

TESIS DEFENDIDA POR

Daniel García Casillas

Y aprobada por el siguiente comité:



Dr. Serguei Stepanov

Director del Comité



Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

Miembro del Comité



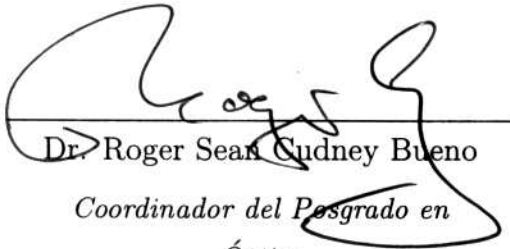
Dr. David Salazar Miranda

Miembro del Comité



Dr. Arturo Velázquez Ventura

Miembro del Comité



Dr. Roger Sean Cudney Bueno

*Coordinador del Posgrado en
Óptica*



Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla

*Director de Estudios
de Posgrado*

12 de mayo de 2006

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA CON ORIENTACIÓN EN OPTOELECTRÓNICA

**Investigación Sobre Interferómetro Adaptativo Basado en
Mezclado de dos Ondas en Fibras Ópticas dopadas con erbio**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

Daniel García Casillas

Ensenada, Baja California a mayo de 2006.

RESUMEN de la tesis de **Daniel García Casillas**, presentada como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California. mayo de 2006.

Investigación Sobre Interferómetro Adaptativo Basado en Mezclado de dos Ondas en Fibras Ópticas dopadas con erbio

Resumen aprobado por:



Dr. Serguei Stepanov

Director de Tesis

Se presentan resultados originales de la investigación acerca del interferómetro adaptativo basado en el mezclado de dos ondas (MDO) por rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio, para lo cual fueron empleadas dos configuraciones experimentales principales. La primera configuración utilizada, fue un interferómetro de Sagnac modificado mediante la inserción de un circulador dentro del lazo cerrado. La segunda configuración fue un arreglo interferométrico dispuesto en línea. El MDO en las fibras ópticas dopadas con erbio fue evaluado para las condiciones particulares en que ambas ondas se propagan en sentidos opuestos con diferentes potencias de grabado, para lo cual se emplearon láseres de diferente longitud de onda ($\lambda = 1526$ y 1549 nm) y fibras de distintas longitudes y concentraciones de erbio. Por primera vez, fue demostrado que la profundidad de modulación de MDO transitorio es mucho más grande en la onda de grabado débil. Como resultado observamos las señales de MDO en interferómetro dispuesto en línea con una profundidad de modulación de hasta un 25% sin necesidad de promediado con los instrumentos de medición.

Se propusieron y verificaron dos técnicas de linealización de la respuesta del arreglo interferométrico (salto rápido por $\pi/2$ y movimiento continuo), donde se estudió la dependencia de la amplitud de la señal de respuesta detectada en función de la amplitud de la señal de modulación compuesta (rectangular + senoidal) aplicada para el caso de linealización transitoria (variando la amplitud de la componente rectangular y la amplitud de la componente senoidal). Para el caso de linealización continua, se obtuvo además la dependencia de la amplitud para la señal de respuesta senoidal, variando la componente diente de sierra de la señal de modulación compuesta (diente de sierra + senoidal).

Palabras clave: Interferómetro Adaptativo, Fibras dopadas con erbio, Rejillas de población, Mezclado de dos ondas.

ABSTRACT of the thesis presented by **Daniel García Casillas**, as a partial requirement to obtain the SCIENCE MASTER degree in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONICS. Ensenada, Baja California. May 2006.

Investigation of Adaptive Interferometer Based on Two Wave Mixing in Erbium Doped Optical Fibers

Abstract approved by:



Dr. Serguei Stepanov

Thesis director

Original results on investigation of the adaptive interferometer based on Two Wave Mixing (TWM) by means of dynamic gratings in Er-doped fibers are reported. Two experimental configurations were used: the first one was a modified Sagnac interferometer with a circulator inside the interferometer loop. Another configuration was an in-line arranged interferometer. The TWM was evaluated for the case of two counter-propagating waves with different recording powers. Lasers with $\lambda = 1526$ nm and 1549 nm were used in fibers of different lengths and Er concentrations. For the first time it was demonstrated that efficiency of the transitory TWM signal is much larger in the weaker recording wave. As a result we were able to observe the TWM in the in-line interferometer with 25% efficiency without averaging.

Two techniques of the interferometer response linearization were proposed and demonstrated: the transient one, involving an auxiliary $\pi/2$ phase jump in the recording pattern by means of a composite signal (rectangular + sine), and the continuous one, which uses a saw + sine composite signal providing a continuous displacement of the recorded pattern. Dependences of the response in amplitude of the components in the composite signal were obtained for the first technique. For the latter one, dependence on the saw component frequency was also obtained.

Keywords: Adaptive Interferometer, erbium Doped Fibers, Population Gratings, Two Wave Mixing.

Dedicado a la memoria del Sr. Jesús Mario Osuna y de mi prima Paulina Cota, quienes con su partida corroboran nuestra efímera levedad y nos recuerdan el futuro. Al mismo tiempo nos señalan que la grandeza de nuestro ser radica en aquellas acciones indelebles al corazón de nuestros seres amados.

Agradecimientos

Paz, tienes un alto grado de complicidad en este proyecto, que de hecho fue posible gracias a tu total apoyo.

Abuela, gracias por creer en mi y plantar esa semilla de bondad en nuestros corazones.

A todos en casa, gracias por apoyarme mas de lo pactado, espero que esperen lo mejor de mi.

A mi tío Ediberto, por brindarme la oportunidad de seguir adelante.

Un especial agradecimiento al Dr. Stepanov por permitirme llevar esta empresa hasta el final y por su siempre firme guía.

A mis compañeros de trabajo César, Eliseo y Marcos.

A todos los colegas de mi generación.

A mi familia, y me refiero a TODA mi familia, no solamente biológica!

Ensenada, México
12 de mayo de 2006.

Daniel García Casillas

Tabla de Contenido

Capítulo	Página
Tabla de Contenido	i
Resumen	ii
Abstract	iii
Agradecimientos	v
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	xiii
Tabla de símbolos	xiv
I Introducción	1
I.1 Fundamentos de interferometría adaptativa.	5
I.2 Antecedentes de rejillas dinámicas de densidad de población.	8
I.3 Objetivo de la tesis.	15
I.4 Organización y contenido.	16
II Conceptos básicos	18
II.1 Introducción.	18
II.2 Ecuaciones de razón para sistema de dos niveles.	18
II.2.1 Saturación de absorción óptica en sistemas de dos niveles.	20
II.3 Fusión de huecos espaciales.	22
II.4 Ecuaciones de onda acopladas y aproximaciones básicas.	23
III Muestras y elementos principales de los sistemas experimentales y sus características	27
III.1 Introducción.	27
III.2 Láseres.	27
III.3 Muestras de fibras ópticas dopadas con erbio y sus características.	28
III.3.1 Descripción de los parámetros de las fibras mas importantes.	29
III.3.2 Caracterización de trasmittancias no lineales de las fibras dopadas.	30
III.4 Características del equipo y los elementos ópticos.	32
III.4.1 Caracterización de elementos empleados en los arreglos.	33
III.5 Calibración.	34
III.5.1 Calibración de Fotodetectores.	34
III.5.2 Caracterización y calibración de moduladores piezoeléctricos.	34
IV Rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio	38
IV.1 Introducción.	38
IV.2 Saturación de absorción óptica de fibra dopada con erbio para uno y dos haces.	38
IV.2.1 Transmittancia no lineal.	40
IV.2.2 Obtención de parámetros principales de las fibras dopadas con erbio.	41

Tabla de Contenido (Continuación)

Capítulo	Página
IV.2.3 Perfiles de potencia para propagación simultánea de dos ondas.	44
IV.3 Mezclado de dos ondas.	48
IV.4 Simulación numérica para evaluación de MDO transitorio.	50
V Mezclado de dos ondas de diferentes potencias en fibras ópticas dopadas con erbio	52
V.1 Introducción.	52
V.2 Descripción de los arreglos experimentales.	54
V.2.1 Interferómetro de Sagnac modificado.	54
V.2.2 Arreglo interferométrico dispuesto en línea.	55
V.3 Evaluación de valores estacionario y relativo de MDO.	56
V.3.1 Procedimiento de evaluación de amplitud de señal de MDO transitorio.	58
V.4 Ajuste de polarización de las ondas de grabado y dependencia del MDO de la amplitud de modulación.	62
V.5 MDO transitorio en interferómetro de Sagnac modificado.	64
V.5.1 MDO transitorio en interferómetro en línea.	67
V.6 Resultados experimentales de MDO y comparación con evaluaciones teóricas.	68
VI Linealización de la respuesta	73
VI.1 Introducción.	73
VI.2 Punto de operación del interferómetro adaptativo.	73
VI.3 Linealización mediante técnica de salto rápido por $\pi/2$	76
VI.4 Linealización mediante técnica de desplazamiento continuo.	79
VII Experimentos preliminares con la configuración del interferómetro dispuesto en línea y propuestas para su optimización	84
Conclusiones	90
Bibliografía	93
A Código de programa de Matlab para evaluación del MDO transitorio para el caso de ondas de grabado de diferentes potencias	96
Índice	98

Lista de Figuras

Figura		Página
1	Interferómetro de Michelson empleado para medir vibraciones mecánicas de una superficie especular.	3
2	Interferómetro de Fabry-Perot confocal empleado como detector de modulación de fase rápida de un frente de onda complejo reflejado por una superficie rugosa (Scruby, 1990).	4
3	Mezclado de cuatro ondas para conjugación de fase, la rejilla es formada por la interacción del par de haces E_1 y E_2 . La onda E_4 es el conjugado de la onda E_3 (Brignon, 2004).	5
4	Configuración de detección adaptativa mediante mezclado de dos ondas en un cristal fotorrefractivo (Dewhjust, 1999).	6
5	Configuración de detección adaptativa empleando rejillas de carga espacial generadas por efecto de fuerza electromotriz no estacionaria (Dewhjust, 1999).	8
6	Rejilla de reflexión generada por la interacción de dos haces propagándose en sentidos opuestos dentro de una fibra óptica.	9
7	Rejilla de transmitancia formada por la interferencia de dos haces en un medio volumétrico.	10
8	Arreglo experimental empleado por S. Frisken para el grabado y la detección de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio (Frisken, 1992).	11
9	Arreglo experimental del interferómetro de Sagnac para observar el mezclado de dos ondas y la formación de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio (Stepanov, 2004).	13
10	Sistema simplificado de dos niveles con una diferencia de energías $\hbar\omega$ y un tiempo característico de decaimiento τ	19
11	(a) Variación espacial de intensidad producida por dos ondas de la misma frecuencia viajando en direcciones opuestas. (b) Rejilla resultante debido a la diferencia de población $\Delta N(z)$ (Siegman:1986).	23
12	Curva experimental de corriente de bombeo contra potencia de salida del láser NLK1556STG.	28
13	Arreglo experimental para la medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas.	31
14	Medición de transmitancia no lineal para la fibra HG980 de $L = 3$ metros, con láser de $\lambda = 1526$ nm.	31
15	Arreglo interferométrico auxiliar del tipo Michelson empleado para evaluar los voltajes necesarios (aplicados a los piezoeléctricos) para obtener los desplazamientos requeridos.	35

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
16 Distorsión en los bordes de señal senoidal de modulación observado para $V\pi$	36
17 Componentes de señal de segundo armónico observados para un voltaje $V_{2\pi}$ aplicado al piezoeléctrico	36
18 Curvas de transmitancia no lineal para diferentes densidades ópticas de la fibra dopada en función de la potencia de entrada normalizada. . . .	40
19 Ajustes numéricos a los datos experimentales de medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas: a) fibra HG980, $L = 2$ m; b) fibra HG980, $L = 3$ m; c) fibra Er103 $L = 8$ m ($\lambda = 1526$ nm).	42
20 Ajustes numéricos a los datos experimentales de medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas para: a) fibra HG980, $L = 2$ m; b) fibra HG980, $L = 3$ m; c) fibra Er103 $L = 8$ m ($\lambda = 1549$ nm).	43
21 Simulación de los perfiles de potencias para el caso de propagación de dos ondas simétricas incoherentes $P_s = P_r = 2.5/P_{sat}$ con densidad óptica $\alpha_0 z = 5$. La línea superior representa el perfil de potencias total $P_r + P_s$ a lo largo de la fibra dopada.	45
22 Simulación de los perfiles de potencias de las ondas para el caso de propagación de dos ondas incoherentes $P_s = TP_r$ con $P_r = P_R/P_{sat} = 2.5$ y P_s igual a: a) $P_S/P_{sat} = 0.975$, $\alpha_0 L = 4$; b) $P_S/P_{sat} = 0.4$, $\alpha_0 L = 6$; c) $P_S/P_{sat} = 0.087$, $\alpha_0 L = 8$; d) $P_S/P_{sat} = 0$, $\alpha_0 L = 10$; La línea superior representa el perfil de potencia total $P_r + P_s$ a lo largo de la fibra dopada.	46
23 Resultados obtenidos para el valor relativo de MDO mediante simulación numérica para una fibra con densidad óptica $\alpha_0 L = 8$: señal “R” (línea continua) y señal “S” (línea punteada) a) $P_r = 2P_{sat}$; b) $P_r = 3P_{sat}$; c) $P_r = 5P_{sat}$ y d) $P_r = 8P_{sat}$	51
24 Interferómetro dispuesto en línea propuesto para aplicaciones de vibrometría adaptativa.	52
25 Interferómetro de Sagnac modificado empleado para estudios de Mezclado de dos ondas.	53
26 Rejilla dinámica de población formada a lo largo de fibra óptica dopada con erbio.	56
27 Enfasamiento del patrón de interferencia y la rejilla de población antes (a) y después (b) del pulso de modulación. La rejilla de población punteada corresponde a la nueva rejilla formada después de τ_g	57
28 Respuesta de MDO transitorio observada al aplicar al modulador de fase una señal de modulación rectangular de amplitud $V\pi$ con periodo $T = 2$ ms (Fibra HG980; $L = 3$ m; $\lambda = 1526$ nm; $P_R = 3$ mW; $P_S = 0.6$ mW).	59

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
29	Desbalance entre semi-periodos contiguos debidos a interferencia convencional (componente rectangular) observado en la respuesta de MDO transitorio ($V_{rect} = V_{\pi}$ con periodo $T = 2$ ms, fibra HG980 con: $L = 3$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 2.6$ mW, $P_S = 0.37$ mW).	60
30	Tratamiento numérico para corregir el desbalance entre dos semi-periodos contiguos de la respuesta de MDO transitorio ($V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 2$ ms, fibra HG980, $L = 3$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW, $P_S = 0.5$ mW).	61
31	Ajuste de la polarización de entrada al modulador de fase en la configuración interferométrica de Sagnac.	63
32	Dependencia de la amplitud de la señal de MDO de la amplitud de modulación $V_{\pi} \approx 3.9$ Vpp.	63
33	Nivel de voltaje estacionario registrado como función de potencias del haz “S” , mientras la potencia del haz “R” se mantiene a un nivel fijo de $550 \mu\text{W}$ (fibra HG980, $L = 3$ m, $\lambda = 1549$ nm).	65
34	Amplitud máxima de los picos para diferentes potencias del haz “S” de grabado, mientras la potencia de referencia “R” se mantiene a un nivel fijo de $550 \mu\text{W}$, (Fibra HG980 $L = 3$ m, $\lambda = 1549$ nm).	65
35	Valor relativo de señal de MDO para diferentes potencias del haz “S” mientras la potencia de entrada de la señal “R” se mantiene a un nivel fijo de $550 \mu\text{W}$. \square medida para la onda S (con FD1 a la salida del circulador) y \bullet medida para la onda R (con FD2 a la salida del acoplador 50/50), fibra HG980 de 3 m, $\lambda = 1549$ nm.	66
36	Interferómetro auxiliar utilizado para simular el mezclado de dos ondas en la configuración en línea. La señal modulada “S” es proporcionada por el modulador de fase en vez del espejo vibrante.	68
37	a) Nivel de voltaje estacionario V_0 y b) Amplitud ΔV medido en función de la potencia P_S del haz de retorno (Fibra HG980 de 2.87 m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW).	70
38	$\Delta V/V_0$ para diferentes potencias del haz de retorno P_S , mientras la potencia de la señal de referencia se mantiene a un nivel fijo $P_R = 3$ mW (Fibra HG980 de 2.87 m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW).	70
39	Arreglo Interferométrico desarrollado para reproducir las condiciones de operación empleadas en las simulaciones numéricas.	71
40	Datos experimentales de MDO transitorio para Fibra Er103 $L = 8$ m. Se aprecia como varía el valor $\Delta V/V_0$ esperado \square – para la señal débil (S) y \bullet – para la señal fuerte (R) conforme la relación de potencias P_S/P_R se modifica: a) $P_R = 0.6$ mW, b) $P_R = 0.9$ mW, c) $P_R = 2.4$ mW ($\alpha_0 L = 8.2$, $P_{sat} = 0.3$ mW, $\lambda = 1526$ nm.)	72

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
41 Respuesta cuadrática del interferómetro con punto operacional $\Delta\varphi = 0, \pi, 2\pi\dots$ para señal de prueba sinusoidal.	74
42 Respuesta de segundo armónico observada para la señal de prueba senoidal de 1 Vpp con frecuencia = 10 KHz (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda=1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).	75
43 Respuesta lineal del interferómetro con punto operacional $\Delta\varphi = \pi, 3\pi/2, 5\pi/2\dots$ para señal de prueba sinusoidal.	75
44 Conexión en serie de dos generadores de funciones para la obtención de las señales compuestas.	76
45 Señal compuesta empleada (rectangular + senoidal) empleada para verificación de la técnica de linealización transitoria.	77
46 Efecto de linealización transitoria mediante empleo de saltos instantáneos de $\Delta\varphi = \pi/2$, (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).	77
47 Dependencia de la amplitud de la señal de prueba senoidal en función del voltaje de la componente rectangular de modulación (\square — señal senoidal $V_{sen} = 1V_{pp}$, \bullet — amplitud de los picos transitorios en ausencia de señal senoidal. (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).	78
48 Respuesta del interferómetro adaptativo para señal diente de sierra con amplitud $V_{2\pi}$ (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).	80
49 Señal compuesta (sierra + senoidal) empleada para verificar la técnica de linealización continua.	81
50 Respuesta lineal del interferómetro adaptativo obtenida por técnica de linealización continua mediante empleo de señal compuesta: sierra + senoidal (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).	81
51 Dependencia experimental de la amplitud de la señal de prueba senoidal en función de la amplitud de la componente V_{sen} aplicada con $V_{saw} = V_{2\pi}$; $\Omega_{sen}/2\pi = 10$ KHz (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda=1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).	82
52 Dependencia experimental de la amplitud de la señal de prueba senoidal en función de la frecuencia de la componente diente de sierra aplicada $V_{2\pi}$ con $V_{sen} = 1$ Vpp; $\Omega_{sen}/2\pi = 10$ KHz (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda=1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).	83

Lista de Figuras (Continuación)

Figura		Página
53	Evaluación de los tiempos característicos de formación de las rejillas conforme se varía la potencia P_S para un voltaje $V_{rect} = 4$ Vpp (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW). . .	83
54	Acoplador comercial utilizado para colimar la luz transmitida por la fibra y acoplar la luz reflejada por el espejo.	85
55	Acoplamiento directo de la terminal de la fibra con el espejo.	86
56	Señal en tiempo real obtenida para el sistema interferométrico en línea $V_{rect} = 4$ Vpp (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW; $V_{rect} = 4$ Vpp; $V_{sen} = 0$ Vpp).	87
57	Modificación al arreglo interferométrico propuesta para aplicar las técnicas de linealización mediante al incorporación de un modulado de fase auxiliar.	88

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Características de las fibras.	29
II	Transmitancias de los elementos del arreglo.	33
III	Transmitancias del acoplador 50/50 para $\lambda = 1526\text{nm}$	34
IV	Responsividades de los foto-diodos.	34
V	Voltajes aplicados a los moduladores piezoeléctricos para obtener los desplazamientos requeridos.	37
VI	Parámetros de las fibras obtenidos mediante ajuste de la simulación teórica a los datos experimentales para $\lambda = 1526\text{ nm}$	41
VII	Parámetros de las fibras obtenidos mediante ajuste de la simulación teórica a los datos experimentales para $\lambda = 1549\text{ nm}$	41

Tabla de símbolos

α	Absorción Óptica
$\alpha_0 L$	Densidad Óptica
T	Transmitancia
T_C	Transmitancia de un contacto
P_{sat}	Potencia de saturación
N	Densidad de población
V_0	Nivel de voltaje promedio
ΔV	Valor absoluto de la amplitud de la señal de MDO
$\Delta V/V_0$	Valor relativo de la señal de MDO
τ_g	Tiempo característico de formación de las rejillas

Captulo I

Introducción

Con la invención del láser hace casi medio siglo, se tuvieron por fin fuentes de luz coherentes de alta potencia, a raíz de lo cual surgieron nuevas ramas de la óptica moderna tales como la óptica no lineal y la holografía (Siegman, 1986), (Eichler, 1986). Consecuentemente, con el desarrollo de las fibras ópticas, fue posible la transmisión de pulsos luminosos a través de cientos de kilómetros en una guía de onda de bajas pérdidas, lo cual es sin duda el detonante de otra nueva rama de la ingeniería óptica: Las comunicaciones ópticas (Saleh y Teich, 1991). A pesar de las ventajas de las fibras ópticas (gran ancho de banda y pérdidas menores a 0.1 dB/Km) era necesario contar con métodos de amplificación y regeneración de las señales transmitidas, lo cual condujo a los primeros experimentos con fibras ópticas dopadas con erbio (Becker *et al.*, 1999).

Las fibras ópticas dopadas con erbio tienen un gran número de aplicaciones en las áreas de óptica, optoelectrónica y comunicaciones, entre las cuales podemos destacar su empleo en amplificadores ópticos, láseres y sensores (Digonet, 2000). Debido a la naturaleza no lineal de su ganancia/absorción, en estas fibras es posible generar rejillas dinámicas de población por el efecto de saturación de absorción (ganancia) en los máximos de un patrón de interferencia (Friskén, 1992). Actualmente existe un gran interés en el estudio de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio, ya que tienen diversas aplicaciones entre las cuales podemos destacar su empleo en filtros autoajustables (Feuer, 1998) y láseres de operación monofrecuencial (Paschotta *et al.*, 1997). Otra de las áreas prometedoras para la aplicación de estas rejillas es la interferometría adaptativa para mediciones de vibración (Stepanov y Plata, 2004).

Existen una gran cantidad de métodos disponibles para la medición de vibraciones mecánicas (Scruby, 1990), la mayoría de los cuales dependen de algún tipo de transductor (sensor, acelerómetro), el cual es probablemente la parte más importante de estos sistemas de detección. El transductor se encuentra generalmente situado en la parte más hostil de todas las secciones del sistema, de manera que muy probablemente generará señales erróneas, ya que señales muy ruidosas o distorsionadas suelen ser imposibles de corregir. Además, la presencia de un dispositivo físico adherido mecánicamente a algunas partes del sistema bajo estudio puede afectar la dinámica total de la zona sometida a evaluación, lo cual es comúnmente conocido como error por masa de carga (Himmelblau, 1994).

Una de las principales ventajas de la vibrometría interferométrica con láser, es la capacidad de medir movimientos de superficies a distancias considerables, sin contacto físico y sin introducir cambios en los objetos bajo observación (Dewhurst, 1990). También existe la posibilidad de excitar una onda de sonido por medios ópticos (con pulsos cortos de láser) de manera que se puede realizar un sistema de pruebas ultrasónicas sin contacto físico y a distancia (Scruby y Drain, 1990). Debido a que el punto de prueba láser tiene prácticamente cero masa efectiva, no se producen cambios en la dinámica del sistema bajo análisis. Por esta razón el campo vibrante permanece inalterado, lo cual viene aunado a una característica propia de los sistemas de detección láser, con los cuales el punto de medición puede desplazarse rápidamente. Esto permite realizar un mapa de las amplitudes de vibración a lo largo de una superficie de prueba de gran tamaño.

Las mediciones interferométricas dependen directamente de la longitud de onda utilizada, por lo que a veces no son necesarios los ajustes y calibración de rango dinámico, sensibilidad y relación señal a ruido. La respuesta en frecuencia es plana y existe la posibilidad de obtener una gran resolución espacial sin sacrificar sensibilidad, mediante

el enfocamiento del haz de prueba.

En la realidad, las técnicas de vibrometría interferométrica convencional, basadas en arreglos interferométricos tradicionales como el de Michelson (ver Figura 1), solamente se pueden emplear bajo condiciones de laboratorio. Debido al empleo de componentes basados en óptica del espacio libre, es necesario ajustar constantemente su punto de operación ya que depende de las condiciones de temperatura, presión, etc., además de que el mismo sistema resulta afectado por la vibración ambiental.

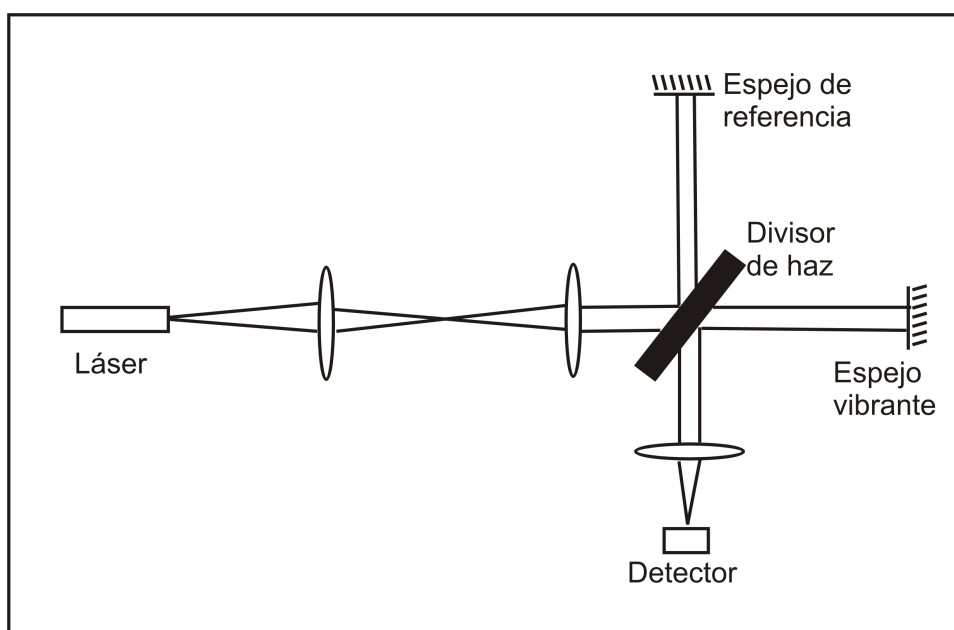


Figura 1: Interferómetro de Michelson empleado para medir vibraciones mecánicas de una superficie especular.

El tipo de respuesta obtenida depende del punto de operación, es decir, la región de ajuste del interferómetro donde trabaja el sistema. Si el punto de operación se encuentra localizado en una región lineal, la respuesta obtenida tendrá también características lineales, las cuales son: capacidad de responder en el armónico fundamental y un aumento de amplitud proporcional a la excitación. En el caso contrario, en que

se tenga un sistema operando en una región cuadrática, por lo general se obtienen respuestas de segundo armónico cuyas variaciones en amplitud corresponden de manera cuadrática con la variación de la amplitud de la señal aplicada. En algunos casos el punto de operación se encuentra variando entre regiones de operación que siguen un comportamiento no lineal, lo cual complica la evaluación de los resultados obtenidos. Es necesario entonces emplear procedimientos para ajustar el interferómetro a un punto de operación lineal. A este proceso se le conoce como linealización. Esto se describe con mayor detalle en el Capítulo VI.

En la gran mayoría de los casos prácticos, los interferómetros convencionales tampoco pueden ser utilizados debido a la compleja estructura de la onda de prueba reflejada por una superficie rugosa (patrones de speckle) y por sus constantes cambios de forma y fase promedio debido a factores ambientales tales como los cambios de temperatura, presión, vibración y turbulencia atmosférica.

