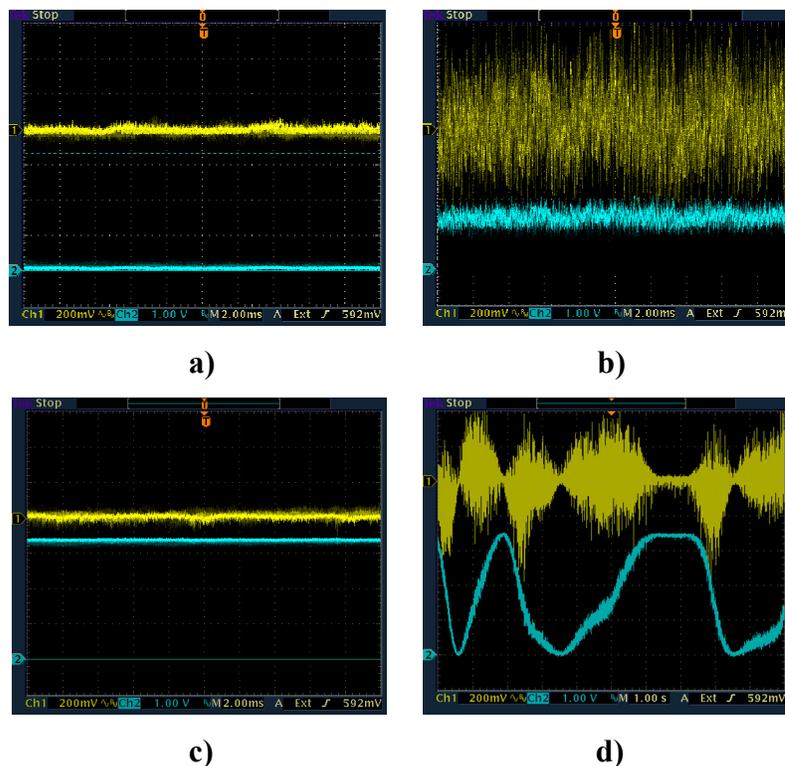


Figura 42. Trazos del osciloscopio que muestran el nivel de ruido detectado (trazo amarillo) para diferente potencia promedio (trazo azul): a) potencia mínima, b) potencia intermedia, c) potencia máxima y d) fluctuaciones temporales de potencia (azul) y el nivel de ruido detectado (amarillo) en un intervalo de tiempo más largo.

El procedimiento para la medición del ruido de fase fue el mismo que para el ruido de intensidad y se empleó el mismo equipo electrónico. Al igual que en el caso del ruido de intensidad, la medición del ruido se llevó a cabo mediante el amplificador Lock-In en un rango de 100 Hz – 100 kHz. Sin embargo, se anotó el máximo nivel de ruido mostrado por el Lock-In para cada frecuencia.

La dependencia espectral de la densidad de ruido de fase se muestra en la figura 43. El nivel promedio de la señal detectada en este caso fue de 1.5 V, por lo tanto el nivel de fotocorriente promedio fue alrededor de 0.15 mA (potencia incidente ≈ 0.15 mW) y la densidad de ruido fotónico para estas condiciones es aproximadamente 69 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$, cuyo valor está marcado en la gráfica con una línea punteada. También en la misma gráfica se presenta el ruido de intensidad medido anteriormente. Debido a que en el caso del ruido de fase, la

señal promedia fue más débil que para el ruido de intensidad (2.5 V), para poder compararlas fue necesario multiplicar el valor del ruido de intensidad por un factor de 0.64.

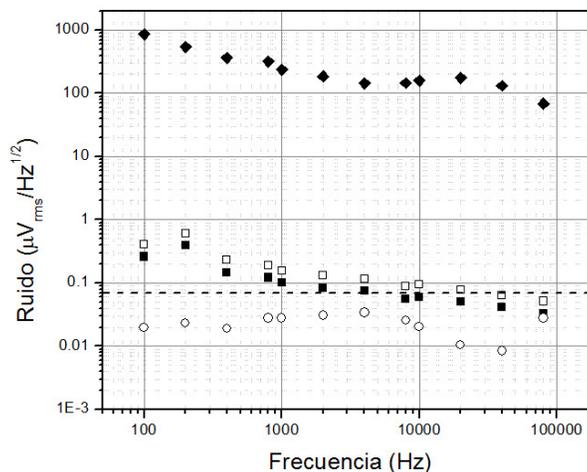


Figura 43. Dependencia espectral de la densidad de ruido de fase del láser semiconductor NEL – NLK1456STB (rombos), ruido de intensidad (cuadros negros) y la del ruido del sistema de detección (círculos). La línea punteada representa el nivel de densidad de ruido fotónico evaluado para la corriente promedio de 0.15 mA.

De la figura 43 podemos observar que para la diferencia entre caminos ópticos de 3 m (doble paso a través de fibra con longitud de 1m y índice de refracción alrededor de 1.5) el ruido de fase del láser es casi 3 ordenes mayor que su ruido de intensidad. Hay que mencionar, que este tipo de ruido depende linealmente de la diferencia de caminos ópticos.

Entonces, el ruido de fase es dominante para el láser semiconductor NEL – NLK1456STB y es casi 4 ordenes mayor que el ruido fotónico, este puede afectar significativamente el funcionamiento del interferómetro. En su turno, el ruido de intensidad del láser NEL – NLK1456STB es bastante bajo y muy cercano al nivel de ruido fotónico, por lo menos para frecuencias altas. Por esto, aquellas configuraciones que emplean el láser semiconductor, necesitan de un buen diseño enfocado a la reducción del ruido de fase y no tanto del ruido de intensidad.

IV.3. Análisis de ruido del interferómetro adaptativo con FDY.

En esta parte se investiga la configuración de un interferómetro adaptativo con fibra dopada con iterbio Liekki – Yb-1200 con una longitud de 2.3 metros. Como fuente de luz coherente en este caso se usa el láser de estado sólido Nd:YAG con longitud de onda 1064 nm. La configuración experimental con la que iniciamos los estudios de sensibilidad es la misma que se utilizó para caracterizar anteriormente la eficiencia de mezclado de dos ondas en el Capítulo 3 – ver figura 26. Las señales ópticas se detectaron con dos fotodetectores DET410 de Thorlabs y se muestran en la figura 35 como FD1 - mezclado de dos ondas y FD2 - señal de referencia (directa desde el láser). Cabe mencionar que en dicho arreglo, la señal de referencia también puede detectarse en FD3.

El nivel promedio de las señales detectadas se monitoreó utilizando un osciloscopio Tektronix - TDS3012B y los niveles de ambas señales fueron igualados mediante el posicionamiento adecuado del fotodetector con respecto a las terminales de los acopladores. Las resistencias de carga utilizadas fueron alrededor de 1 k Ω . Las características del ruido se analizaron mediante un amplificador Lock-In SR510 de SRS.

Como mencionamos anteriormente en este Capítulo, los láseres de estado sólido Nd:YAG utilizados en nuestros experimentos tienen alto nivel de ruido de intensidad pero el ruido de fase es mucho menor. Por esta razón el primer paso en este caso debe ser la compensación del ruido de intensidad, donde el método principal es la detección balanceada.

Sin embargo, en la configuración presente también se toman medidas para minimizar resultados del ruido de fase. Para este propósito la configuración de fibra óptica fue balanceada: el camino óptico entre el acoplador de entrada y el centro de la fibra dopada en el brazo de arriba ('S') y en el de abajo ('R') fueron igualados.

Al momento del inicio de estudios sobre esta configuración, por ausencia de diferentes elementos importantes (en particular, del modulador electroóptico, circuladores y acopladores de fibra óptica para longitud de onda 1064 nm) no fue posible realizar un arreglo del interferómetro adaptativo optimizado para la detección balanceada – ver figura

1. Por esta razón se tomó la decisión de reducir el ruido de intensidad restando dos señales ópticas: una con respuesta de MDO y la otra sin modulación (la de referencia). Como ya se había mencionado anteriormente, estas dos señales se detectaron por los fotodetectores FD1 y FD2 mostrados en la figura 35. Claro que este método no nos permite obtener la máxima razón señal a ruido, pero, por lo menos, puede mostrar una disminución del ruido.

Para una mayor caracterización del ruido, también se analizó el espectro del ruido de la señal del mezclado de dos ondas mediante el analizador de espectros Agilent 4395A. Para estas mediciones se utilizó el fotodetector de Thorlabs - PDA10CS cuyas características se describen arriba en este Capítulo.

El nivel promedio de ambas señales tanto en FD1 como en FD2 fue de 280 mV aproximadamente. Porque la señal del mezclado de dos ondas es bastante débil fue necesario bajar la potencia a la señal de referencia para poder tener niveles iguales en ambas señales. Entonces tenemos una fotocorriente de 0.28 mA para $R_L \approx 1 \text{ k}\Omega$ y por lo tanto la potencia detectada es alrededor de 0.34 mW. El ruido se mide mediante el amplificador Lock-In en dos frecuencias fijas, 1 y 10 kHz. Los resultados se presentan en la tabla V.

Parámetro	1 KHz		10 KHz	
	FD1- nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	FD2- nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	FD1- nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	FD2- nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Ruido del sistema de detección (input A)	8.50	9.12	8.25	8.89
Ruido con láser encendido ($P = 0.34 \text{ mW}$) (input A)	732	821	396	348
A – B (detección balanceada)	521		84	
Ruido fotónico calculado	9.5			
Ruido fotónico en modo A – B (teórico)	13.4			

Tabla V. Resultados de medición de ruido con amplificador Lock-In en interferómetro adaptativo con fibra dopada con iterbio.

Bajo condiciones ideales, cuando solamente está el ruido de intensidad y no existen las fluctuaciones en el nivel promedio de las señales detectadas, esperaríamos alcanzar el ruido fotónico que es alrededor de $13 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Sin embargo, de los resultados observamos que el ruido resultante después de realizar la resta entre la señal del mezclado de dos ondas y la de referencia es 40 veces mayor para 1 kHz y 6.5 veces mayor para 10 kHz. Hay que mencionar que el nivel de ruido de cada canal fue reducido solo 4-5 veces como resultado de la resta. Esto nos indica que el ruido detectado en los canales tiene una componente que no está asociada con el ruido de intensidad.

Ahora podemos proponer dos razones. Al momento de realizar los experimentos, el nivel promedio de las señales detectadas oscilaba constantemente (con una profundidad de modulación hasta 10 – 20%), lo cual probablemente se debía a interferencias originadas por reflexiones parásitas dentro del arreglo. Por lo tanto, se escogió FD2 como señal de referencia debido a que sus fluctuaciones eran más parecidas a las de FD1. Pero, en cualquier caso, las fluctuaciones de niveles promedios de dos señales detectadas deben reducir la eficiencia de la técnica de detección balanceada.

La otra razón probablemente es, que el ruido adicional es originado por vibraciones o sonido dentro del laboratorio los cuales predominan en frecuencias bajas ($< 10 \text{ kHz}$). En otras palabras, ahora nuestro interferómetro es tan sensible que detecta modulaciones de fase pequeñas que aparecen dentro del lazo del interferómetro por las vibraciones ambientales aleatorias. Esta propuesta parece bastante realista, porque solo de la pantalla del osciloscopio era posible observar señales producidas con la voz humana bastante baja.

Para verificar esto, medimos el espectro del ruido de la señal del mezclado de dos ondas – ver figura 44. Los espectros presentados muestran una diferencia bastante grande y específicamente en las frecuencias bajas ($< 4 \text{ kHz}$) donde están localizados sonidos y vibraciones: entonces, si, nuestro interferómetro detecta bastante ruido ambiental. Se espera que para las mediciones con frecuencias más altas (por ejemplo 100 kHz) el ruido puede ser menor.

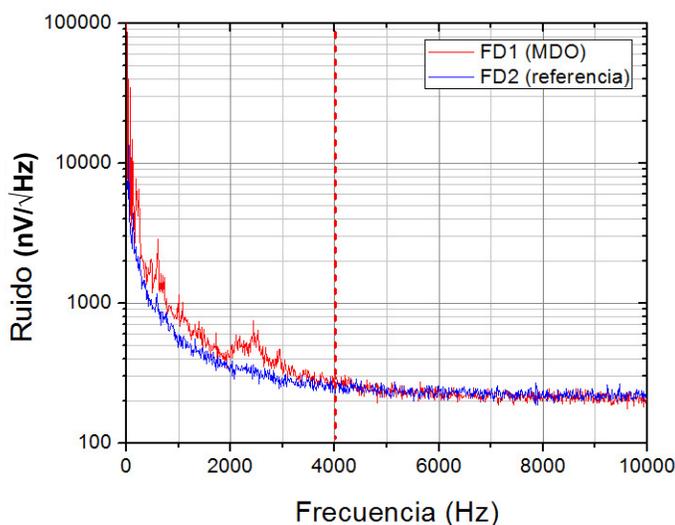


Figura 44. Espectros de ruido en configuración de interferómetro adaptativo con láser de estado sólido Nd:YAG: señal MDO - FD1 (rojo) y señal de referencia - FD2 (azul).

