

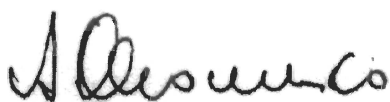
TESIS DEFENDIDA POR
César Núñez Santiago

Y aprobada por el siguiente comité:



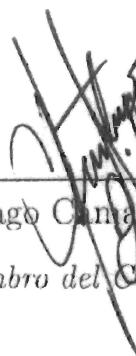
Dr. Serguei Stepanov

Director del Comité



Dr. Anatolii Khomenko Filatova

Miembro del Comité



Dr. Santiago Cantalero López

Miembro del Comité



Dr. Oscar Iván Lepe Aldama

Miembro del Comité



Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Coordinador del Posgrado en
Óptica*



Dr. Raúl Ramón Castro Escamilla

*Director de Estudios
de Posgrado*

28 de Noviembre de 2005

CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN
SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA CON ORIENTACION EN OPTOELECTRÓNICA

**Investigación del mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas
grabadas en fibras ópticas dopadas con Erblio con bombeo
óptico**

TESIS

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

MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

César Núñez Santiago

Ensenada, Baja California a Noviembre de 2005.

RESUMEN de la tesis de **César Núñez Santiago**, presentada como requisito parcial para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en OPTOELECTRÓNICA. Ensenada, Baja California, Noviembre de 2005.

Investigación del mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas grabadas en fibras ópticas dopadas con Erbio con bombeo óptico

Resumen aprobado por:



Dr. Serguei Stepanov

Director de Tesis

Se presentan resultados de la investigación del mezclado de dos ondas (MDO) por rejillas dinámicas grabadas en fibras ópticas dopadas con erbio sin y con bombeo óptico en un amplio rango (0~2 mW) de potencias de grabado a $\lambda_S = 1530$ nm. Los experimentos se realizaron en configuración de MDO transitorio con modulación de fase rectangular en uno de los haces de grabado en diferentes muestras de fibras de distintos proveedores y longitudes. La rejilla fue detectada como modulación de amplitud de la potencia óptica detectada en la salida del interferómetro de Sagnac modificado con un circulador incluido dentro del lazo del interferómetro. Los resultados experimentales mostraron que el valor relativo de la señal de MDO observada sin bombeo óptico tiene un solo máximo y es cuando la potencia de la señal de entrada $P_{ent} \approx (0.2 \sim 0.4) * \alpha_0 L * P_{sat}$ ($\alpha_0 L$ es la densidad óptica inicial de la fibra). Si $\alpha_0 L$ aumenta, también la señal de MDO y su máximo se desplaza hacia niveles altos de potencia de grabado. Las potencias de salida detectadas en las fibras con bombeo mostraron un gran crecimiento en su valor promedio, pero el valor relativo de la señal de MDO transitorio no mostró crecimiento. Si aumentamos el nivel de bombeo, el máximo de la señal de MDO se mueve hacia las potencia bajas de grabado. El tiempo característico de formación de la rejilla disminuyó con la potencia de grabado y mostró ser menor (≈ 1 ms sin bombeo) que el tiempo de vida del estado excitado del erbio (≈ 10 ms) y hasta 10 veces menor (≈ 0.1 ms) con bombeo a $\lambda_B = 980$ nm. Comparación directa de los resultados experimentales de la señal de MDO sin bombeo con las estimaciones teóricas mostraron buena correspondencia cualitativa pero la amplitud relativa de la señal de MDO fue 4~5 menor que la esperada de las mediciones de absorción óptica. Son necesarias investigaciones adicionales de saturación de ganancia para explicar los resultados de MDO con bombeo.

Palabras clave: Fibras dopadas con Erbio, Rejillas de población, Mezclado de dos ondas.

ABSTRACT of the thesis presented by **César Núñez Santiago**, as a partial requirement to obtain the SCIENCE MASTER degree in OPTICS with orientation in OPTOELECTRONIC. Ensenada, Baja California, November 2005.

Two wave mixing investigation by means of dynamic gratings recorded in Er-doped fibers with optical pumping

Abstract approved by:



Dr. Serguei Stepanov

Thesis director

Results of two wave mixing (TWM) investigation by means of dynamic gratings recorded in Er-doped fibers without and with optical pumping in a wide range (0~2 mW) of recording powers at $\lambda_S = 1530$ nm are reported. Experiments were performed in transient TWM configuration with rectangular phase modulation in one of the recording waves with different samples and length of Er-doped fibers from different supplier. The grating was detected as amplitude modulation of the output optic power detected in the Sagnac interferometer modified by the incorporation of a circulator in the interferometer loop. Experimental results show that relative value of the TWM signal observed without pumping has only one maximum when the input signal power $P_{ent} \approx (0.2\sim 0.4) \cdot \alpha_0 L \cdot P_{sat}$ (where $\alpha_0 L$ is the fiber's initial optical density). If $\alpha_0 L$ grows so does the TWM signal and his maximum moves towards high recording powers. The output powers detected in fibers with pumping shows a dramatic grow of the the average value, however the relative value of the transient TWM signal didn't grow. In this case, if we increase the pumping level, the TWM signal maximum moves towards lower recording power. The grating's characteristic formation time decrease with the recording power and it was less (≈ 1 ms without pumping) than typical values (≈ 10 ms) of the erbium life time in the excited state and down to 10 times less (≈ 0.1 ms) with pumping at $\lambda_B = 980$ nm. Direct comparison of the experimental results of the TWM signal without pumping with the theoretical values agrees qualitatively, but the relative amplitude of the TWM signal was 4~5 less than the expected from measurements of unsaturated optical absorption. Additional investigation of gain saturation (in dynamic case and stationary) are needed to explain the results of TWM with pumping.

Keywords: Erbium doped Fibers, Population gratings, Two Wave Mixing.

Con mucho cariño a mis padres:

Simón Núñez y Adelia Santiago

Y a todos mis hermanos:

Reyna, Alejandro, Toña, Miguel, Jesús y Mario[†]

Agradecimientos

Le doy gracias a Dios por haberme concedido terminar mis estudios de posgrado y por darme lo mas valioso que tengo en la vida, mi familia.

Quiero dar un agradecimiento especial a mi director de tesis Dr. Serguei Stepanov por haberme dado la oportunidad de trabajar con él, por su paciencia, dedicación y disponibilidad en la realización de este trabajo. Por sus consejos, su apoyo y por enseñarme muchas cosas en este corto tiempo. Mil gracias.

A los miembros del comité de tesis, al Dr. Anatolii Khomenko, Dr. Santiago Camacho y al Dr. Oscar Lepe por aceptar formar parte de este comité y por sus revisiones y comentarios acerca del trabajo.

A Marcos y Eliseo por su amistad, por sus críticas, comentarios y sugerencias siempre útiles.

A mis compañeros y amigos de generación por compartir tan buenos momentos juntos y por ser buenos compañeros.

A mi novia Haydecita por su cariño, apoyo y comprensión. Por sacrificar su tiempo para que yo me dedicara a terminar este trabajo. Mis logros son tus logros. Gracias.

Al CICESE por el apoyo económico otorgado y especialmente al personal del departamento de Óptica por el buen trato hacia los estudiantes y por darnos un espacio donde estudiar.

Al CONACyT por la beca otorgada y por ayudar a estudiantes mexicanos a prepararse para tener un país mejor.

Ensenada, México
28 de Noviembre de 2005.

César Núñez Santiago

Tabla de Contenido

Capítulo	Página
Tabla de Contenido	i
Resumen	ii
Abstract	iii
Agradecimientos	v
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	xiii
I Introducción.	1
I.1 Objetivos	6
II Conceptos básicos.	8
II.1 Introducción.	8
II.2 Fibras dopadas con Erbio.	8
II.3 Capas electrónicas de las tierras raras.	9
II.4 Espectroscopía del ión de Erbio en sílice.	10
II.5 Sistemas de dos y tres niveles.	12
II.5.1 Ecuaciones de razón para un sistema de dos y tres niveles.	15
II.6 Mezclado de dos ondas por rejillas de Bragg.	19
II.6.1 Rejillas de Bragg.	19
II.6.2 Mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas de Bragg.	20
II.7 Formación de las rejillas dinámicas de población.	23
II.8 Antecedentes de rejillas dinámicas en fibras dopadas con Erbio.	25
III Parte Experimental.	29
III.1 Introducción.	29
III.2 Caracterización de las fibras dopadas con Erbio.	29
III.2.1 Parámetros formales de las fibras dopadas.	29
III.2.2 Mediciones de transmitancia óptica no lineal.	31
III.2.3 Mediciones de fluorescencia transversal.	35
III.3 Mezclado de dos ondas sin bombeo.	38
III.3.1 Mezclado de dos ondas en fibras dopadas sin bombeo.	38
III.3.2 Fluorescencia generada por la propagación opuesta de dos haces de señal.	42
III.4 Caracterización del sistema de bombeo.	44
III.4.1 Ganancia de un haz de señal con bombeo simétrico	44
III.4.2 Mezclado de dos ondas en fibras dopadas con bombeo.	47
IV Resultados experimentales y discusión.	51
IV.1 Introducción.	51
IV.2 Transmitancia no lineal.	52
IV.3 Fluorescencia transversal.	57

Tabla de Contenido (Continuación)

Capítulo	Página
IV.4 Resultados experimentales de MDO sin bombeo y su comparación con un modelo teórico.	60
IV.5 Saturación de ganancia	68
IV.6 Resultados experimentales de MDO transitorio en fibras con bombeo. .	72
IV.7 Recomendaciones para la optimización de un interferómetro adaptativo.	76
V Conclusiones	79
Literatura citada	82
A Uniformidad espacial de bombeo	85
B Programa de Matlab para el cálculo numérico de la señal transitoria de MDO.	89
C Caracterización del láser de señal.	91

Lista de Figuras

Figura	Página
1 Arreglo experimental utilizado para grabar rejillas de índice permanentes en una fibra dopada con Germanio (Meltz <i>et al.</i> , 1989).	2
2 Arreglo experimental original para el grabado de rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio (Friskén, 1992).	3
3 Arreglo experimental basado en la configuración del interferómetro de Sagnac para la observación del mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erbio: CP1,2, controladores de polarización; MEO, modulador electroóptico; 50/50, acoplador. (Stepanov y Plata, 2004).	5
4 Diagrama de niveles de energía del erbio en vidrio que muestra las transiciones de absorción y de emisión. Las longitudes de onda de transición están dadas en nanómetros y son indicadas únicamente para transiciones observadas experimentalmente (Desurvire, 1994).	11
5 Espectro típico de absorción de una fibra de sílice dopada con erbio. Las bandas de absorción corresponden a las transiciones mostradas en la figura 4 (Desurvire, 1994).	12
6 Sistema de tres niveles de los iones de Erblio en sílice. La energía crece desde abajo hacia arriba. (a) Bombeo de un fotón a 980 nm seguida por una desexcitación no radiativa. (b) Emisión estimulada de un fotón de señal. (c) Emisión espontánea de un fotón.	13
7 Sistema de 3 niveles simplificado a un sistema de 2 niveles.	15
8 Rejilla de Bragg con modulación periódica de la absorción/ganancia o índice de refracción del núcleo de la fibra.	19
9 a) Condiciones de frontera para observar la difracción de la onda F de la rejilla de reflexión de Bragg y b) Condiciones de frontera para la observación del acoplamiento de energía debido a la rejilla de reflexión de Bragg entre ondas F y B mutuamente coherentes propagándose en sentidos opuestos.	20
10 Diagrama que muestra las fases de la potencia del perfil de luz (línea sólida) y el perfil de absorción (línea cortada) en el caso de estado estable. La línea punteada muestra la distribución de la potencia de la luz cuando el perfil de interferencia es recorrido por la mitad de un periodo espacial (cuando se introduce un corrimiento de fase de $\pm \pi$ en uno de los haces de grabado).	24
11 Tipo de conectores y empalmes en las fibras dopadas utilizadas, a)Fibra tipo HG980 y b)Fibra tipo Er103: FC, conectores FC; FDE, fibra dopada con Erblio; EMP, empalme; FSTD, fibra estándar SMF28.	30

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página
12 Arreglo experimental utilizado para la medición de la transmitancia no lineal de las fibras dopadas: AV, atenuador óptico variable; FD1,2, fotodetectores; 50/50, acoplador.	32
13 Trazo típico de osciloscopio de la potencia transmitida a través de la fibra dopada. a: señal obtenida con $P_{eac} = 0.2$ mW, b: señal obtenida con $P_{eac} = 1$ mW. (Fibra HG980, $L = 3$ m).	33
14 Transmitancia no lineal de una fibra dopada en función de la potencia de luz incidente P_{eac} . Fibra HG980, $L = 3$ m. $\lambda = 1530$ nm.	33
15 Transmitancias medidas en la fibra dopada removiendo la cubierta plástica y midiendo, \square con glicerina y \circ sin glicerina. (Fibra Er103, $L = 8$ m, $\lambda = 1530$ nm).	34
16 Arreglo experimental utilizado para la medición de la fluorescencia transversal de las fibras dopadas.	35
17 Trazo típico de osciloscopio de la fluorescencia detectada transversalmente en las fibras dopadas. Fibra Er103, $L = 8.8$ m. ($\lambda = 1530$ nm.) .	36
18 Razón de crecimiento \square y de decaimiento \circ de la señal de fluorescencia en función de la potencia de iluminación de entrada P_{eac} . (Fibra Er103, $L = 8$ m, $\lambda = 1530$ nm).	37
19 Amplitud de la señal de fluorescencia en función de la potencia de iluminación de entrada P_{eac} ($\lambda = 1530$ nm.). La dependencia teórica correspondiente a la saturación de un sistema de dos niveles se muestra con la línea continua. (Fibra Er103, $L = 8$ m)	37
20 Arreglo experimental basado en la configuración del interferómetro de Sagnac para la observación del MDO transitorio en fibras dopadas con erbio sin bombeo óptico: CP1,2, controladores de polarización; MEO, modulador electrooptico; 50/50, acoplador.	39
21 Trazo típico de osciloscopio de los picos transitorios de la señal de MDO en respuesta a la modulación de fase rectangular observados en la fibra sin bombeo óptico. (Fibra Er103, $L = 8$ m, $P_{eac} = 0.4$ mW).	40
22 Amplitud ΔV de la respuesta transitoria de la señal de MDO experimental en función de la potencia de luz de entrada P_{eac} . (Fibra Er103, $L = 8$ m).	41
23 Componente de dc de la señal de salida V_0 detectada en los experimentos de MDO transitorio en función de la potencia de luz de entrada P_{eac} .(Fibra Er103, $L = 8$ m).	41
24 Amplitud de la respuesta transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ en función de la potencia de entrada de un haz $P_{F,ent}$.(Fibra Er103, $L = 8$ m).	42

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
25	Trazo típico de osciloscopio de la señal con fluorescencia detectada en la salida de la fibra dopada en presencia de dos haces de señal propagándose en sentido opuesto.	43
26	Porcentaje de fluorescencia en la salida en función de la potencia total de la señal de entrada a la fibra dopada en; a)Fibra tipo HG980 de 2 y 3m. b)Fibra Er103 de 8m.	44
27	Arreglo experimental utilizado para caracterizar la ganancia de las fibras dopadas con bombeo simétrico.	45
28	Trazo típico de osciloscopio de la potencia de salida P_{sal} con bombeo simétrico. $P_{B1} = P_{B2} = 3\text{mW}$, $P_{eac} = 0.01 \text{ mW}$, Fibra Er103.	46
29	Dependencia de la potencia de salida P_{sal} respecto a la potencia P_{eac} en la fibra Er103 (8m) con bombeo simétrico de 3mW ($\lambda_B = 980 \text{ nm}$).	47
30	Arreglo experimental utilizado para la observación del mezclado de dos ondas transitorio en fibras dopadas con erbio con bombeo óptico.	48
31	Trazo típico de osciloscopio de los picos de señal del mezclado de dos ondas en respuesta a la modulación de fase rectangular en una fibra dopada con bombeo. (Fibra INO - Er103, $L = 8\text{m}$, $P_{eac} = 0.08 \text{ mW}$).	48
32	Amplitud de la respuesta transitoria de la señal de MDO $\Delta V/V_0$ en función de la potencia de entrada de un haz $P_{F,ent}$ con bombeo. (Fibra INO - Er103, $L = 8\text{m}$).	49
33	Transmitancia no lineal de la fibra como función de la potencia de entrada normalizada para diferentes valores de densidad óptica.	54
34	Ajuste teórico de las dependencias experimentales de transmitancia no lineal como función de la potencia de entrada en las fibras: a - HG980-2m, b - HG980-3m y c - Er103-8m. $\lambda = 1530 \text{ nm}$	55
35	Ajuste teórico de las dependencias experimentales de transmitancia no lineal como función de la potencia de entrada en las fibras: a - HG980-2m, b - HG980-3m y c - Er103-8m. $\lambda = 980 \text{ nm}$	56
36	Razones de crecimiento (\square), decaimiento (\circ) y amplitud de la señal de fluorescencia como función de la potencia de entrada P_{eac} ($\lambda = 1530 \text{ nm}$) en la fibra: a - HG980 (3m) y b - Er103(8m).	59
37	Las líneas continuas presentan las dependencias de los valores relativos de la señal transitoria de MDO respecto a la intensidad de la luz de entrada I_{ent}/I_{sat} de una onda para las fibras con densidades $\alpha_0 L$: 0.5 - a, 1 - b, 2 - c, 4 - d y 8 - e. Las líneas cortadas representan los resultados analíticos obtenidos en aproximaciones de intensidades de grabado baja y alta.	64

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
38	Valor relativo observado experimentalmente de la señal transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ como función de la potencia de entrada normalizada de un haz (P_{eac}/P_{sat}). La curva teórica correspondiente calculada usando las ecuaciones 35 y 42 se muestra con la línea continua y las calculadas con un factor adicional de reducción de la rejilla χ se muestran con líneas cortadas para las fibras HG980 con longitudes de: a) 2 m, ($\alpha_0 L \approx 6.1$) y b) 3 m, ($\alpha_0 L \approx 9.8$).	66
39	Valor relativo observado experimentalmente de la señal transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ como función de la potencia de entrada normalizada de un haz (P_{eac}/P_{sat})(fibra tipo Er103, $\alpha_0 L \approx 8.4$). La curva teórica correspondiente calculada para $\alpha_0 L \approx 8.4$ usando las ecuaciones 35 y 42 se muestra con la línea continua y las calculadas con un factor adicional de reducción de la rejilla χ se muestran con líneas cortadas.	67
40	Velocidades de formación de la rejilla τ_r^{-1} en función de la potencia de entrada de un haz $P_{F,ent}$ en las fibras HG980 de Δ - 2m, \bigcirc - 3m y Er103 de \square - 8m.	68
41	Ganancia en la fibra tipo Er103 con bombeo simétrico de $P_{B1} = P_{B2} = 3\text{mW}$ como función de la potencia de P_{eac} de un haz de señal. La línea sólida representa el ajuste teórico utilizando la ecuación 48 con parámetros $G_0 L = 3.3$, $P_{satc} = 0.22 \text{ mW}$ y $T_c = 0.9$	70
42	Las líneas continuas presentan las dependencias de los valores relativos de la señal transitoria de MDO respecto a la intensidad de la luz de entrada I_{ent}/I_{sat} de una onda para una fibra con bombeo óptico con valores $G_0 L$: 0.5 - a, 1 - b, 2 - c, 4 - d y 8 - e. Las líneas cortadas representan los resultados analíticos obtenidos en aproximación de intensidades de grabado baja y alta.	71
43	Respuesta de la señal transitoria de MDO para diferentes niveles de bombeo en función de la potencia de entrada de un haz de grabado $P_{F,ent}$ (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$, $\lambda = 1530\text{nm}$).	73
44	Amplitud relativa de la señal transitoria de MDO con bombeo simétrico de $P_{\Sigma,B} = 8 \text{ mW}$ en función de la potencia de grabado de un haz $P_{F,ent}$ en las fibras tipo (\bigcirc) Er103 ($L \approx 8\text{m}$) y (\square) HG980 ($L \approx 3\text{m}$). En el recuadro se presenta una ampliación de la dependencia para las potencias bajas de grabado.	73

Lista de Figuras (Continuación)

Figura	Página	
45	Valor relativo observado experimentalmente de la señal transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ como función de la potencia de entrada normalizada de un haz ($P_{eac}/P_{sat,C}$) con bombeo simétrico de $P_{B1} = P_{B2} = 3\text{mW}$. La curva teórica correspondiente calculada para $G_0L \approx 3.3$ usando las ecuaciones 35 y 42 se muestra con la línea continua y las calculadas con un factor adicional de reducción χ del contraste de la rejilla se muestran con líneas cortadas. (Fibra Er103, $L \approx 8.8$ m).	74
46	Velocidad de formación de la rejilla (τ_r^{-1}) con bombeo simétrico de $P_{\Sigma,B} = 8$ mW en función de la potencia de grabado de un haz $P_{F,ent}$ en las fibras tipo (○) Er103 ($L \approx 8\text{m}$) y (□) HG980 ($L \approx 3\text{m}$).	76
47	Configuración básica del interferómetro adaptativo. FD1,2 - Fotodetector, CP - Controlador de polarización, CL - Colimador, MPE - Modulador piezo eléctrico con espejo.	77
48	Perfiles de potencia normalizada formados por dos haces de bombeo dentro de una fibra dopada: a - Perfil de un haz de bombeo con potencia de entrada $P_{B1} = P_{\Sigma}/2$, b - Perfil de un haz de bombeo con potencia de entrada $P_{B2} = P_{\Sigma}/2$, c - La suma de los perfiles y d - Nivel promedio de la suma (≈ 1.9).	87
49	Perfiles espaciales de potencia normalizada total obtenidos para una fibra con $\alpha_0L = 7$ y diferentes potencias de entrada P_{Σ} de bombeo y sus variaciones relativas.	87
50	Curva experimental de corriente de bombeo contra potencia de salida del láser NLK1556STG.	91
51	Arreglo experimental utilizado para medir la longitud de coherencia de láser.	92
52	Profundidad de modulación para diferentes valores de DCO.	93

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Parámetros de las fibras ópticas dopadas con Erbio	30
II	Parámetros obtenidos del ajuste de los datos experimentales de transmitancia no lineal con las estimaciones teóricas.	57
III	Tabla que muestra las potencias de saturación obtenidas de la señal de fluorescencia tomando en cuenta el coeficiente de transmisión $T_{c,e}$ obtenido de los ajustes de transmitancia no lineal ($\lambda = 1530nm$).	60

Capítulo I

Introducción.