El interferómetro confocal de Fabry-Perot (Figura 2), es el único instrumento que

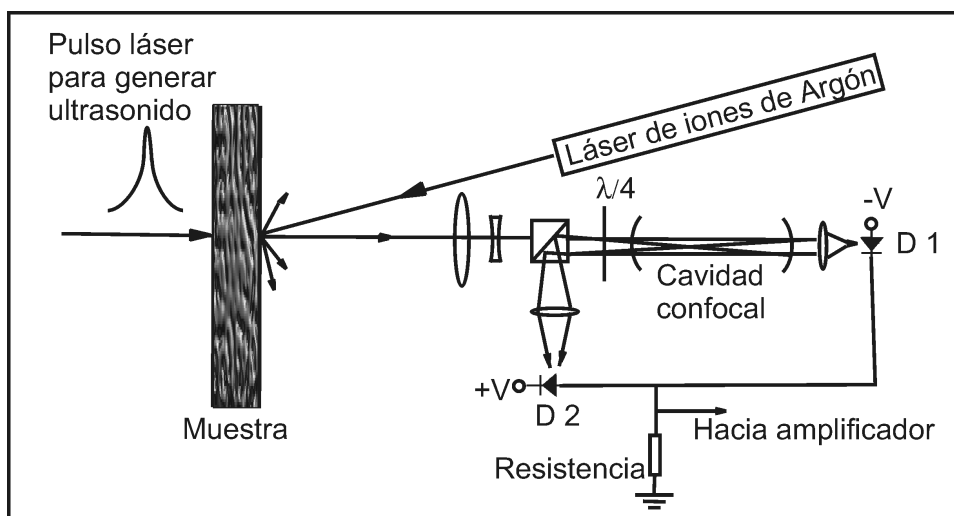


Figura 2: Interferómetro de Fabry-Perot confocal empleado como detector de modulación de fase rápida de un frente de onda complejo reflejado por una superficie rugosa (Scrubby, 1990).

se basa en principios de óptica convencional capaz de trabajar bajo las condiciones de operación mencionadas. Puede manejar patrones de speckle y detectar por auto-referencia las altas frecuencias del ultrasonido generado por láser (1 - 30 MHz), gracias a que posee la propiedad de auto-imagen (Dewhurst y Shan, 1999). Sin embargo estos sistemas de detección óptica necesitan un ajuste permanente a la frecuencia del láser de prueba y son bastante caros ($\approx 50,000$ USD) y además muy sensibles a vibraciones ambientales.

I.1 Fundamentos de interferometría adaptativa.

La detección de modulación de fase en una onda de prueba reflejada con un frente complicado es posible mediante el empleo de principios de óptica no lineal, ya que se puede realizar conjugación de fase óptica mediante el empleo de configuraciones de interacción de cuatro ondas en cristales fotorrefractivos (ver Figura 3). En este método,

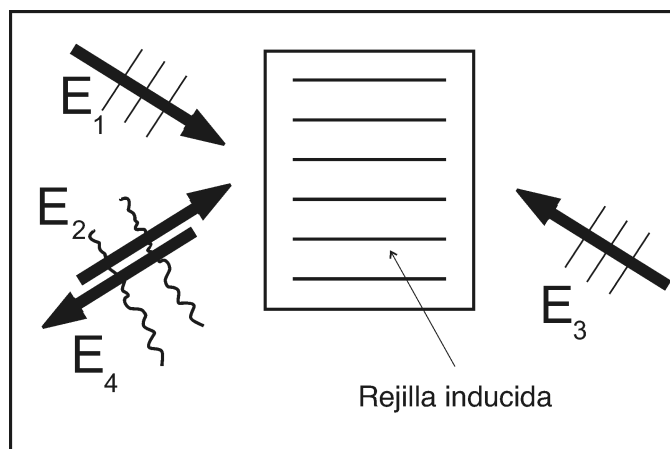


Figura 3: Mezclado de cuatro ondas para conjugación de fase, la rejilla es formada por la interacción del par de haces E_1 y E_2 . La onda E_4 es el conjugado de la onda E_3 (Brignon, 2004).

un medio no lineal es bombeado por un par de haces que se propagan en sentidos

opuestos. Cuando una tercer onda de señal incide sobre el medio, se genera un cuarto haz que posee un perfil de fase el cual es el conjugado de la señal de prueba (Brignon y Huignard, 2004). Entonces, la configuración de mezclado de cuatro ondas (MCO) puede compensar cambios lentos en el frente de una onda reflejada por una superficie rugosa. Desafortunadamente, los cristales fotorrefractivos útiles para MCO son bastante lentos (del orden de segundos - minutos) y no son aplicables en situaciones prácticas. Existen otras configuraciones de óptica no lineal con base en el mezclado de dos ondas (MDO) (Yeh, 1993), donde la interacción de dos ondas, una señal de prueba reflejada por el objeto y otra de referencia, crean un patrón de interferencia que se graba en forma de una rejilla fotorrefractiva (Figura 4). Cualquier variación en el frente de onda de la

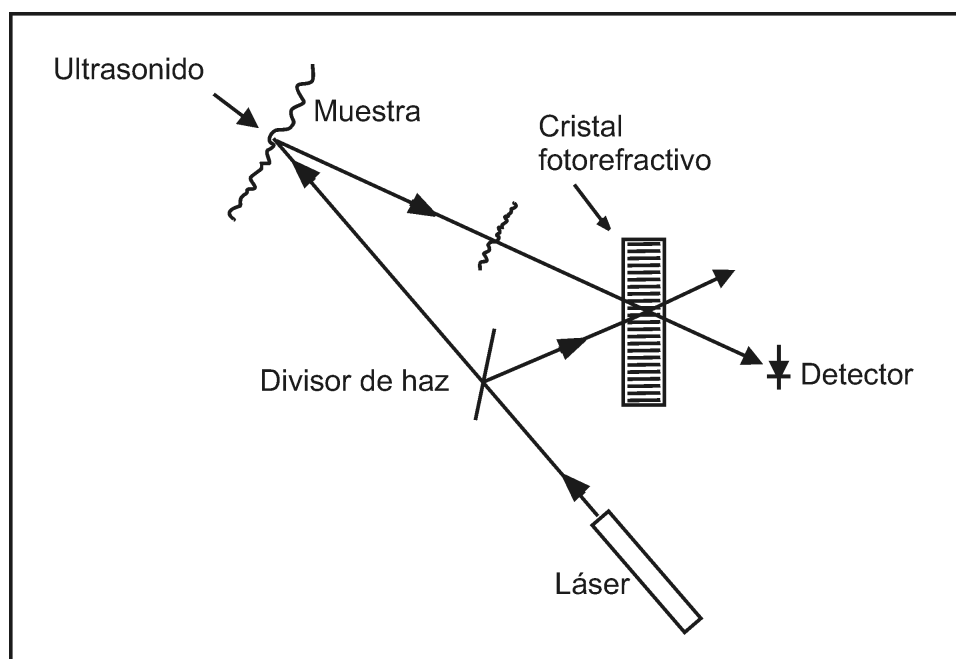


Figura 4: Configuración de detección adaptativa mediante mezclado de dos ondas en un cristal fotorrefractivo (Dewhurst, 1999).

señal de prueba, ya sea en su forma o fase que se produzca con una frecuencia menor al inverso del tiempo característico de formación de la rejilla τ_g , puede ser seguido por

la rejilla formada. Cabe mencionar, que estas rejillas se forman únicamente mientras se encuentran aplicadas las señales ópticas al cristal y desaparecen al ser retirada la iluminación, por lo que a estas rejillas se les denomina “rejillas dinámicas” (Eichler, 1986), ya que el patrón de interferencia no se encuentra grabado en los cristales de manera permanente.

El acoplamiento de dos ondas (una transmitida a través del cristal y la otra reflejada por la rejilla) interfiriendo en el plano del fotodiodo, es siempre óptimo, con iguales frentes de onda, y la diferencia de fases promediada es fija, ya que el sistema de detección es adaptativo. Sin embargo, si se realiza un cambio en la fase de la onda de la señal más rápido que el tiempo característico de formación de la rejilla dinámica τ_g se produce un cambio en la intensidad de salida, lo cual es percibido por el fotodiodo. Los sistemas adaptativos con base en MDO en cristales fotorrefractivos, pueden alcanzar la sensibilidad teórica limitada por el ruido de disparo, pero las rejillas no son muy rápidas ($\tau_g > 1$ ms) como para compensar las vibraciones que se generan típicamente en un ambiente industrial (hasta $\approx 10 \mu s$).

Otros sistemas (Figura 5) a base de foto-detectores adaptativos de fuerza electromotriz poseen excelentes propiedades adaptativas (Stepanov, 2001) y son capaces de detectar ondas ultrasónicas en objetos en desplazamiento viajando a velocidades de algunos metros por segundo. El inconveniente en estos sistemas es que carecen de suficiente sensibilidad.

Se puede decir que hasta este momento todavía no existe un detector óptico adaptativo que sea lo suficientemente robusto, sencillo, sensible y adecuado para las aplicaciones industriales de evaluación no destructiva.

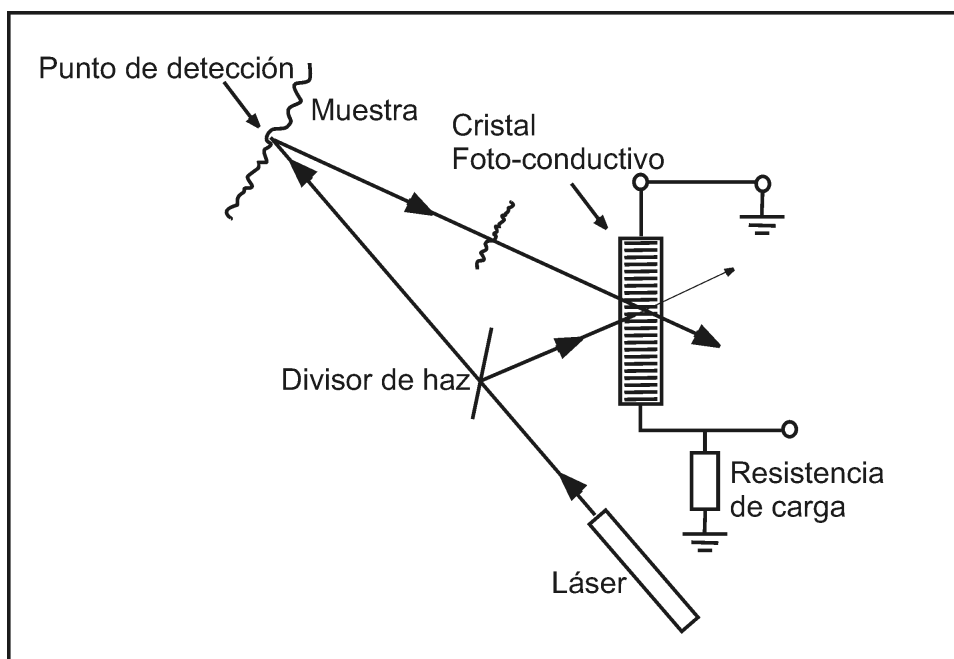


Figura 5: Configuración de detección adaptativa empleando rejillas de carga espacial generadas por efecto de fuerza electromotriz no estacionaria (Dewhurst, 1999).

I.2 Antecedentes de rejillas dinámicas de densidad de población.

Las rejillas dinámicas de densidad de población grabadas en medios volumétricos, son conocidas desde hace casi 40 años (Eichler *et al.*, 1986). Dichas rejillas se forman debido a la saturación de la absorción o de la ganancia óptica en los máximos del patrón de interferencia, mediante el fenómeno conocido como fusión de huecos espaciales (término derivado del inglés “spatial hole burning”)(Siegman, 1986). Este fenómeno ha sido ampliamente estudiado, ya que el acoplamiento no lineal entre ondas debido a la rejilla formada puede modificar significativamente el comportamiento de sistemas láser de onda estacionaria, haciendo inestable el régimen de generación de un solo modo longitudinal de emisión. Estas rejillas fueron empleadas posteriormente en diferentes

materiales volumétricos de sistemas láser para realizar conjugación de fase óptica y corrección del frente de onda emitido por el láser (Danzen, 2004).

En cambio, las rejillas dinámicas de densidad de población, grabadas por dos ondas coherentes contra-propagándose a través de fibras ópticas dopadas con erbio ($\lambda = 1500 \sim 1560$ nm), son conocidas desde hace poco más de una docena de años (Friskén, 1992). Cabe mencionar que estas rejillas dinámicas se forman a lo largo de una fibra dopada debido a la saturación de la absorción óptica (o de ganancia óptica en una fibra bombeada) y son rejillas de reflexión (Figura 6), en contraste con las rejillas dinámicas de transmitancia generalmente empleadas en medios volumétricos de láser y cristales fotorrefractivos (Yeh, 1993) (Figura 7).

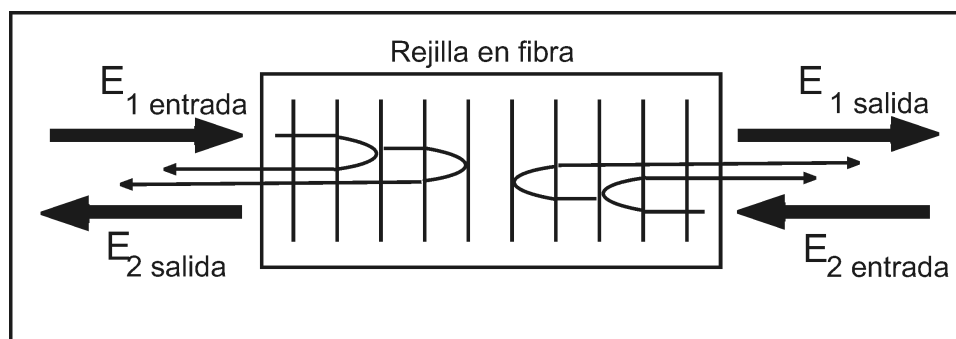


Figura 6: Rejilla de reflexión generada por la interacción de dos haces propagándose en sentidos opuestos dentro de una fibra óptica.

Típicamente para su formación, las rejillas en las fibras ópticas dopadas con erbio necesitan potencias ópticas de grabado del orden de algunos mW y tienen tiempos característicos de formación menores que el tiempo de relajación espontánea del ión de erbio excitado (≈ 10 ms) (Becker, 1999). Para la detección de dichas rejillas en las fibras ópticas se emplean configuraciones de mezclado de cuatro y dos ondas.

Los primeros experimentos de grabación y detección de rejillas dinámicas de Bragg

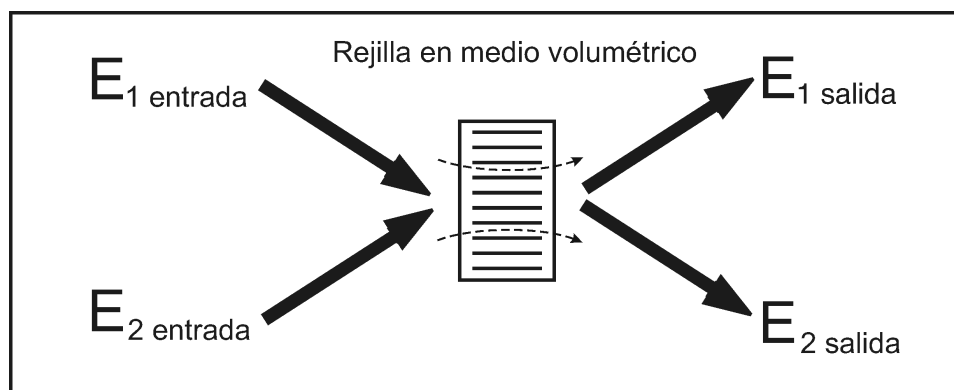


Figura 7: Rejilla de transmitancia formada por la interferencia de dos haces en un medio volumétrico.

en fibras ópticas dopadas con erbio fueron realizados en 1992 por S. Frisken (ver Figura 8). Estos experimentos arrojaron como dato principal, una reflexión del 75% debida a la rejilla formada en una fibra monomodo dopada con erbio de 12 metros, bombeada ópticamente (40 mW con $\lambda = 532$ nm), para lo cual se empleó una longitud de onda de prueba de $\lambda = 1536$ nm, en una configuración de mezclado de cuatro ondas (Frisken, 1992). En este mismo artículo se reportó un ancho de banda de las rejillas de Bragg de 16 MHz y también se planteó la construcción de filtros ópticos sintonizables.

Se realizaron estudios subsecuentes acerca del mezclado de cuatro ondas en fibras ópticas, así como un análisis teórico del fenómeno (Fischer *et al.*, 1993; Fischer y Zyskind, 1993) solamente un año después. Fischer y sus colaboradores reportaron un coeficiente de reflexión del 6% para una longitud de onda de $\lambda = 1532$ nm empleando una fibra dopada con erbio de 0.97 m. Esta vez el bombeo fue de 40 mW a $\lambda = 980$ nm.

Posteriormente, en 1994 M. Horowitz y su grupo de investigación plantean la incorporación de un filtro adaptativo de banda angosta para reducir el ancho de línea de emisión de un láser de fibra dopada con erbio, para lo cual emplean una sección de fibra

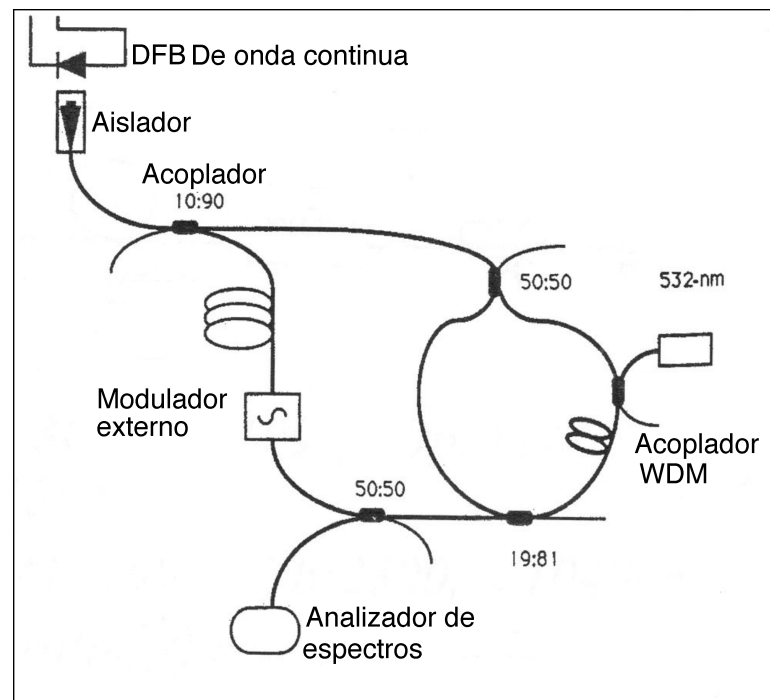


Figura 8: Arreglo experimental empleado por S. Frisken para el grabado y la detección de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio (Frisken, 1992).

dopada no bombeada de 32 cm, la cual es colocada dentro de la cavidad resonante donde se encuentra además una sección de 50 cm de longitud de fibra óptica dopada con erbio bombeada a 980 nm. El empleo de la sección de fibra dopada no bombeada reduce el ancho de línea de emisión del láser a menos de 5 KHz, ya que debido a mezclado de dos ondas no lineal y la rejilla producida, es posible eliminar otros modos de operación del láser dando como resultado una operación monofrecuencial (Horowitz *et al.*, 1994a,b).

Otros estudios han arrojado datos acerca de la operación monofrecuencial de láseres de anillo de fibra dopada con erbio, mediante la incorporación de una sección de fibra óptica dopada con erbio no bombeada (Cheng *et al.*, 1997), donde se obtuvo un ancho de línea de emisión menor a 0.95 KHz para una longitud de onda $\lambda = 1535$ nm. Complementando los resultados obtenidos, R. Paschotta emplea una fibra de 6 metros dopada con iterbio para estabilizar la emisión de un láser mediante el principio de fusión de huecos espaciales ($\lambda = 1040$ nm, ancho de banda ~ 0.1 nm)(Paschotta, 1997).

En publicaciones mas recientes, M. D. Feuer evaluó la dependencia de la potencia y la longitud de la fibra en filtros auto-ajustables de fibra óptica dopadas con erbio, para lo cual utilizó fibras de $L = 0.2, 0.4$ y 0.6 metros con el mismo coeficiente de absorción ($\alpha_0 = 10 \text{ m}^{-1}$), empleando una potencia de entrada constante normalizada y una longitud de onda fija ($\lambda = 1520$ nm), donde se reportó una señal cinco veces más pequeña que la esperada en sus predicciones teóricas (Feuer, 1998). Otro estudio realizado con diferentes longitudes de onda, $\lambda = 1525, 1530$ y 1535 nm en fibras dopadas con erbio de $L = 0.5$ m hasta 1 m bombeadas con $\lambda_b = 980$ nm reveló igualmente una eficiencia de difracción mucho menor que la esperada (Havstad *et al.*, 1999), con lo que es evidente la falta de un modelo adecuado para predecir las eficiencias de difracción en las rejillas dinámicas.

En investigaciones realizadas en el departamento de óptica de CICESE, se propuso

que las fibras ópticas dopadas con erbio podían competir con cristales fotorrefractivos y dispositivos de cristal líquido en aplicaciones de holografía dinámica, sensores y vibrometría (Stepanov *et al.*, 2004a). Estas investigaciones, llevaron a una serie de publicaciones donde se reportaron estudios de la eficiencia del MDO por rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio sin bombeo óptico, debidas a la saturación local de la absorción en una configuración de MDO estacionaria y transitoria en un interferómetro de Sagnac. Para estos experimentos se empleó una fibra dopada con erbio de 3 m y una

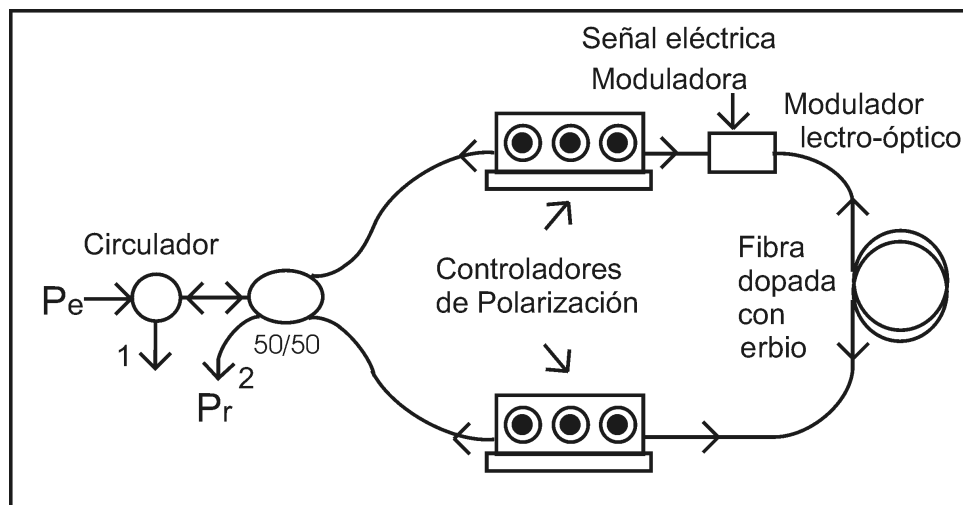


Figura 9: Arreglo experimental del interferómetro de Sagnac para observar el mezclado de dos ondas y la formación de rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio (Stepanov, 2004).

longitud de onda de $\lambda = 1549$ nm. El mezclado de dos ondas no estacionario se observa como unos “picos” negativos en la potencia reflejada en un interferómetro de Sagnac con una fibra dopada, en respuesta a los cambios de fase abruptos (de tipo escalón) introducidos en la onda de grabado mediante un modulador electro-óptico (ver Figura 9).

Los resultados del grupo de investigación arrojan un tiempo de formación de la rejilla $\tau_g \approx 2.7 - 3$ ms, el cual es menor a los 9.5 - 10 ms típicos del tiempo de vida del

estado excitado del erbio en sílice. También indican una discrepancia significativa (6 a 7 veces) entre la amplitud de señal de MDO detectada y su valor esperado. Para explicar esta discrepancia, los efectos planteados mas probables a considerar son: variaciones aleatorias de la polarización de los haces de grabado debidas a la birrefringencia de la fibra misma y migración espacial del estado de excitación entre los iones de erbio vecinos. Esto condujo a un subsecuente estudio teórico-experimental acerca de la eficiencia del MDO (Stepanov y Plata, 2004) donde se realiza un análisis teórico detallado. Posteriormente, se utilizó el efecto de fusión de huecos de polarización, para el mezclado de dos ondas de polarizaciones ortogonales propagándose en el mismo sentido en una fibra dopada birrefringente ($L = 2 \text{ m}$ $\lambda = 1549 \text{ nm}$) y se observó que la amplitud del MDO es aproximadamente igual, en comparación con los resultados obtenidos para el caso en que dos ondas ortogonales propagandose en direcciones opuestas son empleadas (Stepanov *et al.*, 2004b).

En el año 2005 se estudió el efecto de fusión de huecos de polarización para la grabación de rejillas dinámicas anisotrópicas en una fibra de 2 m moderadamente birrefringente (longitud de batido $\approx 2 \text{ cm}$) con una $\lambda = 1549 \text{ nm}$ (Stepanov *et al.*, 2005) donde se observó un máximo en la señal de MDO cuando las dos ondas propagándose en sentidos opuestos tienen la misma polarización dentro de la fibra dopada. Asimismo, se observó que la señal de MDO no desaparece completamente si las dos ondas en contra-propagación tienen polarizaciones ortogonales, lo cual es considerado como evidencia de la formación de rejillas de Bragg anisotrópicas.

También se realizó un estudio acerca de la migración del estado excitado de los iones de erbio, para lo cual se emplearon dos fibras tipo INO (Er103 y Er123), la primera de las cuales tiene una concentración de iones de erbio moderada (≈ 640 partes por millón) y la segunda posee una concentración mucho mayor (≈ 5600 partes por millón). Se observó que el efecto de migración de estado excitado solamente afecta el tiempo de

formación de las rejillas en el caso de que una concentración muy grande de dopante es utilizada (Stepanov y Hernández, 2005). En el año siguiente se realizó un análisis teórico del MDO debido a rejillas de población (Stepanov, 2006) y casi simultáneamente se publicó un extenso y detallado análisis teórico-experimental acerca de la dependencia de la intensidad en MDO transitorio vía rejillas de población en fibras dopadas con erbio (Stepanov y en roceso, 2006)

En el grupo de investigación del CICESE, también se propuso la utilización de las rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio para detección adaptativa de las vibraciones mecánicas y en particular para la detección de ultrasonido generado por láseres de pulsos cortos (Stepanov, 2004a). El uso de fibras ópticas dopadas con erbio como elemento adaptativo, tiene ventajas claras con respecto a los cristales fotorrefractivos debido a su bajo costo, disponibilidad comercial, y la compatibilidad para aplicaciones industriales en sistemas que son totalmente a base de fibras ópticas.

Cabe mencionar que hasta el momento de inicio de la presente tesis, no hay materiales publicados acerca de la investigación de esta muy prometedora posibilidad.

I.3 Objetivo de la tesis.

El objetivo de este trabajo, es la investigación de diferentes aspectos de un interferómetro adaptativo basado en rejillas dinámicas grabadas en fibras ópticas dopadas con erbio, destinado a la medición de vibraciones mecánicas. Las investigaciones hechas en esta tesis se pueden dividir en tres partes.

La primer parte consiste en la investigación de la amplitud de respuesta del mezclado de dos ondas transitorio en fibras ópticas dopadas con erbio, variando la potencia total de grabado y la razón entre las potencias de dos haces propagándose en direcciones opuestas.

La segunda parte involucra todos los experimentos destinadas a la linealización de la respuesta del interferómetro.

La tercer parte es el desarrollo de un interferómetro adaptativo en configuración lineal adecuado para la realización de experimentos prácticos de detección de vibraciones mecánicas.

I.4 Organización y contenido.

Este trabajo es descrito en los capítulos subsecuentes de la siguiente manera:

En el Capítulo II se presentan los fundamentos de interacción de luz en sistema de dos niveles, el efecto de fusión de huecos espaciales y el mezclado de dos ondas (ecuaciones de ondas acopladas).

El el Capítulo III se describen los parámetros importantes y las características de las fibras ópticas dopadas con erbio y otros elementos usados en los sistemas experimentales, incluyendo la caracterización de los moduladores piezo-eléctricos.

El el Capítulo IV se evalúan los parámetros importantes de las fibras y se presentan resultados de MDO transitorio obtenidos mediante simulaciones numéricas.

En el Capítulo V se hace una descripción detallada de los arreglos interferométricos empleados, y se presentan los resultados derivados de la investigación experimental del mezclado de dos ondas con diferentes potencias de grabado tanto en el arreglo interferométrico de Sagnac como en la configuración en línea.

En el Capítulo VI se abarca lo referente al proceso de linealización de la respuesta del interferómetro adaptativo mediante las técnicas de linealización transitoria y linealización continua.

En el Capítulo VII se muestran los resultados de los experimentos con la configuración del interferómetro en línea. Posteriormente se tiene la discusión y propuestas

para la optimización de la configuración experimental.

Finalmente, en Conclusiones se presentan los resultados principales del trabajo.

Captulo II

Conceptos básicos

II.1 Introducción.

Cuando dos ondas coherentes que viajan en direcciones distintas se encuentran presentes en un medio saturable, la interferencia entre ellas produce variaciones periódicas en el patrón estacionario de la intensidad óptica. Estos efectos de interferencia pueden producir modulación espacial (y temporal) en el grado de saturación del medio o producir efectos de fusión de huecos espaciales (Siegman:1986). Las rejillas que aparecen pueden acoplar a las dos ondas de grabado originalmente independientes y a este efecto se le conoce como mezclado de dos ondas.