Sin embargo, podemos evaluar la sensibilidad alcanzada en nuestra configuración. Como mostramos en Capítulo 3, el interferómetro adaptativo muestra las señales de MDO con profundidad máxima casi 50% para una amplitud de modulación de fase alrededor de 1 rad. Para condiciones del experimento dado, esto significa que la amplitud de la señal es alrededor de 140 mV. Por otro lado, la amplitud RMS del ruido medido en el ancho espectral de 1 Hz es alrededor de 84 nV utilizando la detección balanceada en 10 kHz y sin detección balanceada – 350-400 nV. Estos valores nos dicen que la amplitud mínima detectada es $84 \text{ nV/Hz}^{1/2}/140\text{mV} \approx 0.6 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^{1/2}$ para el caso de la detección balanceada y de $2.8 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^{1/2}$ sin detección balanceada. El valor límite, determinado por el ruido fotónico es casi 6 veces menor $\approx 10^{-7} \text{ rad/Hz}^{1/2}$.

Concluyendo esta parte, podemos decir que la aplicación de la técnica de detección balanceada en el interferómetro adaptativo con fibra dopada con iterbio y el láser de estado sólido Nd:YAG mejoró significativamente la sensibilidad de la configuración. La amplitud mínima detectable alcanzada experimentalmente ($\approx 0.6 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^{1/2}$) todavía está casi 6 veces mayor que la determinada por el ruido fotónico. La mejora de la sensibilidad del sistema necesita fabricación de una configuración con un mínimo de reflexiones parásitas

(por ejemplo, una completamente empalmada) y aislar el interferómetro de las vibraciones ambientales.

IV.4. Análisis de ruido en interferómetro adaptativo con FDE y láser de 1492 nm.

Para los experimentos descritos en esta parte del capítulo se utilizó la configuración que esta descrita con detalle en el capítulo 3 – ver figura 18. Esta configuración emplea una fibra dopada con erbio (EDF - HG-980) y el láser semiconductor NEL – NLK1456STB con longitud de onda $\lambda = 1492$ nm. Para dicho sistema se analizaron las características del ruido y posteriormente se vieron algunos métodos de posible reducción del mismo.

IV.4.1. Configuración experimental.

De la configuración experimental mostrada en la figura 18, los puntos donde detectamos la señal del mezclado de dos ondas son FD1 y FD2, por lo tanto nos concentramos en el análisis de ruido en estos puntos de detección. Utilizamos los fotodetectores de Thorlabs – DET10C cuyas características se describen en el Capítulo 3 (figuras 20a y 20b). Las resistencias de carga son de $R_L \approx 1$ k Ω para ambos fotodetectores las cuales junto con la capacitancia del cable y de las entradas del osciloscopio (113 pF) nos dan un ancho de banda de alrededor de 1.4 MHz. Las dos señales tenían un nivel promedio igual ya que empleamos el atenuador (ver figura 18) para igualar las potencias de entrada a la fibra dopada con erbio. Este nivel es alrededor de 160 mV (con una fotocorriente promedia de 0.16 mA) y la amplitud máxima alcanzada de la señal MDO es de 30 mV aproximadamente.

La ventaja principal de la configuración empleada es que podemos detectar simultáneamente dos señales (FD1 y FD2) donde la señal MDO por la rejilla de fase (componente impar) proveniente de uno de los fotodetectores se encuentra en contrafase con respecto a la otra. Esto nos permite emplear la detección balanceada donde se restan dichas señales, por lo tanto en teoría, la amplitud de la señal MDO aumentaría el doble, 60 mV, como se muestra en la figura 1.

Cabe mencionar que la fuente de corriente de bombeo que se usó para el láser semiconductor es Thorlabs - LDC500 (aun no contábamos con la fuente de bajo ruido ILX Lightwave – LDX-3620). Dicha fuente fue aterrizada con el fin de reducir ruidos relacionados con la red eléctrica y de esta manera prevenir fluctuaciones en la longitud de onda de emisión del láser.

IV.4.2. Datos experimentales.

Empezamos con la medición del ruido utilizando el osciloscopio Tektronix - TDS3012B en modo AC de una de las dos señales, en este caso de FD2. Aplicamos gel acoplador en las terminales de los acopladores en los puntos FD3 y FD4, sin embargo en FD1 no, debido a que tenemos conectado otro fotodetector. El ruido observado se muestra en la figura 45a.

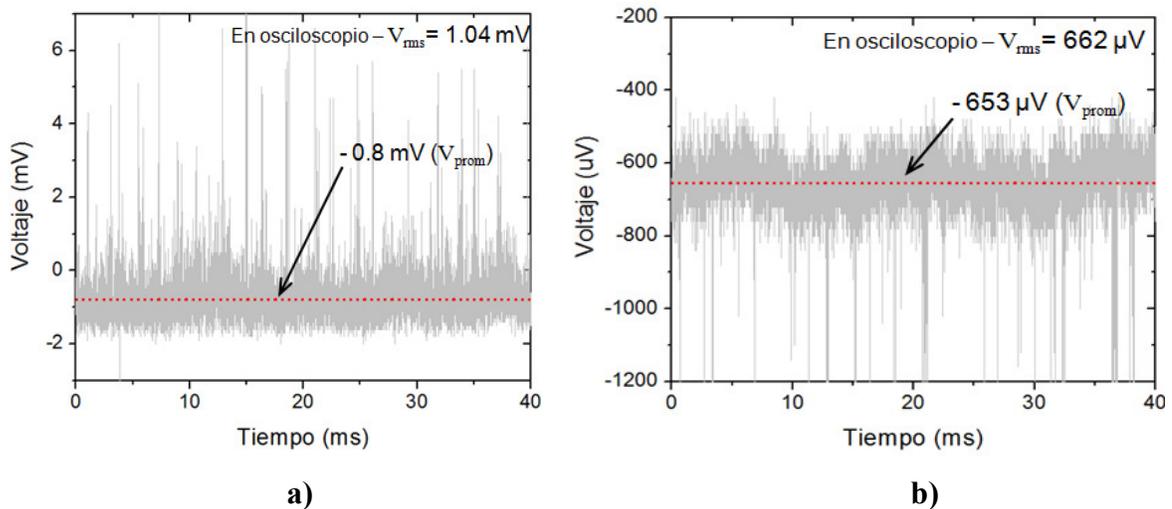


Figura 45. Ruido en FD2 observado con el osciloscopio: a) FD1 no tiene gel acoplador y b) FD1 tiene gel acoplador.

Utilizando las medidas del osciloscopio podemos determinar el valor promedio (V_{prom}) y el valor RMS (V_{rms}) de la señal en modo AC. Para este caso tenemos que $V_{prom} = -0.8$ mV y $V_{rms} = 1.04$ mV. Empleando la ecuación 21 podemos calcular el ruido total en la señal MDO que es de 664 μ V.

$$V_{rms} = \sqrt{V_{rms}^2 + V_{prom}^2} \quad (21)$$

Para estas condiciones (nivel promedio = 160 mV, $R_L = 1k\Omega$) podemos estimar que el ruido fotónico es de $8.47 \mu\text{V}$ para el ancho de banda 1.4 MHz o $7.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. De aquí, si comparamos con el ruido fotónico, este se encuentra casi 80 veces por debajo del ruido actual. Además, podemos decir que nuestra relación señal a ruido para una amplitud de 30 mV (señal MDO máxima) es alrededor de ≈ 45 . En este caso la sensibilidad real del interferómetro es $18.7 \times 10^{-6} \text{ rad}/\text{Hz}^{1/2}$ y si esta fuera limitada por ruido fotónico sería de $2.4 \times 10^{-7} \text{ rad}/\text{Hz}^{1/2}$.

Al observar el comportamiento de la señal con el osciloscopio nos damos cuenta que en realidad el ruido fluctúa, lo que sugiere que en parte podría ser originado por el ruido de fase del láser y por las reflexiones parásitas, en particular, en la terminal del FD1 como se muestra en la figura 46. Dado que el haz reflejado en FD1 viaja de regreso a través de la fibra dopada y entra al acoplador 50/50, interfiere en FD2 generando fluctuaciones de intensidad.

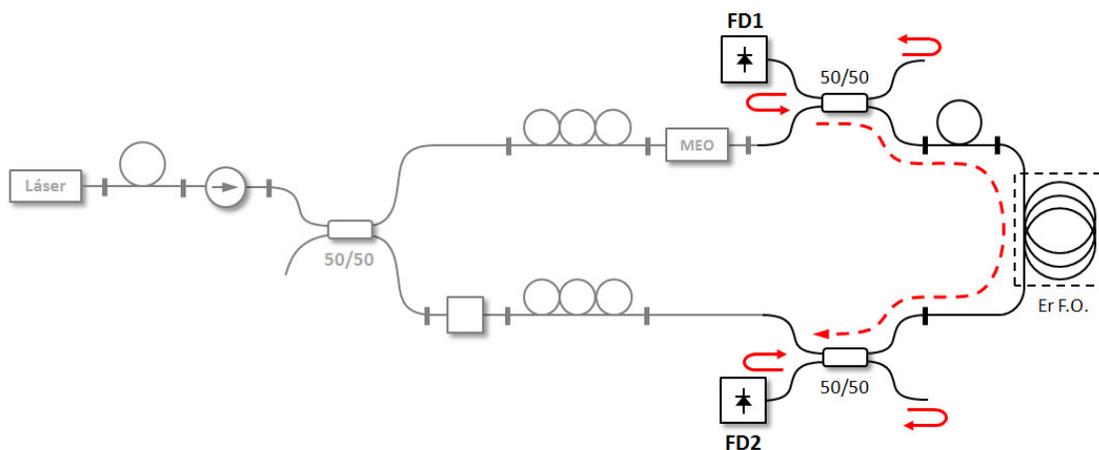


Figura 46. Reflexiones en la configuración con FDE.

Comprobamos esto cuando desconectamos la terminal del 50/50 de FD1 y aplicamos gel acoplador. Efectivamente, el ruido baja como se muestra en la figura 45b. De la misma manera que en el caso anterior, calculamos que ahora el ruido es de $109 \mu\text{V}$. El ruido bajó 6 veces comparando con el caso cuando la terminal de FD1 no tenía gel. Si comparamos con el ruido fotónico previamente estimado, resulta que ahora este es 13 veces menor. Ahora la

relación señal a ruido para una señal MDO con amplitud de 30 mV es alrededor de 275. Aquí, la sensibilidad real del interferómetro es alrededor $3.1 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^{1/2}$.

Sin embargo, el hecho de utilizar gel acoplador entre el fotodetector y la terminal del acoplador es un poco impráctico. Por lo tanto, decidimos probar utilizando un conector APC el cual en principio también debe disminuir las reflexiones parásitas.

En la figura 47a se muestra una configuración sencilla con la que medimos la luz reflejada en un conector de tipo PC y en la figura 47b se muestra el arreglo utilizado para demostrar la disminución de reflexiones por el uso del conector APC. El conector del extremo de la fibra está cortado con un cierto ángulo, que reduce significativamente la reflexión de luz de regreso a la fibra.

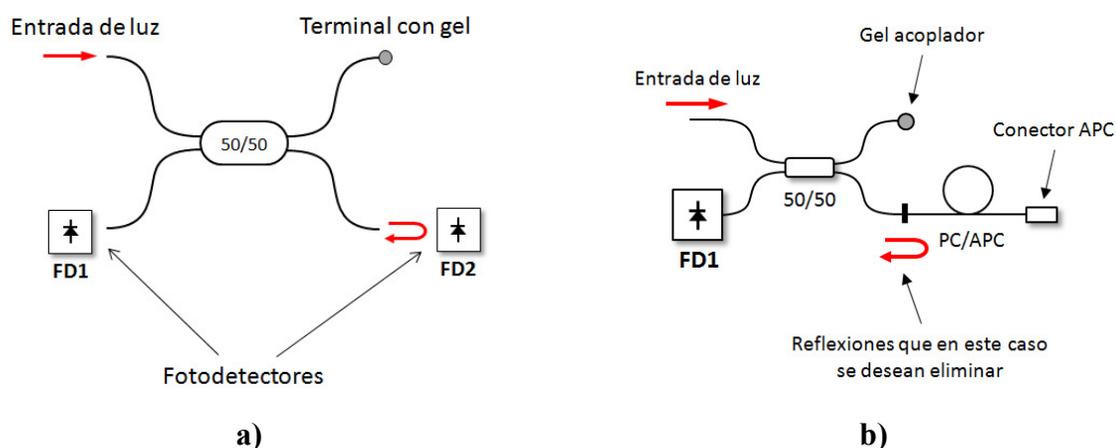


Figura 47. Configuraciones utilizadas para el análisis de reflexiones en terminales del acoplador 50/50. a) arreglo utilizado para medir la cantidad de luz reflejada en un conector PC y b) arreglo para evaluar el ruido con APC vs. PC.