Como derivación de los estudios en física enfocados a la óptica (Schawlow y Townes, 1958), en 1960 surge el láser (Maiman, 1960). Esta fuente luminosa presenta dos características principales, alta monocromaticidad y alta luminancia. El láser empezó a utilizarse, entre otras cosas, en las telecomunicaciones pero era necesario contar con un canal de transmisión adecuado donde la luz pudiera transmitirse por varios kilómetros teniendo un mínimo de pérdidas. Es entonces que a mediados de los años setenta surge una fibra óptica con pérdidas menores a 20 dB/km (Kapron y Keck, 1971) y con ella, el despegue de las telecomunicaciones ópticas. Hoy en día, las fibras tienen pérdidas < 0.1 dB/km y pueden transmitir señales de luz digitalizadas cientos de kilómetros sin amplificación. Algunas de las tecnologías exitosas hechas con fibra óptica son los amplificadores ópticos y los láseres de fibra óptica dopada con erbio (Digonet, 2000) que trabajan en el rango espectral de 1500 - 1560 nm el cual corresponde a la tercer ventana de telecomunicaciones.

La demanda de mas ancho de banda en las redes de telecomunicaciones, ha expandido rápidamente el desarrollo de nuevos componentes y dispositivos ópticos, especialmente los WDM (por su siglas en inglés, Wavelength Division Multiplexer). Las así denominadas Rejillas de Bragg de fibra óptica (Kashyap, 1999) han sido vitales para el crecimiento de algunos de estos productos y están reconocidas como una de las tecnologías más significativas que han permitido el desarrollo de las comunicaciones por fibra óptica en la última década. Una rejilla de Bragg es un cambio periódico del índice de

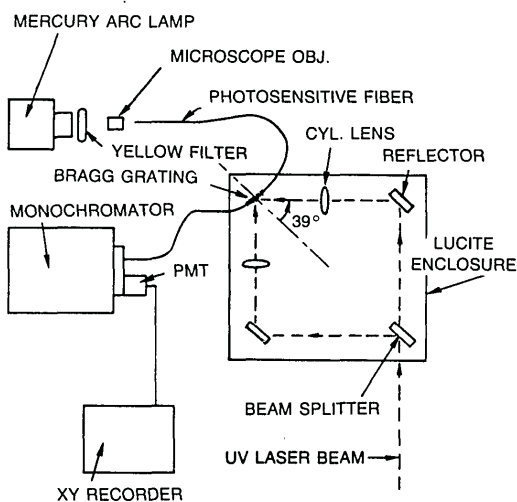


Figura 1: Arreglo experimental utilizado para grabar rejillas de índice permanentes en una fibra dopada con Germanio (Meltz *et al.*, 1989).

refracción efectivo en una fibra óptica. Este elemento, puede reflejar un rango angosto o ancho predeterminado de longitudes de onda de luz incidente a ella misma, dejando pasar todas las otras longitudes de onda.

Para poder grabar rejillas en las fibras ópticas, es necesario que el vidrio sea fotosensible. Esto puede ser observado en fibras dopadas con Germanio. La grabación de la rejilla, involucra la irradiación con un rayo de luz láser ultravioleta que cambia el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra (Othonos y Kalli, 1999). Irradiando la fibra con un patrón intenso que tenga una distribución periódica, una perturbación correspondiente de índice es permanentemente inducida en el núcleo de la fibra (ver figura 1). Como resultado se graba una rejilla de índice en la guía de onda óptica. La modulación del índice de refracción es relativamente pequeño, del orden de 10^{-4} a 10^{-3} y la longitud típica de la rejilla esta entre $1\sim 25$ mm. Las rejillas formadas de esta manera son casi permanentes cuando son grabadas a temperaturas ambientales.

Cuando la luz infrarroja se propaga a lo largo de la fibra a través de regiones

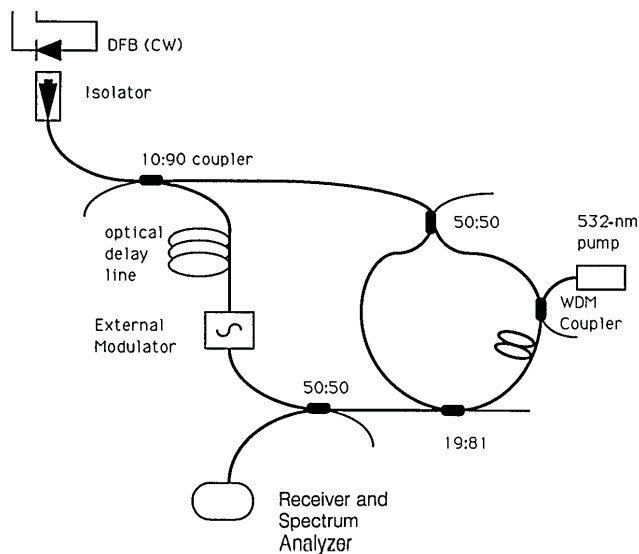


Figura 2: Arreglo experimental original para el grabado de rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio (Friskén, 1992).

alternantes periódicas con índices de refracción altos y bajos, ésta es parcialmente reflejada en cada interfase entre estas regiones. Si el espaciamiento entre estas regiones es tal que todas las reflexiones parciales se sumen en fase, la reflexión total puede ser hasta del 100% en algunos casos, incluso cuando las reflexiones individuales en cada interfase sean muy pequeñas. Esta condición se cumplirá para longitudes de onda específicas (de Bragg). Para todas las otras longitudes de onda, las reflexiones no están en fase y se cancelan unas con otras resultando en una alta transmisión.

También es posible grabar rejillas de Bragg dinámicas en fibras ópticas dopadas con tierras raras. En una publicación original (Friskén, 1992), se utilizó el efecto "Quemado Espacial de Huecos" -QEH- (Siegman, 1986) en fibras ópticas dopadas con erbio para el grabado de rejillas de Bragg. En esta configuración (Fig. 2), la rejilla se forma por el patrón de interferencia de dos ondas coherentes de $\lambda \simeq 1536$ nm contra propagándose

en una fibra dopada. La rejilla es observada por la difracción de una tercera onda incoherente con la misma longitud de onda (esta configuración es conocida como mezclado de cuatro ondas). La grabación de la rejilla es un proceso dinámico debido a que la rejilla desaparece cuando se quita la excitación que da lugar a la formación de ésta.

El efecto de QEH puede llevarse a cabo en varios medios láser con bombeo óptico (el cual resulta en el grabado de rejillas dinámicas de ganancia) y sin bombeo óptico (Fischer *et al.*, 1993; Horowitz *et al.*, 1994a). En este último caso la formación de la rejilla de amplitud (rejillas de absorción convencionales) en las fibras dopadas, es un resultado de la saturación local de la absorción óptica.

El arreglo experimental que se utiliza en este trabajo para el grabado de las rejillas dinámicas en las fibras, esta basado en el interferómetro de Sagnac (ver figura 3). En este arreglo, dos ondas coherentes se propagan en direcciones opuestas dentro de una fibra dopada con Erblio (FDE) formando un patrón de interferencia a lo largo de toda la longitud de la fibra. Las rejillas bajo consideración, son grabadas por el efecto de QEH, por ejemplo, por la saturación local de la absorción de la fibra óptica o de la ganancia (en fibras con bombeo óptico) en las franjas brillantes del patrón de interferencia dando lugar a la formación de la rejilla de amplitud. Los haces que se propagan en sentido opuesto que en principio formaron la rejilla, son parcialmente reflejados por la rejilla misma y pueden acoplar a los haces que inicialmente eran independientes (por el efecto de *mezclado de dos ondas* - MDO) (Stepanov *et al.*, 2005b).

La longitud de las rejillas puede ser del orden de la longitud L de la fibra dopada y que en algunos experimentos reportados (Friskén, 1992), ha sido mayor a 12 m. Por esta razón, su selectividad espectral puede ser extremadamente alta y tales rejillas en la fibra pueden ser atractivas candidatas para la realización de filtros ópticos sintonizables de banda angosta de hasta 10 MHz (Feuer, 1998). Fue originalmente propuesto y

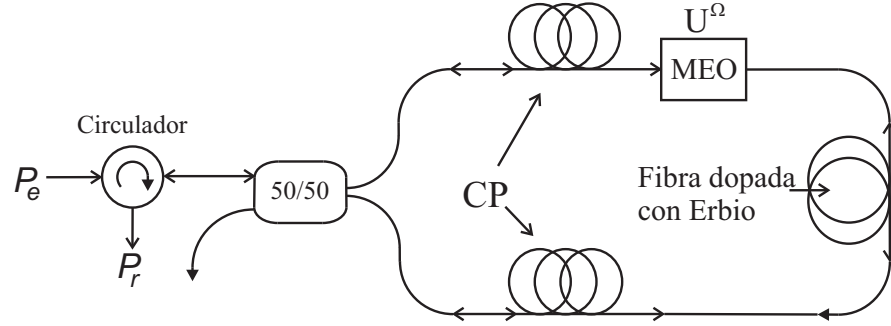


Figura 3: Arreglo experimental basado en la configuración del interferómetro de Sagnac para la observación del mezclado de dos ondas en fibras dopadas con erbio: CP1,2, controladores de polarización; MEO, modulador electroóptico; 50/50, acoplador. (Stepanov y Plata, 2004).

experimentalmente demostrado (Horowitz *et al.*, 1994a) que la incorporación de una pieza de fibra dopada sin bombeo en un láser de fibra de onda estacionaria puede resultar en la operación a una sola frecuencia del láser. Se supone que la rejilla dinámica de amplitud la cual se forma en la fibra dopada, trabaja como un filtro de alta selectividad el cual asegura que únicamente sobreviva el modo dominante del láser.

Recientemente, también se han propuesto aplicaciones (Stepanov y Plata, 2004) de MDO transitorio por estas rejillas (Fig. 3) en interferometría adaptativa (p.e., para mediciones adaptables de vibración, sensores de fibra, etc.), donde tradicionalmente son usados materiales fotorrefractivos de volumen (Dewhurst y Shan, 1999). La posibilidad de operación a potencias por debajo de los mW, fácil amplificación óptica de la luz detectada, la posibilidad de desarrollar interferómetros adaptables completamente de fibra y la disponibilidad comercial de prácticamente todos los elementos necesarios del sistema las hacen potencialmente muy atractivas.

Las aplicaciones anteriormente mencionadas justifican por si solas el estudio detallado de las rejillas dinámicas de Bragg grabadas en fibras ópticas dopadas con erbio

u otras tierras raras. Obviamente, estas aplicaciones necesitan optimización de las características de las rejillas dinámicas por medio de la variación de los parámetros en la configuración de grabado, potencias y longitudes de ondas de los haces de grabado, nivel del bombeo óptico, longitud y nivel de concentración del erbio en las fibras usadas, etc. Sin embargo, hasta la fecha no existen investigaciones detalladas de los parámetros de las rejillas (por ejemplo, de su amplitud y tiempo de formación) en función de las potencias de grabado y nivel de bombeo, longitud de la fibra o concentración de erbio. Hay indicaciones (Feuer, 1998) y (Stepanov y Plata, 2004) de que las amplitudes de las rejillas experimentales son mucho menores que sus evaluaciones teóricas. De hecho, todavía no existe ningún análisis teórico (o simulación numérica) de la formación de dichas rejillas de reflexión que tome en cuenta los perfiles complicados de la absorción/ganancia en la fibra saturada y el perfil de la amplitud de la rejilla formada.

I.1 Objetivos

Los objetivos principales de este trabajo son:

1. Desarrollo de un sistema experimental para la investigación del mezclado de dos ondas transitorio en fibras dopadas con erbio en un amplio rango de potencias de grabado sin y con bombeo óptico y la caracterización de las fibras ópticas dopadas con erbio para la obtención de sus parámetros principales como densidad óptica no saturada y potencia de saturación.
2. Estudio detallado del mezclado de dos ondas por las rejillas dinámicas grabadas en las fibras dopadas con erbio sin y con bombeo óptico y características principales de las rejillas grabadas como eficiencia y tiempo característico de formación. La dependencia respecto a longitud de la fibra dopada y al nivel de bombeo óptico.

3. Realización de un análisis teórico del mezclado de dos ondas transitorio por las rejillas dinámicas en fibras ópticas dopadas con erbio sin y con bombeo óptico y su comparación con los resultados experimentales.
4. Formulación de recomendaciones para el desarrollo de un interferómetro adaptativo en línea conforme a los resultados obtenidos.

Capítulo II

Conceptos básicos.

II.1 Introducción.

En este capítulo se mencionan los conceptos básicos los cuales nos ayudarán a entender el MDO por rejillas dinámicas en FDE. Se empieza citando a las FDE y las principales propiedades ópticas del ión de Erbio Er^{3+} en sílice como material anfitrión. Posteriormente se realiza el análisis y modelado de las propiedades ópticas de las FDE como un sistema de dos y tres niveles y la deducción de las ecuaciones de razón del sistema. También se mencionan las ecuaciones del MDO por rejillas de Bragg. Finalmente se hace una revisión de las principales investigaciones realizadas sobre rejillas dinámicas en FDE.

II.2 Fibras dopadas con Erbio.

Las FDE, no son mas que una fibra estándar de sílice, en cuyo núcleo se introdujo una pequeña fracción de erbio durante su proceso de fabricación. Los rangos de la concentración de dopantes van desde miles de ppm (partes por millón) hasta alrededor de 1 ppm. Los métodos utilizados para la fabricación de las FDE son, en general, variaciones de las técnicas utilizadas para producir fibras ópticas de bajas pérdidas para sistemas de comunicaciones ópticas. Algunos de los principales métodos para depositar vapores de tierras raras en las preformas de las fibras son: Deposición de

Vapores Químicos Modificados, Deposición Axial de Vapores y Deposición de vapores por Fuera (Becker *et al.*, 1999).

Gracias a la comercialización de los amplificadores de fibras dopadas con Erblio (Becker *et al.*, 1999), se ha puesto mas atención para realizar fibras dopadas de buena calidad donde la geométrica del núcleo y de fibra sea constante, así como también para lograr una buena uniformidad en la distribución de dopantes tanto longitudinal como transversalmente. Las FDE han encontrado principal aplicación en los sistemas de telecomunicaciones ópticas donde son utilizadas en Amplificadores y Láseres de fibra óptica (Digonet, 2000).

II.3 Capas electrónicas de las tierras raras.

Los átomos de las tierras raras están divididos en dos grupos: los lantánidos con números atómicos desde el 57 hasta 71 y los actínidos con números atómicos desde 89 hasta 103. La mayoría de las fibras dopadas, han sido dopadas con elementos de los lantánidos, por ejemplo, el erbio (con número atómico 68) ha sido ampliamente utilizado en la tecnología de fabricación de los láseres de fibra. La clave del comportamiento óptico de los lantánidos está en su muy particular estructura atómica.

El modelo clásico de los átomos, es aquel donde un núcleo está rodeado por capas llenas de electrones, las cuales son gradualmente llenadas conforme uno se mueve a lo largo de la tabla periódica. En general, la capas sucesivas van aumentando su radio. Sin embargo, cuando aparece el numero atómico $Z = 57$ (número atómico del primer elemento de los lantánidos), ocurre una contracción abrupta. Lo que pasa es lo siguiente: las capas 5s y 5p ($5s^2 5p^6$) están llenas y la siguiente capa a llenar es la 4f; la capa 4f, en lugar de tener un radio mayor que el de las capas 5s y 5p, se contrae viéndose rodeada por estas capas.

A medida que nos movemos a lo largo de la serie de los lantánidos, el radio promedio de estos disminuye lentamente (Hüfner, 1978). Este efecto es llamado contracción lantánida. Los electrones de las capas 5s y 5p que se encuentran alrededor de la capa 4f forman un escudo, que es responsable del espectro óptico angosto y de las muchas transiciones láser observadas en las tierras raras.

La forma mas común de los elementos de las tierras raras es en forma iónica, en particular, el estado trivalente, por ejemplo, (Ln^{3+}). En la ionización de los lantánidos, dos de los electrones de la capa 6s y uno de la capa 4f o 5p son removidos, pero las capas 5s y 5p permanecen intactas. Consecuentemente, los electrones restantes de la capa 4f quedan parcialmente protegidos de perturbaciones de campos externos por las capas 5s y 5p. Esta propiedad causa las transiciones 4f - 4f además de que las características espectroscópicas de estas transiciones son muy poco sensibles al tipo de material anfitrión (Desurvire, 1994).

II.4 Espectroscopía del ión de Erblio en sílice.

El ión de Er^{3+} es uno de los mas utilizados gracias a sus propiedades de amplificación y laseo en la región de $1.5 \mu\text{m}$ debido a las transiciones entre los niveles ${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$. Para designar a estos estados, se emplea la notación de acoplamiento Russel-Saunders. En este esquema, el estado cuántico de un átomo esta descrito como ${}^{2S+1}L_J$, donde $L = 0, 1, 2, 3 \dots$ que corresponde a las letras S, P, D, F... respectivamente, S es el momento angular del spin total y J es la magnitud del momento angular total.

En la figura 4 se muestran los niveles de energía correspondientes a cada posible estado atómico ${}^{2S+1}L_J$ para el ión Er^{3+} en sílice. La figura también muestra las posibles transiciones de absorción en el visible y cercano infrarrojo, así como las posibles transiciones radiativas. Muestra la transición con longitud de onda central de 1540 nm,

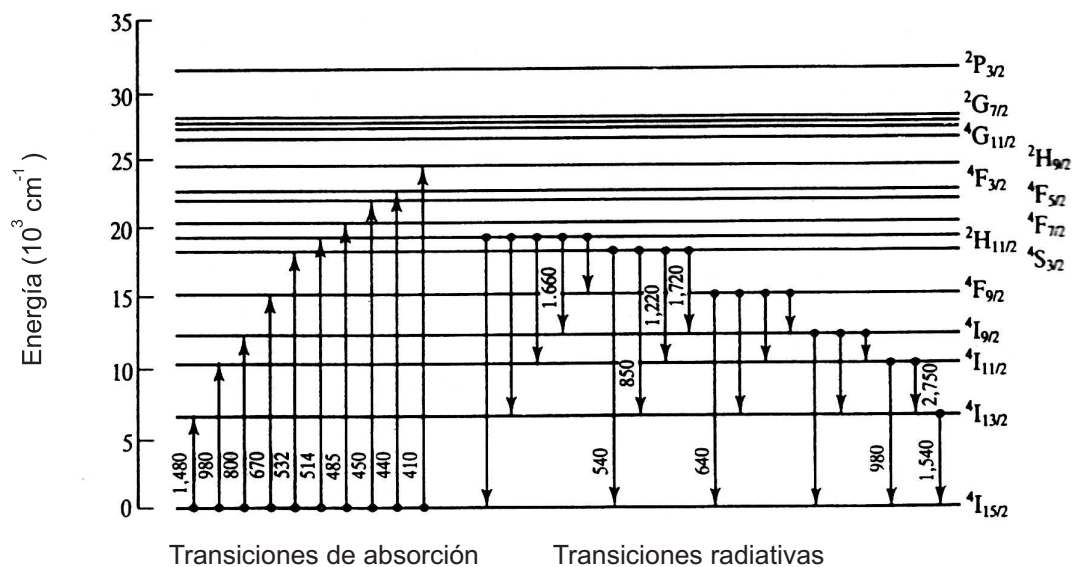


Figura 4: Diagrama de niveles de energía del erbio en vidrio que muestra las transiciones de absorción y de emisión. Las longitudes de onda de transición están dadas en nanómetros y son indicadas únicamente para transiciones observadas experimentalmente (Desurvire, 1994).

que se origina del nivel ${}^4I_{13/2}$ y termina en el nivel base ${}^4I_{15/2}$. Además se observan transiciones de absorción alrededor de 1480 nm (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) y 980 nm (${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$).