II.2 Ecuaciones de razón para sistema de dos niveles.

Al aplicar una potencia óptica a un sistema atómico de dos niveles (Figura 10), los átomos fluyen del nivel 1 al nivel 2 con una razón $(W_{12} + w_{12})N_1$ y del nivel 2 al nivel 1 con una razón $(W_{21} + w_{21})N_2$. La ecuación de razón para los niveles de población 1 y 2 del sistema es:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\frac{dN_2(t)}{dt} = -[W_{12} + w_{12}]N_1(t) + [W_{21} + w_{21}]N_2(t) \quad (1)$$

Donde N_1 y N_2 representan la densidad de los átomos en los estados “1” y “2”. Considerando que no existen desdoblamientos en los niveles de energía, es decir,

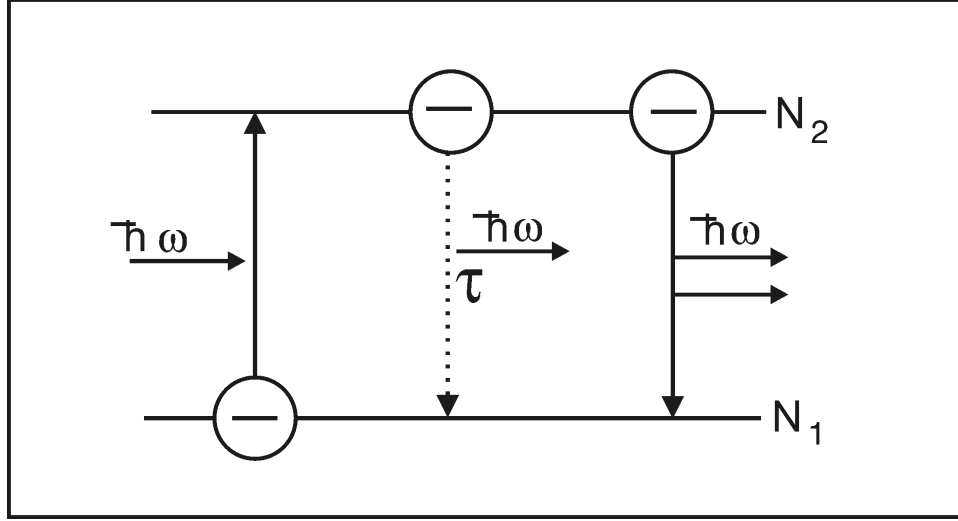


Figura 10: Sistema simplificado de dos niveles con una diferencia de energías $\hbar\omega$ y un tiempo característico de decaimiento τ .

cada estado energético es único y no existen subniveles, las transiciones de emisión estimulada se relacionan por $W_{12} = W_{21} = I \frac{\sigma_{12}}{\hbar\omega}$ y las razones de relajación por $w_{12}/w_{21} = \exp(-\hbar\omega_q/k_B T)$, siendo T la temperatura absoluta del medio que rodea los átomos, ω_q la distancia entre los niveles y σ_{12} la sección transversal.

Para el caso de un sistema de dos niveles, es más común emplear la densidad total de átomos $N = N_1(t) + N_2(t)$ y la diferencia de población $\Delta N = N_1(t) - N_2(t)$. Las poblaciones de equilibrio térmico N_{10} y N_{20} , sin ninguna iluminación externa presente y sin desdoblamiento en los niveles de energía, se relacionan mediante la razón de Boltzmann $N_{20}/N_{10} = \exp(-\hbar\omega_q/k_B T)$, de manera que podemos escribir la diferencia de población ΔN_0 como:

$$\Delta N_0 \equiv N_{10} - N_{20} = \frac{w_{21} - w_{12}}{w_{12} + w_{21}} N = N \tanh(\hbar\omega_q/2k_B T) \quad (2)$$

Para un sistema de dos niveles de población fija, solo es necesario una ecuación de razón de diferencia de población $\Delta N(t)$. Debido a esto, es posible combinar las

ecuaciones para $dN_1(t)/dt$ y $dN_2(t)/dt$ en una sola ecuación de razón:

$$\frac{d}{dt}\Delta N(t) = 2W_{12}\Delta N(t) - (w_{12} + w_{21}) \left(\Delta N(t) - \frac{w_{21} - w_{12}}{w_{12} + w_{21}} N \right) \quad (3)$$

Podemos simplificar esta ecuación para la probabilidad de transición estimulada, y mediante la definición del tiempo de relajación del sistema de dos niveles:

$$w_{12} + w_{21} \equiv 1/\tau \quad (4)$$

En su forma simplificada:

$$\frac{d}{dt}\Delta N(t) = -2I \frac{\sigma_{12}}{\hbar\omega} \Delta N(t) - \frac{\Delta N(t) - \Delta N_0}{\tau} \quad (5)$$

Esta última ecuación es la representación más simple para el sistema de dos niveles ideal, con niveles de población fijos. Si además se cumple el caso típico $\omega_q \gg k_B T$, entonces $\Delta N_0 \approx N$, con lo que la ecuación anterior queda reducida a:

$$\frac{d}{dt}\Delta N(t) = -2I \frac{\sigma_{12}}{\hbar\omega} \Delta N(t) - \frac{\Delta N(t) - N}{\tau} \quad (6)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación anterior tiende a llevar a la diferencia de población $\Delta N(t)$ hacia cero, lo cual significa que tiende a saturar la diferencia de población. Debido a que el término de transiciones estimuladas depende de la magnitud de la señal aplicada, $\Delta N(t) \rightarrow 0$ en proporción con la intensidad aplicada.

II.2.1 Saturación de absorción óptica en sistemas de dos niveles.

Para la consideración de saturación óptica del medio en una fibra dopada con erbio, es posible adoptar el modelo de saturación del sistema de dos niveles:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{-I\sigma N_1}{\hbar\omega} + \frac{I\sigma}{\hbar\omega}(N_0 + N_1) + \frac{(N_0 - N_1)}{\tau} \quad (7)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -N_1 \left(\frac{2I\sigma}{\hbar\omega} + \frac{1}{\tau} \right) + N_0 \left(\frac{I\sigma}{\hbar\omega} + \frac{1}{\tau} \right) \quad (8)$$

donde podemos definir la intensidad de saturación como:

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega}{2\sigma_{12}\tau} \quad (9)$$

y el tiempo de relajación del ión de erbio excitado:

$$\tau_r = \tau \left(\frac{I}{I_{sat}} + 1 \right)^{-1} \quad (10)$$

Para el caso en que la fibra óptica se encuentra saturada, el coeficiente de absorción se comporta de la siguiente manera:

$$\alpha = \sigma_{12}\Delta N = \frac{\sigma_{12}N}{I/I_{sat} + 1} \quad (11)$$

y se puede representar en su forma más compacta como:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{I/I_{sat} + 1} \quad (12)$$

donde $\alpha_0 = \sigma_{12}N$ es un coeficiente de absorción inicial de la fibra en el régimen sin saturación.

En una fibra con un diámetro modal D_M fijo podemos sustituir la ecuación anterior por:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} \quad (13)$$

Donde P es la potencia transmitida, $P_{sat} = \frac{\pi}{4}D_M^2 I_{sat}$ es la potencia de saturación, la cual es un parámetro de la fibra que depende de las características de los iones de erbio (tiempo de relajación espontánea, área efectiva de absorción) y de las características geométricas de la propia fibra (razón entre el diámetro del núcleo dopado y el diámetro modal).

II.3 Fusión de huecos espaciales.

Consideremos dos ondas con amplitudes complejas \tilde{E}_1 y \tilde{E}_2 , frecuencias ω_1 y ω_2 y vectores de propagación β_1 y β_2 que se encuentran presente simultáneamente en un medio atómico. La amplitud del campo total \mathbf{E} en cualquier punto del medio se puede expresar como:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_1(z, t) + \mathbf{E}_2(z, t) = \text{Re} \left[\tilde{E}_1(z) \exp j(\omega_1 t - \beta_1 z) + \tilde{E}_2(z) \exp j(\omega_2 t - \beta_2 z) \right] \quad (14)$$

de manera que la intensidad óptica $I(z, t)$, en cualquier punto z y en cualquier instante de tiempo t se puede representar como:

$$I(z, t) = |\mathbf{E}(z, t)|^2 = \left| \tilde{E}_1(z) \right|^2 + \left| \tilde{E}_2(z) \right|^2 + \tilde{E}_1^*(z) \tilde{E}_2(z) e^{j[(\omega_2 - \omega_1)t - (\beta_2 - \beta_1)z]} + c.c. \quad (15)$$

donde podemos ver que la intensidad local, además de las intensidades promedio $\left| \tilde{E}_1(z) \right|^2$ y $\left| \tilde{E}_2(z) \right|^2$ debidas a cada una de las ondas, contiene una componente de interferencia proporcional al producto punto $\tilde{E}_1^*(z) \tilde{E}_2(z)$.

Para el caso en que las dos ondas tienen la misma frecuencia $\omega_1 = \omega_2$, no se producen modulaciones temporales, pero si modulaciones espaciales. La variación de intensidad I bajo estas condiciones es:

$$I(z) = I_1(z) + I_2(z) + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos [(\beta_2 - \beta_1)z + \phi] \quad (16)$$

donde I_1 e I_2 son las intensidades de las dos ondas cada una por separado y la onda estacionaria generada tiene un ángulo espacial ϕ con respecto a las fases relativas de los dos campos \tilde{E}_1 y \tilde{E}_2 .

Si un patrón de interferencia con estas características se encuentra presente en un medio saturable homogéneo, producirá una saturación espacial variable con la siguiente forma:

$$\frac{\Delta N(z)}{\Delta N_0} = \frac{1}{1 + I(z)/I_{sat}} = \frac{1}{1 + [I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos(\Delta\beta z)]/I_{sat}} \quad (17)$$

donde ΔN representa una variación en los niveles de población del medio saturable. Esta variación se observa en la Figura 11 y es conocido como “fusión de huecos espaciales” (FHE).

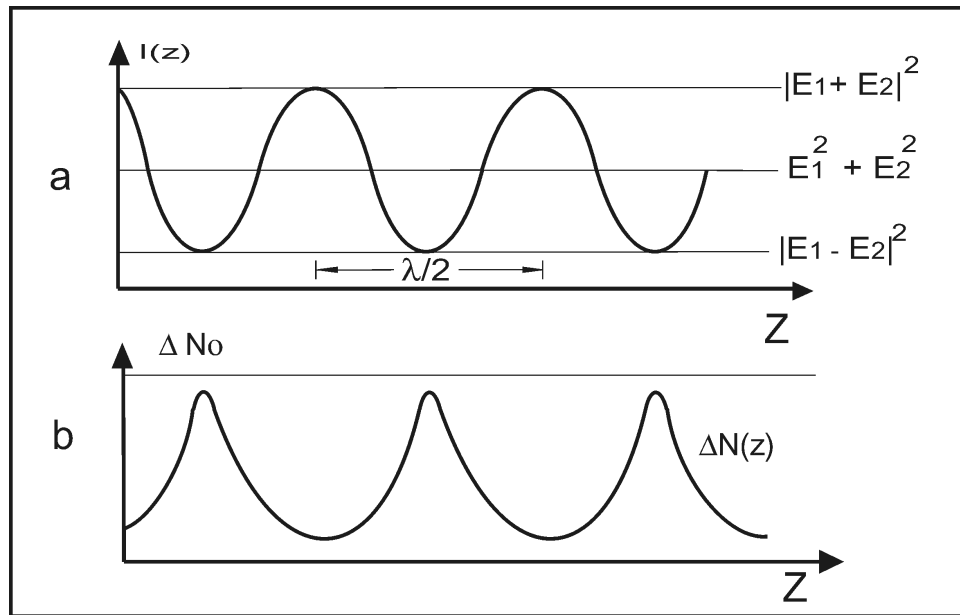


Figura 11: (a) Variación espacial de intensidad producida por dos ondas de la misma frecuencia viajando en direcciones opuestas. (b) Rejilla resultante debido a la diferencia de población $\Delta N(z)$ (Siegman:1986).

II.4 Ecuaciones de onda acopladas y aproximaciones básicas.

Partiendo de la ecuación de onda escalar unidimensional para una onda electromagnética monocromática

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(z) + \varepsilon(z) \frac{\omega^2}{c^2} E(z) = 0 \quad (18)$$

Donde ω es la frecuencia angular de la onda de luz y c es la velocidad de la luz en el vacío. Asumiendo que la constante dieléctrica $\varepsilon(z)$ es real e independiente de la coordenada z (esto es $\varepsilon(z) \equiv \varepsilon'$), Las soluciones a la ecuación de onda (Ec. 18) toman forma de ondas planas con amplitudes complejas $E \propto \exp(\pm kz)$, donde $k = n\omega/c$. La longitud de onda de la luz en un medio es $2\pi/k = \lambda/n$ y el índice de refracción promedio está dado por $n = \sqrt{\varepsilon'}$.

Acorde al formalismo de susceptibilidad compleja (Saleh y Teich, 1991), es posible introducir un componente imaginario en la constante dieléctrica

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad (19)$$

Empleando la aproximación de perturbación pequeña ($|\varepsilon''| \ll |\varepsilon'|$) podemos expresar la amplitud compleja de la onda que viaja en dirección de z como $R(z)\exp(-ikz)$, donde $R(z)$ es la amplitud de variación lenta. De igual manera, tenemos la ecuación con el valor negativo del número de onda $S(z)\exp(ikz)$ para la onda que viaja en sentido contrario.

Al sustituir estas amplitudes en la Ecuación 18, y suponiendo que $|\partial^2 R(z)/\partial z^2| \ll 2k|\partial R(z)/\partial z|$ para el caso de la onda que viaja en dirección de z , obtenemos la ecuación de la amplitud para la onda R:

$$\frac{\partial R(z)}{\partial z} = -\frac{\varepsilon''}{2n} R(z) = -\frac{\alpha}{2} R(z) \quad (20)$$

donde

$$\alpha = \varepsilon'' k/n \quad (21)$$

es el coeficiente de absorción óptica.

De igual manera podemos obtener la ecuación de la amplitud para la onda S que se

propaga en sentido contrario:

$$\frac{\partial S(z)}{\partial z} = \frac{\alpha}{2} R(z) \quad (22)$$

Considerando a la rejilla de amplitud como variaciones periódicas en la absorción del medio, éstas pueden ser expresadas en su forma tradicional (Collier *et al.*, 1971),

$$\alpha(z) = \alpha + \delta\alpha \cos(Kz) \quad (23)$$

con la amplitud de la rejilla dada por $\delta\alpha$ y siendo $K = 2\pi/\Lambda$ la frecuencia espacial de la rejilla (Λ es el espaciamiento entra las franjas de la rejilla). Si relacionamos α con ε'' en la Ecuación 23, podemos presentar la rejilla de amplitud como un término espacialmente periódico en la parte imaginaria de la constante dieléctrica compleja

$$\begin{aligned} \varepsilon''(z) &= \varepsilon'' + \delta\varepsilon'' \cos(Kz) \\ &= \frac{\delta\varepsilon''}{2} \exp(iKz) + \frac{\delta\varepsilon''}{2} \exp(-iKz) \end{aligned} \quad (24)$$

donde $\delta\varepsilon'' = (\delta\alpha)n/k$.

Suponiendo que la frecuencia espacial de la rejilla de reflexión satisface las condiciones exactas para la difracción mutua de las ondas contra-propagándose, $K = 2k$ ($\Lambda = \lambda/2n$), entonces la rejilla bajo consideración conecta a las dos ondas en contra-propagación de una manera eficiente, mediante difracción de Bragg.

Al incluir la constante dieléctrica expresada por la Ecuación (18) y la amplitud total del campo $R(z)\exp(-iKz) + S(z)\exp(iKz)$ de nuevo a la ecuación de onda (Ec. 18), despreciando los términos proporcionales a las segundas derivativas $\partial^2 R(Z)/\partial(z)^2, \partial^2 S(Z)/\partial(z)^2$ y omitiendo los términos no resonantes proporcionales a $\exp[\pm i(k + K)z] = \exp(\pm i3kz)$, la separación de los términos proporcionales a $\exp(-ikz) = \exp[i(k - K)z]$ y a $\exp(ikz) = \exp[i(K - k)z]$ nos arroja las ecuaciones

para amplitudes de variación lenta:

$$\frac{\partial R(z)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}R(z) - \frac{\delta\alpha}{4}S(z)$$
$$\frac{\partial S(z)}{\partial z} = +\frac{\alpha}{2}S(z) + \frac{\delta\alpha}{4}R(z) \tag{25}$$

Cuya estructura es similar a la anterior y se denota la dirección opuesta de la propagación de las ondas mediante el signo contrario en términos del lado derecho de ambas ecuaciones.

Captulo III

Muestras y elementos principales de los sistemas experimentales y sus características

III.1 Introducción.

En este capítulo se presentan los parámetros mas importantes y las características de los elementos principales de nuestros sistemas experimentales y en particular: láseres, fibras dopadas con erbio y moduladores de fase. Las configuraciones experimentales de MDO empleadas se presentarán con detalle en el capítulo V.

III.2 Láseres.

En este trabajo se emplean dos láseres de onda continua tipo DFB (del inglés “distributed feedback”) para el grabado y la detección de rejillas dinámicas. Estos láseres tienen longitudes de onda en el rango de absorción del Er^{+3} en silicio (desde $\lambda = 1480$ nm hasta $\lambda = 1560$ nm). El primer láser empleado (Thorlabs 53FC1550) tiene una longitud de onda $\lambda = 1549$ nm y una potencia máxima de salida de 2 mW, su longitud de coherencia es de $L_c \approx 14$ metros. Este láser cuenta con conector FC en la salida. Una característica especial de este láser es que el régimen de coherencia varía con la temperatura ambiental, por lo que es necesario ajustar su temperatura de operación para poder obtener la coherencia máxima.

El segundo láser empleado (NTT Electronics NLK1556STG) tiene una longitud

de onda de $\lambda = 1526$ nm, su potencia de salida es de 20 mW. Mediciones realizadas muestran que su longitud de coherencia es de $L_c \approx 20$ metros, se encuentra montado en una base tipo mariposa, la cual a su vez está conectada a un controlador externo de corriente. Su corriente de umbral es de $I_u \geq 11$ mA y gracias a su mayor potencia de salida es el mas apto para los experimentos de MDO de diferentes potencias (Figura 12).

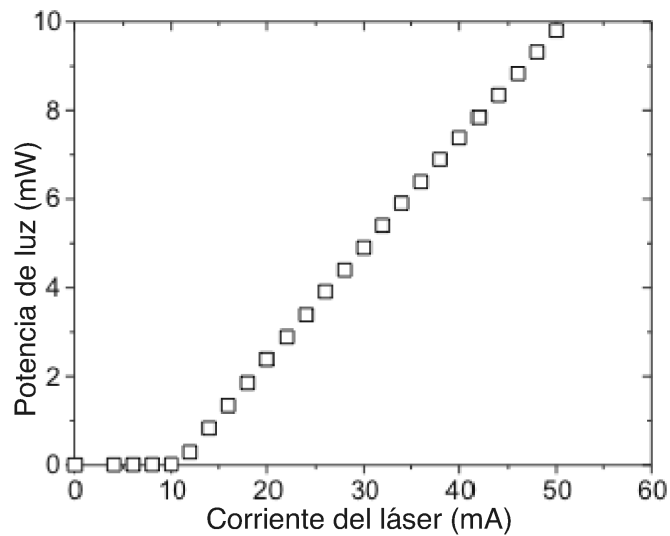


Figura 12: Curva experimental de corriente de bombeo contra potencia de salida del láser NLK1556STG.

III.3 Muestras de fibras ópticas dopadas con erbio y sus características.

Se utilizaron las siguientes muestras de fibras ópticas dopadas con erbio de HG980 de OFS Fitel con longitud $L = 2, 2.87$ y 3 metros y Er103 de INO con longitud $L = 8$ metros. Sus características y datos del proveedor se enlistan a continuación:

Tabla I: Características de las fibras.

Parámetro	HG980	Er103
Dopante activo	erbio	erbio
Co-dopantes	Ge/Al	Al
Diámetro modal	$4.4 \pm 0.8\mu\text{m}$	$\approx 8\mu\text{m}$
Diámetro del núcleo	$2 \pm 0.1\mu\text{m}$	$4\pm 1\mu\text{m}$
Diámetro de la cubierta	$125 \pm 2\mu\text{m}$	-
Abertura numérica	0.29 ± 0.04	0.16 ± 0.01
Absorción máxima @1530nm	17.1 dB/m	4 dB/m

Todas las fibras HG980 se encuentran empalmadas en ambos extremos a fibras estándar tipo SMF-28 las cuales a su vez terminan en conectores FC. La fibra Er103 tiene los conectores FC directamente sobre cada uno de sus extremos.

III.3.1 Descripción de los parámetros de las fibras mas importantes.

1. Potencia de saturación P_{sat} : Potencia para la cual las transiciones inducidas de los átomos de erbio, tienen la misma rapidez que las transiciones espontáneas.
2. Densidad óptica no saturada: Es un parámetro adimensional empleado como referencia que involucra tanto la absorción óptica como la longitud de la fibra y es representado por $\alpha_0 L$ (α_0 es la absorción óptica medida para una potencia baja $P \ll P_{sat}$, es decir, donde no hay saturación de absorción).
3. Absorción óptica α : Medida para la potencia P transmitida y depende de la cantidad de dopante contenido, se expresa como $\alpha = \frac{\alpha_0}{1+P/P_{sat}}$
4. Transmitancia de la fibra T : Relación dada por la potencia óptica obtenida a la salida de una fibra, dividida entre la potencia de entrada.

5. Existen también pérdidas debidas a los contactos entre las muestras experimentales de fibras dopadas y las fibras convencionales. La transmitancia de un contacto (dos para cada fibra) se representa por T_C .

III.3.2 Caracterización de transmitancias no lineales de las fibras dopadas.

Cada una de las fibras empleadas fue caracterizada mediante el arreglo óptico para medición de transmitancias (Figura 13). Este arreglo emplea un láser, un atenuador variable con el que se varía la potencia óptica total aplicada hasta obtener un valor deseado y un acoplador 50/50 con el que la potencia total incidente sobre la terminal 1 se divide al 50% entre las terminales 3 y 4. La potencia detectada directamente sobre la terminal 4 (con foto-detector FD2) se utiliza como un indicador de la potencia exacta que la terminal 3 hará incidir sobre la entrada de la fibra óptica dopada (P_{ent}).

Posteriormente, la potencia transmitida por la fibra se detecta mediante el foto-detector FD1 y se evalúa la potencia obtenida P_{sal} para cada valor de P_{ent} aplicado, de manera que se obtiene una curva de transmitancia no lineal para la propagación de un solo haz, siendo la transmitancia T definida como:

$$T(P_{ent}) = \frac{P_{sal}}{P_{ent}} \quad (26)$$

Para los primeros experimentos realizados se emplearon fibras ópticas HG980 con longitudes de 0.5, 2, 2.87 y 3 metros y se obtuvieron datos experimentales para las longitudes de onda $\lambda = 1549$ nm y $\lambda = 1526$ nm. Después se incorporó la fibra Er103 de 8 metros. La Figura 14 muestra una curva típica de transmitancia no lineal obtenida para la fibra HG980 de 3 m con $\lambda = 1526$ nm.

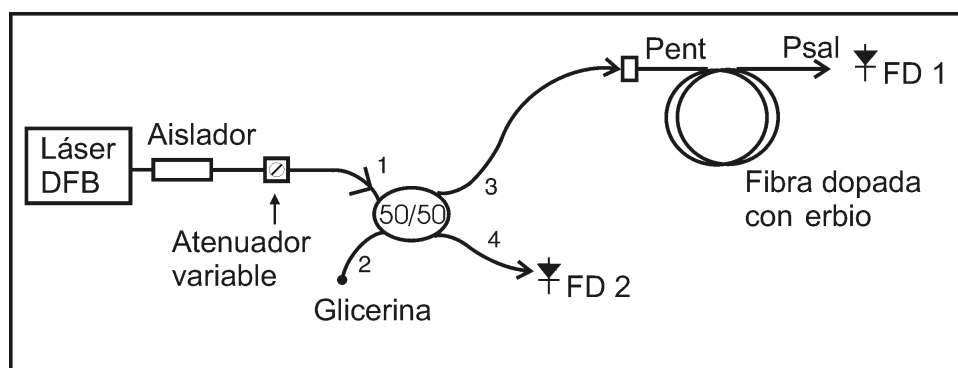


Figura 13: Arreglo experimental para la medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas.

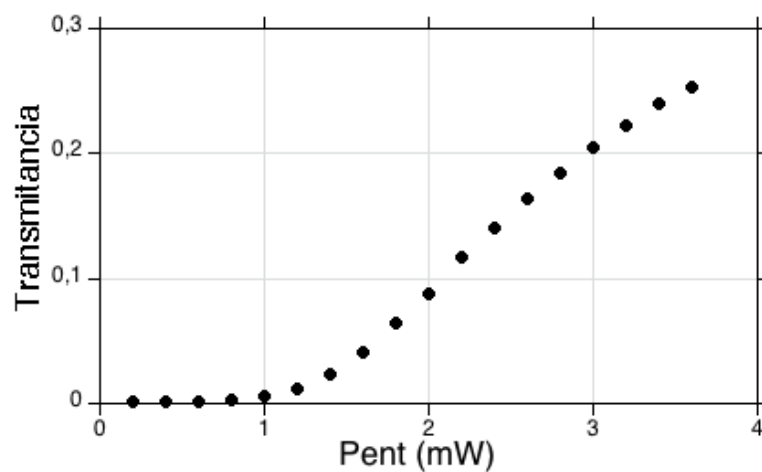


Figura 14: Medición de transmitancia no lineal para la fibra HG980 de $L = 3$ metros, con láser de $\lambda = 1526$ nm.

III.4 Características del equipo y los elementos ópticos.

Para el desarrollo del proyecto, se cuenta entre otros materiales, equipo y componentes con las siguientes características:

- Controlador de corriente LDC500 con cabezas tipo mariposa modelo LM14 de Thorlabs.
- Modulador de fase electro-óptico Micro Photonix con desplazamiento de π (180 grados) para un voltaje de modulación aplicado de ≈ 4 Vpp, con entrada y salida de fibra óptica birrefringente con conectores FC.
- Atenuador óptico variable VA BB-500-11-1300/1549-9/125-S-40-SCSC-3-1-ND de OZ optics.
- Osciloscopios digitales Tektronix TDS 340, con ancho de banda = 100 MHz y TDS210, ancho de banda = 60 MHz. Ambos de dos canales y función de promediado de hasta 256 trazos.
- Generadores de funciones Stanford Research Systems DS335 y DS345 con 20 Vpp de amplitud máxima de salida y ancho de banda de 3 y 30 MHz, respectivamente.
- Circuladores Oyokoden 6015-3-FC.
- Controladores de polarización Thorlabs.
- Acopladores “50/50” 10202A-50-FC y “99/1” 10202A-99-FC de Thorlabs.
- Fotodiodos PIN de GaAlAs Thorlabs DET410, con rango de operación 900 - 1700 nm.

- Piezoeléctricos Thorlabs AE2003D04 y AE050D16.
- Multímetros diversos.

III.4.1 Caracterización de elementos empleados en los arreglos.

Para esta sección se procedió a medir las pérdidas debidas a cada uno de los elementos utilizados en los arreglos ópticos (Tabla II). Posteriormente se procedió a evaluar las

Tabla II: Transmitancias de los elementos del arreglo.

Elemento	Transmitancia a 1549nm	Transmitancia a 1526nm
Aislador	T= 0.98	T= 0.90
CP1	T= 0.99	T= 0.97
CP2	T= 0.99	T= 0.97
CP3	T= 0.99	T= 0.97
Modulador EO	T= 0.34	T= 0.37
Atenuador	T= 0.91	T= 0.92

condiciones óptimas de la división de potencias para los acopladores 50/50, para lo cual se hizo incidir una potencia óptica conocida sobre cada una de las terminales de manera secuencial para encontrar con cual de ellas se obtiene la proporción mas balanceada de potencias en las terminales contrarias, es decir la proporción mas parecida al valor ideal de 50% para cada una. La Tabla III muestra un ejemplo típico de caracterización de transmitancias del 50/50 donde se aprecia que la división de potencias no es exactamente igual.

Tabla III: Transmitancias del acoplador 50/50 para $\lambda = 1526\text{nm}$.

Acoplador 50/50	Transmitancia de terminal 1 a 3	Transmitancia de terminal 1 a 4
Acoplador D2	$T_{1-3} = 0.49$	$T_{1-4} = 0.47$

III.5 Calibración.

III.5.1 Calibración de Fotodetectores.

Los fotodetectores empleados fueron calibrados con instrumentos de referencia. Para caracterizar las responsividades de los fotodiodos se empleo un medidor de potencia óptica calibrado modelo FPM8200 de Lightware. Estos resultados se encuentran presentes en la tabla IV.