En el primer caso (figura 47a) medimos la cantidad de luz incidente en FD2 dependiendo de la corriente de bombeo del láser y con FD1 la luz reflejada en la terminal conectada a FD2. Para este experimento usamos un conector PC conectado a FD2 y aplicamos un poco de gel acoplador a la terminal libre para evitar reflexiones en dicha terminal. Además, la potencia incidente en FD1 fue multiplicada por un factor de 2 debido a que detectamos solamente la mitad de la luz reflejada en FD2 lo cual se debe al factor de división del acoplador 50/50. En la figura 48a se muestran los resultados obtenidos.

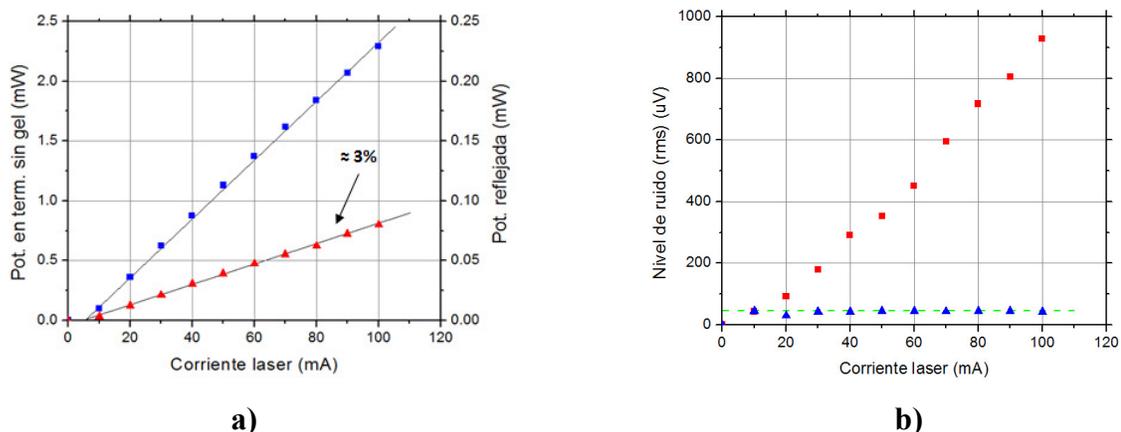


Figura 48. Resultados de las mediciones de: a) luz incidente (cuadros) y reflejada (triángulos) en un conector tipo PC y b) nivel de ruido con conector PC (cuadros) y APC (triángulos).

De los resultados, efectivamente vemos que en la terminal conectada a FD2 se refleja aproximadamente el 3% de la luz que incide en este. Esto se debe a las reflexiones Fresnel que ocurren en la frontera vidrio-aire.

Para evaluar el efecto que tiene en el ruido el hecho de sustituir un conector PC por un conector APC utilizamos el arreglo mostrado en la figura 47b. Aquí, primero evaluamos el nivel de ruido contra la corriente de bombeo del láser para un conector PC y posteriormente, realizamos lo mismo pero con un conector APC. Para este caso el ruido se evaluó utilizando el osciloscopio midiendo el nivel promedio y el RMS en modo AC y utilizando la ecuación 21. De la gráfica 48b se puede observar que el ruido con el conector APC no crece con el incremento de la potencia óptica, lo que sugiere que dicho nivel del ruido está por debajo del límite de sensibilidad del sistema de detección, en este caso, el fotodetector y osciloscopio. El máximo ruido observado con un conector APC fue de 42 μV y para el caso con PC de 926 μV .

IV.5. Conclusiones parciales.

Estos resultados nos muestran que parte del ruido observado en la señal del mezclado de dos ondas se debe a reflexiones parasitas en las terminales de los acopladores 50/50 y limita la sensibilidad que en este caso es aproximadamente de $19.2 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^{1/2}$. En principio es posible reducir este ruido utilizando conectores APC en las terminales conectadas a los

fotodetectores y en otros extremos libres al menos 10 veces si suponemos que este disminuye las reflexiones aproximadamente 100 veces.

Sin embargo, debido a que el presente arreglo tiene múltiples conexiones en vez de empalmes entre sus elementos (acopladores, fibra dopada, modulador electro-óptico, etc.), esto puede generar otras reflexiones que en este caso son más difíciles de eliminar. En realidad, los ruidos de fase son de naturaleza interferométrica, por esta razón, si reducimos una reflexión parasita por 100 veces, el ruido producido se reduce solo 10 veces. Como resultado, el acoplador en los extremos libres o en contactos PC/PC no puede resolver completamente este problema. El sistema interferométrico de fibra debe ser completamente empalmado, tener una mínima longitud física (el ruido de fase crece con diferencia entre caminos ópticos), y un mínimo número de extremos libres.

Capítulo V

Interferómetro de Sagnac adaptativo y su caracterización.

V.1. Introducción.

Como vimos del Capítulo anterior, las reflexiones parásitas (residuales) dentro de la configuración interferométrica de fibra óptica no nos permiten alcanzar la sensibilidad teórica - detección limitada por el ruido fotónico. En particular, en el caso del ruido de fase dominante (como en láseres semiconductores) estas reflexiones resultan en ondas adicionales que viajan dentro del interferómetro y provocan señales de interferencia sobre los fotodetectores. Las diferencias en caminos ópticos entre estas ondas pueden alcanzar algunos metros, por lo que las fluctuaciones chiquitas de longitud de onda del láser producen un ruido inaceptablemente alto. Por otro lado, para el caso cuando el ruido de intensidad es dominante, las fluctuaciones del nivel promedio de las señales detectadas dificultan realizar la resta entre las señales provenientes de diferentes fotodetectores, lo cual tampoco nos permite compensar este tipo de ruido.

Esto indica que el interferómetro adaptativo ideal (es decir, con mínimo ruido o más sensible) debe ser lo más sencillo posible: con el mínimo número de elementos y contactos entre ellos, y también de mínima longitud posible. También es deseable minimizar la cantidad de salidas libres (no usadas) de acopladores, las cuales pueden también reflejar la luz atrás al interferómetro. La configuración más sencilla de dicho interferómetro podría ser la del interferómetro Sagnac (figura 49) la cual es considerada para nuestros experimentos y caracterizada más adelante. Como podemos ver, esta configuración tiene solo un acoplador de entrada donde las dos salidas están conectadas a una fibra dopada. La detección de la señal de salida se lleva a cabo en la segunda entrada libre del acoplador. Entonces, en este arreglo tenemos una longitud pequeña (limitada prácticamente por longitud de fibra dopada), un mínimo de contactos (dos empalmes), y solo un acoplador de entrada.

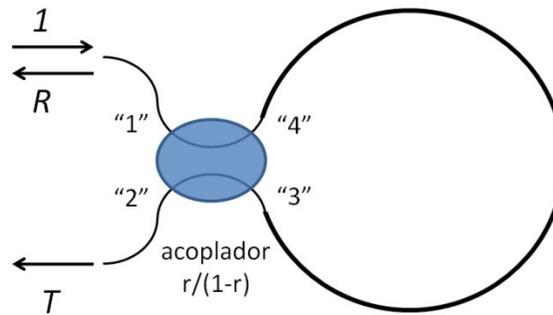


Figura 49. Interferómetro de Sagnac de fibra óptica.

V.2. Conceptos básicos del interferómetro de Sagnac.

En el interferómetro de Sagnac que se muestra en la figura 49, el acoplador tiene acoplado un láser a la entrada “1” y forma dos ondas en las salidas “3” y “4” con una razón de división de potencias de $r/(1 - r)$. Dichas ondas se propagan a través del mismo lazo del interferómetro pero en direcciones opuestas, interfieren en el mismo acoplador y salen por las dos entradas del interferómetro “1” y “2”. La teoría del interferómetro de Sagnac está bien desarrollada, por ejemplo en Mortimore (1988) y los coeficientes de reflexión y de transmitancia de esta configuración se definen de la siguiente manera:

$$R = \frac{P_{1,out}}{P_{1,in}} = 4r(1 - r) \quad (22)$$

$$T = \frac{P_{2,out}}{P_{1,in}} = (1 - 2r)^2$$

En la obtención de estas relaciones se utilizó una propiedad fundamental de los divisores de luz sin pérdidas: la onda reflejada que en el caso de un acoplador sería, por ejemplo, de la entrada “1” a la salida “3” siempre está desfasada por $-\pi/2$ (la amplitud multiplicada por el factor i). Las dependencias teóricas de la reflexión y de la transmitancia como funciones del coeficiente de reflexión r del acoplador se muestran en la figura 50.

Entonces, para el acoplador 50/50 (con $r = 0.5$) toda la potencia que entra al interferómetro por la entrada “1” está siendo reflejada hacia atrás a la misma entrada, y por la terminal “2” no sale nada. Para casos cuando $r = 0, 1$ toda la luz sale por la terminal “2”. Las potencias

de salida están divididas entre las dos entradas (“1” y “2”) en partes iguales cuando $r \approx 0.15, 0.85$.

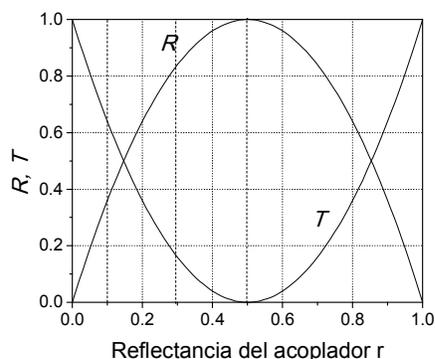


Figura 50. Dependencias de coeficientes de reflectancia y de transmitancia contra r .

Estas relaciones entre potencias de entrada son las mismas para dos polarizaciones de luz ortogonales: vertical y horizontal (en el plano de la figura 49). Por lo tanto, el funcionamiento del interferómetro no depende de la polarización de la luz de entrada, y dicha luz sale del interferómetro con la misma polarización. Sin embargo, si por ejemplo, en el centro del lazo del interferómetro se coloca una placa $\lambda/2$ orientada a 45° , es posible enviar toda la potencia de entrada polarizada a los 45° a la salida “2” aun en caso de $r = 0.5$. Por lo que se vuelve sensible cuando se introducen cambios de polarización en el lazo.

En este interferómetro las ondas en contra-propagación pasan a través del mismo camino óptico, por esta razón, no importa la longitud de lazo L , o la longitud de onda λ de la luz debido a que las condiciones de interferencia entre las ondas de salida siempre son iguales y las potencias de salida también. Por lo tanto, los cambios de temperatura ambiental como también las fluctuaciones de longitud de onda del láser no resultan en fluctuaciones de potencia de salida. Si en el lazo se introduce un filtro absorbente, las potencias de salida se reducen por el factor de transmitancia de este filtro solamente.

Para las consideraciones interferométricas necesitamos saber las fases de las señales, por lo que aquí también presentamos las amplitudes complejas de todas las ondas en puntos más importantes del interferómetro. En particular, si definimos las amplitudes complejas de luz en la entrada en terminales “1” y “2” como:

$$\begin{aligned} A_{1,in} &= 1; \\ A_{2,in} &= 0; \end{aligned} \quad (23)$$

las amplitudes complejas de salida en las terminales “3” y “4” se escribirían como:

$$\begin{aligned} A_{3,out} &= i\sqrt{r}; \\ A_{4,out} &= \sqrt{1-r}; \end{aligned} \quad (24)$$

Después de propagarse la luz a través del lazo del interferómetro, la amplitud que entra a las terminales “3” y “4” se define como:

$$\begin{aligned} A_{3,in} &= e^{-i\theta}\sqrt{1-r}; \\ A_{4,in} &= ie^{-i\theta}\sqrt{r} \end{aligned} \quad (25)$$

Aquí: $e^{-i\theta}$ es el factor de fase que se agrega después de la propagación de las ondas a través del lazo cerrado del interferómetro. Y finalmente, las amplitudes complejas de salida en terminales “1” y “2” son:

$$\begin{aligned} A_{1,out} &= e^{-i\theta}(i\sqrt{r}\sqrt{1-r} + i\sqrt{1-r}\sqrt{r}) = 2ie^{-i\theta}\sqrt{r}\sqrt{1-r}; \\ A_{2,out} &= e^{-i\theta}(\sqrt{1-r}\sqrt{1-r} - \sqrt{r}\sqrt{r}) = e^{-i\theta}(1-2r). \end{aligned} \quad (26)$$

Entonces, podemos ver que las fases de las ondas reflejadas y transmitidas están desplazadas normalmente por el factor $e^{-i\theta}$ después de su propagación a través del lazo del interferómetro, y además la onda reflejada está desfasada por $\pi/2$, es decir, se le agrega un factor i .