La figura 5 muestra el espectro de absorción experimentalmente obtenido con una fibra de sílice dopada con erbio. Todas las bandas de absorción que se muestran en este espectro, corresponden a las transiciones de absorción que se muestran en la figura 4. La banda de absorción ancha e intensa, alrededor de 1480 nm indica que el sílice con Er^{3+} es un medio altamente absorbente cuando no está activado por ningún mecanismo de bombeo.

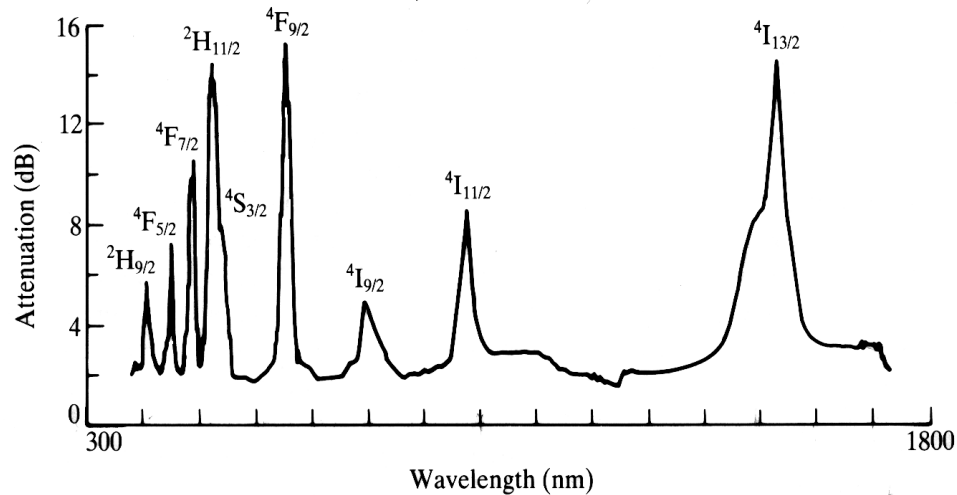


Figura 5: Espectro típico de absorción de una fibra de sílice dopada con erbio. Las bandas de absorción corresponden a las transiciones mostradas en la figura 4 (Desurvire, 1994).

II.5 Sistemas de dos y tres niveles.

En general, una FDE como material láser, puede ser representada como un sistema de tres niveles (Siegman, 1986), lo que significa que los iones pueden estar en 3 niveles de energías distintas. Estos niveles son: el estado base (de energía mínima) que es el estado que ocupan la mayoría de los iones en ausencia de excitación ($4I_{15/2}$), el estado metaestable ($4I_{13/2}$) y un estado excitado ($4I_{11/2}$). Esta estructura de energías discretas puede ser vista en la figura 6.

Para que las FDE tengan un medio activo (ganancia), se bombean ópticamente. Esto significa que el bombeo, que proporciona la energía para lograr la amplificación de la señal, se presenta también como un haz luminoso, que se introduce en la fibra, como la señal, pero tiene una longitud de onda diferente a la de la señal (alrededor de $1.5\mu\text{m}$). Como podemos ver en la figura 4 es posible utilizar longitudes de onda de bombeo de $\lambda_B = 980 \text{ nm}$ o 1480 nm (ambas pueden ser generadas con láseres semiconductores).

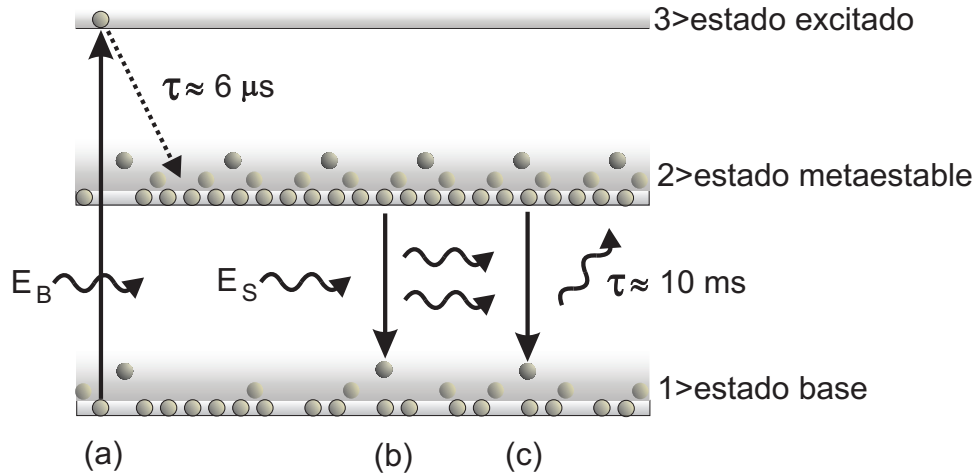


Figura 6: Sistema de tres niveles de los iones de Erbio en sílice. La energía crece desde abajo hacia arriba. (a) Bombeo de un fotón a 980 nm seguida por una desexcitación no radiativa. (b) Emisión estimulada de un fotón de señal. (c) Emisión espontánea de un fotón.

Sin bombeo en la FDE, todos los iones Er^{3+} se encuentran en el nivel fundamental de baja energía. Los fotones de bombeo a $\lambda_B = 980$ nm tienen una energía $E_B = 2\pi\hbar c/\lambda_B$ donde $c = 3 \times 10^8$ m/s es la velocidad de la luz en el vacío y $\hbar = h/2\pi$ donde $h = 6.626 \times 10^{-34}$ Js es la constante de Planck. Esta longitud de onda fue elegida para que esta energía E_B corresponda con la diferencia de energía entre los niveles base (${}^4I_{15/2}$) y excitado (${}^4I_{11/2}$) del ión Er^{3+} . Por consiguiente, cuando se enciende el bombeo y que un ión de erbio del nivel base absorbe uno de esos fotones, este ión sube hasta el nivel excitado (Fig. 6a).

Alternativamente, los fotones de la señal ($\lambda_S \approx 1.5 \mu\text{m}$) pueden también cruzar un ión que se encuentra en el nivel fundamental. La absorción de un fotón de energía E_S por un ión de erbio lo sube directamente hasta el estado metaestable (${}^4I_{13/2}$). Esta absorción de fotones de señal contribuye a disminuir la potencia de la señal, y por eso es un fenómeno no deseado, al contrario de la absorción del bombeo. Por consiguiente, una amplificación de la señal sólo puede producirse si el grado de emisión estimulada supera

la absorción de fotones de señal. Este ocurre si el número de iones Er^{3+} elevados al nivel metaestable supera el número de iones del nivel fundamental, lo que corresponde a la condición de inversión de población positiva.

El tiempo de vida de los iones de Erblio en el estado excitado es muy corto ($\approx 6 \mu s$), de modo que bajan muy rápido de este estado hasta el estado metaestable (${}^4I_{13/2}$). A diferencia del estado excitado, el tiempo de vida del estado metaestable es muy largo (≈ 10 ms) (Larose, 1995). Por consiguiente, en presencia de bombeo, este nivel se encuentra poblado con muchos iones que almacena, mientras que el nivel excitado se encuentra prácticamente vacío en permanencia (este nivel sólo constituye una etapa de transición entre los niveles 1 y 2). Esta es la característica principal que nos permite analizar a un sistema de tres niveles como un sistema de dos niveles. Si el bombeo es capaz de alzar al nivel metaestable más iones de los que se quedan en el nivel fundamental, se consigue una condición llamada inversión de población, que es necesaria para lograr amplificación.

Los fotones de señal a $\lambda_S = 1.5 \mu m$ tienen una energía $E_S = hc/\lambda_S$ que corresponde a la diferencia de energía entre los estados base y metaestable. Cuando un fotón de señal cruza un ión de erblio que se encuentra en el nivel metaestable (Fig. 6b), provoca su transición al estado base, y la generación de un nuevo fotón a λ_S . Este fotón no sólo tiene la misma energía que el fotón incidente, sino también la misma dirección, fase y polarización. Se dice que los dos fotones son coherentes. A este principio se le conoce como *emisión estimulada* (Siegman, 1986).

Finalmente, los iones de erblio que se encuentran en el estado metaestable pueden relajarse por si solos (con un tiempo característico de ≈ 10 ms) hacia el estado base (Fig. 6c), cediendo su energía emitiendo un fotón en una dirección aleatoria en el rango espectral $1490 \sim 1560$ nm. Este efecto es conocido como *relajación espontánea*

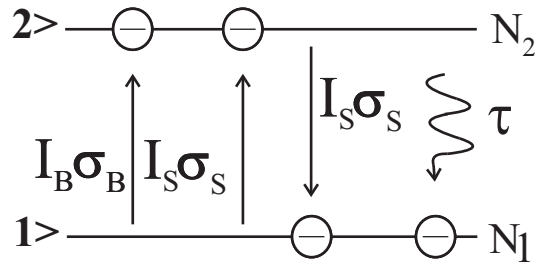


Figura 7: Sistema de 3 niveles simplificado a un sistema de 2 niveles.

o *fluorescencia*.

II.5.1 Ecuaciones de razón para un sistema de dos y tres niveles.

La manera más simple de tratar a una FDE (con bombeo a 980 nm), es considerando un sistema de tres niveles (Becker *et al.*, 1999). Como sabemos, el tiempo de vida del estado excitado del ión Er^{3+} es muy corto ($\approx 6 \mu s$) comparado con el tiempo de vida del estado metaestable ($\approx 10 ms$). Por esta razón, podemos aceptar que la población del estado excitado es prácticamente igual a 0 y en presencia de bombeo, es posible reducir al sistema directamente a un sistema de dos niveles. En la figura 7 se muestran las transiciones básicas en un sistema de tres niveles simplificado a un sistema de dos niveles. Aquí N_1 es la población del estado base 1 y N_2 es la población en el estado metaestable 2. De modo que la cantidad total N_0 de iones estará dada por:

$$N_0 = N_1 + N_2 \quad (1)$$

Si consideramos únicamente las transiciones mostradas en la figura 7, podemos escribir las ecuaciones que nos dicen como evoluciona la población N_1 y N_2 de los niveles 1 y 2 respectivamente con el tiempo en respuesta a la iluminación de los haces I_S de

señal e I_B de bombeo. Estas ecuaciones son conocidas en la literatura como ecuaciones de razón (Desurvire, 1994). Solo vamos a escribir la ecuación para la evolución de la población N_2 , ya que la población $N_1 = N_0 - N_2$, de esta forma:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau} - I_S c_S N_2 + I_S c_S N_1 + I_B c_B N_1 \quad (2)$$

donde:

$$c_{S,B} = \frac{\sigma_{S,B}}{\hbar \omega_{S,B}} \quad (3)$$

Aquí, $\sigma_{S,B}$ son las secciones transversales de absorción de la señal y del bombeo respectivamente y $\omega_{S,B}$ es la frecuencia de la señal y del bombeo respectivamente.

Después de una simple transformación algebraica y haciendo uso de la ecuación 1, la ecuación 2 se transforma en:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{-N_2 (1 + 2I_S c_S \tau + I_B c_B \tau) + N_0 (I_S c_S \tau + I_2 c_2 \tau)}{\tau} \quad (4)$$

sustituyendo la ecuación 3 en 4, esta ecuación queda:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{-(1 + I_S/I_{sat,S} + I_B/I_{sat,B})}{\tau} \left[N_2 - \frac{N_0}{2} \frac{I_S/I_{sat,S} + 2I_B/I_{sat,B}}{1 + I_S/I_{sat,S} + I_B/I_{sat,B}} \right] \quad (5)$$

donde $I_{sat,S,B} = \hbar \omega_{S,B} / 2\sigma_{S,B}\tau_0$ es la intensidad de saturación de la señal y de bombeo respectivamente. La ecuación 5 nos dice que el sistema de dos niveles tiene un tiempo de relajación, que depende de las intensidades de la señal y del bombeo de la siguiente manera:

$$\tau_{rB} = \frac{\tau_0}{1 + I_S/I_{sat,S} + I_B/I_{sat,B}} \quad (6)$$

de igual forma, cuando no tenemos bombeo ($I_B = 0$) el tiempo de relajación del sistema en presencia de señal es:

$$\tau_r = \frac{\tau_0}{1 + I_S/I_{sat,S}} \quad (7)$$

En las ecuaciones 6 y 7, τ_0 es el tiempo de relajación espontáneo del estado metaestable del ión de erbio (≈ 10 ms en sílice (Becker *et al.*, 1999)).

También es posible encontrar una solución en estado estacionario de la ecuación 5, esto es, cuando $\partial N_2/\partial t = 0$, esto nos da:

$$N_{2,est} = \frac{N_0}{2} \frac{I_S/I_{sat,S} + 2I_B/I_{sat,B}}{1 + I_S/I_{sat,S} + I_B/I_{sat,B}} \quad (8)$$

Por otro lado, el coeficiente de ganancia (o de absorción negativa) es proporcional a la diferencia de población N_2 y N_1 (Siegman, 1986). Sin embargo, cuando la intensidad de la señal de entrada es lo suficientemente grande, la razón de transiciones estimuladas también crecen de modo que saturan la diferencia de población ($N_2 - N_1$) reduciendo el coeficiente de ganancia G . Este proceso es comúnmente llamado saturación de ganancia (o absorción). Entonces, el coeficiente de ganancia G es:

$$G = \frac{\sigma_S}{\hbar\omega_S} (N_2 - N_1) = \frac{\sigma_S}{\hbar\omega_S} (2N_2 - N_0) \quad (9)$$

De esta forma, podemos encontrar como depende la ganancia del sistema de los niveles de población. Sustituyendo la ecuación 8 en 9, encontramos que la ganancia es:

$$G = \frac{G_0}{1 + \frac{I_S}{I_{sat,S}(1+I_B/I_{sat,B})}} = \frac{G_0}{1 + \frac{I_S}{I_{sat,C}}} \quad (10)$$

donde G_0 es el coeficiente de ganancia inicial (no saturada) y está dado por:

$$G_0 = \frac{\sigma_S N_0 (I_B/I_{sat,B}) - 1}{\hbar \omega_S (I_B/I_{sat,B}) + 1} \quad (11)$$

e

$$I_{sat,C} = I_{sat,S} (1 + I_B/I_{sat,B}) \quad (12)$$

En la ecuación 12, vemos que la intensidad de saturación compuesta $I_{sat,C}$, depende de la intensidad de bombeo presente en el medio. También podemos decir que en presencia de bombeo, se espera que la intensidad de saturación compuesta $I_{sat,C}$, sea mayor que la intensidad de saturación del medio sin bombeo $I_{sat,S}$.

De manera análoga, podemos encontrar el coeficiente de absorción óptica α del medio sin bombeo óptico en función de las densidades de población de los niveles 1 y 2. Solo que ahora, como es de esperarse, no tomamos en cuenta las transiciones provocadas por la intensidad de bombeo I_B . De modo que la ecuación 9 se transforma en:

$$\alpha \propto -G = \frac{\sigma_S}{\hbar \omega_S} (N_1 - N_2) \quad (13)$$

de modo que la absorción del medio es:

$$\alpha = \frac{\sigma_S}{\hbar \omega_S} \frac{N_0}{1 + I_S/I_{sat,S}} = \frac{\alpha_0}{1 + I_S/I_{sat,S}} \quad (14)$$

Aquí, α_0 es el coeficiente de absorción óptica no saturada del medio. En la ecuación 14 podemos ver que cuando la intensidad de entrada es muy pequeña ($I_S \ll I_{sat,S}$), el coeficiente de absorción óptica inicial α_0 es proporcional a la densidad total de población N_0 que no depende de la intensidad de la señal.

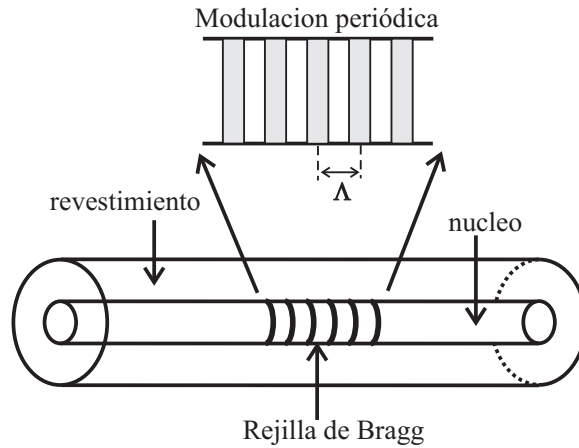


Figura 8: Rejilla de Bragg con modulación periódica de la absorción/ganancia o índice de refracción del núcleo de la fibra.

II.6 Mezclado de dos ondas por rejillas de Bragg.

II.6.1 Rejillas de Bragg.

Una rejilla de Bragg en una fibra óptica (Fig. 8), aparece como resultado de una modulación periódica de la absorción/ganancia o índice de refracción del núcleo de la fibra (Othonos y Kalli, 1999).

La propiedad principal de las rejillas de Bragg es que puede reflejar solo una banda angosta de longitudes de onda que cumplen la condición de Bragg que se define como:

$$\lambda_{Br} = 2n_{ef}\Lambda \quad (15)$$

aquí, λ_{Br} es la longitud de onda de Bragg, y es la longitud de onda de la luz de entrada que es reflejada por la rejilla, n_{ef} es el índice de refracción efectivo del núcleo de la fibra y Λ es el periodo espacial de la rejilla.

Si la luz que viaja por el núcleo de la fibra no cumple la condición de Bragg, la luz reflejada por cada plano de la rejilla está fuera de fase y eventualmente se cancela.

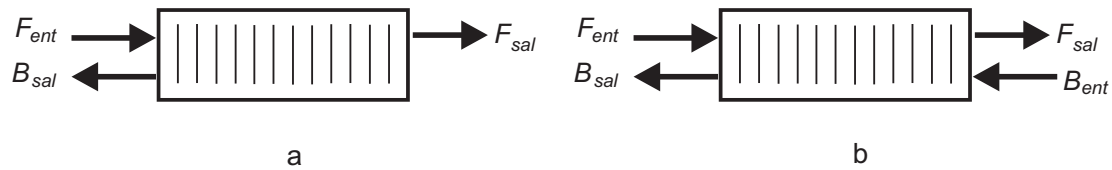


Figura 9: a) Condiciones de frontera para observar la difracción de la onda F de la rejilla de reflexión de Bragg y b) Condiciones de frontera para la observación del acoplamiento de energía debido a la rejilla de reflexión de Bragg entre ondas F y B mutuamente coherentes propagándose en sentidos opuestos.

Sin embargo, cuando la condición de Bragg se cumple, las contribuciones de la luz reflejada por cada plano de la rejilla se suman constructivamente produciendo una alta reflectividad a la longitud de onda central definida por el periodo Λ de la rejilla.

Cuando se modula el índice de refracción del medio, la rejilla es llamada rejilla de fase, de igual forma, cuando se modula la absorción (o ganancia) del medio se dice que es una rejilla de amplitud (o de ganancia).

II.6.2 Mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas de Bragg.

Cuando dos haces coherentes se propagan en sentidos opuestos a través de un medio con absorción saturable, las variaciones periódicas de intensidad debido a la interferencia inducirán una rejilla de amplitud. La presencia de esta rejilla afectará la propagación de estos dos haces. De hecho, estas dos ondas son reflejadas por la rejilla de amplitud debido a que la condición de Bragg se cumple (esta condición es claramente justificada cuando la rejilla dinámica es grabada por el mismo par de ondas que interactúan). Entonces, la onda F es reflejada por la rejilla de amplitud y la onda reflejada se propaga en la dirección de la onda B . Similarmente la onda B es reflejada por la misma rejilla y la onda reflejada se propaga en la dirección de la onda F (ver Fig. 9). Este proceso conduce al acoplamiento de energía. (Ver por ejemplo (Stepanov, isin)).