Tabla IV: Responsividades de los foto-diodos.

FD_1	$\mathfrak{R} = 0.97$
FD_2	$\mathfrak{R} = 0.98$
FD_3	$\mathfrak{R} = 0.96$

III.5.2 Caracterización y calibración de moduladores piezoeléctricos.

Para pruebas posteriores donde se involucra el arreglo interferométrico dispuesto en línea, es necesario encontrar un voltaje que aplicado a los moduladores piezoeléctricos logre desplazar exactamente por $\pi/2$, π y 2π el patrón de interferencia. Los experimentos destinados a la caracterización de los piezoeléctricos emplean un arreglo auxiliar basado en un interferómetro de Michelson donde se utiliza un acoplador 50/50 como acoplador/divisor de haz (Figura 15). Se aplica iluminación coherente a la terminal 1 de acoplador 50/50 mientras se mantiene el conector FC de la terminal 4 al aire libre.

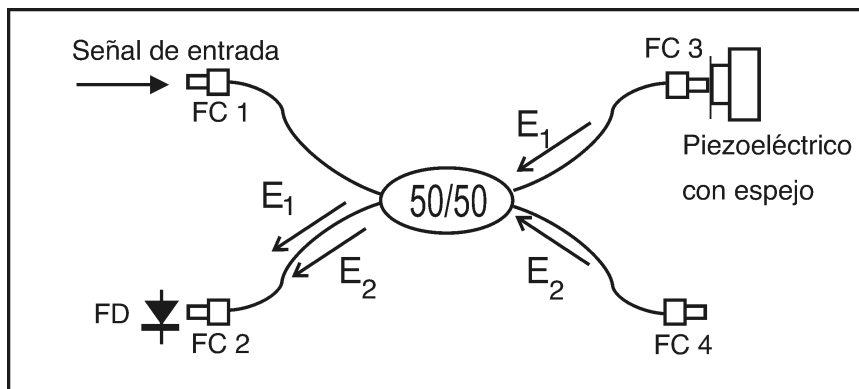


Figura 15: Arreglo interferométrico auxiliar del tipo Michelson empleado para evaluar los voltajes necesarios (aplicados a los piezoeléctricos) para obtener los desplazamientos requeridos.

La diferencia entre el índice de refracción del núcleo de la fibra y el aire produce una reflexión de $\approx 4\%$ que se puede emplear como señal de referencia. La terminal 3 del 50/50 se encuentra acoplada al sistema mecánico que contiene el piezoeléctrico con espejo. Las variaciones de intensidad son detectadas mediante un foto-diodo colocado al conector FC de la terminal 2 del acoplador 50/50.

El procedimiento para la caracterización de los piezoeléctricos consiste en emplear una señal de prueba senoidal y variar la amplitud hasta el punto donde se observa una pequeña distorsión en los bordes de la señal detectada, (se balancea el punto de referencia hasta tener una figura simétrica, Figura 17) y posteriormente se aumenta la amplitud de la señal senoidal de modulación hasta que la señal observada presente una señal de segundo armónico, la cual presenta doblamiento hasta alcanzar el punto neutro (Figura 16). Esta señal observada presenta un desplazamiento de exactamente 360 grados del patrón de interferencia y de esta manera se obtiene el valor de voltaje $V_{2\pi}$. A continuación se muestra la tabla con los datos obtenidos (Tabla V).

La caracterización del modulador electro-óptico se incluye como parte del Capítulo V, ya que es realizada mediante MDO transitorio en configuración de Sagnac.

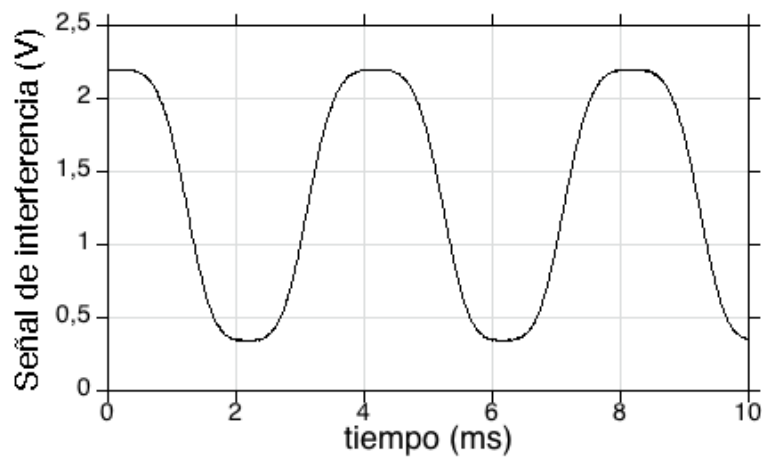


Figura 16: Distorsión en los bordes de señal senoidal de modulación observado para $V\pi$.

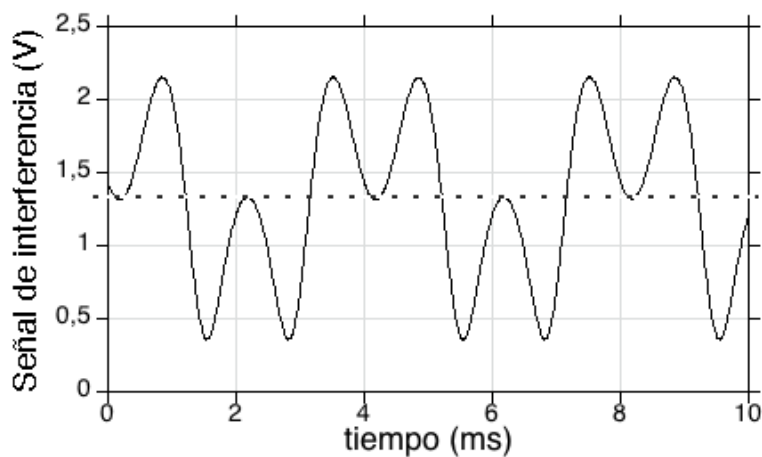


Figura 17: Componentes de señal de segundo armónico observados para un voltaje $V_{2\pi}$ aplicado al piezoeléctrico

Tabla V: Voltajes aplicados a los moduladores piezoeléctricos para obtener los desplazamientos requeridos.

Modelo de piezoeléctrico	Longitud	Frecuencia de resonancia	Voltaje V_{π}
AE2003D04	4 mm	256 KHz	17 V _{pp}
AE050D16	20mm	69 KHz	3.9 V _{pp}

Captulo IV

Rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio

IV.1 Introducción.

Este capítulo inicia con las consideraciones teóricas necesarias para evaluar numéricamente los perfiles de absorción y obtener, mediante la aproximación con curvas teóricas a los datos experimentales, los parámetros principales de las fibras dopadas. Posteriormente se analiza el caso del patrón de interferencia debido a la propagación simultánea de dos haces coherentes y finalmente se evalúa, mediante simulación numérica, la amplitud del mezclado de dos ondas transitorio.

IV.2 Saturación de absorción óptica de fibra dopada con erbio para uno y dos haces.

La propagación de la luz en estado estacionario en un medio lineal absorbente se puede describir como:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial(z)} = -\alpha P(z) \quad (27)$$

donde el coeficiente de absorción óptica α es considerado una constante. Considerando la condición inicial $P(0) = P_{ent}$, se obtiene una solución a la ecuación diferencial que nos permite conocer la potencia para cualquier longitud $z = L$.

$$P(L) = P_{ent}e^{(-\alpha L)} \quad (28)$$

A partir del término anterior podemos definir la transmitancia del medio como la relación entre la potencia de entrada y la potencia de salida, de manera que:

$$T = \frac{P(L)}{P_{ent}} = e^{(-\alpha L)} \quad (29)$$

Por otro lado, la relación básica que describe la saturación de la absorción óptica $\alpha(z)$ en una fibra bajo una cierta potencia de luz $P(z)$ está dada por la ecuación (13). Partiendo de las ecuaciones (27) y (13), podemos escribir la ecuación para el perfil de potencia óptica en cada punto z dentro de una fibra dopada de la siguiente manera:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial(z)} = -\frac{\alpha_0}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}}P(z) \quad (30)$$

Mediante el empleo de la potencia normalizada $P_n = P/P_{sat}$ y la coordenada normalizada $\alpha_0 z \rightarrow z_n$, la ecuación (30) puede ser expresada en una forma mas corta:

$$\frac{\partial P_n(z_n)}{\partial(z_n)} = -\frac{P_n(z_n)}{1 + P_n(z_n)} \quad (31)$$

Al resolver con Maple 9.5 la ecuación anterior, considerando $P_n(0) = P_{ent}/P_{sat}$ obtenemos:

$$P_n(z_n) = W[e^{-z_n}(P_{ent}/P_{sat}) e^{P_{ent}/P_{sat}}] \quad (32)$$

donde $W(x)$ es la función de Lambert, la cual representa una solución analítica de $y(x)\exp[y(x)] = x$. Con esta solución general de la ecuación (31) se pueden obtener gráficas teóricas que pueden proporcionarnos información acerca de la potencia de salida o la distribución de potencia a través de la longitud de la fibra.

IV.2.1 Transmitancia no lineal.

Podemos emplear la solución anterior (Ec. 32) para obtener la transmitancia no lineal de una fibra en función de la potencia de entrada normalizada P_{ent}/P_{sat}

$$T = \frac{P_n(L_n)}{P_{ent}/P_{sat}} = \frac{W[e^{-L_n}(P_{ent}/P_{sat}) e^{P_{ent}/P_{sat}}]}{P_{ent}/P_{sat}} \quad (33)$$

la cual nos arroja las curvas de transmitancia para diferentes valores de densidad óptica ($\alpha_0 L$) como lo ilustra la figura 18.

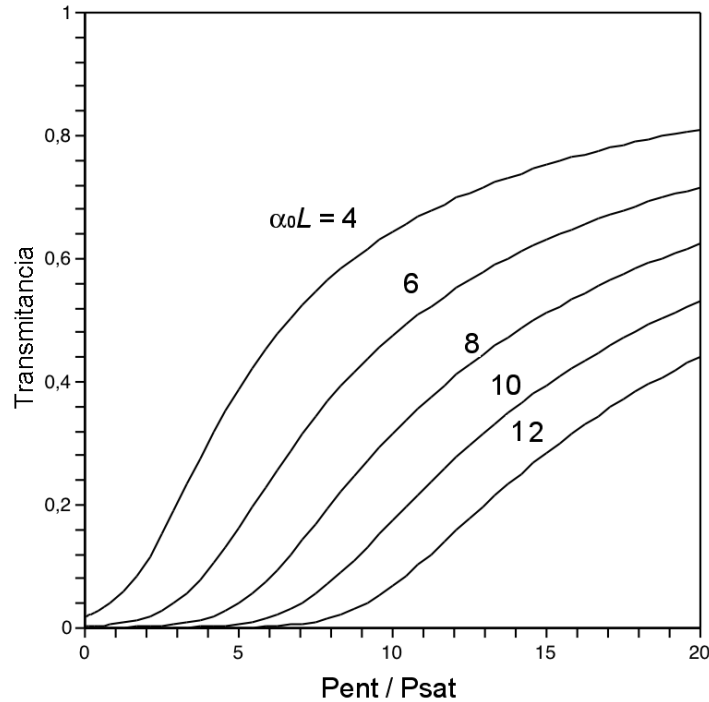


Figura 18: Curvas de transmitancia no lineal para diferentes densidades ópticas de la fibra dopada en función de la potencia de entrada normalizada.

La ecuación (Ec. 33) no contempla posibles pérdidas debidas a la transmitancia de los contactos entre la fibra convencional y la fibra dopada. Es necesario introducir un parámetro auxiliar T_C (transmitancia por contacto) para aproximar correctamente

las curvas teóricas a los resultados experimentales y obtener información acerca de los parámetros de la fibra, de manera que la ecuación anterior toma la siguiente forma:

$$T = T_C \frac{W[T_C e^{-z_n(P_{ent}/P_{sat})} e^{T_C (P_{ent}/P_{sat})}]}{P_{ent}/P_{sat}} \quad (34)$$

IV.2.2 Obtención de parámetros principales de las fibras dopadas con erbio.

Una vez obtenida la curva experimental de transmitancia no lineal de cada fibra dopada, la ecuación (34) se emplea para realizar aproximaciones numéricas (ver Figuras 19 y 20) y obtener los parámetros propios de las fibras. Podemos encontrar de esta manera para cada fibra su potencia de saturación P_{sat} , densidad óptica no saturada $\alpha_0 L$ y transmitancia por contacto T_C : las tablas VI y VII muestran los parámetros obtenidos.

Tabla VI: Parámetros de las fibras obtenidos mediante ajuste de la simulación teórica a los datos experimentales para $\lambda = 1526$ nm.

Tipo de fibra	Longitud	$\alpha_0 L$	P_{sat}	T_C
HG980	2 metros	5.74	0.21 mW	0.8
HG980	3 metros	8.2	0.21 mW	0.77
Er103	8 metros	8	0.28 mW	0.78

Tabla VII: Parámetros de las fibras obtenidos mediante ajuste de la simulación teórica a los datos experimentales para $\lambda = 1549$ nm.

Tipo de fibra	Longitud	$\alpha_0 L$	P_{sat}	T_C
HG980	2 metros	3.55	0.26 mW	0.8
HG980	3 metros	4.45	0.32 mW	0.83
Er103	8 metros	3.8	0.28 mW	0.76

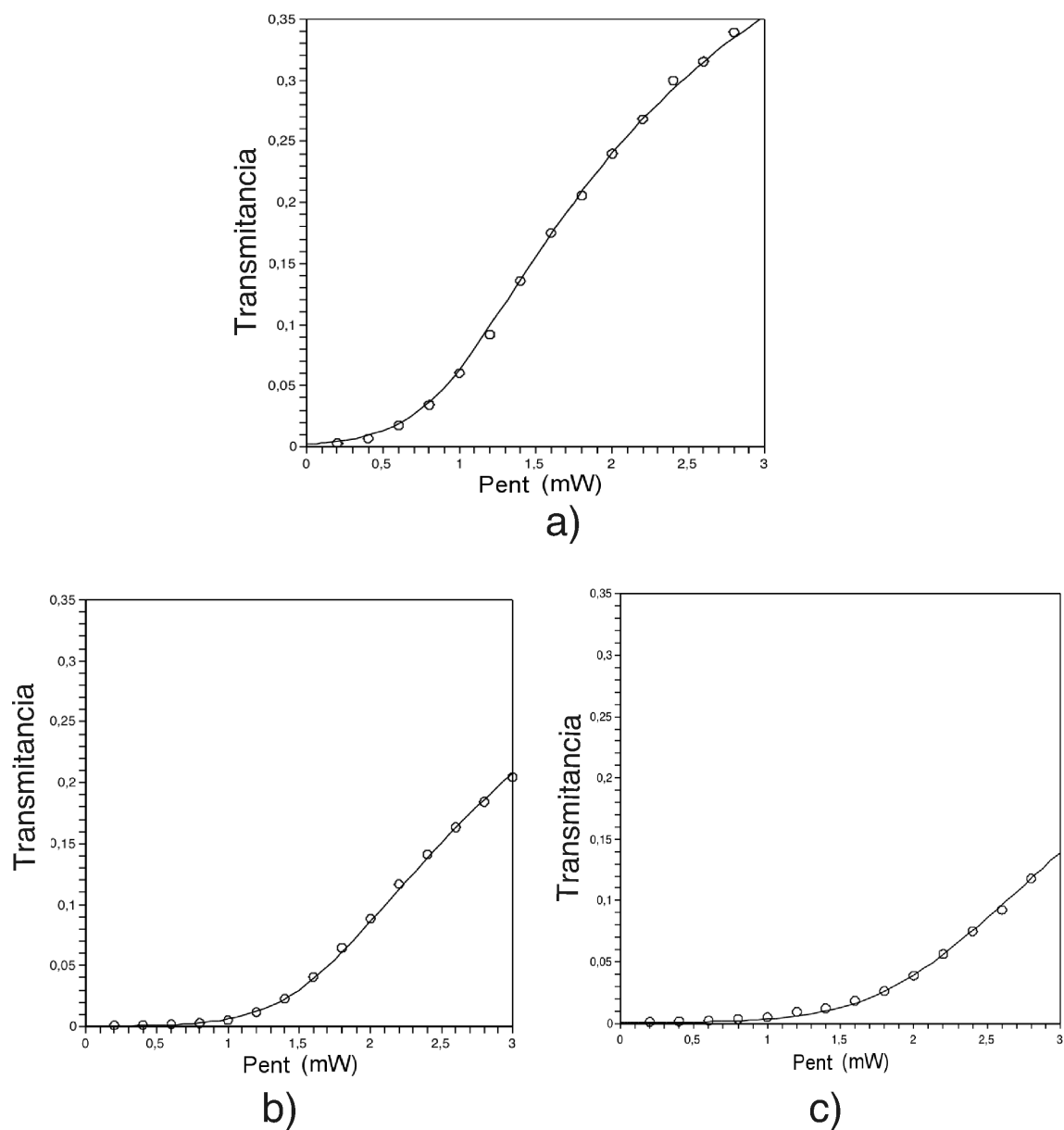


Figura 19: Ajustes numéricos a los datos experimentales de medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas: a) fibra HG980, $L = 2$ m; b) fibra HG980, $L = 3$ m; c) fibra Er103 $L = 8$ m ($\lambda = 1526$ nm).

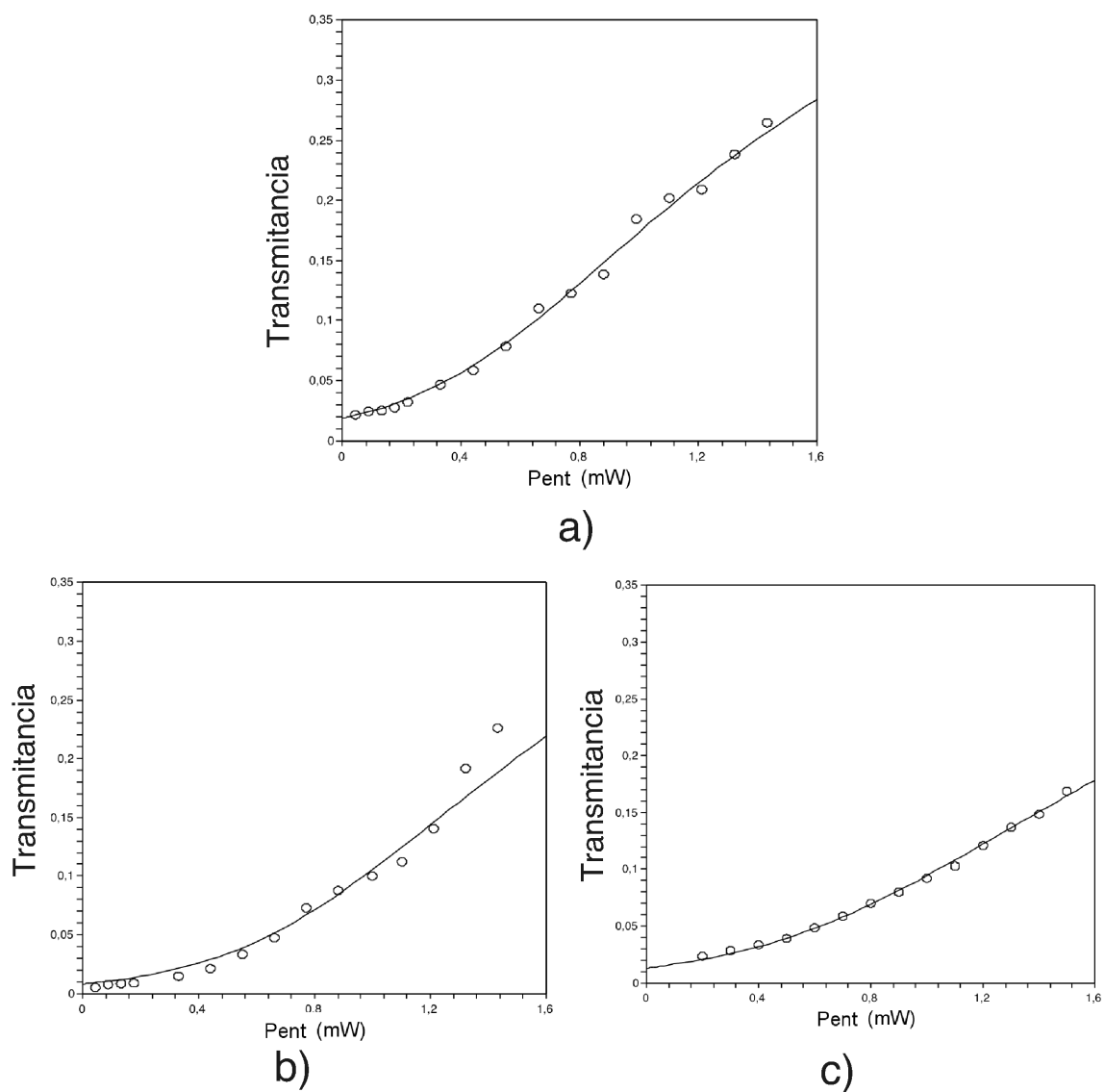


Figura 20: Ajustes numéricos a los datos experimentales de medición de la transmitancia no lineal de fibras dopadas para: a) fibra HG980, $L = 2$ m; b) fibra HG980, $L = 3$ m; c) fibra Er103 $L = 8$ m ($\lambda = 1549$ nm).

IV.2.3 Perfiles de potencia para propagación simultánea de dos ondas.

Si consideramos el caso de la propagación de dos ondas incoherentes que entran por ambos extremos de la fibra y se propagan en sentidos opuestos, tenemos las ecuaciones de propagación dadas por:

$$\frac{\partial P_R}{\partial z} = -\frac{\alpha_0}{1 + \frac{(P_S + P_R)}{P_{sat}}}(P_R) \quad (35)$$

$$\frac{\partial P_S}{\partial z} = +\frac{\alpha_0}{1 + \frac{(P_S + P_R)}{P_{sat}}}(P_S) \quad (36)$$

donde P_R es la potencia óptica que entra en un sentido a la fibra a lo largo de una dirección directa (Referencia) y P_S es la potencia óptica que se propaga en sentido opuesto (Señal). Nuevamente mediante el empleo del paquete de análisis Maple 9.5 podemos obtener la solución a este sistema de ecuaciones. Esta solución es mucho mas complicada y por ese motivo no se presenta en su forma completa.

Las gráficas obtenidas al solucionar las ecuaciones (35) y (36) (Figura 21) nos proporcionan información acerca de la distribución de potencias ópticas a través de la fibra dopada para el caso de la propagación de dos haces simétricos, es decir, con potencias de entrada iguales. Para el caso particular del interferómetro en línea (Figura 24), la potencia de entrada de la señal modulada P_S depende directamente de la transmitancia de la fibra y de la potencia total de la señal de referencia P_R . La Figura 22 muestra una estimación de los perfiles P_R y P_S calculados para diferentes valores de la densidad óptica de la fibra $\alpha_0 L$, obtenidos mediante la solución del sistema de ecuaciones (35) y (36) (evaluadas para el caso de dos haces incoherentes). Se puede observar como la potencia de entrada de la onda P_S disminuye al aumentar la densidad óptica de la fibra.

Si en cambio, consideramos la propagación simultánea de dos haces coherentes,

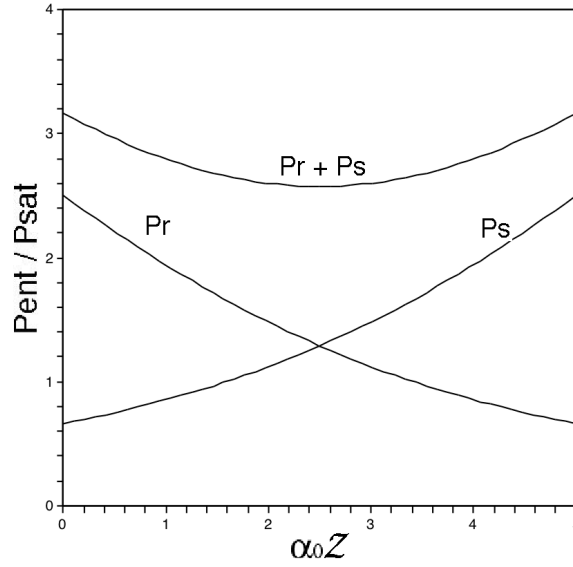


Figura 21: Simulación de los perfiles de potencias para el caso de propagación de dos ondas simétricas incoherentes $P_s = P_r = 2.5/P_{sat}$ con densidad óptica $\alpha_0 z = 5$. La línea superior representa el perfil de potencias total $P_r + P_s$ a lo largo de la fibra dopada.

existe un nuevo término debido a la interferencia entre ambas señales. Si consideramos que el patrón de interferencia creado tiene un perfil sinusoidal, podemos representarlo como:

$$P(z) = P_0[1 + m \cos(Kz)] \quad (37)$$

donde P_0 es la potencia promedio total de la luz, m es el contraste del patrón grabado y $K = 2\pi n/\lambda$ es la frecuencia espacial de la rejilla (con longitud de onda de grabado λ e índice de refracción de la fibra n).

Para obtener la amplitud de la rejilla formada, comenzaremos substituyendo el valor de $P(z)$ en la ecuación (27):

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P_0}{P_{sat}}[1 + m \cos(Kz)]} \quad (38)$$

reagrupando:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{\left(1 + \frac{P_0}{P_{sat}}\right) + m \frac{P_0}{P_{sat}} \cos(Kz)} \quad (39)$$

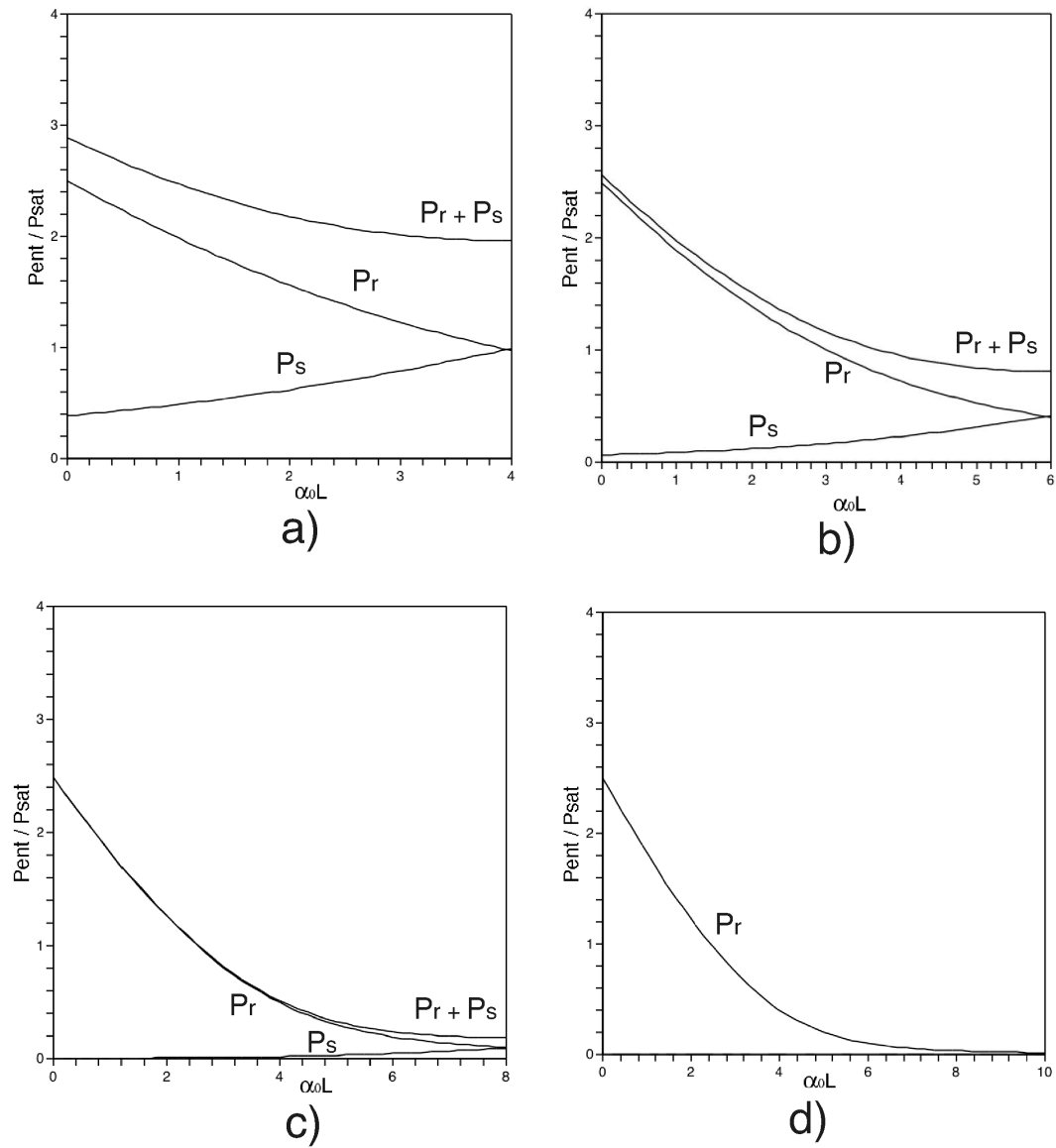


Figura 22: Simulación de los perfiles de potencias de las ondas para el caso de propagación de dos ondas incoherentes $P_s = TP_r$ con $P_r = P_R/P_{sat} = 2.5$ y P_s igual a: a) $P_s/P_{sat} = 0.975$, $\alpha_0 L = 4$; b) $P_s/P_{sat} = 0.4$, $\alpha_0 L = 6$; c) $P_s/P_{sat} = 0.087$, $\alpha_0 L = 8$; d) $P_s/P_{sat} = 0$, $\alpha_0 L = 10$; La línea superior representa el perfil de potencia total $P_r + P_s$ a lo largo de la fibra dopada.

la ecuación anterior puede factorizarse de manera que:

$$\alpha(z) = \left[\frac{\alpha_0}{\left(1 + \frac{P_0}{P_{sat}}\right)} \right] \frac{1}{1 + \left(\frac{m \frac{P_0}{P_{sat}}}{1 + \frac{P_0}{P_{sat}}} \right) \cos(Kz)} \quad (40)$$

Podemos manipular aún mas la ecuación anterior, para una aproximación de bajo contraste.

$$m \ll 1 \quad (41)$$

y mediante resolución en serie de Taylor:

$$\alpha(z) = \left[\frac{\alpha_0}{\left(1 + \frac{P_0}{P_{sat}}\right)} \right] \left[1 - \left(\frac{m \frac{P_0}{P_{sat}}}{1 + \frac{P_0}{P_{sat}}} \right) \cos(Kz) \right] \quad (42)$$

o bien:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{\left(1 + \frac{P_0}{P_{sat}}\right)} - \frac{m \alpha_0 \frac{P_0}{P_{sat}}}{\left(1 + \frac{P_0}{P_{sat}}\right)^2} \cos(Kz) \quad (43)$$

Si consideramos la potencia total normalizada P_0/P_{sat} como la suma de ambas potencias de entrada:

$$P_0/P_{sat} = P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat} \quad (44)$$

Tenemos entonces un perfil de contraste afectado por una profundidad de modulación m tal que para el caso ideal:

$$m = \frac{2\sqrt{(P_S/P_{sat})(P_R/P_{sat})}}{P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat}} \quad (45)$$

con lo que la ecuación (43) queda:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat}} - \frac{2\sqrt{(P_S/P_{sat})(P_R/P_{sat})} \alpha_0 (P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat})}{(P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat})(1 + P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat})^2} \cos(Kz) \quad (46)$$

Tenemos entonces la relación que describe la saturación de la absorción óptica $\alpha(z)$ en una fibra donde se encuentran dos haces coherentes (P_S y P_R) propagándose simultáneamente:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat}} - \frac{2\sqrt{(P_S/P_{sat})(P_R/P_{sat})} \alpha_0}{(1 + P_S/P_{sat} + P_R/P_{sat})^2} \cos(Kz) \quad (47)$$

y en notación compacta:

$$\alpha(z) = \alpha + \delta\alpha \cos(Kz) \quad (48)$$

acorde con la descripción de la rejilla de amplitud (Ec. 23). Cabe mencionar que en la fibra dopada ambos parámetros, α y $\delta\alpha$, dependen de la coordenada según los cambios de P_R y P_S .