En caso de la configuración adaptativa, se introduce una fibra dopada con tierra rara (en nuestro caso, con erbio o iterbio) al lazo del interferómetro Sagnac. Para simplicidad, supongamos que esta fibra dopada ocupa todo el espacio entre salidas “3” y “4”, y por lo tanto tiene longitud L de todo el lazo del interferómetro. Esta fibra introduce una absorción de luz dentro del interferómetro: en caso de iluminación estacionaria podemos describirla como una transmitancia promedio T_f , la cual reduce proporcionalmente ambas potencias de salida. Sin embargo en nuestras consideraciones, vamos a despreciar a esta atenuación general.

Ahora suponemos que dos ondas contra-propagándose en el interferómetro para el caso estacionario forman una rejilla con una eficiencia de difracción η . Introducimos este parámetro como una razón entre las potencias de onda difractada y la onda transmitida. Con esta definición, tomamos en cuenta que todas las ondas en la salida del interferómetro disminuyen por la absorción en la fibra dopada en una forma igual.

Asumiendo baja eficiencia de difracción de dicha rejilla ($\eta \ll 1$) podemos considerar que la presencia de la rejilla no influye en la propagación de las ondas de grabado (directas) en el interferómetro. Solo aparecen dos ondas nuevas con amplitudes iguales a las amplitudes $A_{3,4out}$ multiplicadas por $\eta^{1/2}$: entonces aparecen dos nuevas ondas de entrada en las terminales “3” y “4”:

$$\begin{aligned}\Delta A_{3,in} &= e^{-i\theta} \sqrt{r} \sqrt{\eta}; \\ \Delta A_{4,in} &= i e^{-i\theta} \sqrt{1-r} \sqrt{\eta}\end{aligned}\tag{27}$$

Cabe mencionar que las fases de las señales de difracción son las mismas que las fases de las ondas convencionales – ecuación (24) – que pasan a través de la fibra dopada (las cuales también están presentes en el interferómetro adaptativo).

Como resultado de interferencia dentro del acoplador, las componentes adicionales (originadas por difracción en la rejilla) que salen de las entradas de acoplador son iguales a:

$$\begin{aligned}A_{1,out} &= e^{-i\theta} i [2\sqrt{r}\sqrt{1-r} + \sqrt{\eta}]; \\ A_{2,out} &= e^{-i\theta} [1 - 2r]\end{aligned}\tag{28}$$

Entonces, la entrada “2” no siente la presencia de la rejilla, el aumento de transmitancia de la fibra dopada por la presencia de la rejilla resulta solo en el crecimiento de la potencia que sale de la entrada “1”.

Que pasará si introducimos un cambio de fase rápido $\exp(-i\Delta)$ en el lazo de Sagnac por un modulador de fase localizado cerca del terminal “3”:

$$\begin{aligned}
A_{3,in} &= e^{-i\theta} [\exp(-i\Delta)\sqrt{1-r} + \exp(-i2\Delta)\sqrt{\eta r}]; \\
A_{4,in} &= e^{-i\theta} i [\exp(-i\Delta)\sqrt{r} + \sqrt{\eta(1-r)}]
\end{aligned}
\tag{29}$$

Como resultado, tenemos:

$$\begin{aligned}
A_{1,out} &= e^{-i\theta} i [2\exp(-i\Delta)\sqrt{r}\sqrt{1-r} + [r\exp(-i2\Delta) + (1-r)]\sqrt{\eta}]; \\
A_{2,out} &= e^{-i\theta} \{(1-2r)\exp(-i\Delta) + \sqrt{\eta r}\sqrt{1-r}[\exp(-i2\Delta) - 1]\}
\end{aligned}
\tag{30}$$

Si consideramos un salto de fase por π , esto significaría que $\exp(-i\Delta) = -1$ lo cual cambia las ecuaciones anteriores a:

$$\begin{aligned}
A_{1,out} &= -e^{-i\theta} i [2\sqrt{r}\sqrt{1-r} - \sqrt{\eta}]; \\
A_{2,out} &= -e^{-i\theta} (1-2r)
\end{aligned}
\tag{31}$$

Entonces, en este caso tenemos un decremento similar de la potencia reflejada en el terminal “1” sin cambios en salida de terminal “2”: entonces la modulación de intensidad se observa solo en el haz reflejado.

Continuamos con consideración de la rejilla de fase. En caso estacionario las fases de ondas difractadas deben ser desplazadas por $\pi/2$ de las fases de ondas transmitidas a través de la rejilla. Esto significa que debemos agregar un factor i antes de $\sqrt{\eta}$ y tenemos:

$$\begin{aligned}
A_{3,in} &= e^{-i\theta} (\sqrt{1-r} + i\sqrt{\eta r}); \\
A_{4,in} &= e^{-i\theta} i (\sqrt{r} + i\sqrt{\eta(1-r)})
\end{aligned}
\tag{32}$$

En seguida:

$$\begin{aligned}
A_{1,out} &= e^{-i\theta} i [2\sqrt{r}\sqrt{1-r} + i\sqrt{\eta}]; \\
A_{2,out} &= e^{-i\theta} [1-2r]
\end{aligned}
\tag{33}$$

Entonces, en el caso estacionario la onda difractada cambia solo la fase de la onda de salida de la terminal “1” y no hay cambios de potencias reflejadas/transmitidas.

Ahora introducimos el salto rápido $\exp(-i\Delta) = i$ de fase cerca de la terminal “3”:

$$A_{1,out} = -e^{-i\theta} [2\sqrt{r}\sqrt{1-r} + \sqrt{\eta}(1-2r)];
\tag{34}$$

$$A_{2,out} = ie^{-i\theta} \left[(1 - 2r) - 2\sqrt{\eta r(1 - r)} \right]$$

Entonces, las potencias de salida son:

$$\begin{aligned} P_{1,out} &= 4r(1 - r) + 4\sqrt{\eta}(1 - 2r)\sqrt{r}\sqrt{1 - r} \\ P_{2,out} &= (1 - 2r)^2 - 4\sqrt{\eta}(1 - 2r)\sqrt{r}\sqrt{1 - r} \end{aligned} \quad (35)$$

Lo que es interesante es que la ley de conservación de energía se cumple. Esto es un intercambio de energías entre la onda reflejada y transmitida – como esperaríamos de la rejilla de fase. También podemos verificar que el cambio de signo de salto rápido por $\exp(-i\Delta) = -i$ solo cambió la dirección del proceso de intercambio (si antes la potencia de esta onda de salida creció – ahora disminuye): entonces la respuesta es lineal.

Como conclusiones parciales para esta sección particular, podemos decir que:

1. La configuración de Sagnac, es probablemente una configuración óptima para el interferómetro adaptativo: tiene la menor cantidad de elementos, y por lo tanto un número reducido de contactos entre ellos, mínima longitud física del lazo y solo un acoplador de entrada;
2. El MDO estacionario por la rejilla dinámica en fibra dopada en el lazo del interferómetro resulta solo en cambios en la onda reflejada (de intensidad en caso de rejilla de amplitud y de fase en caso de la rejilla de fase), la onda transmitida no cambia ni su fase, ni su amplitud;
3. En el caso de la rejilla dinámica de fase, los cambios rápidos de fase dentro del interferómetro resultan en un proceso dinámico de intercambio de energías entre la onda reflejada y transmitida, que resulta en la modulación lineal de la intensidad de onda transmitida según la frecuencia de modulación.

V.3. Caracterización experimental.

Para verificar las conclusiones de la consideración teórica acerca del interferómetro adaptativo de Sagnac, desarrollamos dos configuraciones de este tipo – una basada en la fibra dopada con erbio y la otra con iterbio (figura 51). Como mencionamos anteriormente,

como fuentes de luz coherente en la primera configuración usamos el láser semiconductor de 1492 nm y en la segunda – el láser de estado sólido Nd:YAG de 1064 nm. En ambas configuraciones empleamos aisladores ópticos en la entrada del interferómetro. Esto lo hacemos en parte para prevenir la retro-alimentación de ondas reflejadas al láser (que puede resultar en inestabilidad de su operación), y la segunda razón importante es la reducción de la onda reflejada de regreso al interferómetro.

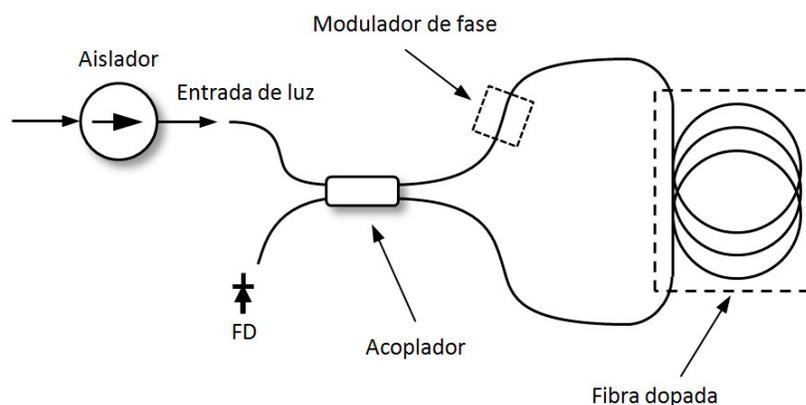


Figura 51. Configuración experimental del interferómetro adaptativo de Sagnac.

La configuración con la fibra dopada con iterbio incluye el segmento de fibra Yb-1200 de 2.34 m de longitud, usada anteriormente en los experimentos de MDO transitorio descritos en el Capítulo 3. El acoplador que se utilizó fue un 70/30. Aquí no hablamos de los elementos generales del sistema descritos anteriormente. Hay que mencionar que en este caso, para disminuir las reflexiones internas, todos los elementos del sistema fueron empalmados completamente, por lo tanto no hubo ningún contacto óptico de tipo PC/PC con glicerina, ni tampoco contenía elementos que pudieran causar reflexiones significativas. Para disminuir la reflexión en el foto-detector, la única salida de la fibra en la que medimos la potencia de luz fue inmersa en glicerina.

Por otra parte, el interferómetro basado en FDE usó una muestra de fibra HG-980 de 2.0 m, la cual también fue empleada anteriormente en los experimentos con MDO (ver el Capítulo 3). Esta fibra fue conectorizada con conectores PC a un acoplador 70/30, por lo que el

sistema tenía dos contactos PC/PC (entre salidas de acoplador y la fibra dopada) inmersos en glicerina para reducir las reflexiones. El acoplamiento de luz al foto-detector fue hecho por medio de un conector APC, el cual significativamente disminuye la reflexión de luz, como se demostró en el Capítulo 4.

Ambas configuraciones fueron bastante bien balanceadas – la fibra dopada estuvo localizada entre las dos salidas de los acopladores de fibra, cuyas longitudes en realidad son bastante parecidas (con precisión de ± 1 cm). El hecho de que están balanceados los sistemas se puede observar también de la insensibilidad de la amplitud de salida a las fluctuaciones de temperatura interna (acercando la mano al brazo del interferómetro). Las fluctuaciones de potencia de salida en ambos casos no alcanzaron un porcentaje considerable y prácticamente no se observaron en el osciloscopio.

Para introducir la modulación de fase en el lazo del interferómetro, usamos un modulador de presión improvisado. Este consistió en dos placas de foam con un grosor alrededor de 7-8 mm cada una entre las cuales se puso un segmento de fibra de longitud de 10-12 cm con cubierta plástica de una de las salidas del acoplador. Arriba de este “sándwich” se colocó una bocina chiquita que fue presionada por arriba con un peso alrededor de 100 g (ver figura 52). Dicha bocina fue activada mediante un generador de señales con perfil de modulación senoidal. Las mediciones auxiliares realizadas anteriormente en una configuración del interferómetro Michelson mostraron que la modulación producida por este dispositivo no es estable (varia considerablemente con la frecuencia de la modulación, con la presión de la bocina, con el tiempo, etc.). Sin embargo, las variaciones temporales son bastante lentas (decimas de minuto) y nos permitieron hacer mediciones cualitativas. Observamos en particular, que la respuesta es básicamente lineal (en sentido de la respuesta del interferómetro bien ajustado) y es bastante fácil alcanzar las amplitudes de modulación alrededor de algunos radianes aplicando voltaje hasta $5.0 V_{p-p}$.