Considerando la ecuación de onda básica escalar y unidimensional para una onda electromagnética y monocromática

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon(z) \frac{\omega^2}{c^2} \right] E(z) = 0 \quad (16)$$

Aquí, c es la velocidad de la luz en el vacío y ω es la frecuencia angular de la luz. Si asumimos que la constante dieléctrica $\varepsilon(z)$ es independiente de la coordenada z , la ecuación 16 nos da soluciones en forma de ondas planas con amplitudes complejas $E \propto \exp(\pm ikz)$, donde $k = n\omega/c$ es el número de onda. Aquí $n = \sqrt{\varepsilon'}$ es el índice de refracción promedio y $2\pi/k = \lambda/n$ es la longitud de onda de la luz en el vacío. Asumiremos que la onda con el número de onda positivo se propaga a lo largo del eje z (onda F) y la onda con el número de onda negativo se propaga en la dirección opuesta (onda B).

De acuerdo al formalismo de la susceptibilidad compleja (Saleh y Teich, 1991) podemos introducir una componente imaginaria en la constante dieléctrica

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad (17)$$

Utilizando la aproximación de perturbación débil ($|\varepsilon''| \ll |\varepsilon'|$) podemos encontrar la amplitud compleja de la onda que se propaga en la dirección de z como $F(z)\exp(-ikz)$, donde $F(z)$ es la amplitud poco variante. Sustituyendo esta amplitud en la ecuación 16 y asumiendo que $|\partial^2 F(z)/\partial z^2| \ll 2k|\partial F(z)/\partial z|$ obtenemos la siguiente amplitud para la onda F :

$$\frac{\partial F(z)}{\partial z} = -\frac{\varepsilon'' k}{2n} F(z) = -\frac{\alpha}{2} F(z) \quad (18)$$

Aquí,

$$\alpha = \varepsilon'' k/n \quad (19)$$

es el coeficiente de absorción óptica. La amplitud de la onda $B(z)$ que se propaga en sentido opuesto también obedece a una ecuación similar, la cual difiere de la ecuación 18 por el signo positivo en el lado derecho de la ecuación.

Regularmente (Collier *et al.*, 1971) la amplitud de la rejilla es introducida como variaciones periódicas espaciales del medio óptico de absorción

$$\alpha(z) = \alpha + \delta\alpha \cos(Kz) \quad (20)$$

Donde $\delta\alpha$ es la amplitud de la rejilla y $K = 2\pi/\Lambda$ es la frecuencia espacial de la rejilla (Λ es el espaciamiento entre las franjas de la rejilla).

Supongamos que la frecuencia espacial de la rejilla de reflexión satisface exactamente la condición de Bragg (ver Ec. 15) para la difracción mutua de las ondas F y B , esto es, $K = 2k$ ($\Lambda = \lambda/2n$). Usando aproximaciones similares de amplitudes poco variantes podemos derivar las ecuaciones de ondas acopladas correspondientes. Siguiendo el procedimiento estándar (Collier *et al.*, 1971), despreciamos los términos proporcionales a las segundas derivadas y también se omiten los términos proporcionales a $\exp[\pm i(k + K)z] = \exp[\pm i3kz]$. Después de esto, la separación de los términos proporcionales a $\exp(-ikz) = \exp[i(k - K)z]$ y de $\exp(ikz) = \exp[i(K - k)z]$ nos da dos ecuaciones para las amplitudes poco variantes:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F(z)}{\partial z} &= -\frac{\alpha}{2}F(z) - \frac{\delta\alpha}{4}B(z), \\ \frac{\partial B(z)}{\partial z} &= \frac{\alpha}{2}B(z) + \frac{\delta\alpha}{4}F(z). \end{aligned} \quad (21)$$

La estructura de estas dos ecuaciones es similar y el signo opuesto en el lado derecho de la última ecuación, refleja la dirección opuesta de propagación de la onda B .

II.7 Formación de las rejillas dinámicas de población.

Las rejillas dinámicas de población (Eichler *et al.*, 1986), ya han sido ampliamente estudiadas debido a su aparición en la cavidad de los láseres. El principal mecanismo para su grabado es el efecto de QEH (Siegman, 1986), y esta asociado con la saturación local de la absorción óptica del material en las franjas brillantes del patrón de interferencia formado por la propagación opuesta de dos haces coherentes de grabado.

Para grabar las rejillas de población, es necesario tener un material con absorción saturable, en este sentido, las FDE ofrecen esta posibilidad. La configuración básica para el grabado de las rejillas dinámicas de población en FDE se basa en el interferómetro de Sagnac (Fig. 3). Sin embargo, este arreglo puede ser modificado introduciendo un circulador dentro del lazo cerrado del interferómetro (ver Fig. 20). Esta modificación ofrece la ventaja de que la onda de la señal puede ser observada (la que atraviesa la rejilla mas la señal reflejada) inmediatamente después de que sale por un lado de la fibra dopada. La configuración de MDO utiliza modulación de fase en uno de los haces de grabado y ofrece la ventaja de que la rejilla grabada puede ser evaluada por los mismos haces que la forman (Stepanov *et al.*, 2004).

Vamos a considerar dos haces coherentes que viajan en sentidos opuestos a través de la FDE (absorbedor saturable). Estos haces generan un patrón de interferencia periódico en toda la longitud de la fibra (Fig. 10) produciendo zonas con máximos y mínimos de intensidad. En las zonas donde existe un máximo de intensidad, los iones

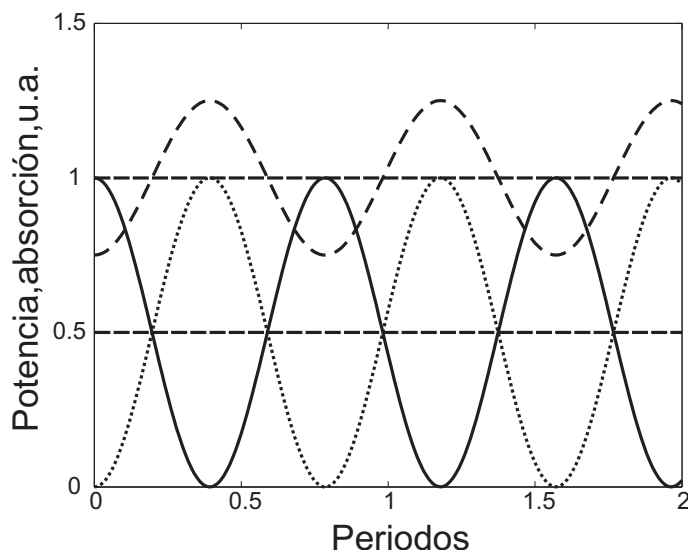


Figura 10: Diagrama que muestra las fases de la potencia del perfil de luz (línea sólida) y el perfil de absorción (línea cortada) en el caso de estado estable. La línea punteada muestra la distribución de la potencia de la luz cuando el perfil de interferencia es recorrido por la mitad de un periodo espacial (cuando se introduce un corrimiento de fase de $\pm \pi$ en uno de los haces de grabado).

son excitados hacia arriba por la luz, saturando la absorción en esa zona de la fibra (zona con baja absorción), de igual forma, en las zonas donde la intensidad de la luz es mínima, todos los iones se quedan en el estado base disponibles para ser excitados hacia arriba (zona con alta absorción). De esta manera se forman zonas periódicas de máximos y mínimos de absorción (rejilla de absorción).

El modulador electroóptico en la configuración de la figura 3 es utilizado para modular la fase de uno de los haces de grabado produciendo "brincos" periódicos del patrón de interferencia con un valor de π . Este corrimiento coloca el perfil de intensidad en fase con la rejilla de absorción previamente grabada (el máximo de intensidad se coloca en el máximo de absorción), como resultado, la luz es eficientemente absorbida bajando bruscamente el nivel de potencia detectada en la salida del circulador. Después de un cierto tiempo τ_r , la rejilla se vuelve a formar en contra fase con el perfil de intensidad.

Los "brincos" periódicos de fase producen picos periódicos de la absorción de potencia transmitida en la salida.

II.8 Antecedentes de rejillas dinámicas en fibras dopadas con Erblio.

Si comparamos por ejemplo las investigaciones realizadas con rejillas fotorrefractivas (Solymar *et al.*, 1996), hasta ahora, los experimentos realizados sobre rejillas dinámicas en FDE han sido pocos. Por otro lado, estos se han hecho con longitudes de fibra, concentraciones de erbio, potencias y longitudes de onda de grabado bastante aleatorias y no son sistemáticas.

El primer reporte de rejillas dinámicas en FDE fue hecho por Frisken en 1992 (Frisken, 1992). Sus experimentos fueron realizados en base al interferómetro de Sagnac en un Amplificador de Fibra Dopada con Erblio con bombeo de 40mW a la longitud de onda de 532 nm. Sus resultados mostraron que con menos de 1mW de luz continua en una FDE de 12m obtuvo una rejilla dinámica de reflexión sintonizable con un eficiencia de difracción del 75% a $\lambda = 1536$ nm. El autor propuso la utilización de dichas rejillas como filtros ópticos sintonizables con ancho de banda óptico angosto (hasta de 16 MHz en este trabajo). De hecho, en estas rejillas la longitud de onda para tener una reflectividad pico, puede ser controlada dinámicamente ajustando la longitud de onda de los haces de grabado.

Solo un año más tarde (Fischer *et al.*, 1993), Fisher y su grupo realizaron experimentos de mezclado de cuatro ondas en 1m de FDE bombeada a 980 nm y obtienen un coeficiente de reflexión de 6% a $\lambda = 1532$ nm con un arreglo experimental tipo Sagnac. En este artículo, los autores también mencionan el gran potencial de estas rejillas

dinámicas como filtros ópticos sintonizables en tiempo real.

Las rejillas dinámicas, también han encontrado aplicaciones en los láseres de fibra. En 1994 Horowitz y coautores proponen una técnica para reducir el ancho de línea de emisión de un láser de FDE por medio del mezclado de dos ondas en una FDE sin bombeo (Horowitz *et al.*, 1994a). La introducción de una FDE de ≈ 0.32 m de longitud, en la cavidad resonante de un láser resultó en la generación de un solo modo longitudinal con un ancho de línea de emisión del láser menor a 5kHz (Horowitz *et al.*, 1994b). Después, este mismo principio fue propuesto para utilizarse con un láser de anillo de fibra óptica (Cheng *et al.*, 1995). La incorporación de una FDE sin bombeo en la configuración del láser, produjo un ancho de línea de emisión menor a 0.95 kHz a $\lambda = 1535$ nm con una potencia máxima de salida de 6.2 mW.

En 1996 aparece un arreglo un poco mas avanzado (Paschotta *et al.*, 1997) para estabilizar la emisión de un láser de fibra y lograr su operación a una sola frecuencia. La propuesta se basa en que la misma pieza de fibra dopada (en este caso con ytterbium) utilizada como el medio activo para la emisión láser, se usa también como medio con absorción saturable. Esto se lograba haciendo que la potencia de la onda de bombeo fuera fuertemente absorbida en la primera parte de la fibra, dejando así, otra sección de la fibra sin bombeo. Esta parte de la fibra sin bombeo, funciona como un absorbedor saturable.

Como mencionamos arriba, otra aplicación de las rejillas de absorción, es en filtros ópticos ajustables. En 1998 Feuer realizó un análisis teórico y experimental de la respuesta de un filtro óptico respecto a diferentes longitudes L (0.2, 0.4 y 0.6m) del mismo tipo de fibra dopada con Erblio (con $\alpha_0 = 10.2m^{-1}$) y a la potencia de entrada ($\lambda = 1520nm$). Sus resultados experimentales acerca del ancho espectral mostraron una concordancia muy buena con sus predicciones teóricas. También si aumentaba la

longitud de la fibra, la razón de rechazo del filtro aumentaba. Sin embargo, la magnitud del rechazo fue alrededor de 5 veces menor que lo predicho por la evaluación teórica.

También se ha demostrado (Havstad, 1999) el uso de las rejillas de ganancia/absorción saturable en una configuración basada en el interferómetro de Sagnac, para la realización de filtros de banda angosta completamente de fibra. La funcionalidad de estos filtros esta basada en que pueden realizarse filtros pasabanda o rechaza banda, dependiendo de la elección de absorción/ganancia o de las terminales seleccionadas para la señal y el bombeo. Havstad y su grupo proponen que el filtro puede ser sintonizado en unos cuantos milisegundos simplemente cambiando la longitud de onda del bombeo que establece la rejilla y limitados únicamente por el tiempo de vida del estado excitado de los iones de erbio. Los filtros se realizaron utilizando longitudes $L = 0.05 \sim 1\text{m}$ de una FDE con $\alpha_0 = 14.5 \text{ m}^{-1}@1530\text{nm}$. Las rejillas de absorción/ganancia se realizaron con longitudes de onda de señal $\lambda_S = 1525, 1530$ y 1535 nm y de bombeo $\lambda_B = 980 \text{ nm}$. Los resultados experimentales tuvieron buena concordancia con la forma y anchos de banda de las predicciones teóricas, pero las mediciones de la reflectividad del filtro fueron menores que las esperadas.

Recientemente, en el departamento de Óptica del CICESE se han empezado investigaciones originales sobre mezclado de dos ondas por rejillas dinámicas en FDE (Stepanov y Plata, 2004). Tales rejillas, se han grabado en FDE utilizando la saturación local de la absorción en configuración experimental del interferómetro de Sagnac. Los resultados de experimentos realizados en una FDE de 3m a 1549 nm (Stepanov *et al.*, 2004), nos dicen que el tiempo característico de formación de la rejilla dinámica ($\tau_g \approx 2.7 - 3 \text{ ms}$) es menor que los valores típicos ($9.5 - 10 \text{ ms}$) del tiempo de vida del estado excitado del erbio en sílice. También la amplitud de la rejilla grabada es $\approx 6 - 7$ menor que el valor esperado de las mediciones de saturación de absorción de la fibra

por únicamente un haz. Mediciones especiales realizadas en una fibra con birrefringencia bastante alta (Stepanov *et al.*, 2005b), muestran que esta discrepancia también se observa en estas fibras. Esto significa que la reducción de reflectividad de las rejillas grabadas en las fibras convencionales no puede ser por la reducción del contraste del patrón de interferencia debido a la birrefringencia aleatoria de dichas fibras.

Las rejillas dinámicas de población, también se han propuesto para caracterizar la migración del estado excitado de los iones Er^{3+} en las FDE (Stepanov y Hernández, 2005). Mediciones experimentales de la dinámica de la población en dos fibras tipo INO (Er103 y Er123) con diferentes concentraciones de dopantes (≈ 640 y ≈ 5600 partes en 10^6) respectivamente, demostraron una contribución de este efecto (la migración del estado excitado) en el tiempo de formación de la rejilla solo en esta última fibra. Además de estos resultados, fue posible evaluar una longitud de difusión $L_D \approx 48$ nm para este tipo de fibra.

El efecto de "Quemado de Huecos Polarizados" (QHP) también se ha utilizado para el grabado de rejillas dinámicas de transmitancia en FDE (Stepanov *et al.*, 2005a). Aquí, el arreglo experimental utilizado es en lazo abierto y los haces de grabado (con polarizaciones cruzadas a 1549 nm), se propagan en el mismo sentido. Los resultados obtenidos muestran que con la misma fibra a la misma longitud de onda (Stepanov *et al.*, 2005b), la amplitud de la señal de MDO y el tiempo característico de relajación, es muy similar al observado en rejillas anisotrópicas de reflexión grabadas por dos ondas polarizadas ortogonalmente viajando en sentido opuesto dentro de la FDE.

Capítulo III

Parte Experimental.

III.1 Introducción.

Este capítulo se inicia con la descripción de los tipos de fibras dopadas con Erblio utilizadas en los experimentos y algunas de sus características principales. También se muestran y se describen los arreglos experimentales utilizados en este trabajo. Las mediciones experimentales pueden dividirse en tres partes. Primeramente, con el propósito de caracterizar las fibras dopadas, se realizan mediciones de transmitancia no lineal y de fluorescencia transversal. Después se realizan mediciones de ganancia en las fibras dopadas con diferentes niveles de bombeo para caracterizar el sistema de bombeo. Por último se describen las mediciones principales de este trabajo: las mediciones de mezclado de dos ondas transitorio en las fibras dopadas con Erblio sin y con bombeo óptico.

III.2 Caracterización de las fibras dopadas con Erblio.

III.2.1 Parámetros formales de las fibras dopadas.

Antes de iniciar la descripción de los experimentos, es importante mencionar los tipos de fibras dopadas que fueron utilizadas. En la tabla I, se muestran algunos de los parámetros mas importantes de las fibras dados en las hojas de datos de los proveedores.

Tabla I: Parámetros de las fibras ópticas dopadas con Erblio

Parámetro	EDF-HG980	Er103
Absorción pico @ 1530nm	17.1 dB/m	4 ± 1 dB/m
Absorción pico @ 980nm	14.1 dB/m	3 ± 1 dB/m
Concentración de Erblio estimada	$2.65 \cdot 10^{25} m^{-1}$	-
Longitud de onda de corte	820nm	900 ± 50 nm
Diámetro modal del campo	$4.4 \pm 0.8 \mu m$	-
Diámetro del núcleo	$2 \mu m \pm 5\%$	$4 \pm 1 \mu m$
Diámetro de la cubierta	$125 \pm 2 \mu m$	-
Diámetro de la capa	$250 \pm 10 \mu m$	-
Codopantes	Ge/Al	Al
Abertura Numérica	0.29 ± 0.04	$0.16 \pm 10\%$

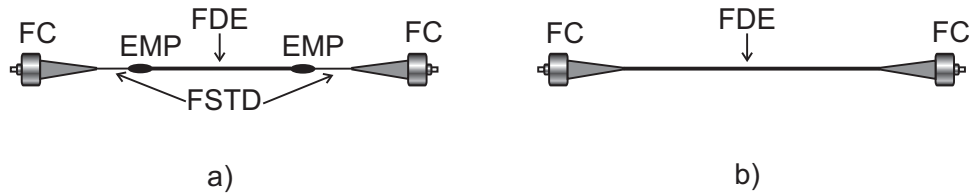


Figura 11: Tipo de conectores y empalmes en las fibras dopadas utilizadas, a)Fibra tipo HG980 y b)Fibra tipo Er103: FC, conectores FC; FDE, fibra dopada con Erblio; EMP, empalme; FSTD, fibra estándar SMF28.

Se utilizaron dos fibras dopadas con Erblio de diferentes proveedores. De la fibra tipo HG980 de "OFS Fitel", se tienen dos muestras de 2 y 3 metros. Estas fibras están empalmadas en cada uno de sus extremos a una fibra estándar tipo SMF28 y terminadas con conectores FC (ver figura 11a). Por otro lado, la fibra tipo Er103 de "INO", está conectada directamente a los conectores FC como se muestra en la figura 11b.

Es importante mencionar que las fibras dopadas aquí utilizadas, son fibras comerciales diseñadas principalmente para aplicaciones en sistemas de telecomunicaciones ópticas.

III.2.2 Mediciones de transmitancia óptica no lineal.

En la figura 12 se muestra el arreglo experimental utilizado para realizar las mediciones del coeficiente de transmitancia no lineal T_F de las fibras dopadas para el caso de propagación de un solo haz y medida como la razón

$$T_F = \frac{P_{sal}}{P_{eac}} \quad (22)$$

aquí P_{sal} es la potencia del láser transmitida y medida en la terminal de salida de la fibra dopada y P_{eac} es la potencia de luz medida en la salida de la fibra usada para alimentar la luz a la fibra dopada a través del conector FC.

Como fuente de luz coherente, se utilizó un láser semiconductor DFB (por sus siglas en inglés, Distributed Feedback Laser) NLK1556STG de NTT Electronics (ver Apéndice C) con una potencia máxima de salida de ≈ 20 mW a una longitud de onda $\lambda = 1530$ nm que aproximadamente corresponde al máximo de absorción de la fibra dopada con Erblio (Becker *et al.*, 1999).

La potencia de salida del láser se varió utilizando un atenuador óptico variable de fibra óptica VA BB-500-11-1300/1550-9/125-S-40-SCSC-3-1-ND de OZ Optics y se introdujo a un divisor de haz "50/50" 10202A-50-FC de Thorlabs. De aquí tomamos la salida del brazo 3 como la potencia de entrada P_{eac} a la fibra dopada (ver figura 12). La potencia de salida P_{sal} de la fibra dopada fue detectada con el fotodetector FD2 de InGaAs DET410 de Thorlabs.