IV.3 Mezclado de dos ondas.

Consideremos ahora que dos haces coherentes (R y S) entran por ambos extremos de la fibra y se propagan en sentidos contrarios. Partiendo del sistema de ecuaciones acopladas para amplitudes de variación lenta que describe la difracción mutua de dos haces coherentes (Stepanov, 2005c):

$$\frac{\partial R}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}R - \frac{\delta\alpha}{4}S \quad (49)$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} = +\frac{\alpha}{2}S + \frac{\delta\alpha}{4}R \quad (50)$$

Si multiplicamos las ecuaciones (49) y (50) por R y S respectivamente tenemos que:

$$R \frac{\partial R}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}R^2 - \frac{\delta\alpha}{4}RS \quad (51)$$

$$S \frac{\partial S}{\partial z} = +\frac{\alpha}{2} S^2 + \frac{\delta\alpha}{4} RS \quad (52)$$

Aplicando derivación al sistema de ecuaciones y manipulando algebraicamente haciendo $P_S = S^2$ y $P_R = R^2$, queda de la siguiente manera:

$$\frac{\partial P_R}{\partial z} = -\alpha P_R - \frac{\delta\alpha}{2} \sqrt{P_R P_S} \quad (53)$$

$$\frac{\partial P_S}{\partial z} = +\alpha P_S + \frac{\delta\alpha}{2} \sqrt{P_R P_S} \quad (54)$$

Para complementar este sistema de ecuaciones, consideremos las ecuaciones para la absorción óptica promedio:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{[1 + (P_S + P_R)/P_{sat}]} \quad (55)$$

y para la amplitud de la rejilla:

$$\delta\alpha = -\frac{2\alpha_0 \sqrt{P_R P_S}}{P_{sat} [1 + (P_R + P_S)/P_{sat}]^2} \quad (56)$$

El perfil de potencia contiene ahora un nuevo término debido a la interferencia de ambas ondas, lo cual se ve reflejado en las ecuaciones no lineales de onda acopladas, las cuales después de algunas manipulaciones algebraicas toman la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_R}{\partial z} &= -\frac{\alpha_0}{1 + (P_R + P_S)/P_{sat}} P_R + \frac{\alpha_0 P_R P_S}{P_{sat} [1 + (P_R + P_S)/P_{sat}]^2} \\ \frac{\partial P_S}{\partial z} &= +\frac{\alpha_0}{1 + (P_R + P_S)/P_{sat}} P_S - \frac{\alpha_0 P_S P_R}{P_{sat} [1 + (P_R + P_S)/P_{sat}]^2} \end{aligned} \quad (57)$$

La solución a este sistema no lineal de ecuaciones no es trivial y de hecho es necesario el empleo de paquetes computacionales para realizar simulaciones numéricas que describen tanto el comportamiento del perfil de potencias a lo largo de la fibra, como la amplitud de la rejilla generada.

IV.4 Simulación numérica para evaluación de MDO transitorio.

A continuación se presentan diversas gráficas que sintetizan el comportamiento del arreglo interferométrico para el caso de MDO transitorio obtenidas mediante la solución del sistema de ecuaciones para el caso estacionario (Ecs. 57). Podemos obtener la dependencia del MDO transitorio a partir de estas ecuaciones considerando un cambio de fase (π) en una de las ondas de grabado. Para esto es necesario encontrar las potencias de salida $P_{r,sal}$ y $P_{s,sal}$, los perfiles de absorción promedio y amplitud de la rejilla para el caso estacionario (Ec. 57) (el código del programa de Matlab utilizado se encuentra en el apéndice A). Posteriormente, al aplicar el cambio de fase (salto instantáneo por π) se modifica el la posición del patrón de interferencia, pero se conserva momentáneamente el perfil de absorción $\alpha(z)$ y de ganancia $\delta\alpha(z)$. Se calculan de nuevo los valores $P'_{r,sal} = |R(0)|^2$ y $P'_{s,sal} = |S(L)|^2$ modificando las condiciones de frontera de acuerdo con los datos obtenidos y se calculan los valores $\delta P_{r,sal}/P_{r,sal} = (P_{r,sal} - P'_{r,sal})/P_{r,sal}$ y $\delta P_{s,sal}/P_{s,sal} = (P_{s,sal} - P'_{s,sal})/P_{s,sal}$.

Las gráficas obtenidas (ver Figura 23) están en función de las potencias normalizadas aplicadas a la fibra P_s/P_r para lo cual P_r se mantiene en un valor constante y se varía P_s desde el caso hipotético en que $P_{s,ent}/P_{r,ent} = 0$ hasta el caso límite en que las dos ondas de grabado son de igual potencia de entrada $P_s = P_r$. Se observa como el valor de MDO aumenta para la onda “S” conforme la potencia de grabado P_s aumenta, y a la vez, para la onda “R” disminuye bajo las mismas condiciones. Existe además una clara disminución en el valor de MDO transitorio para el caso de ondas de grabado iguales ($P_s = P_r \gg P_{sat}$) conforme el valor total de la potencia aumenta. Los resultados obtenidos aquí serán discutidos en comparación con los datos experimentales de MDO en el siguiente capítulo.

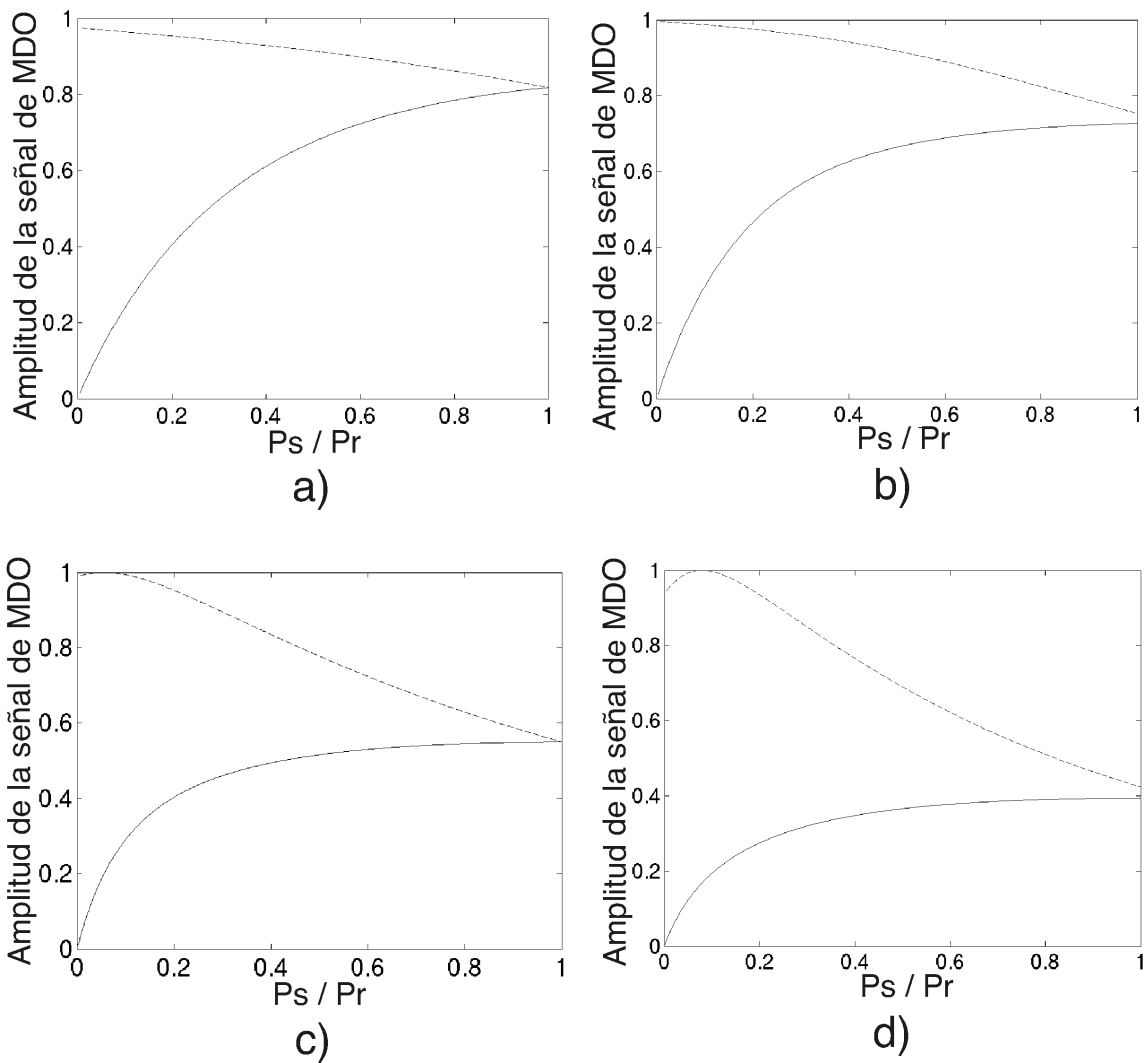


Figura 23: Resultados obtenidos para el valor relativo de MDO mediante simulación numérica para una fibra con densidad óptica $\alpha_0 L = 8$: señal “R” (línea continua) y señal “S” (línea punteada) a) $P_r = 2P_{sat}$; b) $P_r = 3P_{sat}$; c) $P_r = 5P_{sat}$ y d) $P_r = 8P_{sat}$.

Captulo V

Mezclado de dos ondas de diferentes potencias en fibras ópticas dopadas con erbio

V.1 Introducción.

En este capítulo se presentan los resultados experimentales del mezclado de dos ondas de diferentes potencias en fibras ópticas dopadas con erbio. Tal es el caso natural del arreglo interferométrico dispuesto linealmente (Figura 24), donde una potencia inicial es transmitida a lo largo de la fibra dopada y sale de la fibra para ser acoplada por un arreglo de lentes y hacerse incidir sobre una superficie vibrante. Posteriormente esta

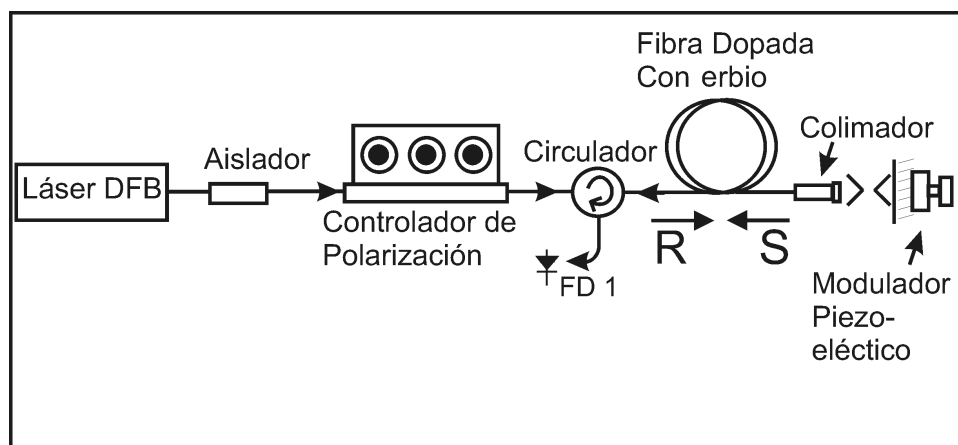


Figura 24: Interferómetro dispuesto en línea propuesto para aplicaciones de vibrometría adaptativa.

potencia óptica reflejada debe ser acoplada de nuevo hacia la fibra y se convierte en

nuestra onda de señal modulada. Debido a las limitaciones técnicas que este arreglo involucra, es más práctica la utilización de un arreglo interferométrico auxiliar de Sagnac para poder evaluar exclusivamente la amplitud de MDO y obtener datos concretos que servirán posteriormente para evaluar las condiciones óptimas del arreglo interferométrico en línea. Es por esto que se emplea el arreglo de la Figura 25, el cual está

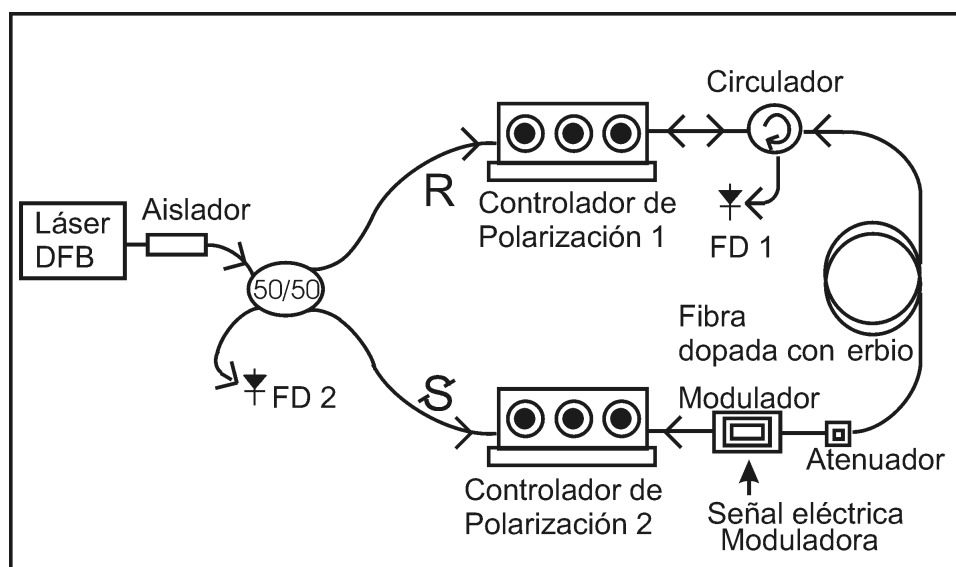


Figura 25: Interferómetro de Sagnac modificado empleado para estudios de Mezclado de dos ondas.

modificado ya que el lazo cerrado del Sagnac se encuentra roto debido a la presencia de un circulator. Este elemento sirve para observar con el foto-diodo FD1 la potencia transmitida de la señal modulada (S) así como la componente difractada de la onda de referencia y a su vez permite el paso de la señal de referencia (R) hacia la fibra dopada.

V.2 Descripción de los arreglos experimentales.

V.2.1 Interferómetro de Sagnac modificado.

Para las investigaciones básicas de MDO se emplea una configuración experimental de un interferómetro de Sagnac modificado (ver Figura 25). Para proveer al sistema de la radiación óptica coherente necesaria se utilizan láseres de semiconductor DFB con longitudes de onda de emisión $\lambda = 1549$ y 1526 nm. Cabe mencionar que nuestra configuración necesita un sistema de aislamiento para evitar que parte de la potencia sea reflejada hacia el láser ya que puede causar inestabilidad en su oscilación. Por esta razón se emplea un aislador que permite que la luz emitida por el láser sea transmitida hacia el arreglo óptico y que a su vez impide el paso de la luz reflejada por el interferómetro hacia el láser.

Posteriormente, mediante un acoplador 50/50 se divide en proporciones iguales la potencia total y se generan dos ondas de grabado mutuamente coherentes las cuales se propagarán en sentidos opuestos a través de la fibra dopada con erbio. Estas ondas de grabado son etiquetadas como “R” y “S” (R = referencia, S = señal modulada). En ambas ramas del arreglo interferométrico se encuentran controladores de polarización, que tienen la finalidad de proveer el grado de polarización adecuado para la correcta operación del modulador de fase y la polarización mutua de las ondas de grabado en la fibra dopada.

La modulación de fase se introduce en uno de los haces de grabado por medio de un modulador electro-óptico, el cual requiere de polarización lineal vertical en sus terminales para maximizar la eficiencia de modulación. Este elemento tiene una transmitancia bastante baja y provee de hecho pérdidas aproximadas al 70%.

Para ajustar la relación entre las potencias de la señal de referencia “R” y la señal modulada “S” tenemos un atenuador variable colocado inmediatamente antes de la fibra

dopada, el cual varía la potencia de entrada (P_S) a uno de los extremos de la fibra. Posteriormente, se encuentra la fibra óptica dopada con erbio y como elemento final tenemos el circulador, el cual permite que la potencia (P_R) sea transmitida hacia la fibra y la luz que viaja en sentido contrario sea desviada hacia el fotodetector FD1.

El arreglo se encuentra dispuesto de forma tal que los elementos colocados en ambas ramas tengan la misma longitud total, logrando de esta manera que la mitad de la distancia total del lazo cerrado se localice a la mitad de la longitud de la fibra óptica dopada con erbio. Esto asegura la visibilidad máxima de las franjas de interferencia en la fibra dopada.

V.2.2 Arreglo interferométrico dispuesto en línea.

Para las aplicaciones de interferometría adaptativa (y en particular mediciones de vibración), se emplea un arreglo interferométrico en línea, donde todos los elementos se encuentran dispuestos consecutivamente, siendo para esta configuración los elementos empleados: láser, aislador, controlador de polarización, circulador, fibra óptica dopada con erbio, colimador y espejo vibrante (ver Figura 24). El patrón de interferencia se forma con una onda de referencia (R) y otra onda (S) reflejada por el objeto (espejo vibrante en nuestro caso). Un controlador de polarización sirve para ajustar la polarización mutua de las ondas, que se propagan en sentidos opuestos dentro de la fibra óptica dopada.

En esta configuración experimental se coloca un arreglo colimador cerca de la salida de la fibra y después una superficie reflectora montada sobre un transductor piezoeléctrico. Las vibraciones mecánicas varían el camino óptico total y modulan la fase de la onda reflejada con lo que se observan picos transitorios debidos al cambio momentáneo en la absorción de la fibra.

De manera semejante a la configuración de Sagnac (Figura 25), el circulador sirve

para separar las potencias P_R y P_S y además como un aislador para el láser. Este esquema óptico, también lo podemos considerar como un prototipo de vibrómetro adaptativo.

V.3 Evaluación de valores estacionario y relativo de MDO.

A continuación se presenta el procedimiento empleado para evaluar los niveles de potencia estacionaria, señal relativa y valor efectivo del MDO.

Como fue descrito en el Capítulo IV, la interferencia de dos ondas propagándose en sentidos opuestos en una fibra óptica dopada con erbio produce una distribución de intensidad espacialmente periódica, lo cual cambia las propiedades ópticas del material saturando su absorción (ver Figura 26).

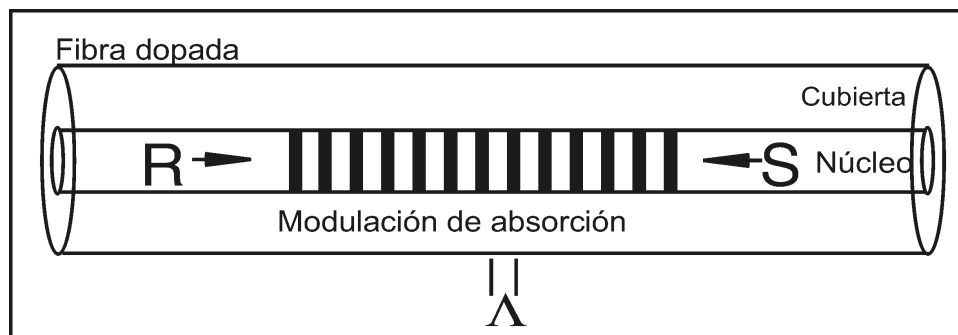


Figura 26: Rejilla dinámica de población formada a lo largo de fibra óptica dopada con erbio.

La formación de la rejilla de amplitud en antifase con el patrón de interferencia, se aprecia como un aumento en la transmitancia de la fibra y se puede detectar una potencia óptica mayor para ambos extremos de la fibra. Esta potencia óptica es visualizada con un osciloscopio como un nivel de voltaje estacionario V_0 . (ver Figura 27a).

Si ahora en cambio, se introduce un desplazamiento π en la fase de una de las ondas en contra-propagación, de manera que los máximos del patrón de interferencia coinciden con los máximos del patrón de absorción, se produce una disminución transitoria en el nivel de la señal detectada (ver Figura 27b). Esta transición abrupta (pico) representa

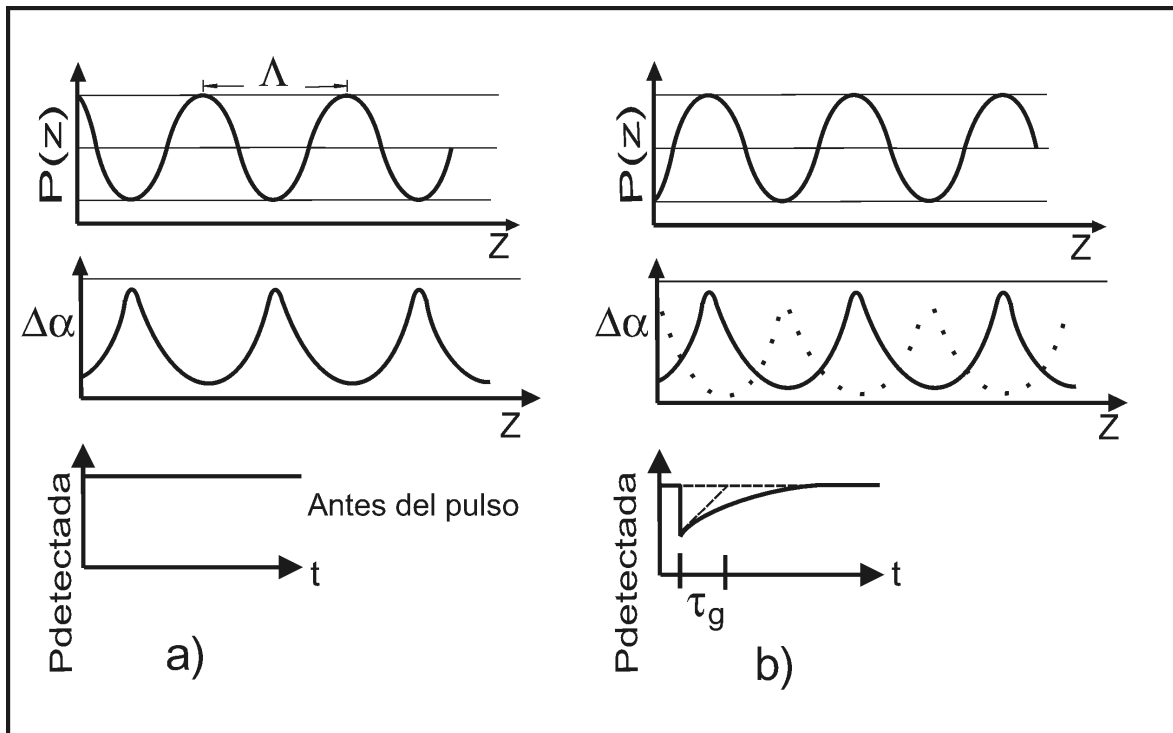


Figura 27: Enfasamiento del patrón de interferencia y la rejilla de población antes (a) y después (b) del pulso de modulación. La rejilla de población punteada corresponde a la nueva rejilla formada después de τ_g .

el valor absoluto de amplitud de la señal detectada. La desviación desde el punto estacionario de origen debida al mezclado de dos ondas transitorio es comúnmente referida como “amplitud de los picos” y se representa por ΔV . Finalmente, tenemos el parámetro mas representativo denominado valor relativo $\Delta V/V_0$, ya que es una medida de la eficiencia del mezclado de dos ondas transitorio, el cual se relaciona directamente con el parámetro $\delta\alpha$ introducido en las ecuaciones (49) y (50).

Inmediatamente después de la transición, existe un periodo de tiempo τ_g durante el cual se empieza a formar una nueva rejilla. Esta rejilla se encuentra ahora en antifase con el nuevo patrón de interferencia, es decir, la rejilla de absorción es desplazada por la distancia $\Lambda/2$ del patrón de interferencia.

V.3.1 Procedimiento de evaluación de amplitud de señal de MDO transitorio.

Cuando el régimen de operación del láser se encuentra dentro del rango donde la longitud de coherencia excede la longitud total de la fibra dopada, y después de encontrar las condiciones óptimas para la correcta operación del modulador de fase, se puede observar en el osciloscopio la señal resultante debida al MDO transitorio. Si se aplica una señal eléctrica rectangular V_π al modulador de fase, tal que el patrón de interferencia sea desplazado por π , con lo que es posible observar en la pantalla del osciloscopio una imagen como la que se muestra en la Figura 28. Aquí podemos observar unos picos transitorios debidos al cambio abrupto en la transmitancia de la fibra óptica.

Por lo general, en nuestros experimentos podemos observar un ligero desbalance entre los niveles estacionarios para dos semiperiodos consecutivos (Figura 29). Esto se debe a componentes parásitos de interferencia convencional, los cuales reaccionan de manera natural a la señal rectangular de modulación de fase y son generados debido a reflexiones parásitas a causa de la presencia de conectores FC en el sistema óptico. Para minimizar estos efectos, colocamos un líquido igualador de índice de refracción (glicerina) en todas las conexiones con conectores FC. El osciloscopio empleado tiene la capacidad de tomar hasta 256 muestras y realizar un promediado de todas ellas, con lo que se puede observar una señal mas clara y libre de ruido. Bajo condiciones normales, basta esperar unos minutos o aplicar un cambio de temperatura al ambiente circundante

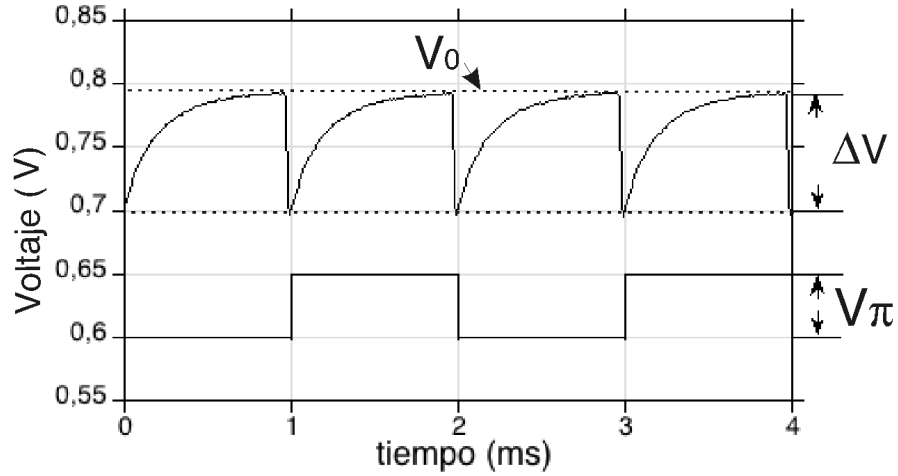


Figura 28: Respuesta de MDO transitorio observada al aplicar al modulador de fase una señal de modulación rectangular de amplitud V_π con periodo $T = 2$ ms (Fibra HG980; $L = 3$ m; $\lambda = 1526$ nm; $P_R = 3$ mW; $P_S = 0.6$ mW).

para que las condiciones de interferencia convencional se varíen rápidamente y se puedan tomar las mediciones correctas. Estas condiciones corresponden al valor fijo del nivel estacionario de la señal y el valor de la amplitud de los picos consecutivos.