Las observaciones también mostraron que en la configuración del interferómetro Michelson las señales de salida no fueron estables, debido al cambio bastante rápido del punto operacional del interferómetro esto se observó por ejemplo, acercando la mano. Como se

espera, la respuesta cambia su forma drásticamente de detección lineal hasta respuestas casi cuadráticas con segundo armónico de la señal de salida. Teóricamente, la señal de salida de este interferómetro debe tener una profundidad de modulación de hasta 100%, sin embargo, observamos profundidades menores (60-70%), probablemente por la birrefringencia en los brazos del interferómetro.

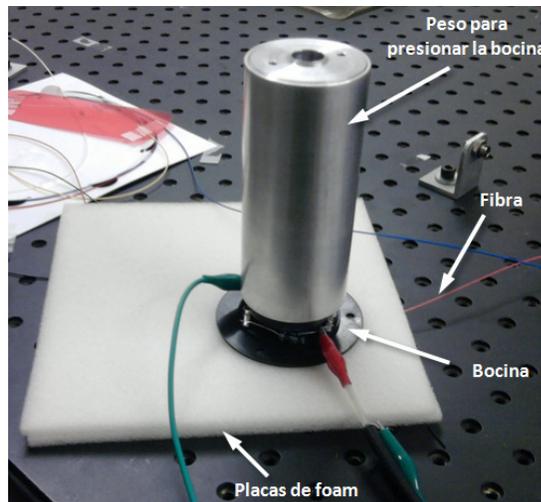


Figura 52. Modulador de fase improvisado utilizado en los interferómetros de Sagnac.

En general, el interferómetro Sagnac no debe ser influenciado por la modulación de longitud del camino óptico de su brazo, por esta razón, por lo menos teóricamente no debemos observar ninguna señal de salida (con periodo de modulación). Sin embargo, observamos algo pero con una profundidad de modulación típica 10-20 veces menor que en el interferómetro de Michelson. Las señales detectados también fluctuaron (pero de manera bastante lenta) cambiando su amplitud y forma con fluctuaciones de temperatura. Creemos que podemos atribuir estas señales, claramente de naturaleza interferométrica, a la birrefringencia aleatoria en la fibra que forma el lazo del interferómetro de Sagnac.

Después aplicamos la misma técnica de modulación de fase a nuestros interferómetros de Sagnac adaptativos (con fibra dopada). La ventaja de esta técnica es obvia – no es intrusiva, es decir no necesita interrupción de continuidad del lazo del interferómetro de fibra óptica y, como resultado, no produce reflexiones adicionales.

En experimentos con FDY observamos que las señales de salida tienen grande estabilidad, excelente linealidad de respuesta (constantemente con un perfil senoidal), y también con bastante grande profundidad de modulación (hasta 50%). El típico trazo de osciloscopio se presenta en la figura 53a.

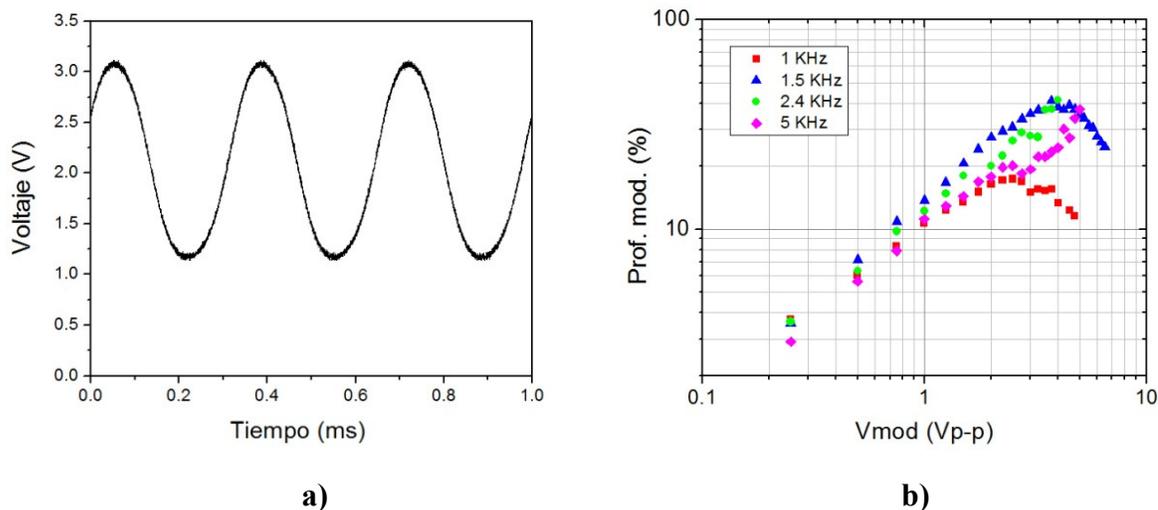


Figura 53. a) Trazo típico de la señal de salida del interferómetro adaptativo de Sagnac con FDY ($P_{in} = 12.3$ mW, modulación senoidal con $f = 1.5$ kHz, con $V_{mod} = 2.5$ V_{p-p}, $R_L \approx 10$ k Ω). b) Profundidad de modulación de la señal contra voltaje de modulación del generador de funciones para diferentes frecuencias.

Podemos concluir de estas figuras que la estabilidad de la señal observada (que tampoco es afectada por fluctuaciones de temperatura) nos dice que esto es una señal MDO asociada con la formación de una rejilla dinámica (adaptativa) y no está asociada con posibles reflexiones parásitas dentro del sistema. Como mencionamos arriba, las señales de salida tan grandes, tan lineales y tan estables nunca se observaron en el interferómetro de Sagnac parecido pero sin fibra dopada.

En realidad si observamos algunas fluctuaciones en la señal detectada, con una amplitud relativa $<10\%$. Pensamos que esta componente inestable puede estar asociada con imperfecciones (birrefringencia o reflexiones parásitas) de nuestro interferómetro y también con una inestabilidad de potencia de salida de láser.

La linealidad de respuesta (se observa que la señal tiene una frecuencia de primer armónico de la señal de modulación), indica que está asociada con la formación de la rejilla de fase.

Como sabemos y como mostraron nuestras mediciones anteriores, las rejillas de este tipo son dominantes para la FDY bajo nuestras condiciones experimentales. Adicionalmente, como predice nuestra consideración teórica – la señal de MDO por la rejilla de amplitud siempre aparece en la onda reflejada del interferómetro (de regreso al láser), que no se observó en nuestra configuración.

El comportamiento de la amplitud relativa de la señal contra la amplitud de modulación obtenido para algunas frecuencias particulares, donde en nuestro “modulador” la respuesta es más fuerte esta presentado en la figura 53b. De aquí podemos ver el crecimiento lineal para amplitudes pequeñas, el cual termina con una saturación – comportamiento bastante típico para interferómetros adaptativos operando en punto operacional lineal (rejilla de fase, no desplazada). Es importante mencionar que el valor relativo máximo (alrededor de 50%) casi alcanza el valor observado en la configuración similar de MDO con modulación rectangular (Capítulo 3). Esto también confirma el origen de la señal.

La última conclusión también se confirma por las dependencias de profundidad de modulación contra la potencia promedio de entrada al interferómetro. Las dependencias obtenidas están presentadas en la figura 54 y son muy típicas para el interferómetro adaptativo donde se observa que la profundidad de modulación es mayor para potencias de entrada comparables o más grandes que la potencia de saturación de esta fibra dopada. Aquí variamos la potencia utilizando un filtro de densidad neutral variable (A.O.V. modelo - 5214) con transmitancias de 32%, 10% y 3%.

Entonces, nuestra configuración de Sagnac con FDY operando con 1064 nm y una con detección de señal de salida sobre la segunda entrada libre del acoplador funciona bastante bien como un interferómetro adaptativo con una rejilla dinámica de fase. Las señales MDO detectadas son lineales, estables, no muestran distorsiones, y alcanzan la profundidad de modulación hasta 50%. Adicionalmente, parece, que la potencia promedio no fluctúa mucho con los cambios de temperatura ambiental, que adicionalmente abre la posibilidad del uso de la detección balanceada y la reducción del ruido de intensidad.

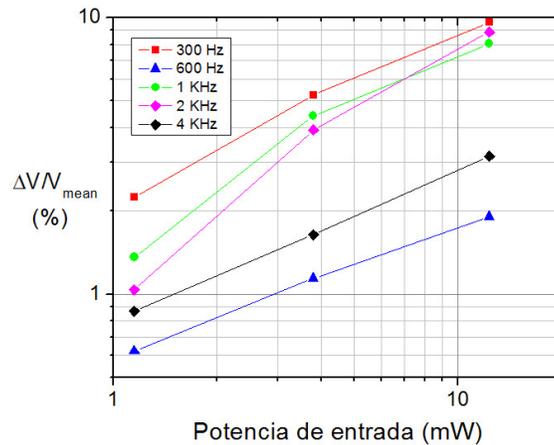


Figura 54. Profundidad de modulación contra potencia de entrada al interferómetro para diferentes frecuencias de modulación y para un voltaje de modulación fijo de $1.0 V_{p-p}$.

Las mediciones de ruido en el sistema con FDY se realizaron con el amplificador Lock-In (Stanford SRS510) para cuatro diferentes valores de potencia de entrada P_{in} al arreglo (0.38, 1.15, 3.8 y 12.3 mW). La potencia óptica se varió utilizando el filtro de densidad neutral. Los resultados se presentan en la figura 55. El nivel promedio de la señal detectada para las potencias mencionadas anteriormente fue de 0.076, 0.23, 1.0 y 3.0 V respectivamente y con $R_L \approx 10 \text{ k}\Omega$. En esta misma figura también está representado el ruido fotónico para cada potencia mediante una línea del mismo color que su respectivo nivel de ruido real.

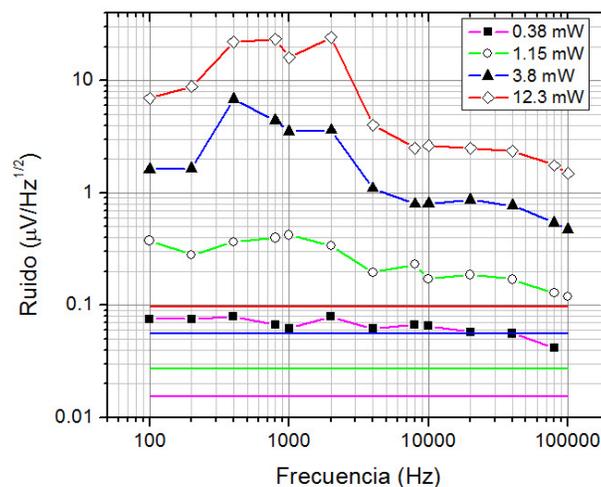


Figura 55. Niveles de ruido para diferentes potencias de entrada al arreglo con FDY.

En cuanto al arreglo del interferómetro adaptativo de Sagnac con fibra dopada con erbio, se realizaron mediciones similares al de FDY. También utilizamos una bocina como modulador de fase en uno de los brazos del interferómetro. En las mediciones de la profundidad de modulación contra la amplitud de modulación del generador de funciones, bombeamos el láser semiconductor con una corriente de 80 mA la cual produce alrededor de 17 mW. Sin embargo, atenúamos la luz en la entrada enrollando parte de la fibra tal que al arreglo entran solamente 1.6 mW, un poco más que la potencia de saturación de la fibra dopada. Por lo tanto, el nivel promedio de la señal detectada resultó alrededor de 1.5 V con $R_L \approx 10 \text{ k}\Omega$. Estas mediciones fueron realizadas para diferentes frecuencias (2, 2.5 y 3 kHz). Los resultados de dichas mediciones, junto con el trazo típico del osciloscopio están presentados en la figura 56.