La potencia de salida del brazo 4 del divisor "50/50" fue detectada con el fotodetector FD1 y se utilizó como referencia para conocer la potencia de entrada P_{eac} a la fibra dopada sin necesidad de desconectar la fibra dopada. Todas las fibras del arreglo se conectaron por medio de conectores regulares FC inmersos en glicerina para un mejor acoplamiento de luz. El brazo 2 del acoplador 50/50 que quedó libre, también fue

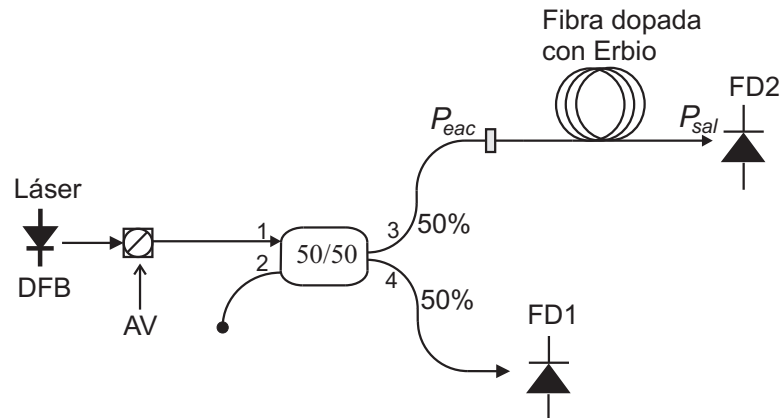


Figura 12: Arreglo experimental utilizado para la medición de la transmitancia no lineal de las fibras dopadas: AV, atenuador óptico variable; FD1,2, fotodetectores; 50/50, acoplador.

inmerso en glicerina para evitar reflexiones atrás.

La potencia de salida del láser fue modulada con un generador funciones DS335 de Stanford Research Systems con periodos T de modulación de intensidad mayores al tiempo de vida τ del estado excitado del Erbio ($T \gg 10ms$). La potencia de salida respecto a la variación de la potencia de entrada se monitoreó en la salida de la fibra dopada con un osciloscopio digital Tektronix TDS210. En la figura 13 se muestra un trazo típico de osciloscopio de la señal transmitida. Es importante mencionar que utilizando modulación de intensidad, nos permite diferenciar la potencia en la salida que fue transmitida a través de la fibra, de aquella potencia generada por la fluorescencia de la fibra dopada. Podemos ver que cuando se "enciende" el láser la intensidad no crece de forma instantánea, sino que le toma un cierto tiempo para alcanzar su máximo. Cuando el láser se "apaga" la intensidad tiene un tiempo de decaimiento exponencial $\tau \approx 10ms$ que corresponde a la fluorescencia emitida por la fibra dopada.

El valor relativo de la potencia P_f de la fluorescencia detectada en la salida de la fibra dopada, es mayor para potencias bajas de señal de entrada ($P_{eac} < P_{sat}$). Para

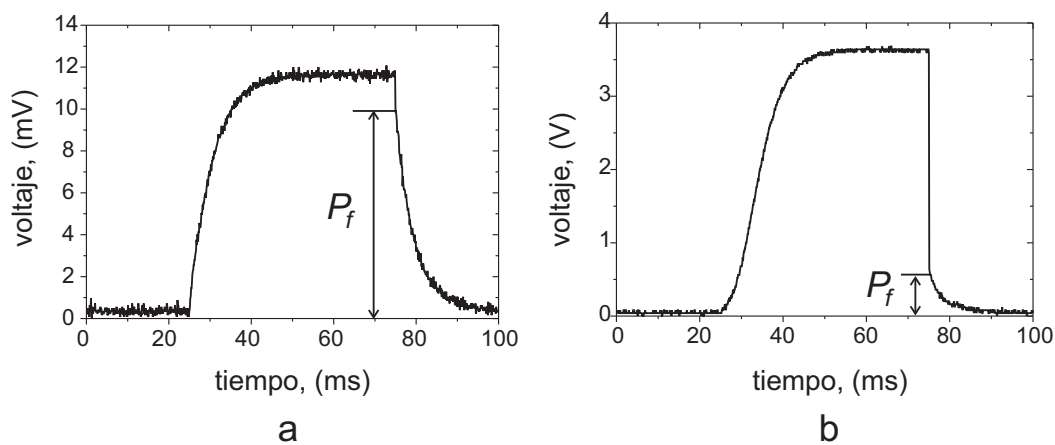


Figura 13: Trazo típico de osciloscopio de la potencia transmitida a través de la fibra dopada. a: señal obtenida con $P_{eac} = 0.2$ mW, b: señal obtenida con $P_{eac} = 1$ mW. (Fibra HG980, $L = 3$ m).

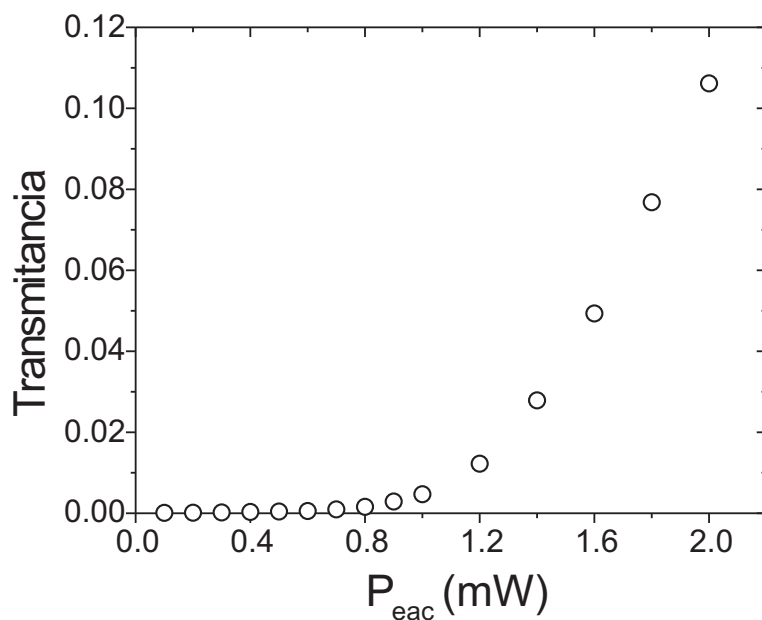


Figura 14: Transmítancia no lineal de una fibra dopada en función de la potencia de luz incidente P_{eac} . Fibra HG980, $L = 3$ m. $\lambda = 1530$ nm.

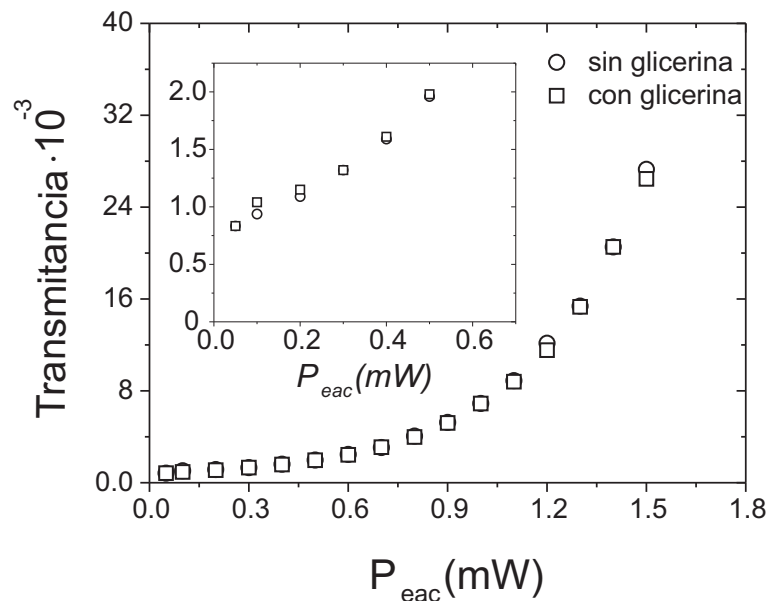


Figura 15: Transmitancias medidas en la fibra dopada removiendo la cubierta plástica y midiendo, \square con glicerina y \circ sin glicerina. (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$, $\lambda = 1530\text{ nm}$).

potencias de entrada $P_{eac} \gg P_{sat}$, el valor de la fluorescencia detectada en la salida puede ser despreciable (ver figura 13b).

En la figura 14 vemos la transmitancia no lineal T medida en la fibra tipo HG980 de 3m en función de la potencia de luz de entrada P_{eac} . Esta gráfica presenta un claro crecimiento de la transmitancia de la fibra, lo cual indica que la absorción óptica de la fibra esta fuertemente saturada por la luz transmitida.

Para asegurarnos de que no existía influencia de los posibles modos acoplados en la cubierta de la fibra en el valor promedio de la potencia detectada en la salida, removimos aproximadamente 5 cm de la cubierta plástica cerca de la terminal de salida de la fibra. Sumergiendo esta longitud descubierta de la fibra en glicerina, la señal detectada en la salida no presentó cambios significativos, como podemos ver en la figura 15.

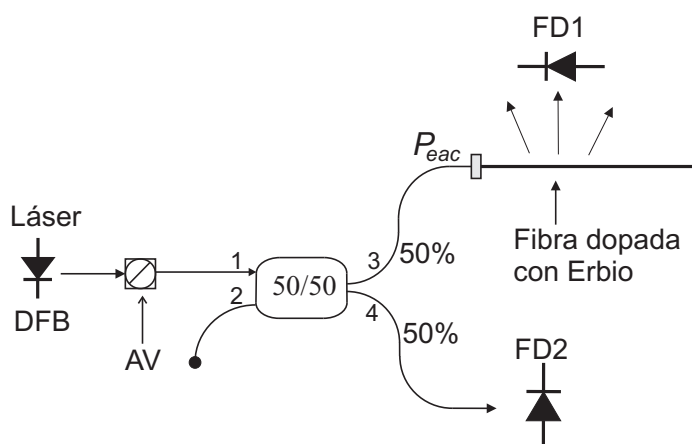


Figura 16: Arreglo experimental utilizado para la medición de la fluorescencia transversal de las fibras dopadas.

III.2.3 Mediciones de fluorescencia transversal.

Otra técnica que nos da información muy importante, es la de medir la fluorescencia transversal (aquella medida por un lado de la fibra dopada), en el caso de propagación de un solo haz. El arreglo experimental utilizado para realizar estas mediciones, es exactamente el mismo que el utilizado en las mediciones de transmitancia no lineal como lo muestra la figura 16. La diferencia es que ahora la señal es detectada por un lado de la fibra dopada cerca del conector FC de entrada. Como se hizo en el caso de transmitancia no lineal, la potencia de salida del láser se moduló con una señal rectangular y se introdujo a la fibra dopada.

La potencia total de entrada a la fibra dopada se varió con el atenuador óptico variable AV. La señal de fluorescencia se detectó a aproximadamente 5 centímetros después de la entrada de luz a la fibra dopada y fue medida transversalmente con el fotodiodo FD1 localizado por un lado y muy cerca de la fibra dopada. La potencia P_{eac} de entrada a la fibra dopada, se monitoreó con el fotodetector FD2 colocado en la salida 4 del divisor "50/50". La terminal de salida de la fibra dopada fue terminada

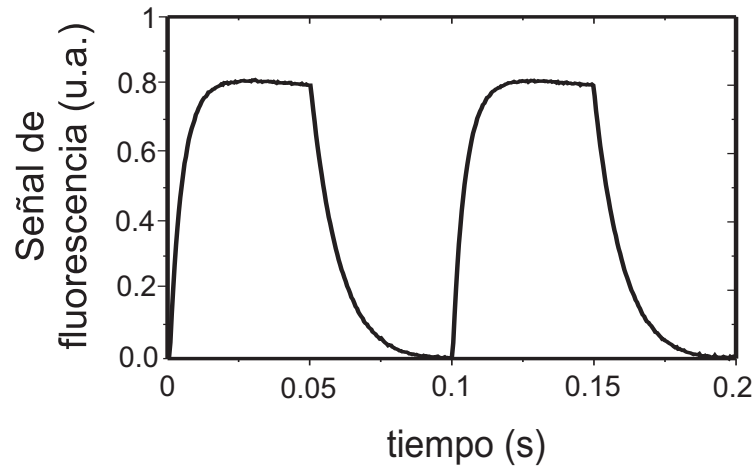


Figura 17: Trazo típico de osciloscopio de la fluorescencia detectada transversalmente en las fibras dopadas. Fibra Er103, $L = 8.8\text{m}$. ($\lambda = 1530\text{ nm}$.)

con glicerina para evitar reflexiones atrás. La figura 17 muestra un trazo típico de osciloscopio de la señal de fluorescencia transitoria observada en respuesta a la modulación rectangular de la potencia de salida del láser.

Podemos ver que el decaimiento de la señal transitoria detectada (por ejemplo, la observada después de que la luz era apagada) era exponencial con una razón de decaimiento de $\approx 0.1\text{ ms}^{-1}$. Este corresponde bien al tiempo característico $\tau_0 \approx 10\text{ ms}$ de la relajación espontánea del estado excitado del Er^{3+} en silicio codopado con Al,Ge conocido de la literatura (Becker *et al.*, 1999). Por otro lado, la razón de crecimiento de la fluorescencia, aumentó con la potencia de entrada a la fibra mientras que el decaimiento de la fluorescencia no dependía de la potencia de entrada (Fig. 18). La amplitud máxima de la señal de fluorescencia creció con la potencia de luz la cual fue seguida por la saturación (Fig. 19).

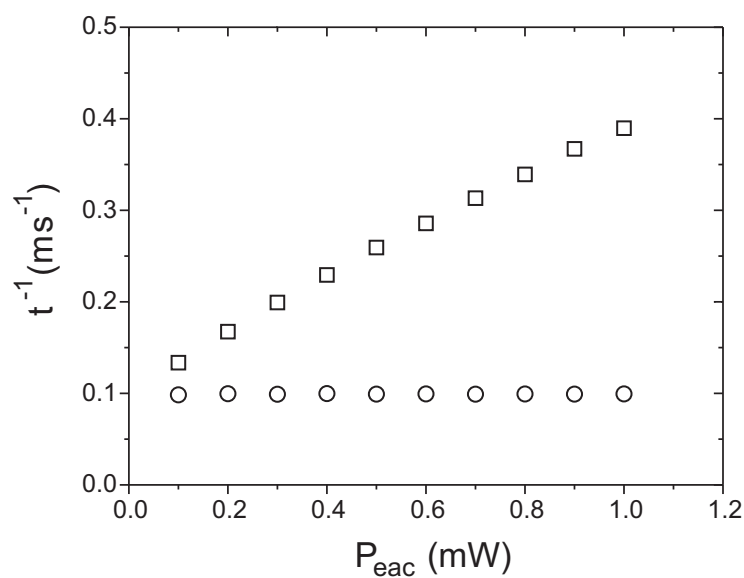


Figura 18: Razón de crecimiento \square y de decaimiento \circ de la señal de fluorescencia en función de la potencia de iluminación de entrada P_{eac} . (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$, $\lambda = 1530\text{ nm}$).

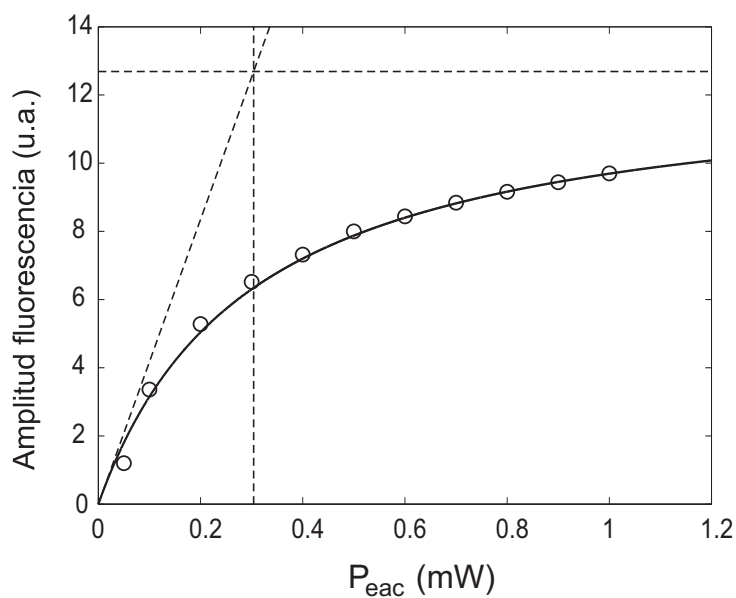


Figura 19: Amplitud de la señal de fluorescencia en función de la potencia de iluminación de entrada P_{eac} ($\lambda = 1530\text{ nm}$). La dependencia teórica correspondiente a la saturación de un sistema de dos niveles se muestra con la línea continua. (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$)

III.3 Mezclado de dos ondas sin bombeo.

III.3.1 Mezclado de dos ondas en fibras dopadas sin bombeo.

Los resultados experimentales (sin bombeo) mas importantes fueron obtenidos en configuración de mezclado de dos ondas (MDO) transitoria con modulación de fase rectangular introducida en uno de los haces de grabado con un modulador de fase electroóptico (MEO) como se muestra en la figura 20. A diferencia de otros trabajos anteriores (Stepanov *et al.*, 2005b), en este experimento utilizamos una versión modificada del interferómetro de Sagnac con un circulador introducido dentro del laso del interferómetro. Este arreglo nos permite observar la potencia de salida de la onda transmitida $P_{F,sal}$ directamente en la terminal de salida 3 del circulador. En esta configuración, la mitad de la potencia de salida de la onda $P_{B,sal}/2$ transmitida que se propaga en sentido opuesto también puede ser detectada de manera independiente en la terminal 4 del acoplador "50/50" de entrada. Comparado con la versión tradicional del interferómetro de Sagnac (aquel que tiene el laso cerrado - ver figura 3), este arreglo ofrece la ventaja de que pueden detectarse las dos ondas transmitidas separadamente lo cual simplifica significativamente la interpretación de los datos experimentales.

El controlador de polarización CP1 se usó para ajustar la polarización de entrada necesaria para el MEO. Por esta razón, la polarización de la onda de entrada F siempre era vertical en el punto A del laso del interferómetro. El controlador de polarización CP2 fue utilizado para ajustar la orientación de la polarización de la onda de grabado que se propaga en sentido contrario, la cual fue medida en el punto B. Las fibras conservadoras de la polarización las cuales son utilizadas como terminales del MEO hicieron este ajuste relativamente fácil. Los periodos T típicos de modulación de fase utilizados, son mayores al tiempo característico τ_r de formación de la rejilla ($T \geq 10\tau_r$).

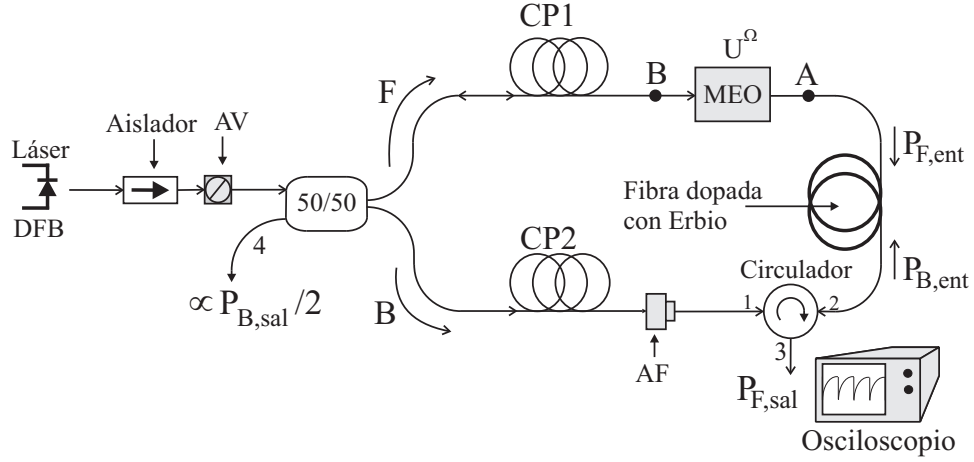


Figura 20: Arreglo experimental basado en la configuración del interferómetro de Sagnac para la observación del MDO transitorio en fibras dopadas con erbio sin bombeo óptico: CP1,2, controladores de polarización; MEO, modulador electroóptico; 50/50, acoplador.

La potencia total de grabado $P_{\Sigma,ent} = P_{F,ent} + P_{B,ent}$ fue controlada en la entrada con un atenuador óptico variable AV localizado en frente del acoplador de entrada "50/50". El modulador de fase electroóptico de Thorlabs T120008, el cual se utilizó en el arreglo, se caracteriza por su significativa atenuación de luz ($\approx 70\%$) y para igualar las dos potencias de entrada a la fibra dopada (para tener $P_{F,in} = P_{B,in}$) se utilizó un atenuador óptico fijo AF adicional. Las potencias de la luz de salida fueron detectadas con fotodiodos DET410 de Thorlabs y monitoreada utilizando un osciloscopio digital Tektronix TDS340A.