En caso de que no sea posible balancear la respuesta debida a interferencia convencional, se recurre a realizar un promedio de los niveles de voltaje para dos semiperiodos contiguos. Asimismo se toma un valor promediado entre las amplitudes de dos picos consecutivos. De esta manera, el valor V_0 se toma como un promedio, y el punto intermedio entre dos picos observados se toma para calcular una diferencia, la cual se considera como la amplitud del pico ΔV (ver Figura 29).

Para estimar estos valores, también es posible realizar un procesamiento de los datos capturados que involucra la eliminación de los componentes debidos a la señal parásita rectangular y el promediado de los picos “nones” con picos “pares” para finalmente poder extraer la amplitud ΔV y poder calcular el valor relativo $\Delta V/V_0$. Esto lo hacemos

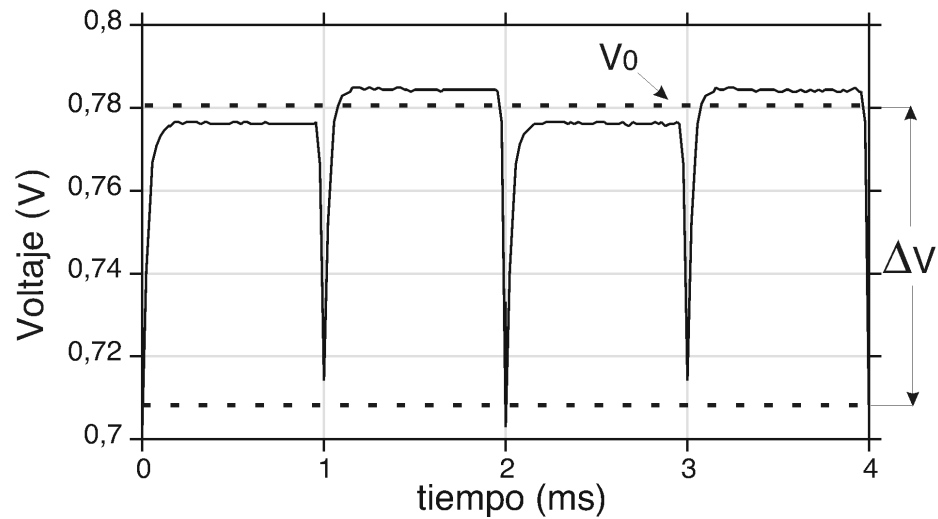


Figura 29: Desbalance entre semi-periodos contiguos debidos a interferencia convencional (componente rectangular) observado en la respuesta de MDO transitorio ($V_{rect} = V_{\pi}$ con periodo $T = 2$ ms, fibra HG980 con: $L = 3$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 2.6$ mW, $P_S = 0.37$ mW).

mediante el paquete computacional “Origin 5.0” con el cual se manipulan los datos binarios extraídos directamente del osciloscopio digital. Para este procedimiento se toma la columna (col1) de datos correspondientes a la señal desbalanceada original (Figura 30a) se realiza una copia de estos datos en otra columna (col2) y se eliminan los datos numéricos correspondientes al primer semiperiodo para posteriormente tomar el pico inicial del segundo semiperiodo como punto de origen en el eje del tiempo (Figura 30b). Finalmente se suman ambas columnas de datos y se promedian para obtener la gráfica balanceada (Figura 30c).

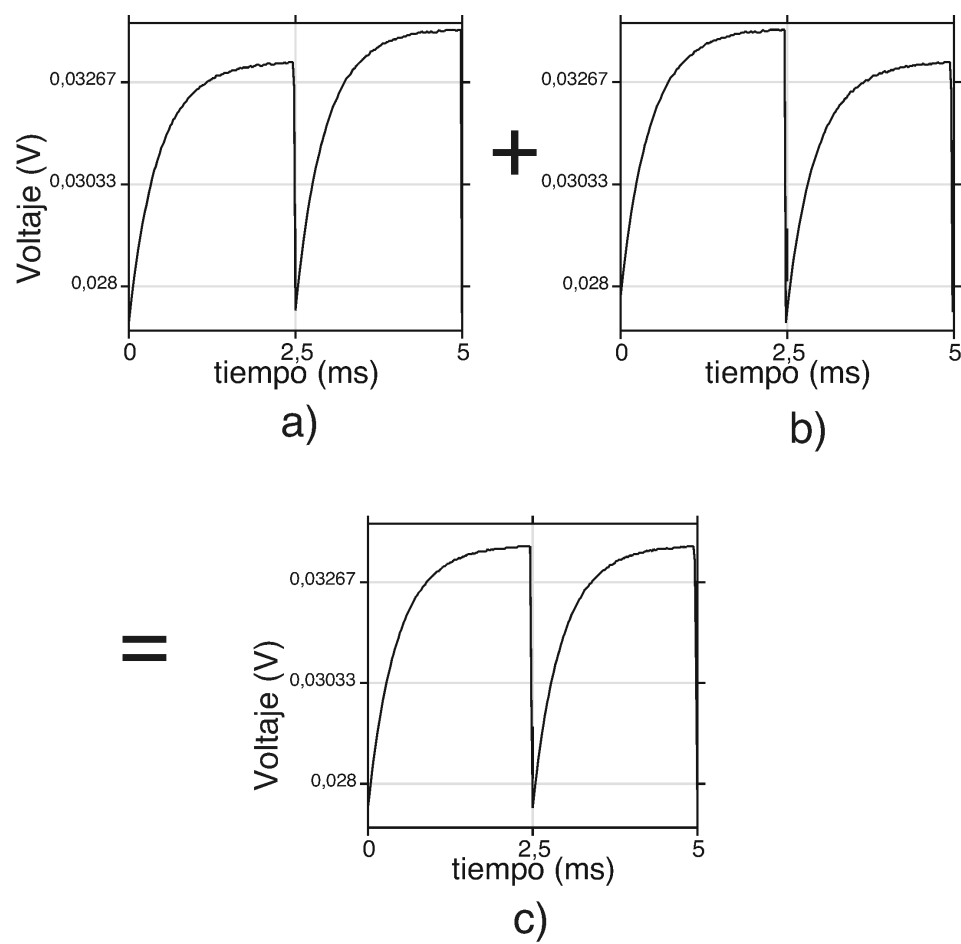


Figura 30: Tratamiento numérico para corregir el desbalance entre dos semi-periodos contiguos de la respuesta de MDO transitorio ($V_{rect} = V_{\pi}$, $T = 2$ ms, fibra HG980, $L = 3$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW, $P_S = 0.5$ mW).

V.4 Ajuste de polarización de las ondas de grabado y dependencia del MDO de la amplitud de modulación.

Para este procedimiento empleamos la configuración del interferómetro de Sagnac para el mezclado de dos ondas. De momento es conveniente resumir que es necesario el empleo de un láser, así como controladores de polarización y un analizador de estados de polarización para ajustar correctamente la polarización de entrada al modulador de fase electro-óptico y observar la dependencia de la amplitud del MDO en función del voltaje aplicado. Debido a la naturaleza altamente birrefringente de la sección de fibra acoplada al cuerpo del modulador de fase, es posible mantener la polarización a lo largo de todo este trayecto, de manera que la polarización detectada en el conector FC de salida (terminal 2) corresponde con la polarización aplicada a la entrada (terminal 1). Esta es también la polarización que incide sobre el modulador electro-óptico.

Para efecto de estos ajustes se modifica del arreglo interferométrico de Sagnac desconectando una terminal del modulador de fase y se emplea un analizador de polarización (con su eje de transmitancia horizontal) de manera que los componentes de polarización verticales sean bloqueados, y se busca el punto de extinción máxima (ver Figura 31). Esto nos garantiza un estado de polarización vertical a lo largo del tramo de fibra birrefringente que será aplicado al cristal del modulador de fase, una vez verificada la polarización del primer haz de grabado (señal R), se procede de igual manera con la señal que viaja en sentido contrario (señal S), para lo cual se conecta de nuevo la terminal 2 del modulador a fibra dopada y se desconecta la terminal 1 para colocar ahora en ella el analizador de polarización. De esta manera aseguramos polarizaciones lineales paralelas en la fibra dopada.

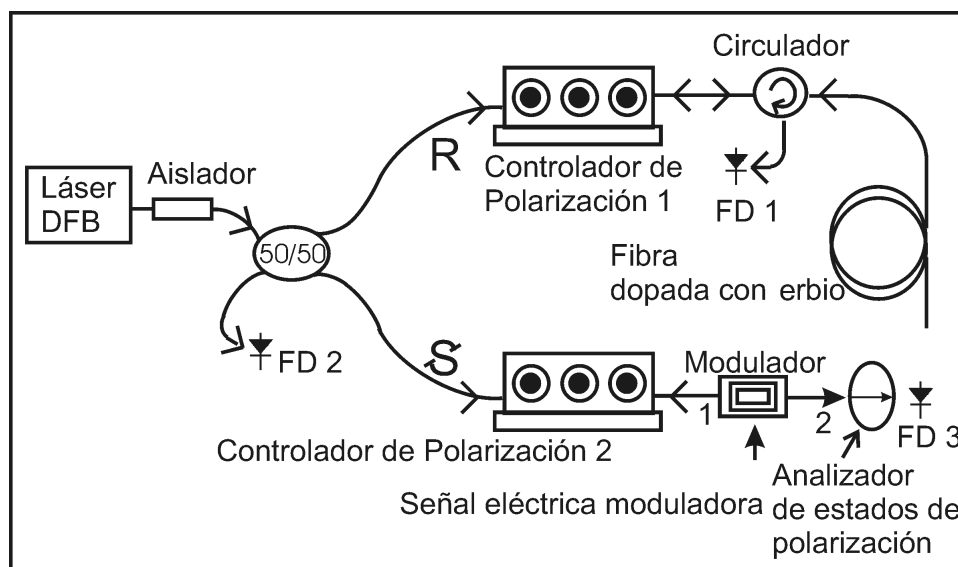


Figura 31: Ajuste de la polarización de entrada al modulador de fase en la configuración interferométrica de Sagnac.

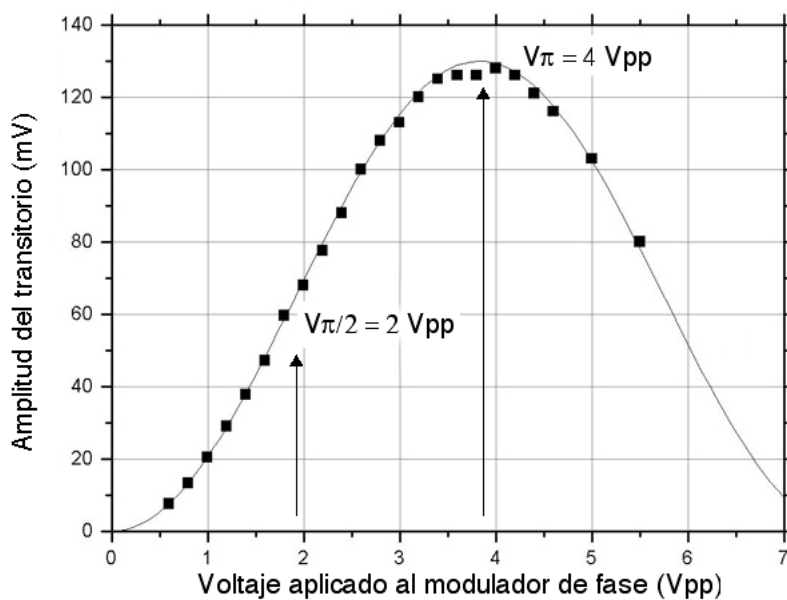


Figura 32: Dependencia de la amplitud de la señal de MDO de la amplitud de modulación $V_{\pi} \approx 3.9 \text{ Vpp}$.

Posteriormente se procede a reconectar el arreglo interferométrico de Sagnac con la finalidad de maximizar la amplitud de los picos detectados al variar la amplitud de una señal eléctrica rectangular de modulación y de esta manera en contrar el voltaje V_π . La amplitud de la señal relativa de MDO observada varía en función del voltaje aplicado al modulador de fase mostrando una dependencia del tipo $y = \cos^2(x)$. Las mediciones realizadas se aprecian en la Figura 32 que representa la amplitud absoluta ΔV (picos).

V.5 MDO transitorio en interferómetro de Sagnac modificado.

Si se mantiene fija la amplitud de la señal rectangular V_π aplicada al modulador de fase, se puede observar como varía el nivel estacionario y la amplitud de los picos conforme se varía la potencia óptica de una de las ondas de grabado mientras que la otra se mantiene constante. Estos datos son capturados de manera secuencial para las diferentes relaciones de potencias y con ellos se construyen curvas como las que se muestran a continuación en las Figuras 33 y 34. Posteriormente se realiza el cálculo de la relación $\Delta V/V_0$ a partir de los datos capturados o se realizan mediciones directamente en la pantalla del osciloscopio (cuando los componentes de señal rectangular parásita debidos a la interferencia convencional no son muy grandes).

Es posible también detectar picos transitorios de MDO en la terminal 2 del acoplador 50/50 gracias a que se encuentra colocado un foto-detector FD2 dispuesto para capturar la señal R. La respuesta observada en estos puntos sigue una tendencia opuesta a la señal S (detectada a la salida del circulador) pero esta señal se encuentra muy debilitada ya que después de cruzar la fibra debe atravesar el modulador de fase y el atenuador. Además para obtener esta señal es necesario realizar la captura después del acoplador 50/50.

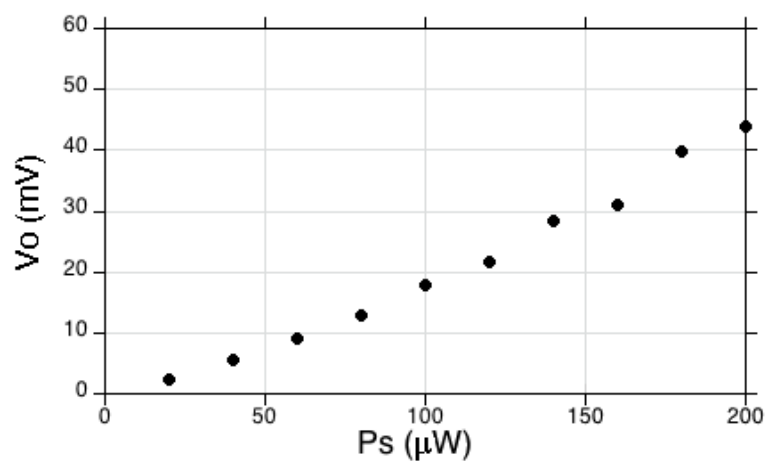


Figura 33: Nivel de voltaje estacionario registrado como función de potencias del haz “S” , mientras la potencia del haz “R” se mantiene a un nivel fijo de $550 \mu\text{W}$ (fibra HG980, $L = 3 \text{ m}$, $\lambda = 1549 \text{ nm}$).

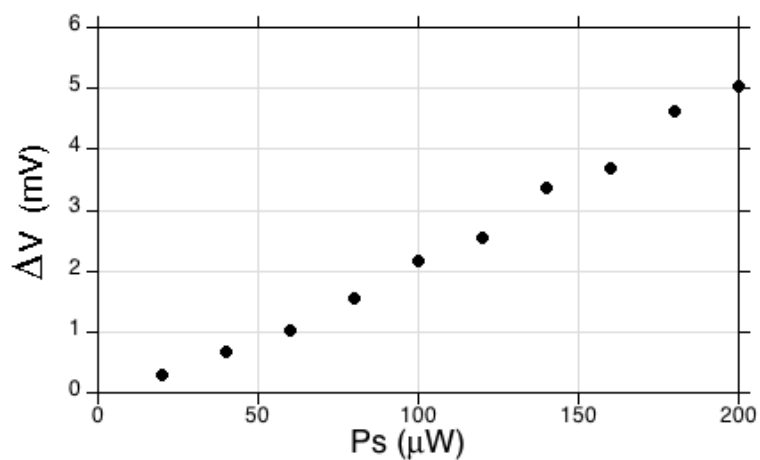


Figura 34: Amplitud máxima de los picos para diferentes potencias del haz “S” de grabado, mientras la potencia de referencia “R” se mantiene a un nivel fijo de $550 \mu\text{W}$, (Fibra HG980 $L = 3 \text{ m}$, $\lambda = 1549 \text{ nm}$).

Se realizaron mediciones de V_0 , ΔV y estimaciones de $\Delta V/V_0$ para todas las fibras de diferentes modelos y longitudes con ambos láseres $\lambda = 1549$ nm y 1526 nm. Los mejores resultados fueron obtenidos para el láser de 1526 nm ya que tiene la posibilidad de proveer de una potencia mucho mayor (20 mW) comparado con el láser de 1549 nm (potencia de salida de 2 mW).

Cuando las potencias de entrada de los dos haces de grabado son iguales, nuestra configuración experimental es simétrica, por lo que debemos esperar valores $\Delta V/V_0$ iguales para ambas ondas de salida detectadas con los fotodiodos FD1 y FD2. Los datos presentados en la Figura 35 muestran que el valor relativo de MDO crece para la onda débil y disminuye para la onda fuerte al reducir la potencia de la onda débil.

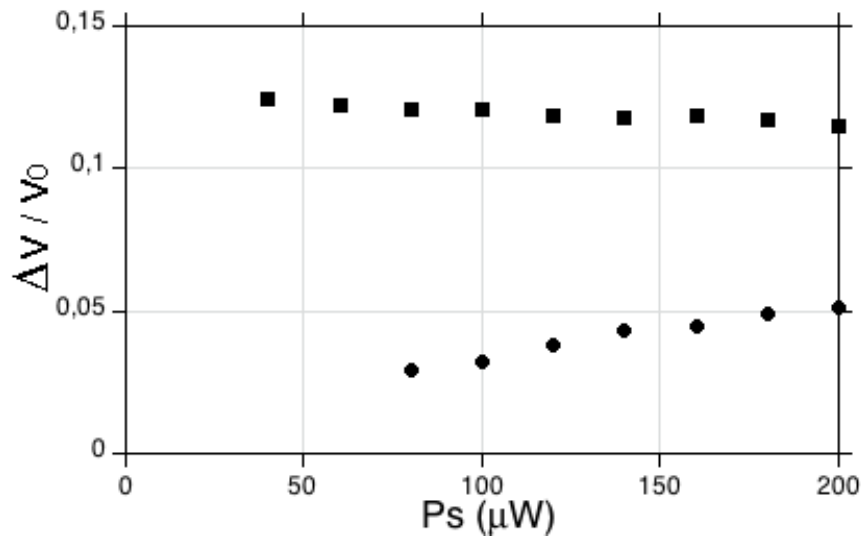


Figura 35: Valor relativo de señal de MDO para diferentes potencias del haz “S” mientras la potencia de entrada de la señal “R” se mantiene a un nivel fijo de $550 \mu\text{W}$. □ medida para la onda S (con FD1 a la salida del circulador) y ● medida para la onda R (con FD2 a la salida del acoplador 50/50), fibra HG980 de 3 m, $\lambda = 1549$ nm.

V.5.1 MDO transitorio en interferómetro en línea.

El arreglo interferométrico dispuesto linealmente (ver Figura 24) es diferente al interferómetro de Sagnac modificado (ver Figura 25) y las diferencias principales se enumeran a continuación:

- No es posible variar la proporción entre dos potencias de entrada de grabado. Este parámetro se determina principalmente por la atenuación de la onda directa en la fibra y por grado de acoplamiento de la luz que regresa hacia la fibra (reflejada por el espejo).
- Es difícil lograr un acoplamiento efectivo de la señal de retorno, se requiere de un ajuste muy preciso, por esta razón la onda reflejada está siempre muy atenuada.
- La modulación de fase es proporcionada por un modulador piezo-eléctrico, el cual además produce variaciones periódicas en la amplitud de la señal acoplada, es decir, la modulación también contiene componentes de modulación de amplitud.
- El piezoeléctrico puede realizar desplazamientos apropiados para simular vibraciones mecánicas pero no tiene la capacidad de responder tan precisamente como el modulador de fase electro-óptico, lo cual limita su aplicación en las técnicas de linealización descritas en el siguiente capítulo.

Debido a lo expuesto anteriormente, fue necesario reemplazar temporalmente el modulador piezo-eléctico del arreglo interferométrico en línea por el modulador de fase electro-óptico (ver Figura. 36) para obtener resultados de MDO mas precisos. Debido a la baja transmitancia del modulador electro-óptico, se emplea una señal “S” alternativa derivada del mismo láser DFB. Como punto de partida se empleó una potencia de referencia de $P_R = 3$ mW, la cual a su vez provee de una potencia de retorno $P_S \approx 0.7$ mW. La potencia P_S que “regresa” a la fibra se varía desde su valor máximo (P_S

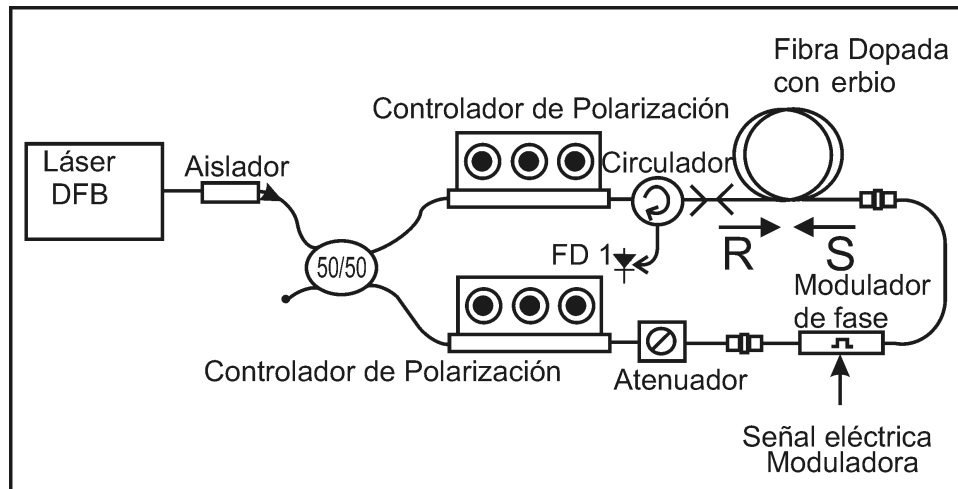


Figura 36: Interferómetro auxiliar utilizado para simular el mezclado de dos ondas en la configuración en línea. La señal modulada “S” es proporcionada por el modulador de fase en vez del espejo vibrante.

= 0.7 mW) hasta un mínimo $P_S = 0$ de manera análoga a las condiciones propias del arreglo empleado en la (Figura 24). En realidad estamos reemplazando la configuración en línea por una configuración de Sagnac (Figura 25) que emplea los mismos elementos que la anterior, para de esta manera lograr operar el interferómetro (Sagnac) en las condiciones exactas (relación de potencias) de operación del interferómetro en línea. Las gráficas 37 y 38 muestran los resultados obtenidos.

V.6 Resultados experimentales de MDO y comparación con evaluaciones teóricas.

Para poder comparar las evaluaciones realizadas del MDO transitorio con los datos experimentales fue necesario el empleo de un arreglo interferométrico capaz de permitir la variación de potencias expresada en las estimaciones teóricas (Figura 39). Este arreglo es derivado del interferómetro de Sagnac y cuenta con un segundo acoplador

50/50 donde la potencia de la señal R es dividida para poder igualar las potencias P_S y P_R además de servir como indicador en tiempo real de la potencia P_R de entrada a la fibra (con fotodiodo FD3). Un atenuador (Attn1) nos permite modificar a voluntad la potencia P_R mientras que en contraparte, un segundo atenuador (Attn2) nos permite fijar una potencia P_S . Debido las pérdidas tan grandes en cada rama del interferómetro y por protección del equipo solamente se evaluó el MDO hasta el caso $P_S = P_R = 8P_{sat} \approx 2.4$ mW (siendo considerada $P_{sat} = 0.3$ mW) en una fibra Er103 con $\alpha_0 L \approx 8$ (Figura 40).

Se puede ver, en comparación con las simulaciones de MDO realizadas en el Capítulo anterior (Figura 23), que para el caso de los datos experimentales el valor $\Delta V/V_0$ es prácticamente el mismo para potencias simétricas y disminuye para la señal fuerte al disminuir la otra onda de grabado. A diferencia de los datos simulados, el valor $\Delta V/V_0$ NO aumenta para la señal débil (Figura 40a) al disminuir la potencia de la señal P_S debido al gran porcentaje de fluorescencia presente para bajas potencias de los haces de grabado. Si las potencias aumentan, se observa una leve tendencia a reproducir el perfil de las simulaciones teóricas (Figura 39b) solo para el caso de $P_S \geq 0.5 P_R$ pero de igual manera se ve afectado por la pérdida de eficiencia para $P_S \leq 0.5 P_R$. Solamente cuando la potencia empleada es mayor $P \geq 5P_{sat}$ se observa una clara concordancia con los resultados de las simulaciones para el caso de ondas de grabado diferentes, debido a que a potencias muy grandes las emisiones estimuladas de los átomos de erbio predominan sobre las emisiones espontáneas y el porcentaje de fluorescencia es mínimo. Para el caso de haces simétricos la potencia empleada es muy grande y por esta razón logra saturar completamente la fibra por lo que las rejillas de absorción desaparecen (Figura 40c).

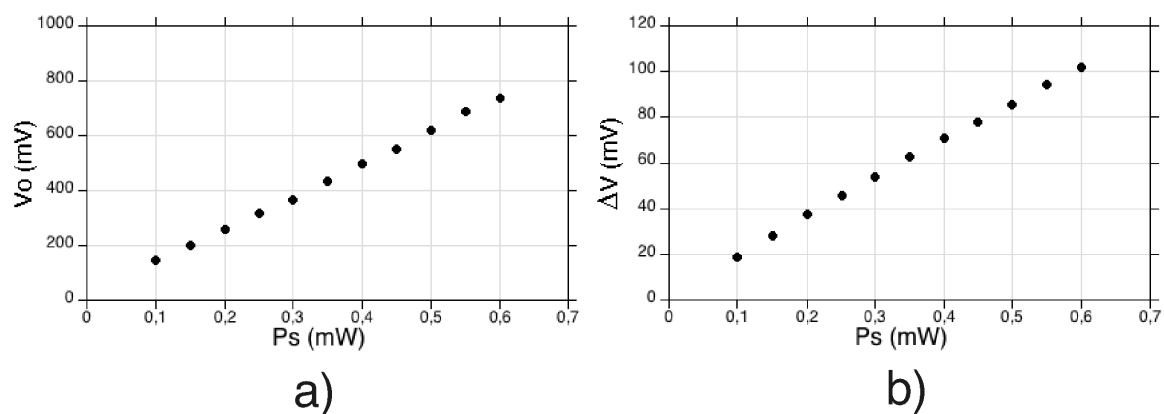


Figura 37: a) Nivel de voltaje estacionario V_0 y b) Amplitud ΔV medido en función de la potencia P_S del haz de retorno (Fibra HG980 de 2.87 m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW).

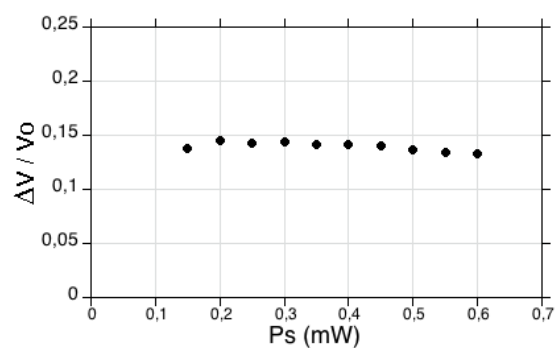


Figura 38: $\Delta V/V_0$ para diferentes potencias del haz de retorno P_S , mientras la potencia de la señal de referencia se mantiene a un nivel fijo $P_R = 3$ mW (Fibra HG980 de 2.87 m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW).