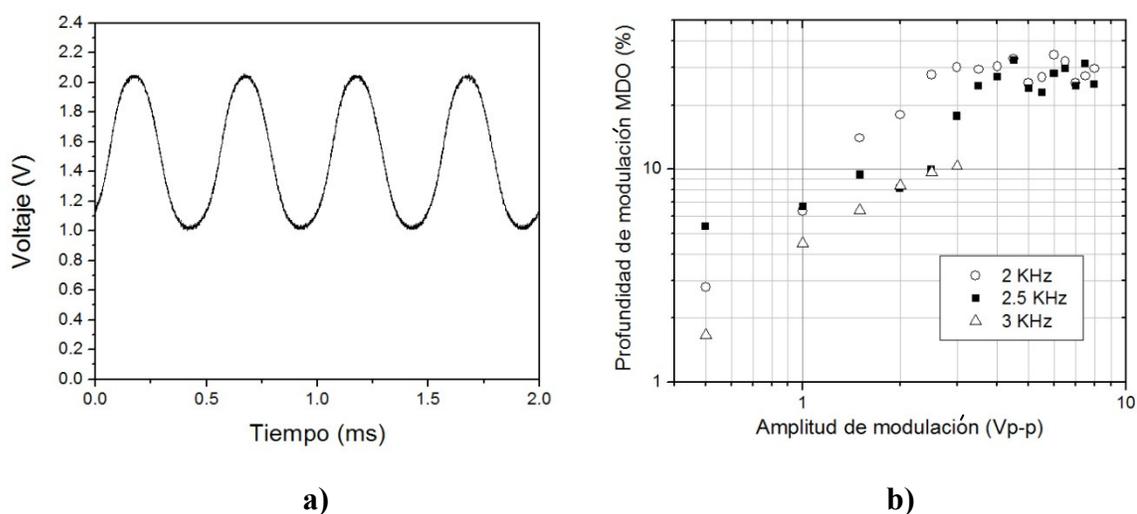


Figura 56. a) Trazo de la señal de salida del interferómetro adaptativo de Sagnac con FDE ($P_{in} = 1.6 \text{ mW}$, modulación senoidal $f = 2 \text{ kHz}$, con $V_{mod} = 6.0 \text{ V}_{p-p}$). b) Profundidad de de señal de modulación contra amplitud de modulación para diferentes frecuencias.

En la figura anterior, podemos observar el trazo de osciloscopio bastante limpio, es decir con perfil senoidal al igual que la señal de modulación y libre del segundo armónico. Sin embargo, cabe mencionar que para la configuración con FDE dicha señal no es tan estable como en el caso de FDY. Esto se puede observar en la figura 57 donde presentamos algunos otros trazos bastante distorsionados.

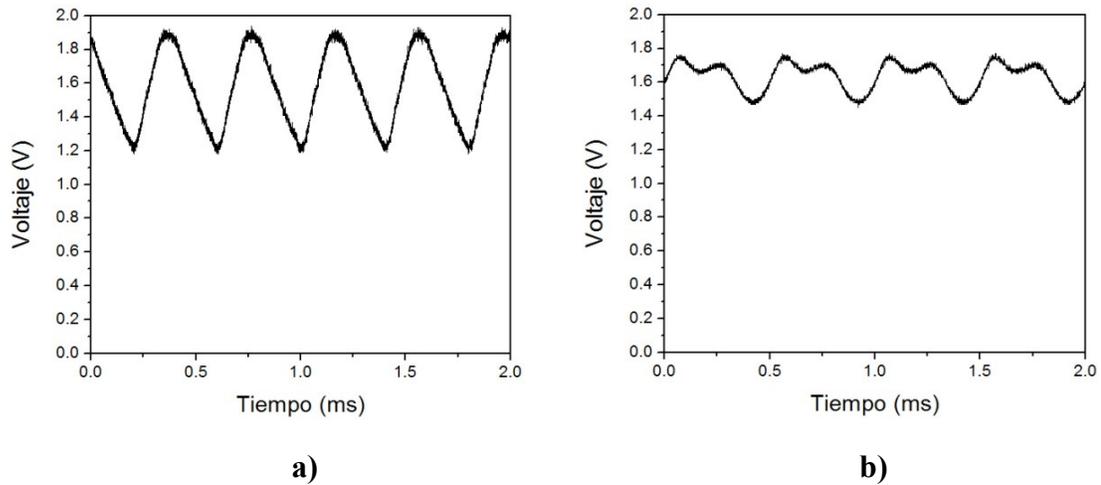


Figura 57. Trazos de la señal de salida del interferómetro adaptativo de Sagnac con FDE que muestran distorsión y aparición del segundo armónico: **a)** $f = 2.5$ kHz, $V_{\text{mod}} = 5.5$ V_{p-p} y **b)** $f = 2$ kHz $V_{\text{mod}} = 8.0$ V_{p-p}

También medimos el ruido en este sistema en las mismas condiciones ($P_{\text{in}} = 1.6$ mW, $V_{\text{prom}} \approx 1.5$ V, $R_L \approx 10$ k Ω) para un rango de frecuencias de 100 Hz – 80 kHz utilizando el amplificador Lock-In. En estas condiciones el ruido fotónico estimado es alrededor de 70 nV/Hz^{1/2}. Los resultados de estas mediciones se presentan en la figura 58.

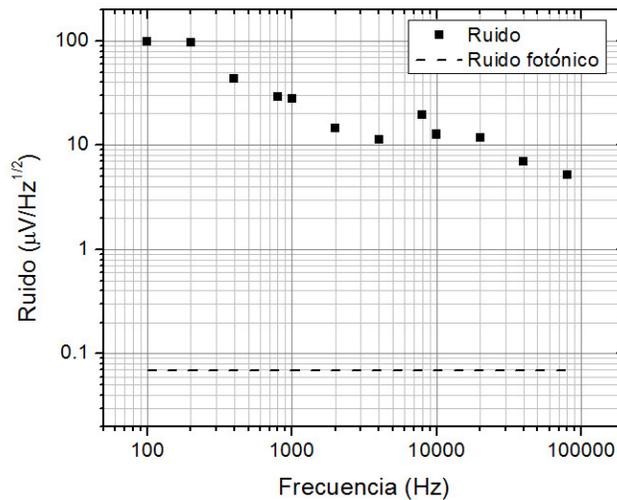


Figura 58. Nivel de ruido en sistema interferométrico adaptativo simplificado de Sagnac con FDE. ($P_{\text{in}} = 1.6$ mW, $V_{\text{prom}} \approx 1.5$ V, $R_L \approx 10$ k Ω).

De aquí podemos concluir que el sistema a base de FDE es más ruidoso a comparación con el sistema con FDY probablemente debido al ruido de fase del láser semiconductor. Además, la profundidad de modulación máxima alcanzada con el interferómetro simplificado de Sagnac con FDE es casi dos veces menor (30%) que la profundidad de modulación máxima en el interferómetro con FDY la cual es hasta 50%.

V.4. Mediciones de las absorciones foto inducidas.

V.4.1. Configuración y resultados experimentales.

De los experimentos anteriores, nos damos cuenta que el sistema de detección adaptativa a base de FDY tiene una mejor respuesta (en relación a su amplitud y linealidad) de MDO y menor ruido a comparación con el sistema a base de FDE. Por lo tanto, escogimos este sistema con la configuración de Sagnac para realizar una demostración experimental de la detección del efecto foto-térmico.

Nuestros experimentos mostraron que es de gran importancia introducir los elementos necesarios adicionales sin destruir la continuidad del brazo interferométrico. Por esta razón, en vez de un modulador de fase a base de una bocina – ver figura 52 - utilizamos un láser semiconductor de bombeo (JDS Uniphase - 11-8000-120) que emite en una longitud de onda alrededor de 980 nm (con longitud de onda pico en 976.2 nm) y que esta acoplado a una fibra óptica. La luz de 980 nm que sale del extremo de esta fibra ilumina un pequeño tramo de FDY en nuestro sistema interferométrico cerca de una de las entradas de la fibra dopada (ver figura 59). El extremo de la fibra de donde sale la luz de 980 nm fue sujeto a una montura micrométrica para realizar el acercamiento y el ajuste de dicho extremo de fibra respecto a la FDY con más cuidado.

Para este experimento utilizamos una modulación periódica senoidal de la intensidad del láser de 980 nm proporcionada por el generador de funciones Tektronix - AFG3021. La corriente de bombeo máxima de este láser fue de 90 mA la cual corresponde alrededor de 50 mW de potencia óptica. En los experimentos usamos la fuente de corriente LDC205 de Thorlabs, la cual, según el manual de proveedor, tiene resistencia de entrada de 10 k Ω y

ancho de banda de modulación DC – 150 kHz. La señal detectada en esta configuración experimental es la modulación de la intensidad de salida de luz de 1064 nm (con la frecuencia de modulación de luz de 980 nm) medida por el mismo fotodetector que en los experimentos del MDO anteriores.

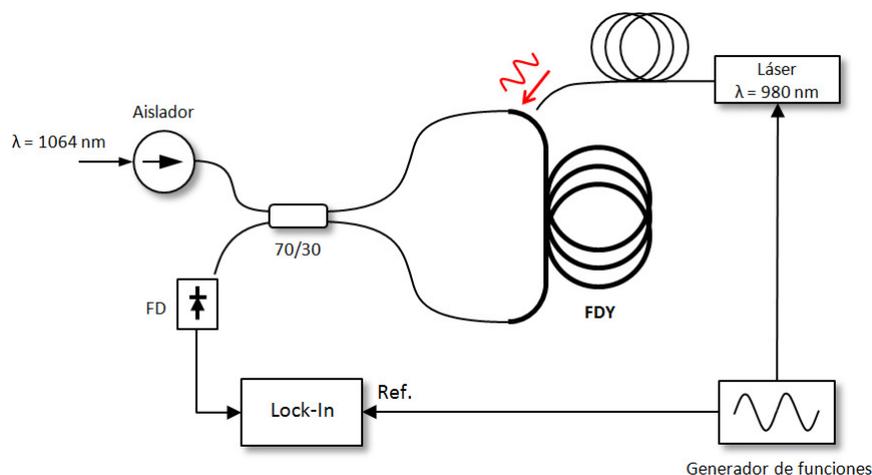


Figura 59. Diagrama de la configuración utilizada para la detección de absorción foto-inducida en FDY por luz $\lambda = 980 \text{ nm}$.

Estas señales detectadas fueron bastante débiles y por lo tanto, utilizamos un amplificador Lock-In. El hecho de que sea muy débil se debe a que iluminamos solo un pedazo muy pequeño de FDY (alrededor del diámetro modal de fibra $\sim 10 \mu\text{m}$). En este experimento utilizamos un Lock-In digital SR850 de SRS y un fotodetector de Thorlabs – DET410 con una resistencia de carga de $R_L \approx 5 \text{ k}\Omega$. Dicho amplificador permite un ajuste automático de fase lo cual garantiza la obtención del valor máximo de la amplitud de la señal MDO detectada. La señal de referencia se toma del mismo generador de funciones. Para las mediciones se utilizó un tiempo de promediado del Lock-In de 10 s, cual fue suficiente para adquirir la amplitud de la señal MDO con razón señal a ruido razonable.

La idea principal de este experimento es la siguiente. Debido a que en 975 nm (Simpson y Digonnet, 2001) la FDY tiene un pico donde la absorción es máxima (figura 9a), en principio al iluminar con 980 nm, es posible generar calentamiento local originado por la absorción de luz y por consiguiente provocar cambios en el índice de refracción por medio del efecto foto-térmico. Cabe mencionar que en esta configuración también podemos

observar los cambios de la intensidad de salida de 1064 nm por otros efectos, entre cuales podemos mencionar la emisión espontanea (fluorescencia), amplificación (ganancia) de ondas transmitidas, o cambio de índice de refracción por el cambio de poblaciones, el cual no es de naturaleza foto-térmica.

Para caracterizar la respuesta de la señal MDO contra frecuencia, se realizó un barrido variando la frecuencia de la señal de modulación en el rango de 10 Hz – 10 kHz. Para la potencia de entrada 12.3 mW esta dependencia se presenta en la figura 60. La misma dependencia para frecuencias altas obtenida para diferentes valores de potencia óptica del haz de grabado (1064 nm) se presenta en figura 61. La amplitud de la señal de modulación se mantuvo constante en estas mediciones. La variación de la potencia óptica del haz de grabado se logró utilizando el filtro variable de densidad neutral (A.O.V.).

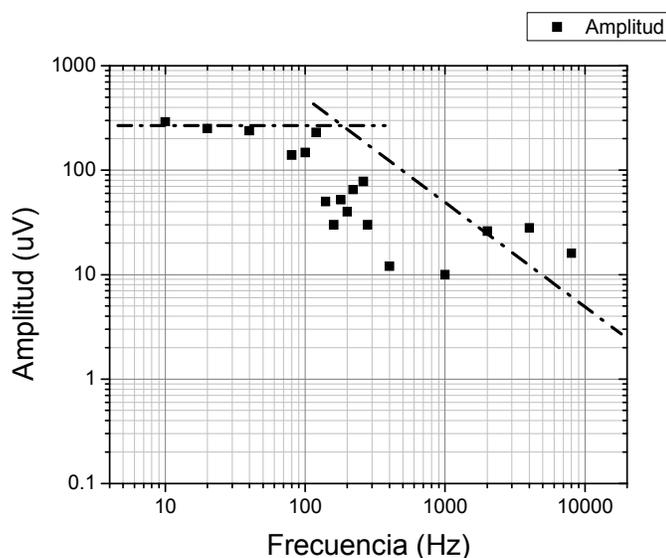


Figura 60. Amplitud de la señal detectada contra frecuencia de modulación del láser 980 nm para potencia óptica de entrada 12.3 mW.