La fuente de haz de señal, como en el caso de los experimentos de caracterización de las fibras dopadas, fue el láser semiconductor DFB con una longitud de onda $\lambda = 1530$ nm. Mediciones especiales de este láser (Apéndice C), muestran que la longitud de coherencia L_C de la luz generada es mayor a 20 m, es decir, mucho más que la longitud de cualquiera de las fibras dopadas utilizadas. Además, los brazos del interferómetro de Sagnac modificado se ajustaron de modo de que la diferencia de caminos ópticos entre

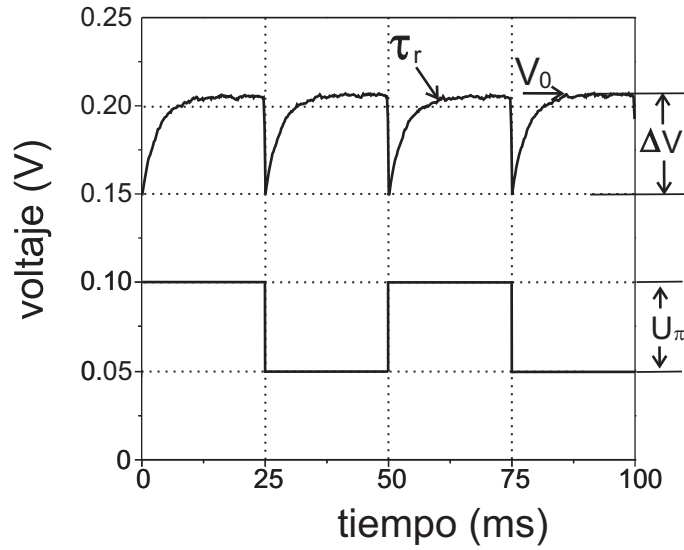


Figura 21: Trazo típico de osciloscopio de los picos transitorios de la señal de MDO en respuesta a la modulación de fase rectangular observados en la fibra sin bombeo óptico. (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$, $P_{eac} = 0.4\text{ mW}$).

ellos fuera lo menor posible.

En los experimentos de MDO transitorio, se aplicó modulación de fase rectangular periódica con una amplitud óptima para obtener saltos de fase de π en la onda de grabado F y como consecuencia, un desplazamiento del patrón de interferencia por este mismo factor. Como resultado, se observaron picos transitorios negativos (ver figura 21) con una amplitud ΔV la cual mostraba crecimiento con la potencia de entrada P_{eac} (ver figura 22). Estos experimentos se realizaron bajo la iluminación simultánea de dos haces coherentes propagándose en sentidos opuestos a través de la fibra dopada (ver figura 20). La figura 23 nos muestra la componente de dc de la señal de salida V_0 que corresponde al nivel estacionario de la potencia de salida $P_{F,sal}$ detectada en la terminal 3 del circulador en función de la potencia de entrada $P_{F,ent}$. El valor relativo de la respuesta transitoria de la señal de MDO $\Delta V/V_0$ en función de la potencia de entrada se muestra en la figura 24.

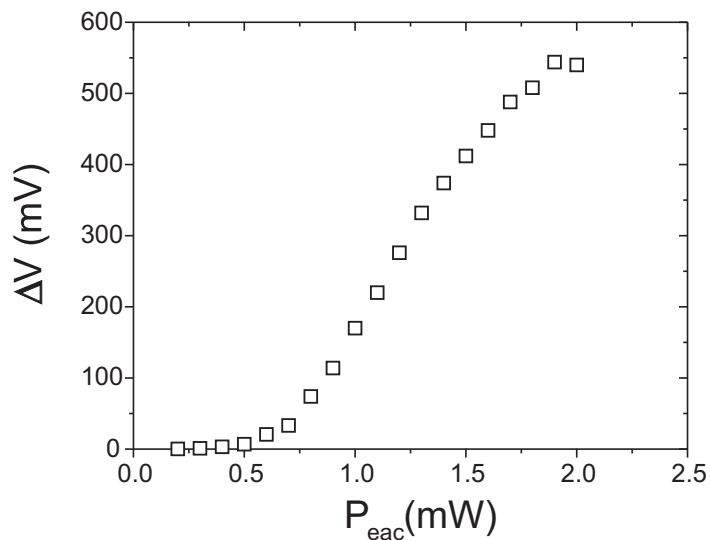


Figura 22: Amplitud ΔV de la respuesta transitoria de la señal de MDO experimental en función de la potencia de luz de entrada P_{eac} . (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$).

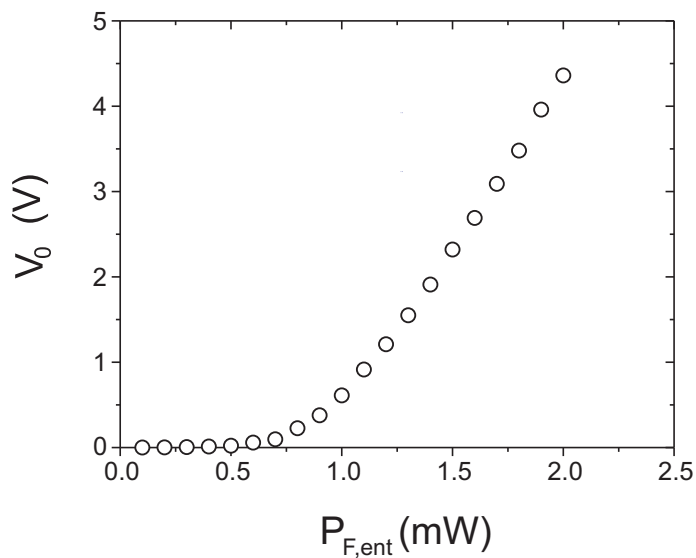


Figura 23: Componente de dc de la señal de salida V_0 detectada en los experimentos de MDO transitorio en función de la potencia de luz de entrada P_{eac} . (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$).

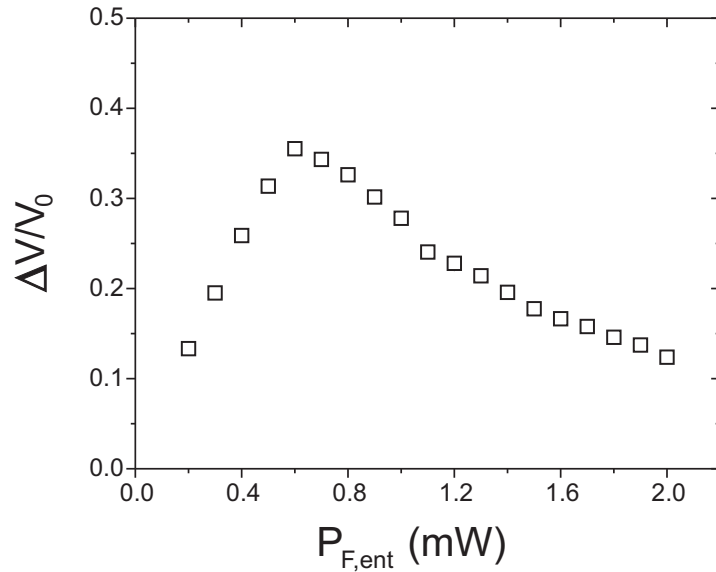


Figura 24: Amplitud de la respuesta transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ en función de la potencia de entrada de un haz $P_{F,ent}$. (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$).

III.3.2 Fluorescencia generada por la propagación opuesta de dos haces de señal.

Como vimos anteriormente, cuando un haz de señal se propaga a través de una fibra dopada, genera fluorescencia que es detectada en la salida de la fibra. Por otro lado, las rejillas dinámicas son grabadas por dos haces de señal que se propagan en sentido opuesto a través de la fibra. Con el propósito de evaluar la fluorescencia en la salida 3 del circulador (donde detectamos la señal de $P_{F,sal}$) generada por los dos haces de señal, se usó el mismo arreglo experimental que se utilizó para el grabado de las rejillas dinámicas (ver figura 20).

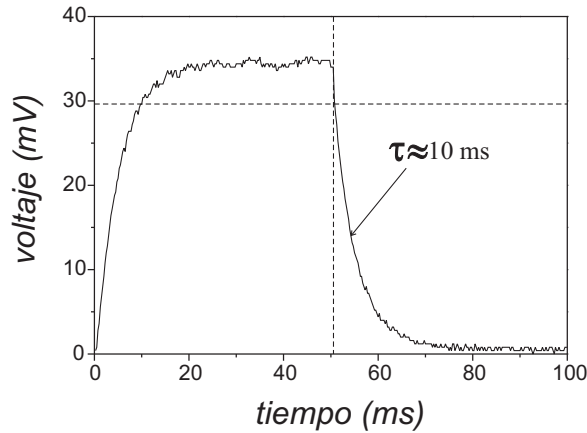


Figura 25: Trazo típico de osciloscopio de la señal con fluorescencia detectada en la salida de la fibra dopada en presencia de dos haces de señal propagándose en sentido opuesto.

En este experimento no se introdujo modulación de fase, únicamente se utilizó modulación rectangular de intensidad del láser, como se hizo en los experimentos de fluorescencia transversal.

En la figura 25 vemos que la forma de la señal detectada tiene el mismo perfil que aquellas detectadas en los experimentos de transmitancia no lineal con intensidad modulada. También vemos que por debajo de la línea horizontal punteada, la señal tiene un decaimiento exponencial con un tiempo característico de relajación de $\approx 10ms$. Esta componente de fluorescencia en la señal de salida, es función de la potencia de entrada total a la fibra dopada. La figura 26 nos muestra el porcentaje de fluorescencia detectada en la señal de salida $P_{F,sal}$ en función de la potencia total de entrada de señal $P_{\Sigma,ent} = P_{F,ent} + P_{B,ent}$ en diferentes fibras dopadas. Cuando la potencia de las señales de entrada son relativamente bajas ($P_{F,ent} = P_{B,ent} \approx P_{sat}$), la señal detectada en la salida puede estar compuesta en más del 80% de su valor total por fluorescencia.

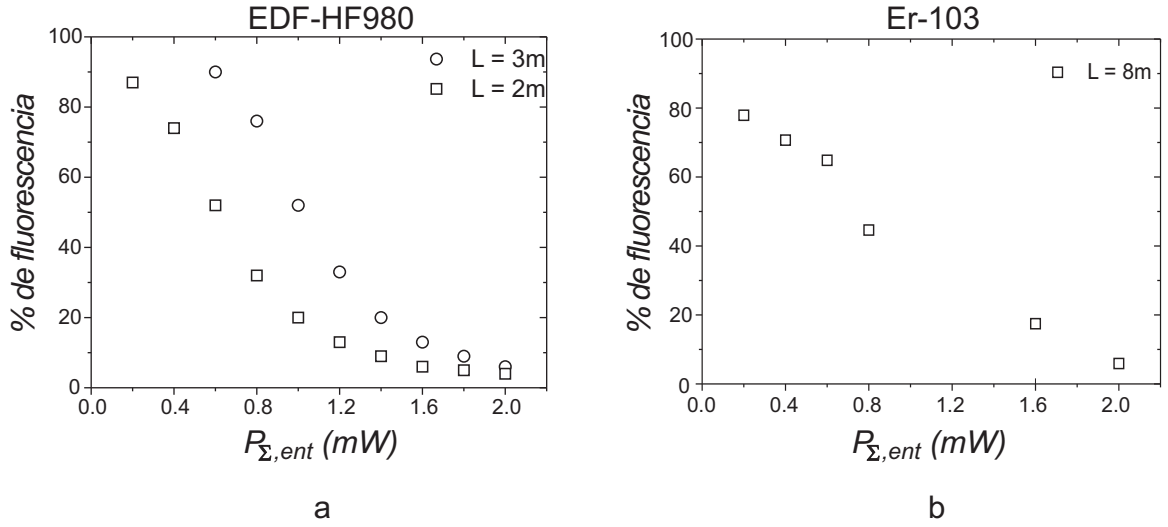


Figura 26: Porcentaje de fluorescencia en la salida en función de la potencia total de la señal de entrada a la fibra dopada en; a)Fibra tipo HG980 de 2 y 3m. b)Fibra Er103 de 8m.

III.4 Caracterización del sistema de bombeo.

III.4.1 Ganancia de un haz de señal con bombeo simétrico

El arreglo experimental utilizado para medir la ganancia de un haz de señal ($\lambda = 1530$ nm) en las fibras dopadas con bombeo simétrico se muestra en la figura 27. La ganancia se define como la razón entre la potencia de salida P_{sal} de la fibra dopada y la potencia de entrada a la fibra P_{eac} .

$$Ganancia = \frac{P_{sal}}{P_{eac}} \quad (23)$$

Los láseres de bombeo B1 y B2 utilizados eran marca JDS Uniphase 11-8000-070 y 11-800-120 con una longitud de onda de ≈ 980 nm y potencias máximas de salida de 70 mW y 120 mW respectivamente. La señal y el bombeo B1 se introdujeron a la fibra dopada utilizando un multiplexor por división de longitud de onda WDM1 (por

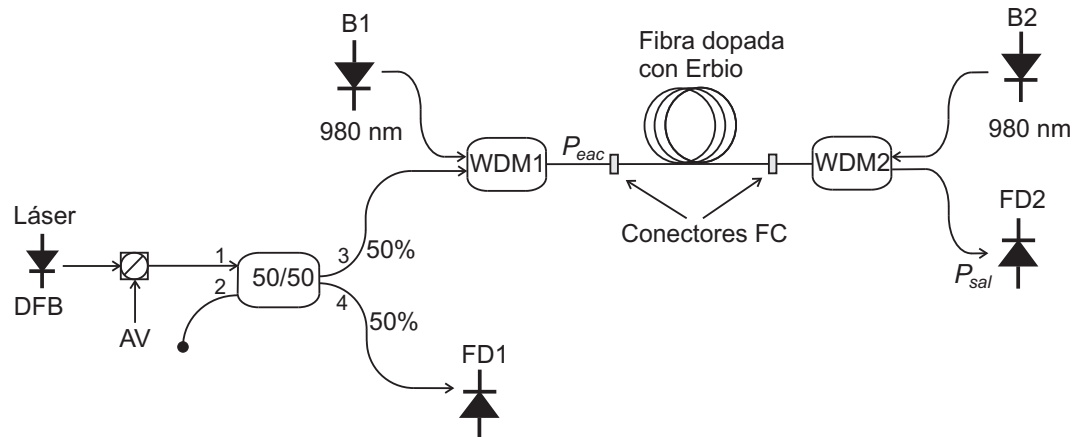


Figura 27: Arreglo experimental utilizado para caracterizar la ganancia de las fibras dopadas con bombeo simétrico.

sus siglas en inglés, Wavelength Division Multiplexer) WD202A-FC de Thorlabs. Una terminal del WDM2 se utilizó para introducir el bombeo B2 en el otro extremo de la fibra dopada y la terminal libre (la de 1550nm) se usó para medir la potencia de salida P_{sal} de la señal utilizando el fotodetector FD2 DET410 de Thorlabs.

La potencia modulada de la señal se varió utilizando un atenuador óptico variable AV y luego se alimentó a un divisor de haz "50/50" (ver figura 27). La potencia de salida de la terminal "3" del divisor "50/50" se introdujo a la fibra dopada a través del WDM1 mientras que la terminal "4" se utilizó para monitorear la potencia de entrada P_{eac} a la fibra dopada utilizando el fotodetector FD1.

Los experimentos siempre se realizaron con potencias de bombeo iguales en cada extremo de la fibra dopada, de modo que los láseres de bombeo B1 y B2, se ajustaron de forma que tuvieran la misma potencia en la salida de la fibra que se utilizaría para alimentar el bombeo a la fibra dopada (las terminales de los WDM's).

En la figura 28 se muestra un trazo típico de osciloscopio de la señal P_{sal} detectada en la salida de la fibra dopada en respuesta a la modulación rectangular de la potencia de

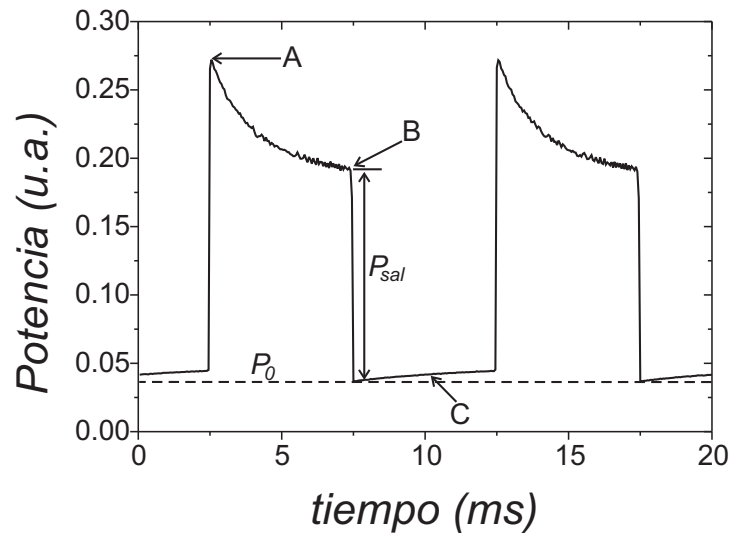


Figura 28: Trazo típico de osciloscopio de la potencia de salida P_{sal} con bombeo simétrico. $P_{B1} = P_{B2} = 3\text{mW}$, $P_{eac} = 0.01\text{ mW}$, Fibra Er103.

salida del láser. Vemos que cuando el láser se "enciende", aparecen los picos máximos de potencia de salida (punto A) amplificados debido a la ganancia no saturada de la fibra. Mientras el láser se encuentra "encendido", la potencia de la señal tiene un decaimiento exponencial hasta saturar la ganancia de la fibra (punto B). En nuestros experimentos, la potencia de salida P_{sal} de la fibra se toma como la amplitud de esta señal desde el valor promedio P_0 hasta el punto B (ver figura 28). Finalmente, cuando el láser se "apaga", la señal cae hasta el nivel promedio (línea punteada) y después observamos un pequeño crecimiento exponencial debido a la relajación de la fluorescencia (C en la Fig. 28).

La dependencia de la razón potencia de salida P_{sal} respecto a la potencia de entrada P_{eac} en la fibra dopada tipo Er103 con bombeo simétrico de 3mW se muestra en la figura 29. En la figura podemos ver que para potencias bajas de señal de entrada el sistema con bombeo amplifica bastante (crecimiento exponencial de la curva). Conforme aumentamos la señal de entrada, el sistema prácticamente no amplifica (crecimiento

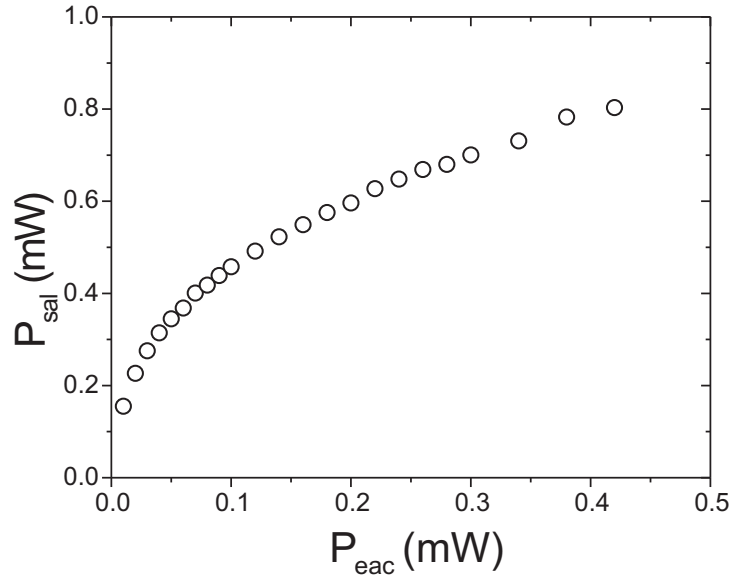


Figura 29: Dependencia de la potencia de salida P_{sal} respecto a la potencia P_{eac} en la fibra Er103 (8m) con bombeo simétrico de 3mW ($\lambda_B = 980$ nm).

lineal de la curva).

III.4.2 Mezclado de dos ondas en fibras dopadas con bombeo.

El arreglo experimental utilizado para obtener el mezclado de dos ondas transitorio con bombeo óptico se muestra en la figura 30.

Este arreglo es básicamente el mismo que el utilizado en las mediciones de mezclado de dos ondas sin bombeo óptico, con la única diferencia que en este arreglo, son introducidos dos WDMs, uno en cada extremo de la fibra dopada. A través de estos, se bombea simétricamente a la fibra con los láseres de bombeo B1 y B2 (ver figura 30). Los láseres de bombeo utilizados, son los mismos que se usaron en la caracterización de la ganancia en las fibras dopadas y se ajustaron de modo que las potencias de salida de las fibras terminales de los WDMs que servirían para alimentar el bombeo a las fibras dopadas, midieran la misma potencia $P_{B1} = P_{B2}$.