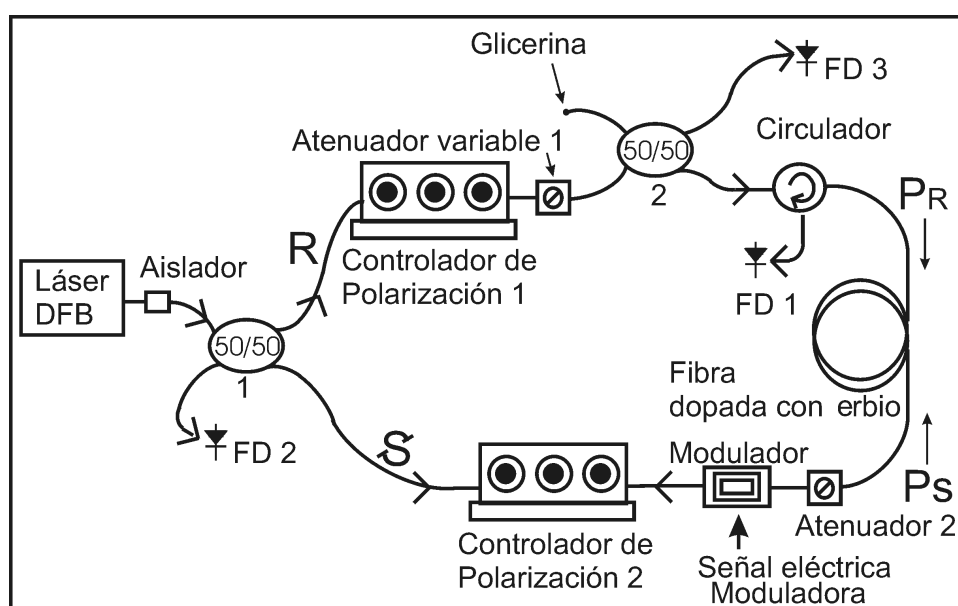


Figura 39: Arreglo Interferométrico desarrollado para reproducir las condiciones de operación empleadas en las simulaciones numéricas.

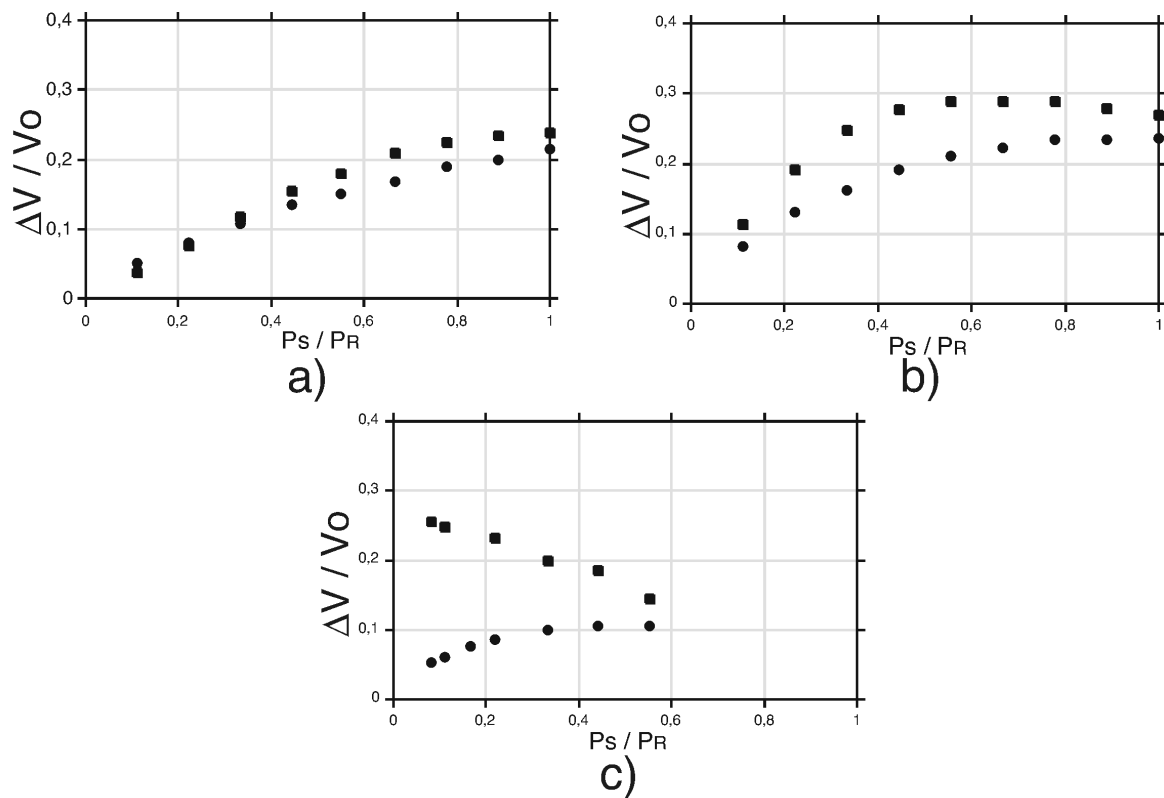


Figura 40: Datos experimentales de MDO transitorio para Fibra Er103 $L = 8$ m. Se aprecia como varía el valor $\Delta V / V_0$ esperado □– para la señal débil (S) y ●– para la señal fuerte (R) conforme la relación de potencias P_S / P_R se modifica: a) $P_R = 0.6$ mW, b) $P_R = 0.9$ mW, c) $P_R = 2.4$ mW ($\alpha_0 L = 8.2$, $P_{sat} = 0.3$ mW, $\lambda = 1526$ nm.)

Captulo VI

Linealización de la respuesta

VI.1 Introducción.

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos de la linealización de la respuesta del interferómetro adaptativo basado en MDO, para lo cual se emplearon dos técnicas. La primera es una técnica de linealización transitoria y consiste en un desplazamiento rápido del patrón de interferencia por $\pi/2$. La segunda técnica consiste en un desplazamiento continuo del patrón de interferencia, de manera que la rejilla de población se encuentra constantemente desplazada por $\pi/2$ para una frecuencia angular óptima $\Omega_0 \approx \tau_g^{-1}$.

VI.2 Punto de operación del interferómetro adaptativo.

Un sistema lineal tiene como característica principal una capacidad de respuesta acorde con la forma de excitación. En este tipo de sistemas, la forma de onda de la respuesta tiende a reproducir a la señal de entrada, con lo que se respeta la frecuencia y forma de onda. Además, un aumento en la amplitud de la señal de entrada produce un aumento igual en la amplitud de la señal de respuesta.

Debido a la naturaleza del interferómetro adaptativo basado en rejillas de población, se tiene una respuesta del tipo cuadrático. Esto es, se obtienen picos transitorios de la misma amplitud y signo al aplicar una modulación de fase rectangular a uno de

los haces de grabado (ver Figura 28). Lo que significa que el punto de operación del interferómetro se encuentra en la región cuadrática (Figura 41). Lo cual, en práctica,

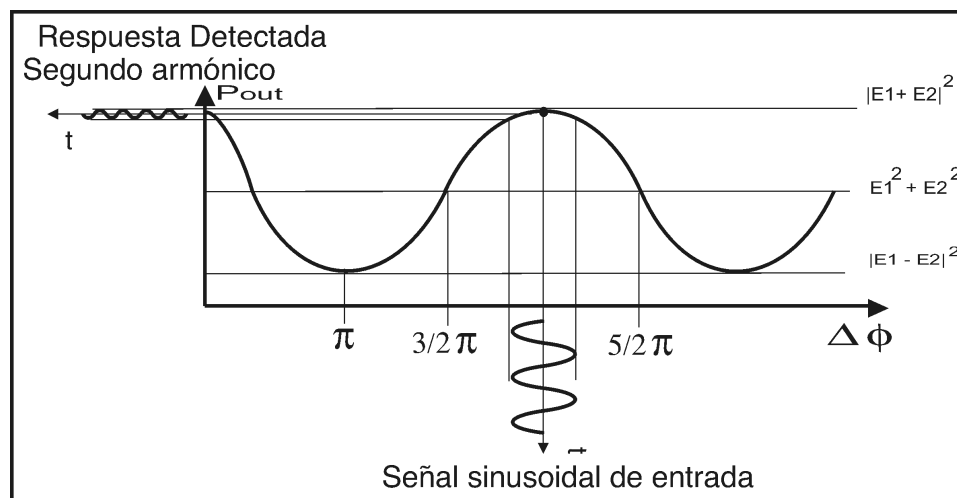


Figura 41: Respuesta cuadrática del interferómetro con punto operacional $\Delta\phi = 0, \pi, 2\pi\dots$ para señal de prueba sinusoidal.

limita la aplicación del interferómetro, ya que no es posible diferenciar entre desplazamientos de dirección opuesta de un objeto vibrante, además de que la respuesta del interferómetro es muy débil.

En nuestros experimentos de MDO en fibras dopadas con erbio, al aplicar al interferómetro una señal de modulación de fase de prueba únicamente senoidal, se obtiene como respuesta una señal de segundo armónico, lo cual prueba la naturaleza cuadrática de la respuesta (ver figura 42).

Para que el interferómetro pueda operar adecuadamente, es necesario linealizar su respuesta desplazando el punto de operación por $\pi/2$ como se ilustra en la Figura 43. En este caso, para la modulación sinusoidal tenemos una señal de salida en primer armónico y con la amplitud máxima posible.

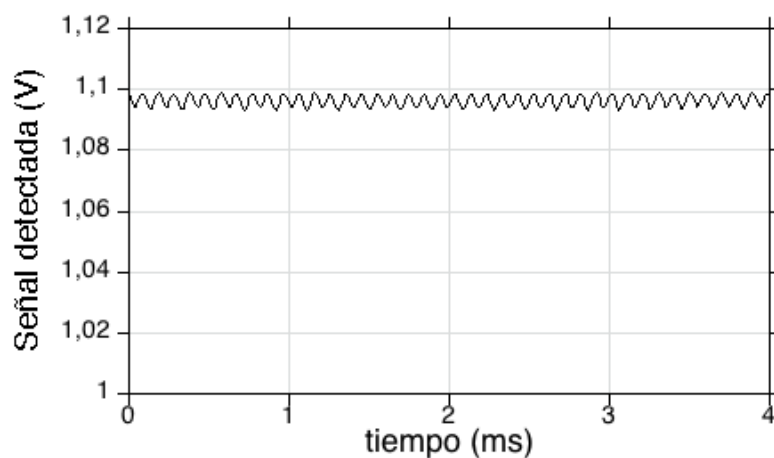


Figura 42: Respuesta de segundo armónico observada para la señal de prueba sinusoidal de 1 Vpp con frecuencia = 10 KHz (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

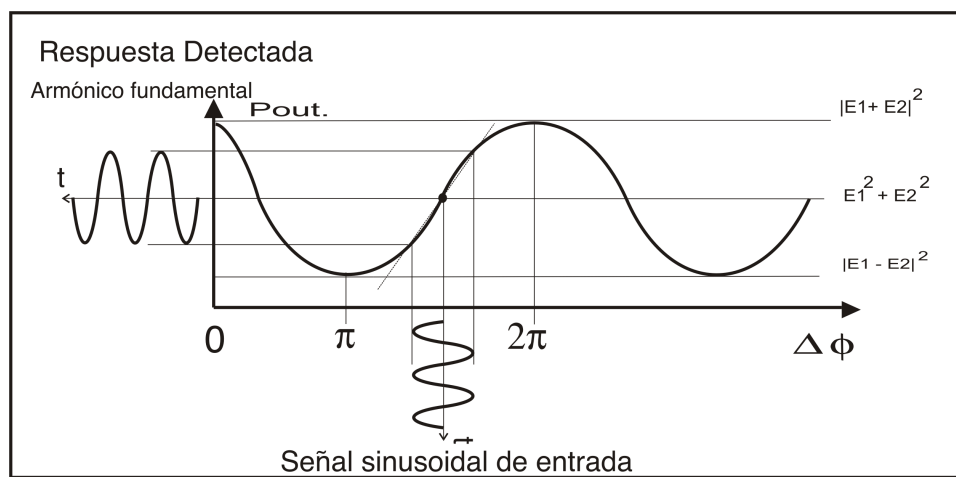


Figura 43: Respuesta lineal del interferómetro con punto operativo $\Delta\varphi = \pi, 3\pi/2, 5\pi/2 \dots$ para señal de prueba sinusoidal.

VI.3 Linealización mediante técnica de salto rápido por $\pi/2$.

La primer técnica empleada para linealizar la respuesta del interferómetro adaptativo, consiste en la aplicación al modulador de fase de una señal de modulación auxiliar rectangular con la amplitud $V_{rect} = V_{\pi/2} = 2 V_{pp}$ necesaria para desplazar exactamente por $\pi/2$ el patrón de interferencia. Una vez desplazado el patrón de interferencia, la rejilla de absorción se encuentra en cuadratura con la nueva posición del patrón de interferencia, lo cual desplaza el punto de operación del interferómetro desde la región cuadrática hacia la región lineal, con lo que es posible obtener una señal de respuesta en el armónico fundamental correspondiente (Figura 43). Este concepto se comprueba mediante el empleo de una señal compuesta que consta de una señal rectangular $V_{\pi/2}$ de baja frecuencia $\Omega/2\pi \approx 250$ Hz + una señal senoidal de poca amplitud ≈ 1 Vpp pero con una frecuencia mucho más alta $\Omega/2\pi = 10$ KHz. Para lo cual se conectan en serie dos generadores de funciones (Figura 44). Al aplicar esta señal de modulación com-

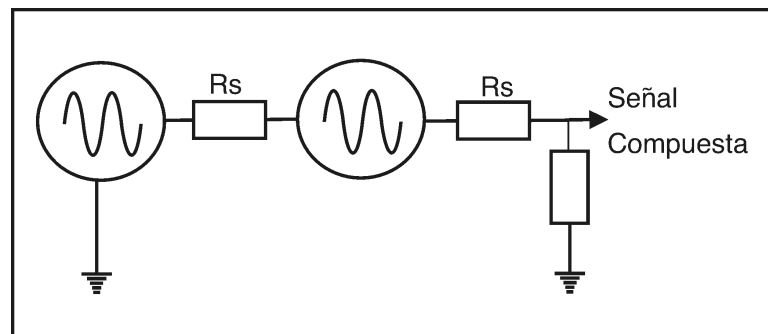


Figura 44: Conexión en serie de dos generadores de funciones para la obtención de las señales compuestas.

puesta (Figura 45) se observa que aproximadamente durante el tiempo característico de formación de la rejilla τ_g se obtiene una respuesta lineal. La respuesta observada

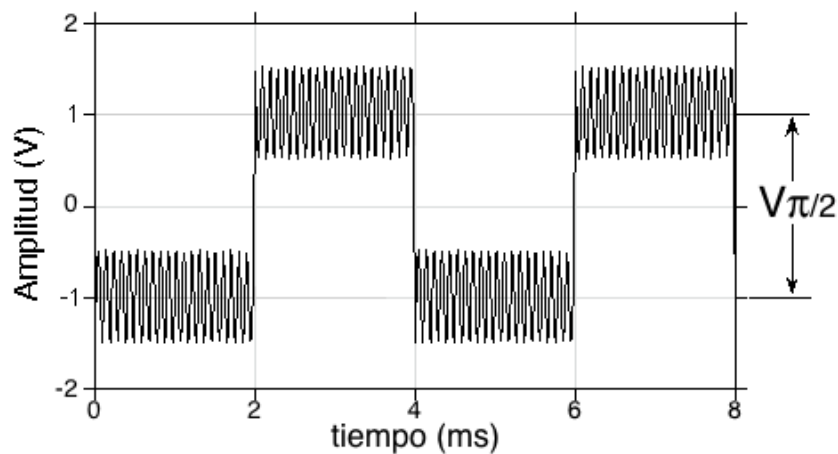


Figura 45: Señal compuesta empleada (rectangular + senoidal) empleada para verificación de la técnica de linealización transitoria.

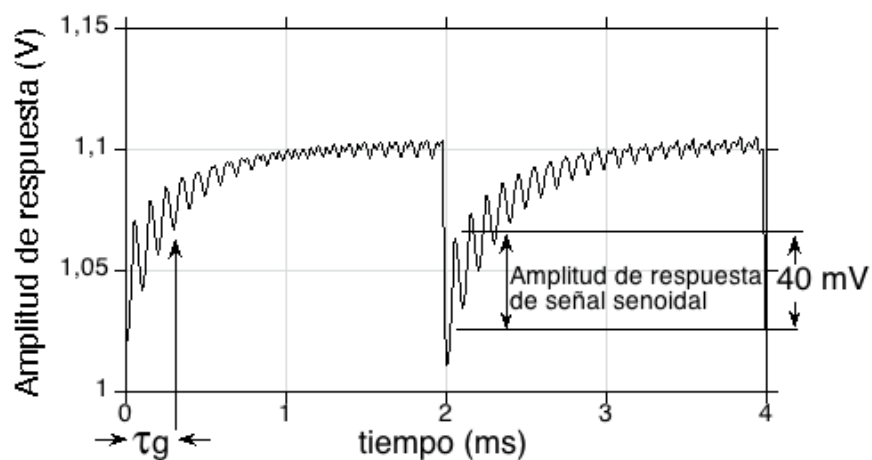


Figura 46: Efecto de linealización transitoria mediante empleo de saltos instantáneos de $\Delta\varphi = \pi/2$, (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

corresponde a una señal senoidal de primer armónico, lo cual se puede ver en la Figura 46.

Después del intervalo de tiempo requerido para la formación de la nueva rejilla, el punto de operación del interferómetro adaptativo regresa de nuevo a la región cuadrática. Como resultado podemos ver de la Figura 46 que la señal observada en la respuesta del sistema vuelve a su condición de señal de segundo armónico.

Al variar progresivamente la amplitud de la componente cuadrada de la señal compuesta desde $V_{rect} = 0$ Vpp hasta V_{π} , mientras se mantiene constante la amplitud de la componente senoidal, se observa que la respuesta de primer armónico del interferómetro varía desde cero en $V = 0$ hasta un máximo en $V_{\pi/2}$. Después la señal disminuye paulatinamente hasta el punto en V_{π} donde no existe la componente fundamental. Esto se puede observar en la Figura 47, donde se compara la amplitud promedio medida

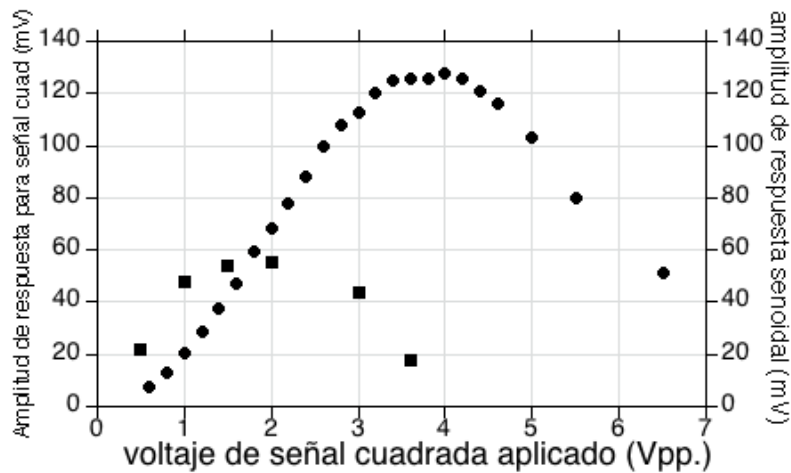


Figura 47: Dependencia de la amplitud de la señal de prueba senoidal en función del voltaje de la componente rectangular de modulación (\square — señal senoidal $V_{sen} = 1$ Vpp, \bullet — amplitud de los picos transitorios en ausencia de señal senoidal. (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

durante el transitorio τ_g^{-1} con la amplitud de los picos observados en el caso de emplear

una señal de modulación puramente rectangular. De esta manera se verifica que un voltaje $V_{rect,\pi/2} = 2 V_{pp}$ es el óptimo para la técnica de linealización transitoria.

VI.4 Linealización mediante técnica de desplazamiento continuo.

La segunda técnica de linealización consiste en el empleo de una señal del tipo diente de sierra con amplitud $V_{saw}, 8 V_{pp} = V_{2\pi}$ aplicada al modulador de fase. Esta señal se utiliza para desplazar el patrón de interferencia progresivamente desde una posición inicial $z = 0$, hacia el extremo $z = 2\pi$ para después realizar un salto inmediato por 2π que lo coloca nuevamente en la posición inicial. De esta manera, el patrón de interferencia se encuentra en aparente desplazamiento continuo con velocidad de fase $\Omega_0 = 2\pi/T$ siendo T el periodo de la señal de modulación. Como resultado, la rejilla dinámica de población se está retrasando constantemente a la posición del patrón de interferencia. Para obtener una respuesta idealmente linealizada del interferómetro adaptativo, es necesario que la rejilla de población se encuentre permanentemente desplazada por $\pi/2$ del patrón de interferencia, para lo cual es necesario utilizar la frecuencia angular óptima $\Omega_0 = \tau_g^{-1}$ (Stepanov, 2001).

Como se observa en la Figura 48, al aplicar la señal puramente sierra con $V_{saw,2\pi} = 8 V_{pp}$ al modulador de fase, la respuesta obtenida es un nivel de voltaje cuasi-estacionario que corresponde a un nivel casi constante en la potencia transmitida. Los picos de transición muy rápidos espaciados por T observados corresponden a cada uno de los saltos dados desde $V_{2\pi}$ hacia 0. Estos picos son instantáneos y no presentan relajación con el tiempo característico de formación de la rejilla τ_g .

Nuevamente, para probar el tipo de respuesta del sistema es necesario el empleo de

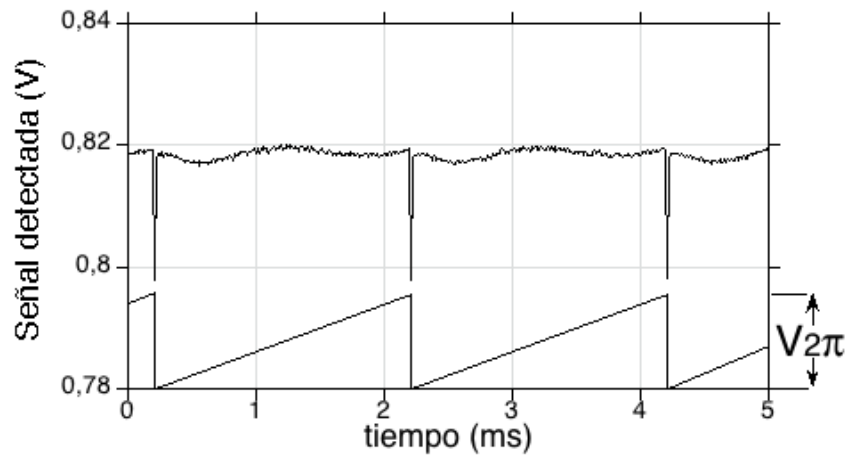


Figura 48: Respuesta del interferómetro adaptativo para señal diente de sierra con amplitud $V_{2\pi}$ (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

una señal compuesta que consta de una señal auxiliar del tipo diente de sierra $V_{2\pi} = 8$ Vpp de baja frecuencia + una señal senoidal de poca amplitud ≈ 1 Vpp pero con una frecuencia más alta ($\Omega/2\pi = 10$ KHz), como se ilustra en la Figura 49. La linealización continua de la señal de prueba se aprecia claramente en la Figura 50, donde se observa permanentemente una respuesta de primer armónico con $T = 100$ μ s. Cabe mencionar que los picos transitorios observados en la Figura 50 al final de cada periodo T corresponden al salto $V_{2\pi}$ de la componente diente de sierra y no están relacionados con la señal senoidal de prueba.

Se observó la dependencia de la componente senoidal de la respuesta para diferentes valores de V_{sen} con un $V_{saw,2\pi} = 8$ Vpp en la componente sierra de la señal compuesta (Figura 51). Posteriormente, se realizó un barrido en la frecuencia de la componente diente de sierra, para observar la dependencia de la amplitud detectada de la señal senoidal de primer armónico en función del periodo T . Para esto, se mantuvo la misma amplitud y frecuencia de la componente senoidal de la señal, con lo que se obtuvo la

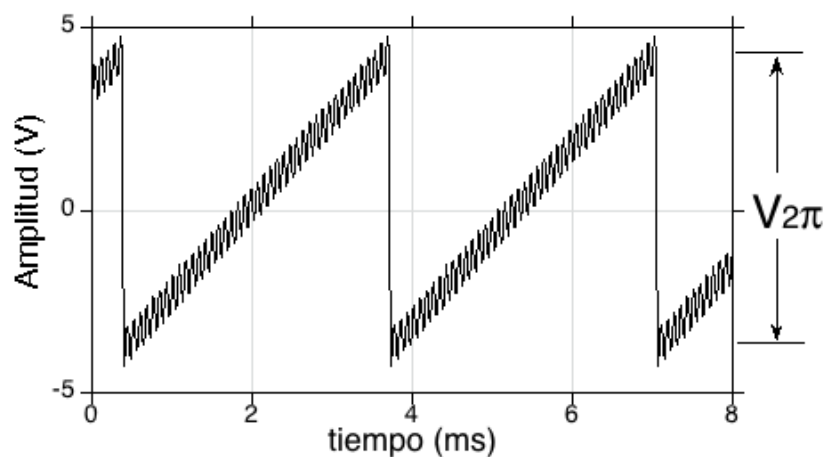


Figura 49: Señal compuesta (sierra + senoidal) empleada para verificar la técnica de linealización continua.

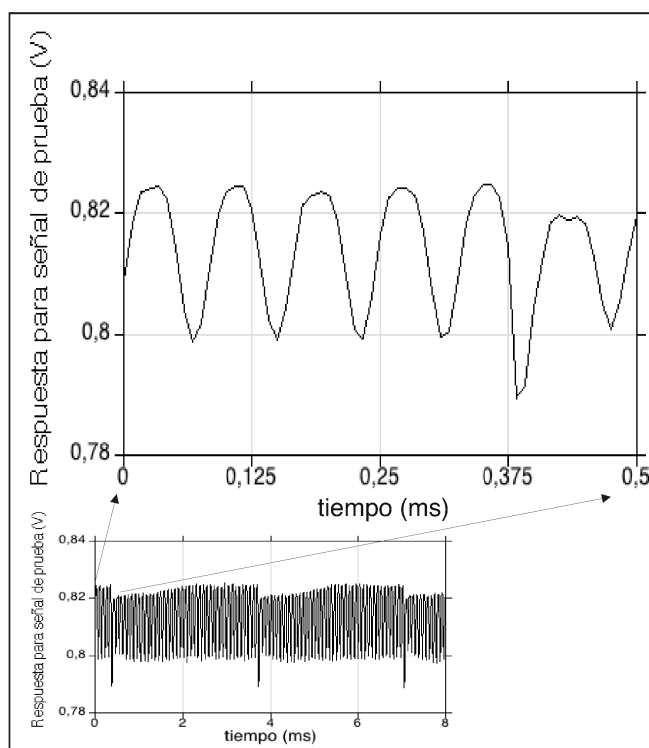


Figura 50: Respuesta lineal del interferómetro adaptativo obtenida por técnica de linealización continua mediante empleo de señal compuesta: sierra + senoidal (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

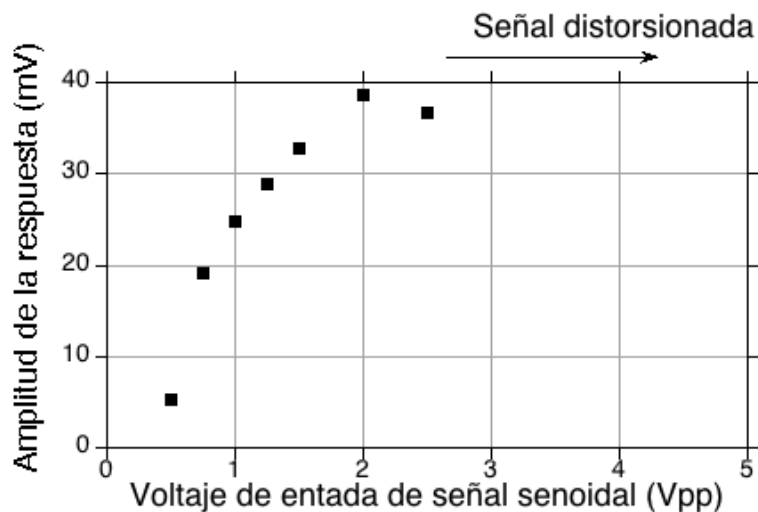


Figura 51: Dependencia experimental de la amplitud de la señal de prueba senoidal en función de la amplitud de la componente V_{sen} aplicada con $V_{saw} = V_{2\pi}$; $\Omega_{sen}/2\pi = 10$ KHz (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

curva presentada en la Figura 52. En esta gráfica, se observa que tenemos un máximo en la amplitud de la señal senoidal detectada en el caso de aplicar una señal compuesta con una frecuencia de ≈ 300 Hz en la componente diente de sierra. Esta frecuencia de modulación corresponde a una velocidad de fase del patrón de interferencia en desplazamiento $\Omega \approx 2\pi \cdot 300$ Hz $\approx 1.88 \cdot 10^3$ rad/seg. El tiempo característico de este desplazamiento $\tau = 1/\Omega \approx 0.5$ ms es congruente con el tiempo de relajación de la rejilla de población grabada bajo condiciones similares ($\tau_g \approx 0.3$ ms). La Figura 53 muestra los tiempos característicos de formación de las rejillas para diferentes valores de potencia de la señal S, donde se aprecia como disminuyen para mayores potencias de P_S . Cabe mencionar que la teoría sencilla desarrollada para cristales fotorrefractivos (Stepanov, 2001) predice una igualdad exacta de estos dos tiempos. La discrepancia observada (≈ 1.7) puede ser atribuida a imprecisión en las mediciones debido a la falta de uniformidad en la distribución de las potencias de los haces de grabado.