En la misma figura se presenta el nivel de ruido obtenido anteriormente para estas dos potencias ópticas en el ancho espectral 400 Hz – 10 kHz medido mediante el amplificador Lock-In. Cabe mencionar que en este caso el valor del ruido fue multiplicado por un factor de 0.5 con el fin de compensar la diferencia entre las resistencias de carga utilizadas (para mediciones de ruido – 10 k Ω y en mediciones presentes – 5 k Ω).

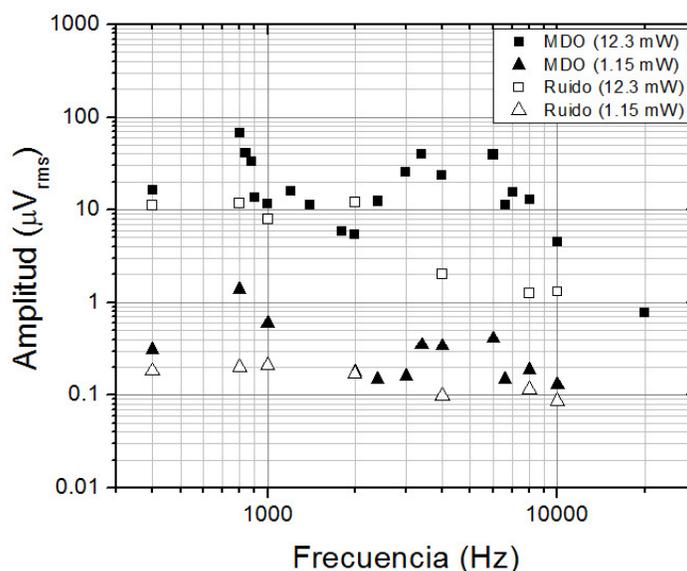


Figura 61. Amplitud de la señal detectada y nivel de ruido contra frecuencia de modulación del láser 980nm (potencias ópticas de entrada 12.3 y 1.15 mW).

V.4.2. Discusión.

En la interpretación de las dependencias obtenidas tomamos en cuenta que la señal detectada (las variaciones de potencia de salida con la frecuencia de modulación de láser de 980 nm) puede tener diferentes contribuciones.

El primer conjunto de estas contribuciones no está asociado con la modulación del índice de refracción de la fibra y son la señal de fluorescencia (en el rango espectral de 1000 – 1080 nm en Stepanov y Fotiadi, 2007) excitada por luz de 980 nm, y el cambio de la intensidad de las ondas transmitidas (con 1064 nm) debido a la inversión periódica de población dentro del tramo de FDY iluminado con 980 nm con modulación periódica. Ambas de estas dos señales deben tener una dependencia de frecuencia de modulación de tipo de filtro pasa bajas: un nivel constante para frecuencias de modulación menores a $f_0 = 1/2\pi\tau \approx 200\text{Hz}$ (o más alto para potencias de 1064 nm elevadas) con un decaimiento lineal inverso después de esta frecuencia (frecuencia de corte). Sin duda, la señal observada para frecuencias bajas ($< 200\text{ Hz}$) en la figura 60 está asociada con estas dos contribuciones. Sin embargo, no tienen nada en común ni con la modulación del índice de refracción, ni con nuestro sistema de la detección adaptativa.

La modulación del índice de refracción puede aparecer por otros dos mecanismos: por la transformación de la energía de fotones (o solo de una parte de energía de cada fotón) de 980 nm absorbida en calor (y más adelante a un cambio de índice por el efecto foto-térmico), o por el cambio de índice de refracción asociado con el cambio de poblaciones (por ejemplo, ver Fotiadi *et al*, 2008). Después, los cambios de índice de refracción se transforman por nuestro interferómetro adaptativo a una modulación de intensidad del haz de salida de longitud de onda de 1064 nm. Este interferómetro tiene una función de transferencia (es decir la dependencia en frecuencia) de tipo de filtro pasa altas – el crecimiento es lineal hasta la frecuencia de corte $f_0 = 1/2\pi\tau \approx 200\text{Hz}$ y mantiene un nivel constante después de dicha frecuencia.

El segundo mecanismo está asociado con la población del nivel meta-estable y por esta razón la señal generada por MDO debe tener un pico alrededor de esta frecuencia de corte f_0 (con un crecimiento lineal antes y con decaimiento inverso lineal – después). No sabemos con anterioridad cuál es la fase relativa entre dos señales asociadas con la población, sin embargo, si tienen las fases opuestas esto puede explicar el decaimiento más rápido en el rango espectral alrededor de 100 – 1000 Hz observado en la figura 60.

El cambio de índice de refracción por el efecto foto-térmico también tiene una dependencia de tipo pasa altas, pero con la frecuencia de corte alrededor de 1 MHz para el diámetro modal de 10 μm – entonces, los efectos térmicos son mucho más rápidos que los efectos de población. Podemos aceptar que la señal detectada con frecuencia de modulación alta (2 – 10 kHz) está asociada con el efecto foto-térmico. El hecho de que esta señal aparece por la detección adaptativa, se confirma también por la dependencia superlineal de la señal con la potencia de luz 1064 nm – ver figura 61.

Antes de analizar este efecto mencionamos que para potencias altas de 1064 nm la detección adaptativa es bastante eficiente y nuestro interferómetro detecta bien las vibraciones y las señales acústicas ambientales. Este ruido generalmente predomina en el rango espectral de 200 Hz – 4 kHz (figura 61) y esto, probablemente, explica el ruido excesivo e inestabilidad de la señal detectada en este rango de frecuencias.

De hecho, de la figura 61, vemos que el nivel de ruido está por debajo de la amplitud de la señal para ambas potencias ópticas, especialmente para el rango de 4 – 10 kHz. También se puede observar que para frecuencias cercanas a 4 kHz la señal llega a ser casi 10 veces mayor que el ruido para una potencia óptica de entrada $P_{in} \approx 12.3$ mW y tan solo 2 veces mayor para $P_{in} \approx 1.15$ mW. Esto sugiere que probablemente nuestro interferómetro detecta mejor los cambios en el índice de refracción por efecto foto-térmico cuando P_{in} es cercana a $P_{sat} \approx 10$ mW de FDY.

Para obtener el factor por el que aumenta la amplitud de la señal detectada, al igual que la del ruido, al incrementar la potencia óptica de entrada de 1.15 a 12.3 mW, los valores de amplitud V_{rms} para $P_{in} = 12.3$ mW se dividieron entre los valores V_{rms} cuando $P_{in} = 1.15$ mW. Los resultados se presentan en la figura 62.

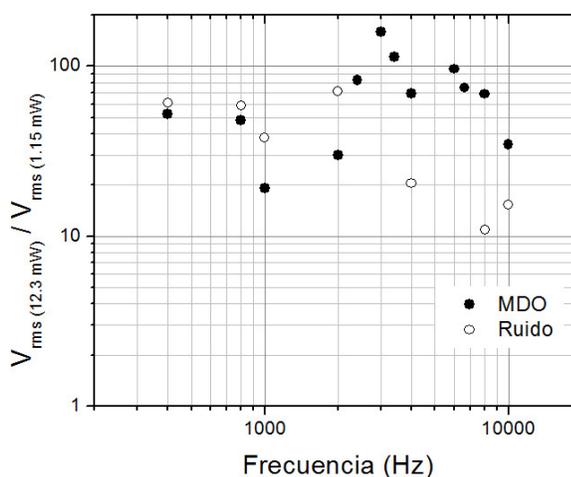


Figura 62. Razón entre amplitudes de señales detectadas y niveles de ruido para potencias ópticas de entrada de 12.3 y 1.15 mW.

La figura 62 muestra que al incrementar la potencia óptica de 1.15 mW a 12.3 mW el nivel de ruido en 4 kHz aumenta solo 20 veces mientras la amplitud de la señal – 70 veces y en 8 kHz el nivel de ruido aumenta 10 veces y la amplitud de la señal MDO aun es 70 veces mayor que para 1.15 mW de potencia de entrada. En general, vemos que para el rango de frecuencias de 4 – 10 kHz tenemos un crecimiento de señal bastante más grande que del ruido. Esto se puede atribuir a una mejora en el funcionamiento del interferómetro a

potencias elevadas, y donde este detecta una modulación del índice de refracción del tramo de FDY que está siendo iluminado por 980 nm.

En su turno, para frecuencias de modulación alrededor de 300 Hz el crecimiento de la señal para la potencia de 12.3 mW es 50 veces a comparación con 1.15 mW, pero el crecimiento en ruido es más que 60 veces. Podemos decir que para frecuencias de modulación tan bajas, la señal detectada contiene una parte significativa que no está asociada con la modulación del índice de refracción (por ejemplo, modulación de ganancia), pero el ruido, en su turno, tiene bastante de componentes ambientales cuales están asociados con modulación de fase y crecen con la sensibilidad del interferómetro.

V.5. Conclusiones parciales.

1. El análisis teórico mostró que la configuración interferométrica de Sagnac con un acoplador de entrada no simétrico es probablemente una configuración adaptativa más adecuada para aplicaciones interferométricas: es más sencilla, tiene un mínimo número de elementos y, probablemente, el menor nivel de ruido;
2. La investigación de dos arreglos experimentales de este tipo basados en FDE y FDY confirmó las conclusiones teóricas principales, pero también mostro la ventaja práctica de la configuración basada en FDY y el láser de estado sólido Nd:YAG con el mínimo ruido de fase;
3. La evaluación experimental de la sensibilidad de esta configuración óptima (todavía sin detección balanceada) con FDY nos dio el valor de 1×10^{-5} rad/Hz^{1/2} para el rango de frecuencias > 1.5 kHz y de 1.4×10^{-6} rad/Hz^{1/2} para frecuencias > 10 kHz con potencia óptica total en la fibra dopada de 12.3 mW y potencia promedia detectada de 0.42 mW, donde la sensibilidad es alrededor de 28 veces menor que el limite fundamental determinado por el ruido fotónico (≈ 100 nV/Hz^{1/2});
4. Los resultados anteriores dicen que mediante el uso de la detección balanceada es posible disminuir el nivel de ruido por un factor parecido (≈ 23) y casi alcanzar la sensibilidad teórica;

5. Suponemos que en los experimentos con iluminación transversal por el láser de 980 nm con modulación periódica de intensidad detectamos, en este arreglo, una modulación de índice de refracción inducida por el efecto foto-térmico.

Capítulo VI

Resultados principales del trabajo

- 1- Se desarrolló una configuración experimental del interferómetro adaptativo a base de fibra óptica dopada con erbio para longitud de onda de trabajo de 1492 nm cual asegura formación efectiva de las rejillas dinámicas de fase. Se utilizó un láser semiconductor NEL – NLK1456STB con longitud de coherencia mayor a 15 m y potencia máxima de salida de 20 mW con lo que se alcanzó una potencia óptica total dentro de la fibra dopada de hasta ≈ 3 mW. El desfaseamiento en uno de los brazos del interferómetro fue generado por un modulador electro-óptico excitado con una señal de forma rectangular con amplitud máxima hasta $4.0 V_{p-p}$.
Se implementó también una configuración interferométrica de fibra óptica dopada con iterbio y un láser de estado sólido de Nd:YAG (CrystaLáser – IRCL-300-1064-S) con longitud de onda de trabajo de 1064 nm y con potencia de salida de 300 mW. La potencia óptica total máxima dentro de la fibra dopada fue de 6 mW. La modulación de fase se llevó a cabo mediante un espejo montado en un piezoeléctrico cuyo desplazamiento fue activado con una señal rectangular.
Ambas configuraciones permiten la implementación de la técnica de detección balanceada y los interferómetros tienen los brazos de igual longitud con lo que se reducen los efectos de ruido de fase del láser.
- 2- Se prepararon dos muestras de fibras ópticas dopadas: con erbio EDF-HG980 (de OFS-Fitel) de longitud $L = 2.45$ m para longitud de onda de trabajo alrededor de 1500 nm y con iterbio Yb1200 (de Liekki) con $L = 2.34$ m para longitud de onda 1064 nm. Las mediciones directas de transmitancia no lineal y de fluorescencia transversal transitoria mostraron que la fibra dopada con erbio tiene potencia de saturación $P_{sat} \approx 0.18$ mW y una densidad óptica inicial $\alpha_0 L \approx 6.1$ para una longitud de onda de 1530 nm. Los mismos parámetros para la fibra dopada con iterbio fueron $P_{sat} \approx 16$ mW, $\alpha_0 L = 1.6$ para una longitud de onda de 1064 nm.