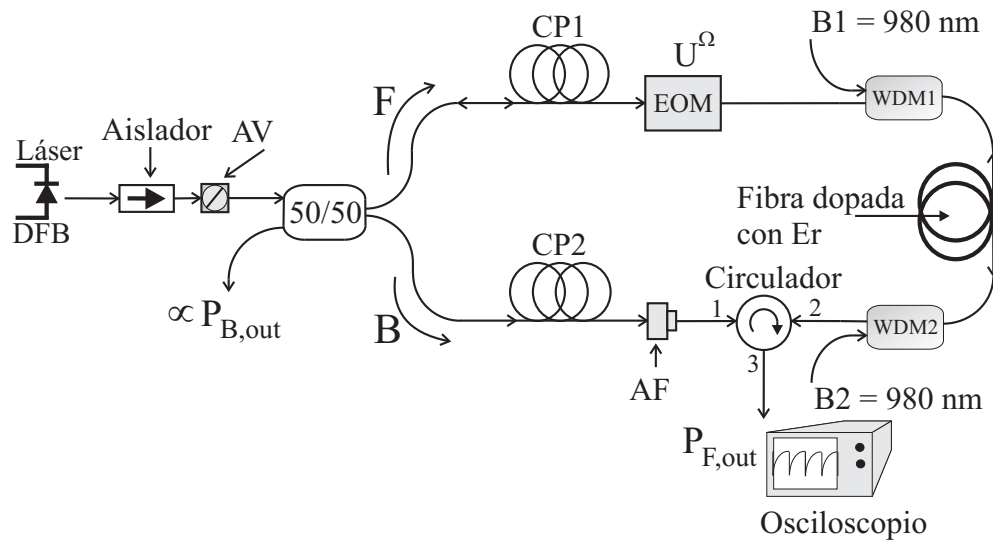


Figura 30: Arreglo experimental utilizado para la observación del mezclado de dos ondas transitorio en fibras dopadas con erbio con bombeo óptico.

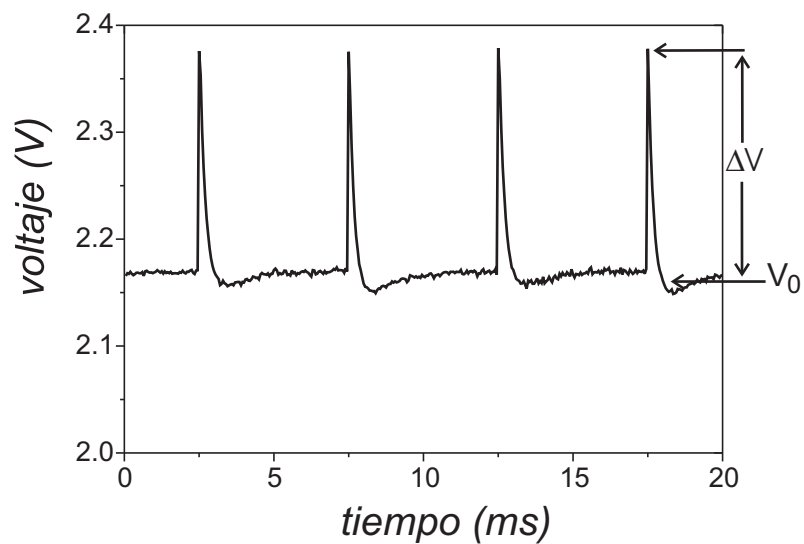


Figura 31: Trazo típico de osciloscopio de los picos de señal del mezclado de dos ondas en respuesta a la modulación de fase rectangular en una fibra dopada con bombeo. (Fibra INO - Er103, $L = 8\text{m}$, $P_{eac} = 0.08\text{ mW}$).

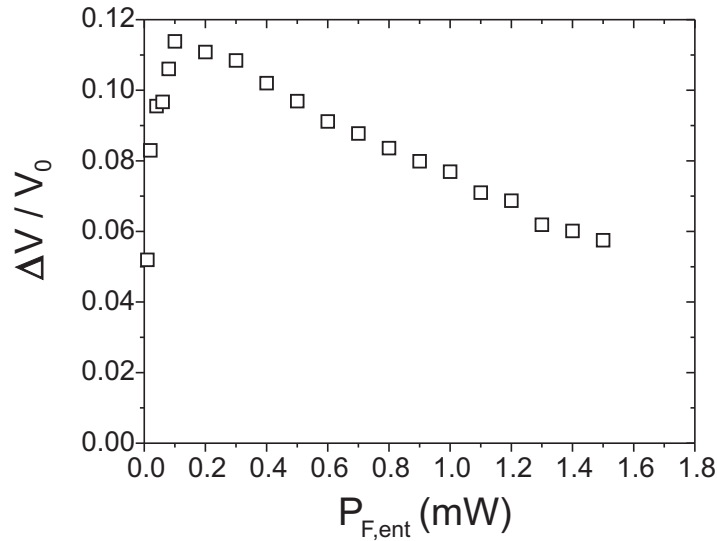


Figura 32: Amplitud de la respuesta transitoria de la señal de MDO $\Delta V/V_0$ en función de la potencia de entrada de un haz $P_{F,ent}$ con bombeo. (Fibra INO - Er103, $L = 8m$).

Los periodos de modulación de fase utilizados en las mediciones con bombeo óptico, son 10 veces menores ($\approx 10ms$) que cuando no tenemos bombeo. Esto es debido a que cuando trabajamos con presencia de bombeo, tenemos procesos inducidos que pueden llegar a ser mas rápidos. El barrido de las potencias de grabado de las rejillas de ganancia, se realizó en un rango mas bajo de potencias de señal ($0 \sim 1mW$), ya que si trabajamos con potencias altas de señal, saturamos rápidamente la ganancia.

En la figura 31, se muestra un trazo típico de osciloscopio de la señal de mezclado de dos ondas transitoria en respuesta a la modulación de fase rectangular con bombeo de una fibra dopada .

Podemos ver que después de cada brinco de fase, la señal detectada en la salida tiene picos hacia arriba (picos de ganancia) y que el proceso de relajación de la señal ahora no es completamente exponencial (como en el caso de las rejillas de absorción) y es mucho mas rápido. El valor relativo de la señal de MDO se mide (como en el caso de las rejillas de absorción), como la razón entre la amplitud de los picos (ahora hacia

arriba debido a las rejillas de ganancia) y el valor promedio de la señal de salida. El valor relativo de la señal transitoria de MDO con bombeo respecto a la potencia de la señal de entrada $P_{F,ent}$ de un haz se muestra en la figura 32. Es posible ver que la respuesta de esta señal tiene básicamente la misma tendencia que aquella detectada sin bombeo (ver figura 24), solamente que ahora, el máximo es alcanzado a niveles mas bajos de potencia de entrada.

Capítulo IV

Resultados experimentales y discusión.

IV.1 Introducción.

Se presentan los resultados experimentales del valor transitorio de la señal relativa de MDO sin y con bombeo en fibras dopadas y se realiza su comparación con la estimación teórica evaluada a partir del modelo de dos niveles. También se discuten los resultados obtenidos de las mediciones adicionales hechas a las fibras dopadas y se obtienen sus principales parámetros.

Un medio con absorción saturable (como el medio donde se realizan los experimentos de MDO), se caracteriza por dos parámetros importantes: la densidad óptica inicial $\alpha_0 L$ (no saturada) y la intensidad de saturación I_{sat} ($I_{sat} = \hbar\omega/2\sigma\tau_0$). Cuando trabajamos con fibras ópticas, la potencia de luz transmitida es un parámetro más adecuado. Esto debido a que las intensidades están relacionadas con la potencia como $P_{F,B} = I_{F,B}A_{mod}$ y $P_{sat} = I_{sat}A_{mod}$. Aquí, $P_{F,B}$ son las potencias de la luz transmitidas de cada uno de los haces, P_{sat} es la potencia de saturación de la fibra y A_{mod} es el área efectiva del campo modal.

IV.2 Transmitancia no lineal.

Un método que nos ayuda a evaluar $\alpha_0 L$ y P_{sat} está basado en las mediciones de transmitancia no lineal. Restringiendo nuestro problema al caso unidimensional, la propagación de un haz con intensidad I a través de un medio sin saturación de absorción está representado por la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} = -\alpha I(z) \quad (24)$$

Aquí el coeficiente de absorción óptica α se considera constante y no depende de la intensidad del haz que se propaga.

En un medio con absorción saturable (como una fibra dopada sin bombeo), la propagación de la luz es no lineal; el coeficiente de absorción óptica α en cada sección transversal a lo largo del eje z por donde se propaga el haz es función de la intensidad de la luz en ese punto en particular:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I(z)}{I_{sat}}} \quad (25)$$

Aquí α_0 es la absorción óptica no saturada, es decir la que se observa cuando $I(z) \ll I_{sat}$.

Sustituyendo la ecuación 25 en la 24, obtenemos una ecuación diferencial no lineal para la potencia a través de la longitud de una fibra:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -\frac{\alpha_0}{1 + \frac{P(z)}{P_{sat}}} P_S(z) \quad (26)$$

Si reescribimos la ecuación 26 utilizando los valores de potencia normalizada $P(z)/P_{sat} = P'(z')$ y de coordenada normalizada $\alpha_0 z = z'$, la ecuación 26 queda de la siguiente forma:

$$\frac{\partial P'(z')}{\partial z'} = -\frac{P'(z')}{1 + P'(z')} \quad (27)$$

La ecuación 27 puede ser analíticamente resuelta (utilizando el programa de análisis matemático Maple) y utilizando la condición de frontera $P'(0)=P'_{ent}$ nos da como resultado:

$$P'(z') = W(e^{-z'} P'_{ent} e^{P'_{ent}}) \quad (28)$$

Donde la función especial de *Lambert* $W(x)$ es la solución principal de la ecuación con la forma:

$$W(x) * \exp(W(x)) = x \quad (29)$$

Finalmente, la transmitancia no lineal $T = P_{sal}/P_{ent}$ de la fibra dopada esta dada por la expresión:

$$T = \frac{P'(L')}{P'_{ent}} = \frac{W(e^{-L'} P'_{ent} e^{P'_{ent}})}{P'_{ent}} \quad (30)$$

La figura 33 nos muestra la transmitancia T en función de la potencia de entrada normalizada $P'_{ent} = P_{ent}/P_{sat}$. Podemos ver que cuando la potencia de entrada normalizada es alta ($P_{ent}/P_{sat} \geq 2\alpha_0 L$), la fibra esta muy bien saturada y la transmitancia T se aproxima a 1.

Utilizando la configuración experimental presentada en la figura 12, se realizaron los experimentos de transmitancia óptica no lineal utilizando dos longitudes de onda diferentes, la de señal ($\lambda = 1530$ nm) y la de bombeo ($\lambda = 980$ nm).

De hecho, la potencia de entrada real a la fibra dopada no la conocemos, pero si la relación $P_{eac} = P_{ent}/T_{c,e}$ donde $T_{c,e}$ puede ser la transmitancia T_c de un contacto

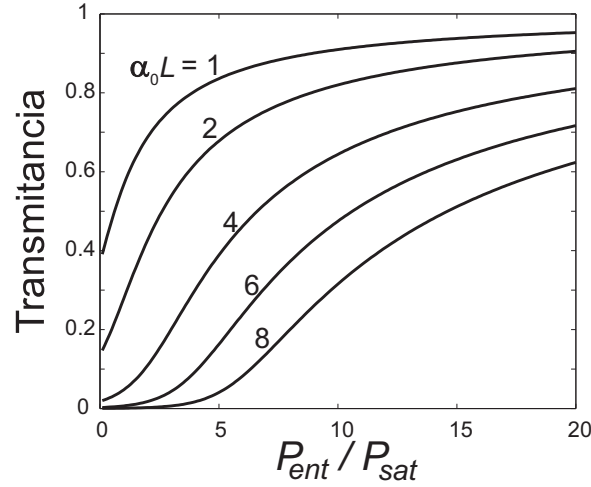


Figura 33: Transmancia no lineal de la fibra como función de la potencia de entrada normalizada para diferentes valores de densidad óptica.

entre una fibra convencional y una fibra dopada (caso de la fibra tipo Er103) o la transmancia T_e de un empalme. Las pérdidas tienen lugar como resultado de la diferencia entre las áreas del campo modal de las fibras convencionales y las fibras dopadas o por los empalmes (caso de las fibras tipo HG980). Juntando estos parámetros en la ecuación de transmancia teórica (Ec. 30) encontramos la siguiente expresión que toma en cuenta estas pérdidas técnicas debido al conectorizado de las fibras dopadas:

$$T = T_e \frac{W \left[e^{-\alpha_0 L} T_{c,e} \left(P_{ent}/P_{sat} \right) e^{T_{c,e} \left(P_{ent}/P_{sat} \right)} \right]}{\left(P_{ent}/P_{sat} \right)} \quad (31)$$

En las figuras 34 y 35 se muestran los resultados experimentales de la transmancia T no lineal en función de la potencia de entrada P_{eac} para $\lambda = 1530$ nm y $\lambda = 980$ nm respectivamente. La línea continua nos representa la transmancia teórica obtenida a partir de la ecuación 31. Los resultados mostrados ya tienen restada la señal adicional de fluorescencia detectada en la salida de la fibra (la parte de la potencia de salida que

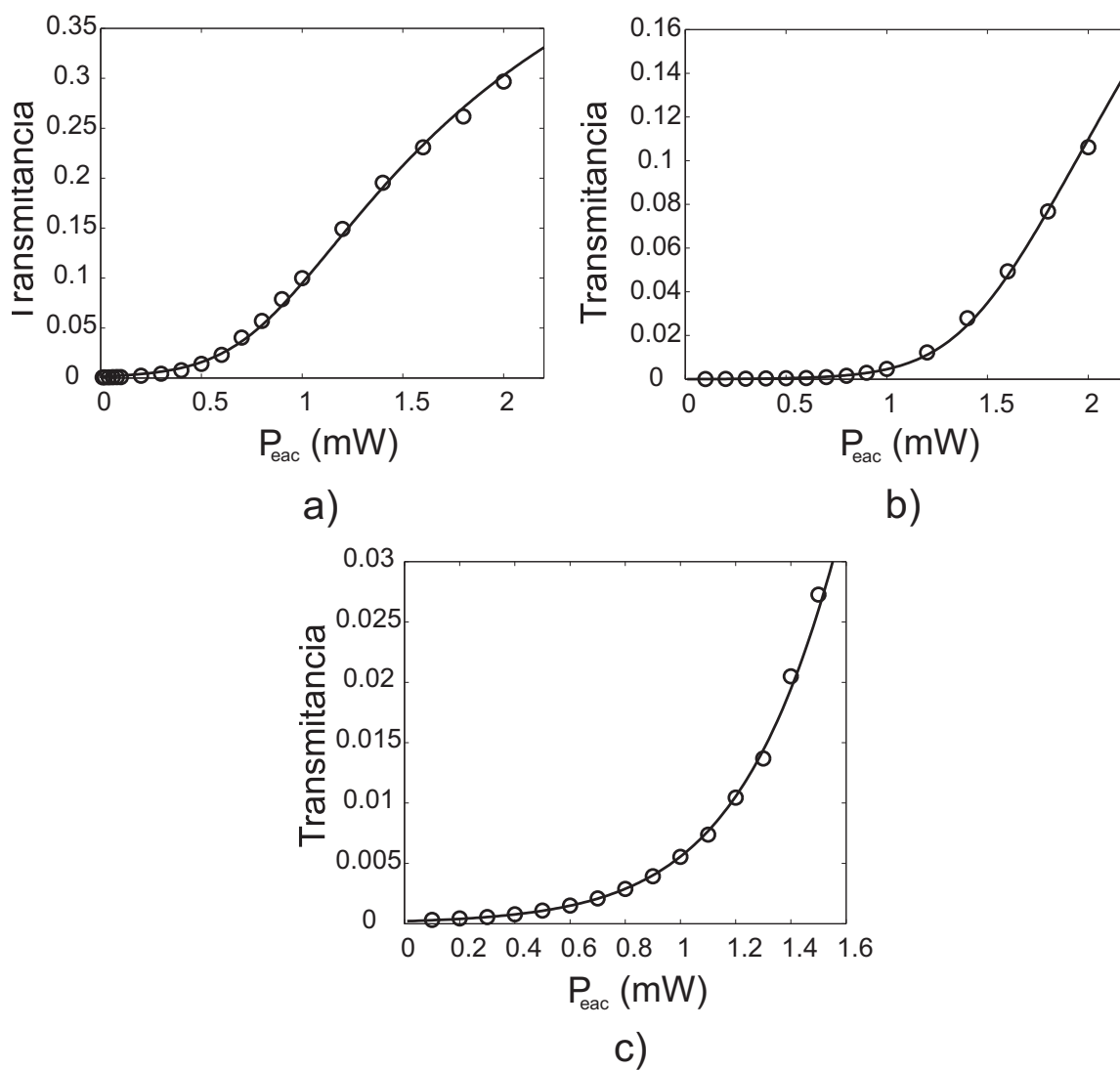


Figura 34: Ajuste teórico de las dependencias experimentales de transmitancia no lineal como función de la potencia de entrada en las fibras: a - HG980-2m, b - HG980-3m y c - Er103-8m. $\lambda = 1530$ nm.

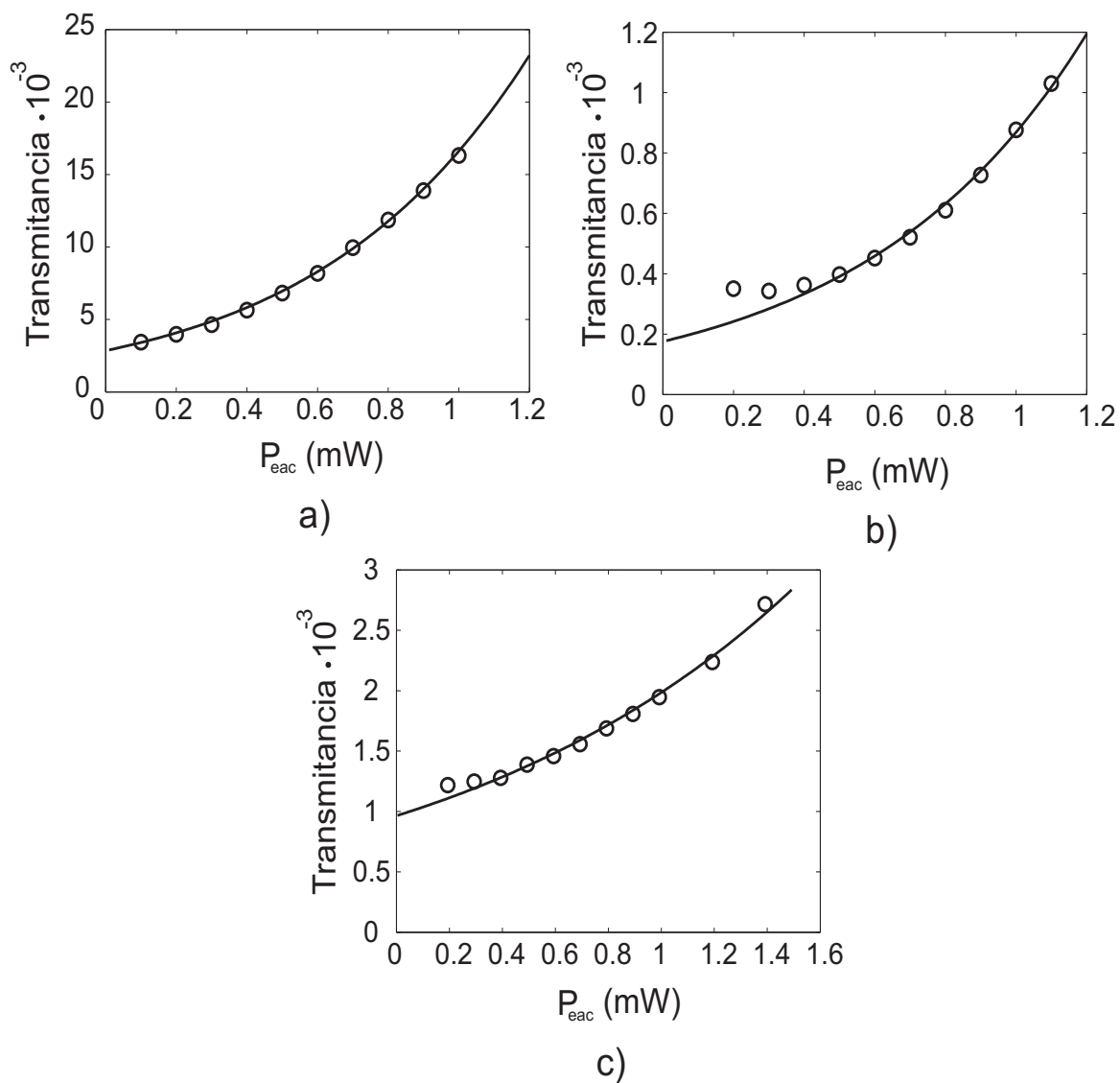


Figura 35: Ajuste teórico de las dependencias experimentales de transmitancia no lineal como función de la potencia de entrada en las fibras: a - HG980-2m, b - HG980-3m y c - Er103-8m. $\lambda = 980$ nm.