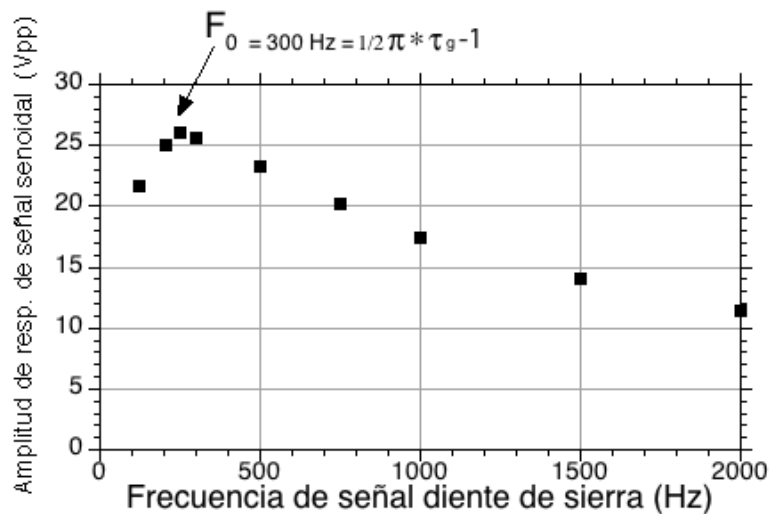


Figura 52: Dependencia experimental de la amplitud de la señal de prueba senoidal en función de la frecuencia de la componente diente de sierra aplicada $V_{2\pi}$ con $V_{sen} = 1$ V_{pp}; $\Omega_{sen}/2\pi = 10$ KHz (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda=1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

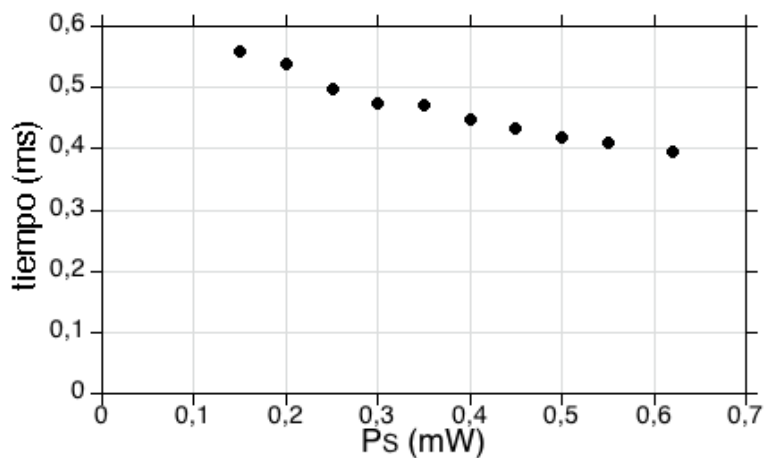


Figura 53: Evaluación de los tiempos característicos de formación de las rejillas conforme se varía la potencia P_S para un voltaje $V_{rect} = 4$ V_{pp} (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW).

Captulo VII

Experimentos preliminares con la configuración del interferómetro dispuesto en línea y propuestas para su optimización

La idea general de este trabajo fue utilizar una configuración interferométrica dispuesta en línea como prototipo de vibrómetro adaptativo para la detección de vibraciones mecánicas y en particular para señales ultrasónicas generadas por pulsos de láser. La configuración del interferómetro en línea se presenta en la Figura 24 y sus principios de operación fueron discutidos en el Capítulo V. Los principales elementos de ésta configuración (láser, circulador, modulador piezo-eléctico etc.) fueron caracterizados en el Capítulo III.

Tal como fue planeado en un principio, se iniciaron los experimentos con esta configuración empleando un acoplador comercial de fibra-espacio libre entre la salida de la fibra dopada y el espejo pegado al piezoeléctrico (ver Figura 54) y descubrimos que esta técnica sufre de serios problemas. En particular, es muy difícil acoplar de manera efectiva dentro de la fibra dopada la onda reflejada por el espejo. Esto es bastante difícil de lograr de hecho aún en el caso ideal en que el frente de onda a la salida del acoplador sea idealmente plano, ya que se necesita ajustar la orientación del espejo con una precisión menor que un ángulo difractivo ($<0.5 \cdot 10^{-3}$ rad) sobre la apertura lineal (≈ 3 mm) del haz de salida. En el caso real, debido principalmente a la imprecisión del ajuste del acoplador y el empleo de un frente de onda que no es idealmente plano,

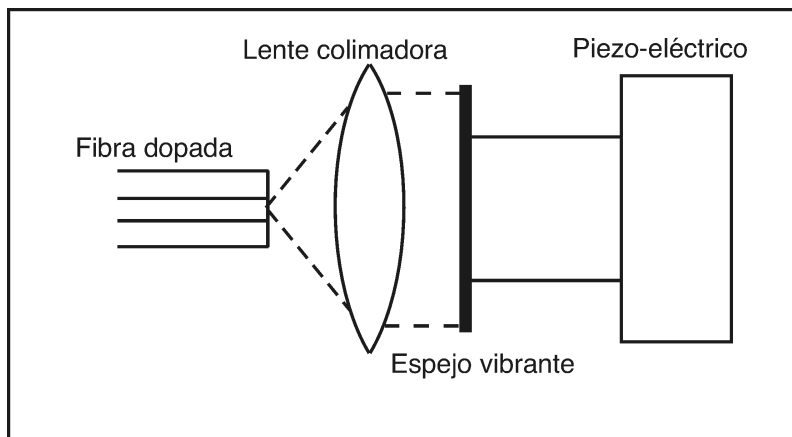


Figura 54: Acoplador comercial utilizado para colimar la luz transmitida por la fibra y acoplar la luz reflejada por el espejo.

tenemos como máximo un coeficiente de acoplamiento del 65%.

Otro problema observado fue asociado a reflexiones parásitas en la terminal de la fibra (la frontera fibra-aire). La lente empleada en el acoplador posee una película antirreflejante, pero no debemos excluir las reflexiones parásitas debidas a este elemento. Como resultado de estas reflexiones existe una interferencia parásita convencional permanente entre las señales reflejadas por estas superficies y la onda reflejada por el objeto vibrante que se observa a la salida del interferómetro (terminal 3 del circulador). Para el caso de modulación rectangular, se observa una componente rectangular en la respuesta del sistema, con una fluctuación de amplitud lenta debida a cambios ambientales.

Sin embargo los dos problemas mencionados no tienen carácter fundamental y pueden ser resueltos mediante el ajuste de los elementos usados, selección mas apropiada de los componentes y la aplicación de una película antirreflejante en la terminal de salida de la fibra dopada. Una variante alternativa para la solución de este problema puede ser el empleo de un corte inclinado en la terminación de la fibra similar a los cortes usados en los conectores AFC de reflexiones reducidas.

Por razones de optimización de tiempo elegimos emplear una técnica mas sencilla basada en el acoplamiento directo de la terminal de la fibra dopada con el espejo. Esta técnica, consiste en la colocación del espejo vibrante muy cerca de la terminal de la fibra (algunos micrómetros de distancia) y la colocación de glicerina en el espacio comprendido entre ellos de manera que ambos elementos se encuentren inmersos en este líquido (ver Figura 55). La inmersión de la terminal de la fibra y el espejo en

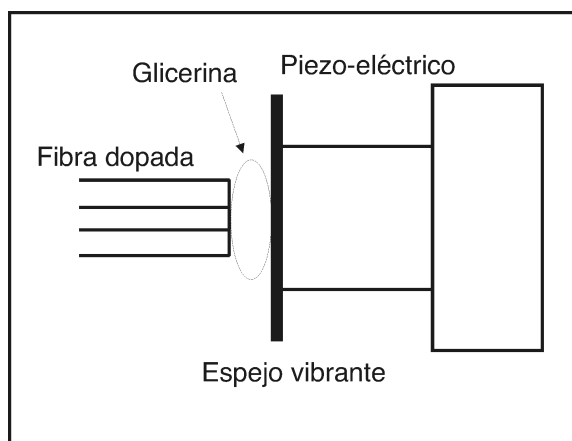


Figura 55: Acoplamiento directo de la terminal de la fibra con el espejo.

glicerina reduce dramáticamente las señales parásitas debidas a la reflexión entre estos elementos además de mejorar considerablemente el coeficiente de acoplamiento hasta lograr un máximo de alrededor del 80%.

La Figura 56 presenta una señal detectada en la salida de la configuración dispuesta en línea para el caso típico de un potencia de entrada de la onda directa $P_R = 2.6$ mW ($\lambda = 1526$ nm) y un coeficiente de acoplamiento de $\approx 70\%$. La fibra empleada en este experimento es HG980 de 2.87 metros con una densidad óptica inicial $\alpha_0 L = 8$, la profundidad de modulación es bastante grande (130 mV) comparada con el nivel de ruido (7 mV) y esto nos permite observar directamente las señales detectadas sin la necesidad del empleo del promediado del osciloscopio con una razón señal a ruido

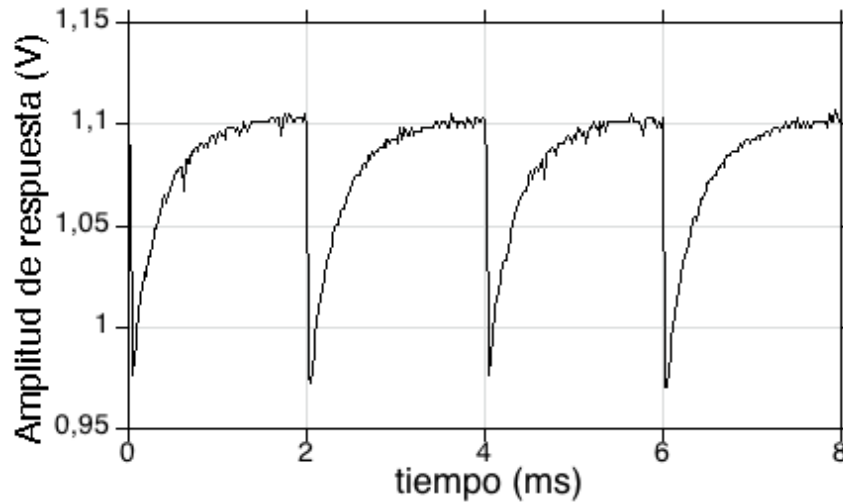


Figura 56: Señal en tiempo real obtenida para el sistema interferométrico en línea $V_{rect} = 4$ Vpp (Fibra HG980, $L = 2.87$ m, $\lambda = 1526$ nm, $P_R = 3$ mW y $P_S = 0.62$ mW; $V_{rect} = 4$ Vpp; $V_{sen} = 0$ Vpp).

bastante grande ($SNR \approx 19$). El trazo mostrado en la Figura 56 fue obtenido en el modo de “un solo disparo” lo cual es un caso típico para las aplicaciones industriales de interferómetros adaptativos para detección de señales ultrasónicas.

Las señales de respuesta presentadas en dicha figura son del tipo cuadrático ya que transiciones ascendentes o descendentes en la señal de modulación rectangular aplicada producen picos del mismo signo. Las técnicas de modulación propuestas y verificadas en el Capítulo VI pueden ser aplicadas al arreglo del interferómetro en línea directamente mediante la incorporación de un modulador de fase (electo-óptico o de otro tipo) entre la terminal de la fibra dopada y el acoplador con el espacio libre (ver Figura 57). Dependiendo de la técnica de linealización utilizada (transitoria o continua) deben de ser aplicadas a este modulador señales rectangulares o del tipo diente de sierra. Debido a que la señal óptica pasa una vez a través del modulador en sentido hacia el objeto vibrante y una vez más después de ser reflejada, las amplitudes de las señales de modulación deben ser dos veces menores que las utilizadas en nuestros experimentos

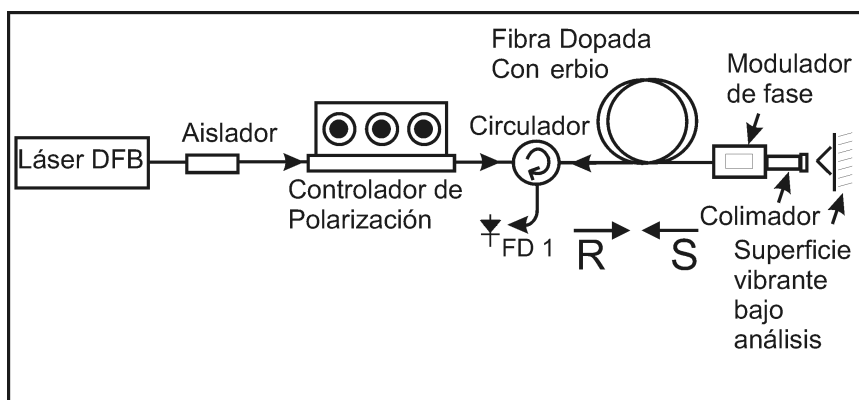


Figura 57: Modificación al arreglo interferométrico propuesta para aplicar las técnicas de linealización mediante al incorporación de un modulador de fase auxiliar.

presentados en el Capítulo VI.

Una técnica alternativa consiste en proveer al interferómetro de una señal de modulación directamente sobre la fibra óptica (ejerciendo presión mecánica o elongación). Existen varias técnicas para modular la fase de una señal óptica mediante la aplicación de presión mecánica sobre las paredes de una fibra (Trowbridge: 1981), (Jeong: 1994), sin producir las grandes pérdidas presentes en nuestro modulador electro-óptico. Además, se evitan los problemas debidos al lento tiempo de restablecimiento mecánico propios de los moduladores piezoeléctricos.

Los experimentos llevados a cabo durante la presente tesis, fueron realizados en fibras dopadas sin el empleo de bombeo óptico. Existen experimentos preliminares (Núñez: 2005) para el caso del MDO con bombeo óptico. Estos experimentos indican que la utilización de bombeo óptico no aumenta la profundidad de modulación en la onda detectada, solo aumenta el valor absoluto de esta señal, lo cual puede ser útil cuando se manejen potencias muy bajas o sea insuficiente la sensibilidad del fotodiodo para la detección de las señales de salida. La utilización de bombeo óptico ($\lambda = 1480$ ó 980 nm) también puede ser de utilidad para la compensación de las pérdidas debidas a

la baja reflectancia de un objeto real (con superficie semi-opaca), las pérdidas debidas al empleo del modulador de fase auxiliar y las pérdidas en el acoplamiento de la onda reflejada.

La utilización de bombeo puede ser muy importante para aumentar la velocidad de respuesta de las señales de MDO transitorio. Los experimentos preliminares (Núñez: 2005) muestran que los tiempos de respuesta pueden ser por lo menos un orden de magnitud mas cortos para el caso de bombeo (hasta 0.1 ms). Estos tiempos todavía no son suficientes para aplicaciones industriales de los interferómetros adaptativos basados en rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio, pero ya son comparables o incluso mas cortos que los tiempos típicos de respuesta de los cristales fotorrefractivos mas rápidos (CdTe), (Stepanov: 2001).

Una de las limitantes encontradas para la utilización de potencias de entrada mayores es la desaparición total del mezclado de dos ondas en una fibra completamente saturada. Se pueden emplear longitudes de onda que estén fuera del rango de absorción máxima del erbio ($\lambda = 1530$ nm), con lo que la potencia requerida para saturar la fibra P_{sat} aumentará considerablemente. De esta manera se puede utilizar una potencia de entrada mayor sin saturar la fibra completamente.

Otro método para aumentar la velocidad de respuesta y mejorar las propiedades adaptativas de los interferómetros puede ser la aplicación de fibras dopadas con iterbio, cuyo tiempo de relajación espontánea es 30 veces más corto comparado con el erbio.

Conclusiones

1. ***Se realizó la caracterización de las fibras ópticas dopadas con erbio y los componentes empleados en los arreglos.*** Se realizaron mediciones de transmitancia no lineal para fibras HG980 de OFS-Fitel de 2, 2.87 y 3 metros de longitud, así como también una fibra Er103 de INO con longitud de 8 metros. Se emplearon láseres con longitudes de onda de $\lambda = 1526$ nm y $\lambda = 1549$ nm para evaluar los principales parámetros de las fibras. Estos son: potencia de saturación P_{sat} , densidad óptica no saturada $\alpha_0 L$, y transmitancia por contacto T_C . Encontrándose una potencia de saturación de 0.2 mW para las HG980 y 0.28 mW para la Er103 con $\lambda = 1526$ nm. Estos valores cambian a 0.26 - 0.32 mW para las HG980 y para la Er103 se mantiene en 0.28 mW con $\lambda = 1549$ nm. Asimismo se verificaron las características de todos los componentes involucrados en los arreglos ópticos experimentales, especialmente los moduladores de fase piezo-eléctricos y electro-ópticos
2. ***Se realizaron mediciones de MDO para el caso de ondas de grabado de diferentes potencias.*** Mediante el empleo de una configuración experimental modificada derivada del interferómetro de Sagnac fue posible realizar mediciones de mezclado de dos ondas partiendo desde el caso inicial en que las dos ondas de grabado tienen las mismas potencias hasta el caso límite en que las potencias de grabado son completamente diferentes. Un caso particular es cuando la potencia óptica que regresa hacia la fibra es de igual magnitud a la potencia que logra ser transmitida a través de la fibra $P_S = T \cdot P_R$. Este es el caso típico para el arreglo interferométrico dispuesto en línea donde la potencia inicial es reflejada

por un objeto después de salir de la fibra. Las rejillas dinámicas fueron observadas tanto para $\lambda = 1549\text{nm}$, como para $\lambda = 1526\text{ nm}$ (con las fibras dopadas mencionadas) siendo rápidamente descartado el láser de 1549 nm debido a que la potencia máxima otorgada (2 mW) no fue suficiente para realizar toda la gama de mediciones requeridas. El rango de potencias empleado para un solo haz con $\lambda = 1526\text{ nm}$ es de 0.1 hasta 3.6 mW . Para el caso en que dos haces coherentes son empleados fue posible incluso llevar el arreglo experimental hasta la condición $P_S = P_R = 8P_{sat}$ (fibra Er103 $P_{sat} = 0.28\text{ mW}$). Los mejores resultados de MDO para la señal débil, corresponden a un valor relativo $\Delta V/V_0 \geq 25\%$. Estos resultados se observan para una potencia de entrada $P_R = 8P_{sat}$ en una fibra con $\alpha_0 L = 8$ y para $P_R = 2.4\text{ mW}$ y $P_S = 0.19\text{ mW}$ respectivamente.

3. ***Se desarrolló un modelo teórico para el estudio de la señal de MDO.***

Mediante el empleo de MATLAB fue posible la solución numérica al sistema de ecuaciones (Ecs. 57) las cuales incluyen la amplitud de la rejilla $\delta\alpha$ y la absorción óptica promedio α en función de la potencia presente en cada uno de los puntos sobre un eje de coordenadas normalizadas. Al evaluar estas ecuaciones para el caso transitorio fue posible obtener datos para la eficiencia del MDO transitorio particularmente para el caso de ondas de grabado de diferentes potencias mostrando una tendencia a una eficiencia de MDO mucho mayor para la onda débil. Asimismo se compararon los resultados numéricos con los datos experimentales encontrándose una diferencia de $4 \sim 5$ veces menor al valor esperado (caso ideal calculado numéricamente) para el caso de dos haces simétricos y una diferencia similar en el mejor de los casos al emplear potencias desbalanceadas.

4. ***Se propusieron y verificaron técnicas de linealización.*** Se emplearon dos técnicas de linealización: linealización transitoria y linealización continua. La

primera consistió en desplazar repentinamente el patrón de interferencia por $\pi/2$ y la segunda en mantener un desplazamiento continuo con lo que la rejilla formada se ve forzada a desplazarse detrás del patrón de interferencia. Se encontró una mayor amplitud de la respuesta $\Delta V/V_0$ para los casos $V = V_{2\pi}$ y $F_0 = 300$ Hz respectivamente, siendo la respuesta máxima un poco mayor para el caso de la técnica de linealización continua.

5. ***Se demostró la aplicación.*** Se evaluó el desempeño del interferómetro para el caso de una respuesta en tiempo real donde se evaluó la calidad de respuesta. Siendo el tiempo característico de formación de la rejilla τ_g mucho menor para potencias ópticas mayores, se tiene una capacidad de adaptación mucho más rápida, lo cual posibilita la operación del interferómetro aún en condiciones de detección vibraciones de frecuencias en el rango del ultrasonido 1-30 MHz, siendo las propiedades adaptativas óptimas para seguir la señal de modulación de prueba adaptándose inclusive a variaciones en el punto de operación menores a 0.4 ms.
6. ***Se publicaron los resultados principales.*** Se realizó una presentación mural con el póster titulado “Transient two-wave mixing via dynamic population grating in Er-doped fiber in linear interferometric configuration” (presentación [5911-41]) en la Conferencia anual del SPIE llevada a cabo en la ciudad de San Diego, California del 31 de Julio al 4 de Agosto del 2005.

Bibliografía

- Becker, P. C., N. A. Olsson, y J. R. Simpson 1999. “Erbium doped fiber amplifiers, fundamentals and technology”. Academic Press, Inc., San Diego CA. 460 pp.
- Brignon, A. y J. Huignard 2004. “Phase conjugate laser optics”. John Wiley and Sons, New York. 410 pp.
- Cheng, Y., J. T. Kringlebotn, W. H. Lo, R. I. Laming, y D. N. Payne 1997. “Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter”. *Optics Letters*, 20(8):875–877 p.
- Collier, R., C. Burckhardt, y L. Lin 1971. “Optical holography”. Academic Press, New York. 605 pp.
- Dewhurst, R. J. 1990. “Optical sensing of ultrasound”. 5:157–169 p.
- Dewhurst, R. J. y Q. Shan 1999. “Optical remote measurement of ultrasound”. 10(11):139–168 p.
- Digonet, M. J. F. 2000. “Rare earth doped fiber lasers and amplifiers”. Marcel Dekker, 270 Madison Av. New York, NY. 777 pp.
- Eichler, H. J., P. Günter, y D. W. Pohl 1986. “Laser-induced dynamic gratings”. Springer-Verlag Editorial Board, Berlin. 286 pp.
- Feuer, M. D. 1998. “Length and power dependence of self-adjusting optical fiber filters”. *Photonics Technology Letters*, 10(11):1587–1589 p.
- Fischer, B. y J. L. Zyskind 1993. “Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers”. *Optics Letters*, 18(24):2108–2110 p.
- Fischer, B., J. L. Zyskind., J. W. Sulhoff, y D. J. DiGiovanni 1993. “Nonlinear four-wave mixing in erbium-doped fibre amplifiers”. *Electronics Letters*, 29(21):1858–1859 p.

- Friskén, S. J. 1992. “Transient Bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers”. *Optics Letters*, 17(24):1776–1778 p.
- Havstad, S. A., B. Fischer, A. E. Willner, y M. G. Wickham 1999. “Loop-mirror filters based on saturable-gain or absorber gratings”. *Optics Letters*, 24(21):1466–1468 p.
- Horowitz, M., R. Daisy, B. Fischer, y J. L. Zyskind 1994a. “Linewidth-narrowing mechanism in lasers by nonlinear wave mixing”. *Optics Letters*, 19(18):1406–1408 p.
- Horowitz, M., R. Daisy, B. Fischer, y J. L. Zyskind 1994b. “Narrow-linewidth, single-mode erbium-doped fiber laser with intracavity wave mixing in saturable absorber”. *Electronics Letters*, 30(8):648–649 p.
- Paschotta, R., J. Nilsson, L. Reekie, A. C. Trooper, y D. C. Hanna 1997. “Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning”. *Optics Letters*, 22(1):41–43 p.
- Saleh, B. E. A. y M. C. Teich 1991. “Fundamental of photonics”. Wiley-Interscience. 949 pp.
- Scruby, C. B. y L. E. Drain 1990. “Laser ultrasonics”. Adam Hilger Inc., England. 447 pp.
- Siegman, A. E. 1986. “Lasers”. Sausalito University Science Books, Mill Valley, CA. 1283 pp.
- Stepanov, S. 2001. “Handbook of advanced electronic and photonic materials and devices”, volume 2. Academic Press, Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica. Puebla 7200, México. 205–272 p.
- Stepanov, S. 2006. “Two-wave mixing via reflection population gratings”. *Optik*, 117(4):151–162 p.
- Stepanov, S. y C. N. en roceso 2006. “Intensity dependence of the transient two-wave mixing via population gratings in er-doped fibers”. *Optics Communications*.

- Stepanov, S. y E. Hernández 2005. “Observation of spatial migration of excitation in er-dopped optical fibers by means of population grating technique”. *Optics Letters*, 30(15):1926–1928 p.
- Stepanov, S., E. Hernández, y M. Plata 2004a. “Two-wave mixing by means of dynamic bragg gratings recorded by saturation of absorption in erbium-doped fibers”. *Optics Letters*, 29(12):1327–1329 p.
- Stepanov, S. y M. Plata 2004. “Efficiency of two-wave mixing via dynamic bragg gratings in erbium-doped optical fibers”. *Ukranian Journal of Physics*, 49(4):389–399 p.
- Stepanov, S., M. Plata, y E. Hernández 2004b. “Collinear mixing of orthogonally polarized waves via polarization hole burning in birrefringent er-dopped fiber”. *Optics Communications*, 244:159–165 p.
- Stepanov, S., M. Plata, y E. Hernández 2005. “Two wave mixing of orthogonally polarized waves via anisotropic dynamic gratings in er-dopped optical fiber”. *Optical Society of America*, 22(6):1161–1166 p.
- Yeh, P. 1993. “Introduction to photorefractive nonlinear optics”. Wiley-Interscience, 605 Third Avenue, New York, NY. 410 pp.

Apndice A

Código de programa de Matlab para evaluación del MDO transitorio para el caso de ondas de grabado de diferentes potencias

Como se mencionó en el Capítulo II, la solución del sistema de ecuaciones (57) es bastante compleja, debido a lo cual fue necesario emplear un programa de Matlab para realizar las evaluaciones del MDO transitorio. Para el caso de potencias de grabado diferentes, es posible realizar una secuencia de iteraciones fijando siempre el valor de la potencia en una de las ondas de grabado.

```
clear all
j=0;
for i=0.01:0.01:8
j=j+1;
f0=8;
b0=i;
ff0=sqrt(8);
bb0=-sqrt(i);
z=[0:.1:8];
w0=[f0;b0;ff0;bb0];
[Z, S]=ode45('solesta',z,w0);
FsR(:,1)=S(:,1);
CF(:,1)=S(:,3);
FcR=abs((CF)).2;
vg=length(FsR);
```

```

FconR(j)=FcR(vg);
FsinR(j)=FsR(vg);
twmv(j)=(FsR(vg)-FcR(vg))/FsR(vg);
end
i=0.01:0.01:8;
plot(i*0.125,twmv,'k');
xlabel(' Relacion normalizada entre las potencias de entrada PS / PR','fontsize',18);
ylabel('amplitud de la señal de MDO','fontsize',18);

```

La subrutina “Solesta2” ejecuta la siguiente línea de comandos:

```

function w=solesta2(z,w0)
f0=w0(1);
b0=w0(2);
ff0=w0(3);
bb0=w0(4);
f=-f0/(1+b0+f0)+f0*b0/(1+f0+b0)^2;
b=-(b0/(1+b0+f0)-f0*b0/(1+f0+b0)^2);
cf=-0.5*ff0/(1+f0+b0)+0.5*(sqrt(f0*b0)*bb0)/(1+b0+f0)^2;
cb=-(0.5*bb0/(1+f0+b0)-0.5*(sqrt(f0*b0)*ff0)/(1+b0+f0)^2);
w=[f;b;cf;cb];

```


Índice

equation,	24,	25,	39–41,	74, 76, 78–80, 82, 84, 86, 87
	44,	45,	47, 48,	50, 57
figura,	3–7,	9,	10, 13,	18, 23,
	28,	30,	34, 35,	40, 41, 44,
	50,	52–60,	62,	64, 66–69,
figure,				84
tabla,		35,		41
table,		33,		34