- 3- Se caracterizó el mezclado de dos ondas en FDE para una longitud de onda de 1492 nm. La forma de la respuesta MDO indica que se tienen contribuciones comparables de la señal par (por la rejilla de amplitud) e impar (por la rejilla de fase). La componente par fue reducida considerablemente usando la detección balanceada. Para la componente impar se obtuvo una profundidad de modulación máxima de 26% para la modulación de fase con amplitud de $1.87 V_{p-p}$ ($V_{\pi/2}$) y potencia total en fibra dopada de ≈ 1.9 mW. Para las condiciones mencionadas, la señal del mezclado de dos ondas mostró un tiempo de relajación de ≈ 2 ms.

La respuesta MDO en FDY fue de tipo impar, lo que sugiere que la rejilla de amplitud casi no contribuye a la formación de la señal MDO. Se obtuvo una profundidad de modulación máxima de hasta el 80% para amplitud de modulación de $\pi/2_{p-p}$. El tiempo de relajación de la señal MDO fue < 0.9 ms.

Las respuestas de carácter impar de ambos interferómetros mostraron una dependencia lineal con la amplitud de modulación de fase.

- 4- Se realizó un experimento para demostrar la reducción del ruido de intensidad mediante la detección balanceada. Se empleó un láser de estado sólido de Nd:YAG (CrystaLáser – IRCL-300-1064-S) con longitud de onda de 1064 nm acoplado a un acoplador 50/50 para obtener dos señales ópticas provenientes de la misma fuente, con potencias promedias iguales y ruidos de intensidad coherentes. Mediante la detección con dos fotodiodos idénticos y la resta de las dos señales con el amplificador Lock-In SR510, fue posible eliminar el ruido de intensidad y mejorar la relación señal-ruido por un factor de 23 veces para la frecuencia de 1 kHz, siendo el nivel de ruido resultante de ≈ 80 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ el cual es comparable con el ruido fotónico calculado 63 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ para la potencia total detectada de 0.85 mW.
- 5- Se realizaron mediciones de ruido en el interferómetro adaptativo con longitud de onda de trabajo de 1492 nm. Inicialmente la relación señal-ruido para el MDO tuvo un valor aproximado de 45 y fue determinada por el ruido de fase del diodo-láser y las reflexiones parásitas (en particular, en los conectores PC conectados a los fotodiodos). Se logró reducir el nivel de ruido aplicando gel acoplador a las terminales libres, alcanzando una relación señal-ruido de 275. Consideramos que

también es posible reducir el ruido utilizando conectores APC en vez de PC ya que los experimentos correspondientes mostraron que es posible una reducción por un factor de casi 22 veces utilizando esta técnica.

También se analizaron las características de ruido en el interferómetro adaptativo con FDY con una longitud de onda de trabajo de 1064 nm. Las mediciones realizadas utilizando un analizador de espectros mostraron que la señal MDO contiene bastante ruido relacionado con vibraciones y sonidos ambientales en comparación con la señal de referencia (directa desde el láser). Este ruido impide el uso efectivo de la detección balanceada, especialmente en frecuencias bajas (<4 kHz) ya que para 1 kHz se logro reducir el ruido solamente 1.5 veces, mientras en 10 kHz alrededor de 4.5 veces. Aun así, la sensibilidad resultante del arreglo fue de $\approx 0.6 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^{1/2}$ donde el valor límite, determinado por el ruido fotónico, es casi 6 veces menor $\approx 10^{-7} \text{ rad/Hz}^{1/2}$.

- 6- Se desarrolló una configuración de Sagnac simplificada con el fin de reducir el ruido originado por reflexiones parásitas y obtener un sistema mejor balanceado. Esta configuración contenía una mínima cantidad de elementos ópticos: aislador, acoplador, fibra dopada y un modulador. El modulador utilizado en esta configuración (bocina) no interrumpía el lazo ya que no se encontraba en el camino óptico. Dicha configuración fue implementada tanto con FDY como con FDE. De la caracterización del MDO en ambas configuraciones concluimos que la configuración con FDY muestra una respuesta más fuerte - profundidad de modulación de la señal MDO hasta 50% contra 30% para FDE. Además, con la técnica de detección balanceada se tiene una mayor posibilidad de aumentar la sensibilidad. La sensibilidad sin detección balanceada es de $1.5 \times 10^{-6} \text{ rad/Hz}^{1/2}$. Esperamos que, utilizando esta técnica, mejoraríamos aproximadamente 28 veces la sensibilidad alcanzando el límite fundamental. El sistema a base de FDE es más ruidoso a comparación con el sistema con FDY debido al ruido de fase del láser semiconductor.
- 7- Utilizando la configuración de Sagnac a base de FDY se realizaron las mediciones de absorción foto-inducida por longitud de onda de 980 nm. En el experimento, un

tramo de FDY fue iluminado transversalmente con $\lambda = 980$ nm por un láser semiconductor con el fin de inducir cambios en el índice de refracción, los cuales posteriormente son detectados utilizando un amplificador Lock-In. En los resultados se observaron varios efectos: fluorescencia y ganancia de la señal detectada para frecuencias < 200 Hz, cambio de índice de refracción asociado con el cambio de poblaciones para frecuencias > 200 Hz y, por último, cambio de índice de refracción por efecto foto-térmico. Es importante mencionar que la señal MDO detectada resultó bastante débil y, en frecuencias bajas (< 4 kHz), es comparable con el ruido, sin embargo para frecuencias arriba de 4 kHz llega a ser 10 veces mayor que el nivel de ruido por lo que podemos atribuir dicha señal MDO a los cambios de índice de refracción por efecto foto-térmico.

Bibliografía:

- Agrawal G. 1997. Fiber-Optic Communication Systems. 3ra edición. John Wiley and Sons, Inc. 546 pp.
- Almond D.P. y Patel P.M. 1996. Photothermal Science and Techniques. 1ra edición. Chapman and Hall. 241 pp.
- Becker B.C., Olsson N.A. y Simpson J.R. 1999. Erbium-doped fiber amplifiers: fundamentals and technology. Academic Press. 460 pp.
- Bialkowski S.E. 1996. Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis. John Wiley and Sons, Inc. 584 pp.
- Boyd W.R. 1983. Radiometry and the detection of optical radiation. Wiley. 254 pp.
- Cote D. y Vitkin I.A. 2004. Balanced detection for low-noise precision polarimetric measurements of optically active, multiply scattering tissue phantoms. *Journal of Biomedical Optics* 9(1): 213-220 p.
- Davis C.C. y Petuchowski S.J. 1981. Phase fluctuation optical heterodyne spectroscopy of gases. *Appl. Opt.* 20(14): 2539-2554 p.
- Dereniak E.L. y Boreman G.D. 1996. Infrared Detectors and Systems. John Wiley & Sons, Inc. 561 pp.
- Dewhurst J. y Shan Q. 1999. Optical remote measurement of ultrasound. *Meas. Sci. Technol.* 10: 139-168 p.
- Eichler H.J., Gunter P. y Pohl D.W. 1986. Láser-induced dynamic gratings. Springer-Verlang Editorial Board. Berlin. 256 pp.
- Forward R.L. 1978. Wideband laser-interferometer gravitational-radiation experiment. *Phys. Rev. D*(17): 379-390 p.
- Fotiadi A., Antipov O. y Megret P. 2008. Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers. *Opt. Express* 16: 12658-12663 p.

- García Casillas D. 2006. Investigación Sobre Interferómetro Adaptativo Basado en Mezclado de dos Ondas en Fibras Ópticas dopadas con erbio. Tesis de Maestría, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, Ensenada, Baja California. 98 pp.
- Glenn D.H. y Garmire E. 1994. Balanced detection technique to measure small changes in transmission. *Appl. Opt.* 33(6): 1059-1062 p.
- Jackson D.A., Priest R., Dandridge A. y Tveten A.B. 1980. Elimination of Drift in a Single-mode Optical Fiber Interferometer using a Piezoelectrically Stretched Coiled Fibe. *Appl. Opt.* 19: 2926-2929 p.
- Kamshilin A.A., Romashko V.R. y Kulchin N.Y. 2009. Adaptive interferometry with photorefractive crystals. *J. Appl. Phys.* 105: 031101.
- Kirkendall C.K. y Dandridge A. 2004. Overview of high performance fiber-optic sensing. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37: R197-R216 p.
- Lin H. y Campillo J.A. 1985. Photothermal aerosol absorption spectroscopy. *Appl. Opt.* 24: 422-433 p.
- Long G.R. y Bialkowski S.E. 1984. Pulsed infrared láser thermal lens spectrophotometric determination of trace-level gas-phase analytes: quantitation of parts per billion dichlorodifluoromethane. *Anal. Chem.* 56: 2806-2811 p.
- Longaker P.R. y Litvak, M.M. 1969. Perturbation of the Refractive Index of Absorbing Media by a Pulsed Láser Beam. *J. Appl. Phys.* 40: 4033-4042 p.
- Malik A.K. y Faubel W. 2000. Photothermal and light emitting diodes as detectors for trace detection in capillary electrophoresis. *Chem. Soc. Rev.* 29: 275-282 p.
- Mortimore D.B. 1988. Fiber loop reflectors. *Journal of Lightwave Technology.* 6(7): 1217-1224 p.
- Núñez Quintero A. 2009. Interferómetro adaptativo de fibra óptica dopada con iterbio para la detección de ondas ultrasónicas. Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, Ensenada, Baja California. 73 pp.
- Núñez Santiago C. 2005. Investigación del mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas grabadas en fibras ópticas dopadas con erbio con bombeo óptico.

Tesis de Maestría. Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada, Ensenada, Baja California. 91 pp.

- Paschotta R., Nilsson J., Barber P.R., Caplen J.E., Tropper A.C., Hanna D.C. 1997. Lifetime quenching in Yb-doped fibers. *Opt. Commun.* 136: 375-378 p.
- Pérez Cota F. 2007. Caracterización de un interferómetro en línea adaptativo basado en el mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erbio enfocado a la medición de vibraciones mecánicas. Tesis de maestría, Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada. Ensenada, Baja California. 81 pp.
- Power J.F. 1990. Pulsed mode thermal lens effect detection in the near field via thermally induced probe beam spatial phase modulation: a theory. *Appl. Opt.* 29: 52-63 p.
- Saleh, B.E.A. y Teich M.C. 1991. *Fundamental of photonics*. John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. 949 pp.
- Sedlacek J.A. 2006. Real-time detection of ambient aerosols using photothermal interferometry: Folded Jamin interferometer. *Rev. Sci. Instrum.* 77: 064903, 8 pp.
- Siegman A.E. 1986. *Lásers*. Sausalito University Science Books, Mill Valley, CA. 1283 pp.
- Sigg D. 2005. LIGO Interferometry. Digest at Conference on Lásers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Láser Science and Photonic Applications Systems Technologies. Optical Society of America. 3 pp.
- Simpson J.R. y Digonnet M.J.F. 2001. *Rare Earth Doped Fiber Fabrication: Techniques and Physical Properties in Rare-Earth-Doped Fiber Lásers and Amplifiers*. Marcel Dekker, Inc. Segunda edición. 777 pp.
- Stepanov S. 1994. Applications of photorefractive crystals. *Reports on Progress in Physics.* 57: 39-116 p.
- Stepanov S. y Nuñez C.S. 2006. Intensity dependence of the transient two-wave mixing by population grating in Er-doped fiber. *Opt. Commun.* 264: 105–115 p.
- Stepanov S., Fotiadi A.A. y Mégret P. 2007. Effective recording of dynamic phase gratings in Yb-doped fibers with saturable absorption at 1064nm. *Optics Express.* 15(14): 8832-8837 p.

- Stepanov S. y Hernández H.E. 2007. Phase contribution to dynamic gratings recorded in Er-doped fiber with saturable absorption. *Opt. Commun.* 271: 91–95 p.
- Stepanov S. 2008. Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41: 224002. 23 pp.
- Wagner J.W. y Spicer J.B. 1987. Theoretical noise-limited sensitivity of classical interferometry. *Opt. Soc. Am. B(4)*: 1316-1326 p.