Tabla II: Parámetros obtenidos del ajuste de los datos experimentales de transmitancia no lineal con las estimaciones teóricas.

		HG980		Er103
Parámetro	λ (nm)	2m	3m	8m
$\alpha_0 L$	1530	6.1	9.7	8.4
	980	5.7	8.2	6.8
$P_{sat,S}$ (mW)	1530	0.17	0.17	0.27
$P_{sat,B}$ (mW)	980	0.5	0.5	1.2
$T_{c,e}$	1530	0.8	0.8	0.9
	980	0.9	0.8	0.9

decae con un tiempo característico de caída 10ms - ver figura 13).

En la Tabla II se muestran los parámetros con los cuales se obtuvo el mejor ajuste de los datos experimentales con la curva teórica de la ecuación 31. En esta tabla podemos ver que los valores evaluados de P_{sat} y de α_0 para las fibras del mismo tipo (HG980) de 2 y 3m, tienen buena correspondencia. Esto da confiabilidad en los resultados obtenidos.

IV.3 Fluorescencia transversal.

También es posible evaluar la potencia de saturación a partir de las mediciones de fluorescencia transversal - ver figura 16. Del análisis del modelo simple de dos niveles, encontramos que la razón de relajación característica de este sistema por la iluminación de la luz con intensidad I (o por la potencia P transmitida a través de la fibra) es:

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right) = \tau_0^{-1} \left(1 + \frac{P}{P_{sat}} \right) \quad (32)$$

También, la amplitud de la señal de fluorescencia es proporcional a la población N_2 del nivel 2 de energía, el cual crece con la iluminación como:

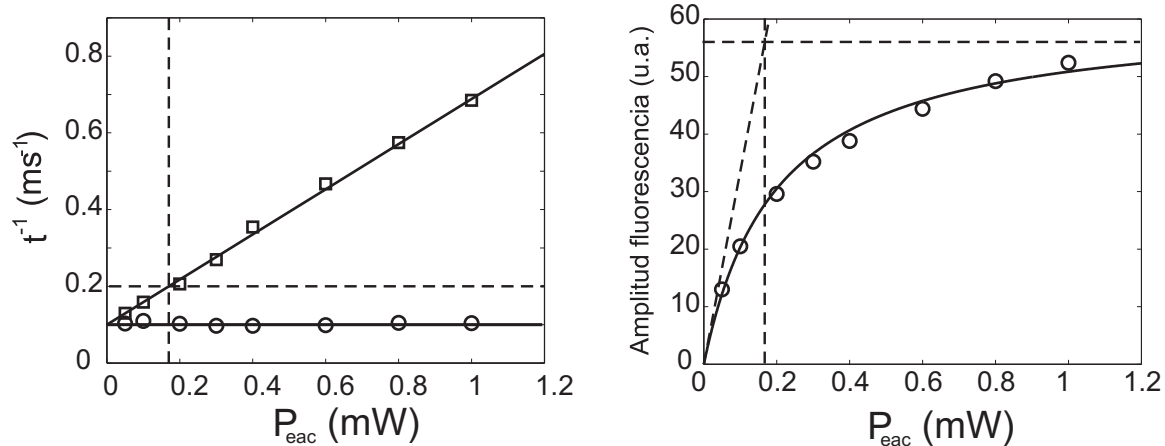
$$N_2 = N_0 \frac{I}{2I_{sat}} \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right)^{-1} = N_0 \frac{P}{2P_{sat}} \left(1 + \frac{P}{P_{sat}} \right)^{-1} \quad (33)$$

donde N_0 es la concentración total de iones de Er^{3+} .

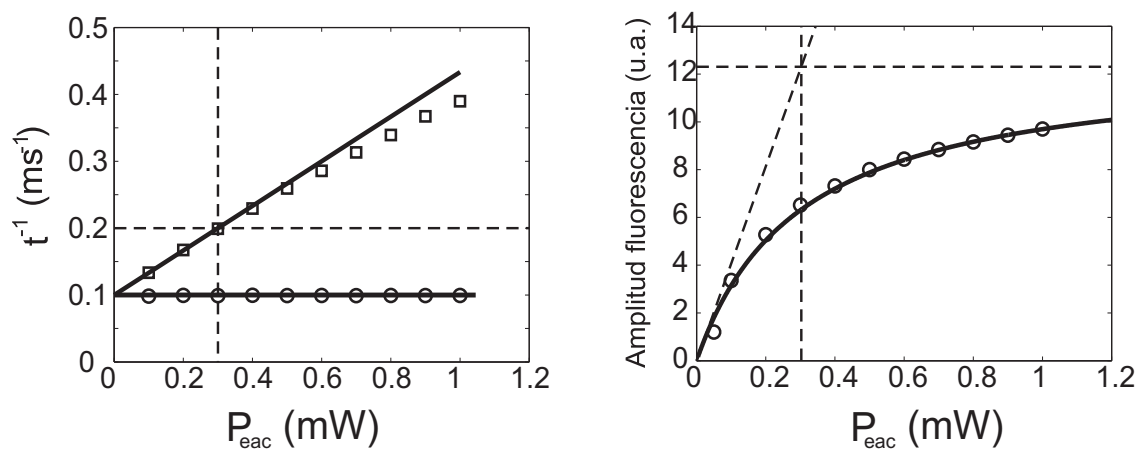
Utilizando la ecuación de la velocidad de crecimiento de la fluorescencia (ecuación 32) y del ajuste de los datos obtenidos experimentalmente (ver líneas sólidas en la figura 36) podemos evaluar las potencias de saturación de las fibras utilizadas. Sabemos que el tiempo de decaimiento espontáneo de la fluorescencia es $\tau_0 \approx 10$ ms, de modo que, cuando observamos un tiempo de crecimiento de 5 ms (o velocidad de crecimiento de 0.2 ms^{-1}), la potencia de entrada P_{eac} es igual a la potencia de saturación P_{sat} de la fibra.

Sin embargo, la potencia real que entra a la fibra dopada es menor debido al coeficiente de transmitancia $T_{c,e}$ del contacto óptico (o empalme) entre la fibra dopada y la fibra convencional (SMF-28). Por esta razón, los datos de fluorescencia transversal mostrados anteriormente, no nos pueden dar un valor exacto de la potencia de saturación, pero si la razón $P_{sat}/T_{c,e} \approx P'_{sat}$. En la Tabla III se muestran las potencias de saturación evaluadas a partir de las señales de fluorescencia de las fibras dopadas tomando en cuenta el coeficiente de transmisión $T_{c,e}$ evaluado en los ajustes de transmitancia no lineal anteriormente presentados para los dos tipos de fibra.

En general, los resultados obtenidos con los dos métodos propuestos para caracterizar las fibras dopadas (Transmitancia no lineal y Fluorescencia transversal), tienen buena correspondencia. Por ejemplo, con la transmitancia no lineal de las fibras tipo HG980 de 2 y 3 metros, se obtuvo la misma potencia de saturación $P_{sat} = 0.17$ mW para cada una de ellas. Con los datos de fluorescencia transversal se obtuvo una potencia de saturación de 0.14 mW. Estos resultados tienen una discrepancia de $\approx 16\%$. Sin embargo, si utilizamos las mismas consideraciones de evaluación de la potencia de saturación, la correspondencia obtenida para la fibra dopada tipo Er-103 es bastante buena. Lo anterior, nos da la oportunidad de utilizar estos resultados en la interpretación de



a)



b)

Figura 36: Razones de crecimiento (\square), decaimiento (\circ) y amplitud de la señal de fluorescencia como función de la potencia de entrada P_{eac} ($\lambda = 1530$ nm) en la fibra: a - HG980 (3m) y b - Er103(8m).

Tabla III: Tabla que muestra las potencias de saturación obtenidas de la señal de fluorescencia tomando en cuenta el coeficiente de transmisión $T_{c,e}$ obtenido de los ajustes de transmitancia no lineal ($\lambda = 1530nm$).

Tipo	P'_{sat} (mW)	$T_{c,e}$	P_{sat} (mW)
HG980-3m	0.18	0.8	0.14
Er103-8m	0.3	0.9	0.27

los datos de MDO.

IV.4 Resultados experimentales de MDO sin bombeo y su comparación con un modelo teórico.

En nuestro análisis teórico vamos a considerar que todas las variables involucradas (la absorción óptica del medio, la amplitud de la rejilla y las amplitudes de las ondas de grabado) únicamente cambian a lo largo del eje z . Basándonos en el sistema de ondas acopladas (Collier *et al.*, 1971), las cuales relacionan a dos ondas F y B mutuamente coherentes que se propagan en sentidos opuestos a través de un medio con una rejilla de Bragg. Si suponemos una rejilla de amplitud en un medio con coeficiente de absorción óptica promedio α

$$\alpha(z) = \alpha + \delta\alpha \cos(Kz) = \alpha [1 + m_r \cos(Kz)] \quad (34)$$

estas ecuaciones toman la siguiente forma:

$$\frac{\partial F(z)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}F(z) - \frac{\delta\alpha}{4}B(z) = -\frac{\alpha}{2} \left[F(z) + \frac{m_r}{2}B(z) \right]; \quad (35)$$

$$\frac{\partial B(z)}{\partial z} = \frac{\alpha}{2}B(z) + \frac{\delta\alpha}{4}F(z) = \frac{\alpha}{2} \left[B(z) + \frac{m_r}{2}F(z) \right]$$

Aquí $\delta\alpha$ y m_r son la amplitud y el contraste de la rejilla respectivamente. $F(z)$ y $B(z)$ son las amplitudes de las ondas bajo consideración. Cabe mencionar que este análisis se realiza considerando un medio con absorción saturable, sin embargo, los resultados obtenidos pueden ser también utilizados en un medio con ganancia (con bombeo), únicamente cambiando el signo de α y de $\delta\alpha$ por el signo opuesto.

En el MDO por rejillas dinámicas en fibras dopadas con Erblio, la rejilla es grabada por las mismas ondas que interactúan y se considera que el coeficiente de absorción α y la amplitud de la rejilla $\delta\alpha$ son dependientes de la potencia de la luz de entrada y de la coordenada z . Sin embargo, para consideraciones preliminares suponemos que α y $\delta\alpha$ son independientes de la coordenada z . Por otro lado, el acoplamiento de energía entre dos ondas que se contrapropagan de una rejilla predeterminada puede ser evaluada de las ecuaciones 35 utilizando las condiciones de frontera $F(0) = F_{ent} = \sqrt{I_{ent}}$ y $B(L) = B_{ent} = \sqrt{I_{ent}}$. Como se hizo experimentalmente, vamos a asumir que las dos ondas que interactúan tienen las mismas intensidades de entrada. Además, si estas dos ondas interactuaran en el espacio libre, formarían el siguiente patrón de interferencia:

$$I(z) = I_0 [1 + m \cos(Kz)] \quad (36)$$

donde $I_0 = 2I_{ent}$. Este patrón de interferencia está en fase con la rejilla de amplitud bajo consideración (ver ecuación 34).

Sustituyendo las condiciones de frontera mencionadas arriba en las ecuaciones de ondas acopladas, obtenemos las siguientes ecuaciones para las intensidades de luz de salida:

$$I_{F,sal} = |F(L)|^2 = I_{B,sal} = |B(0)|^2 \approx \quad (37)$$

$$\approx I_{ent} \exp(-\alpha L) \left[1 - m_r \sinh\left(\frac{\alpha L}{2}\right) \right]$$

De este resultado podemos ver que el acoplamiento de energía debido a la rejilla de amplitud, provoca cambios iguales y simultáneos en las intensidades de salida de las dos ondas que interactúan.

Si suponemos que una fibra es iluminada por el patrón de interferencia dado por la ecuación 36, podemos obtener el perfil estacionario de la absorción óptica de la fibra sustituyendo la distribución de intensidad de la luz en la ecuación 25. De modo que la amplitud del armónico fundamental puede ser fácilmente evaluado utilizando la aproximación de bajo contraste ($m \ll 1$) del patrón de interferencia:

$$\begin{aligned} \alpha_{\Sigma}(z) &= \frac{\alpha_0}{1 + (I_0/I_{sat}) [1 + m \cos(Kz)]} \approx \\ &\approx \frac{\alpha_0}{1 + (I_0/I_{sat})} \left[1 - m \frac{I_0/I_{sat}}{1 + I_0/I_{sat}} \cos(Kz) \right] \end{aligned} \quad (38)$$

Estos resultados, tienen dos características importantes: la amplitud de la rejilla tiene dependencia lineal respecto al contraste del patrón de interferencia m y que la absorción promedio es completamente independiente de m .

Para derivar las ecuaciones de onda acopladas que describen el MDO estacionario en fibras dopadas con Erblio, tenemos que sustituir el nivel del coeficiente de absorción óptica promedio $\alpha(z)$ y la amplitud de la rejilla $\delta\alpha(z)$ presentadas en la ecuación 38 en las ecuaciones de onda acopladas (ecuación 35). Al hacer esto, también utilizamos el contraste del patrón de interferencia independiente de z :

$$m(z) = \frac{2\sqrt{I_F(z) I_B(z)}}{I_F(z) + I_B(z)} \quad (39)$$

y reemplazamos también I_0 por $I_F(z) + I_B(z)$ en la ecuación 38. Esto nos da la ecuación para la absorción óptica promedio de la fibra:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + [I_F(z) + I_B(z)]/I_{sat}} \quad (40)$$

y para la amplitud de la rejilla:

$$\delta\alpha(z) = -\frac{2\alpha_0\sqrt{I_F(z)I_B(z)}}{I_{sat}\{1 + [I_F(z) + I_B(z)]/I_{sat}\}^2} \quad (41)$$

Después de esto, y algunas transformaciones algebraicas nos lleva al siguiente sistema de ecuaciones de onda acopladas no lineales que involucra las intensidades de las ondas que interactúan:

$$\frac{\partial I_F(z)}{\partial z} = -\frac{\alpha_0 I_F(z)}{1 + [I_F(z) + I_B(z)]/I_{sat}} + \frac{\alpha_0 I_B(z) I_F(z)}{I_{sat}\{1 + [I_F(z) + I_B(z)]/I_{sat}\}^2}; \quad (42)$$

$$\frac{\partial I_B(z)}{\partial z} = \frac{\alpha_0 I_B(z)}{1 + [I_F(z) + I_B(z)]/I_{sat}} - \frac{\alpha_0 I_B(z) I_F(z)}{I_{sat}\{1 + [I_F(z) + I_B(z)]/I_{sat}\}^2}$$

Para obtener la dependencia de la amplitud de la señal transitoria de MDO respecto a la intensidad, tenemos que usar las ecuaciones de ondas acopladas presentadas por la ecuación 42. En los cálculos, debemos de considerar que estas ecuaciones nos describen un proceso de MDO estacionario, esto es, que nos dan soluciones estacionarias consistentes para las intensidades de dos ondas acopladas ($I_F(z)$ e $I_B(z)$), absorción promedio de la fibra $\alpha(z)$ y amplitud de la rejilla $\delta\alpha(z)$. En los experimentos de MDO transitorios con modulación de fase rectangular, la configuración está en estado estacionario antes de cada brinco de fase. Inmediatamente después de cada brinco de fase, únicamente es cambiada la fase de la onda B que se propaga hacia atrás, la cual no produce cambios inmediatos en los perfiles de $\alpha(z)$ y de $\delta\alpha(z)$ grabados previamente.

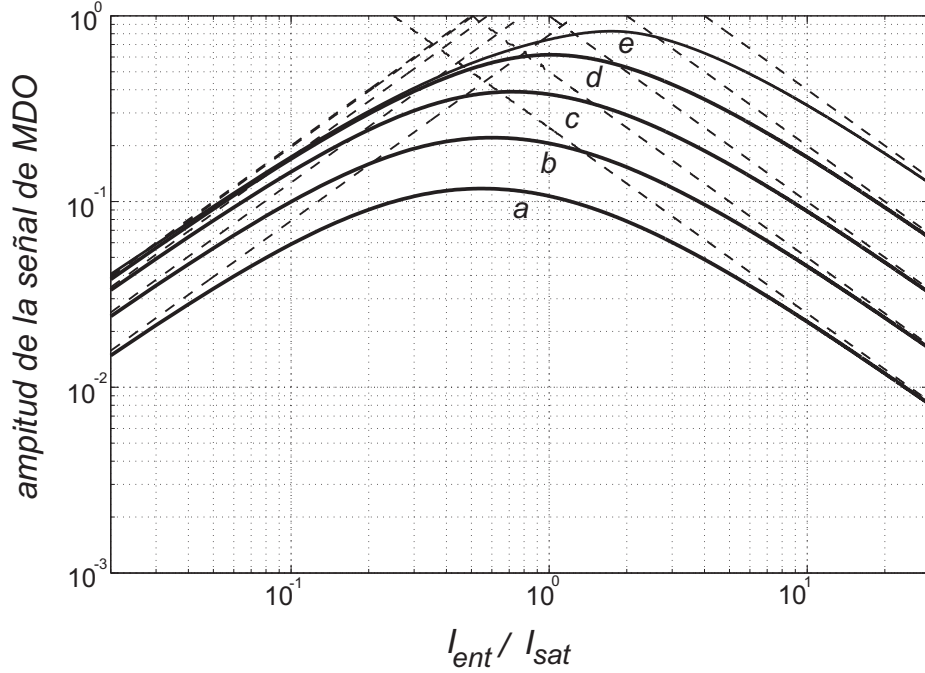


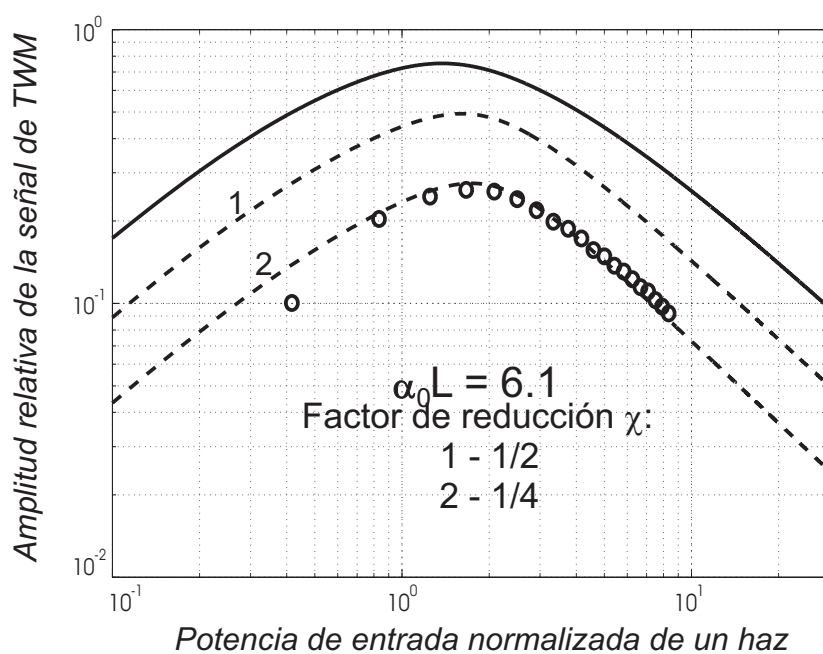
Figura 37: Las líneas continuas presentan las dependencias de los valores relativos de la señal transitoria de MDO respecto a la intensidad de la luz de entrada I_{ent}/I_{sat} de una onda para las fibras con densidades $\alpha_0 L$: 0.5 - a, 1 - b, 2 - c, 4 - d y 8 - e. Las líneas cortadas representan los resultados analíticos obtenidos en aproximaciones de intensidades de grabado baja y alta.

En los cálculos numéricos de la amplitud de la respuesta transitoria de MDO podemos seguir un procedimiento similar. Primero, usando las ecuaciones 42 calculamos la intensidades estacionarias de salida para cada una de las ondas transmitidas $I_{F,sal}$ e $I_{B,sal}$ y los perfiles correspondientes de la absorción promedio y de la amplitud de la rejilla (ecuaciones 40 y 41 respectivamente). Después, utilizando las ecuaciones de ondas acopladas (ecuación 35) con los perfiles obtenidos de $\alpha(z)$ y $\delta\alpha(z)$, realizamos cálculos para encontrar las intensidades de salida $\bar{I}_{F,sal} = |F(L)|^2$ e $\bar{I}_{B,sal} = |B(0)|^2$ para las condiciones de frontera modificadas $F(0) = \sqrt{I_{ent}}$ y $B(L) = -\sqrt{I_{ent}}$. Para realizar los cálculos numéricos, utilizamos el paquete de programación Matlab; en el Apéndice B se muestra el programa con los cálculos realizados.

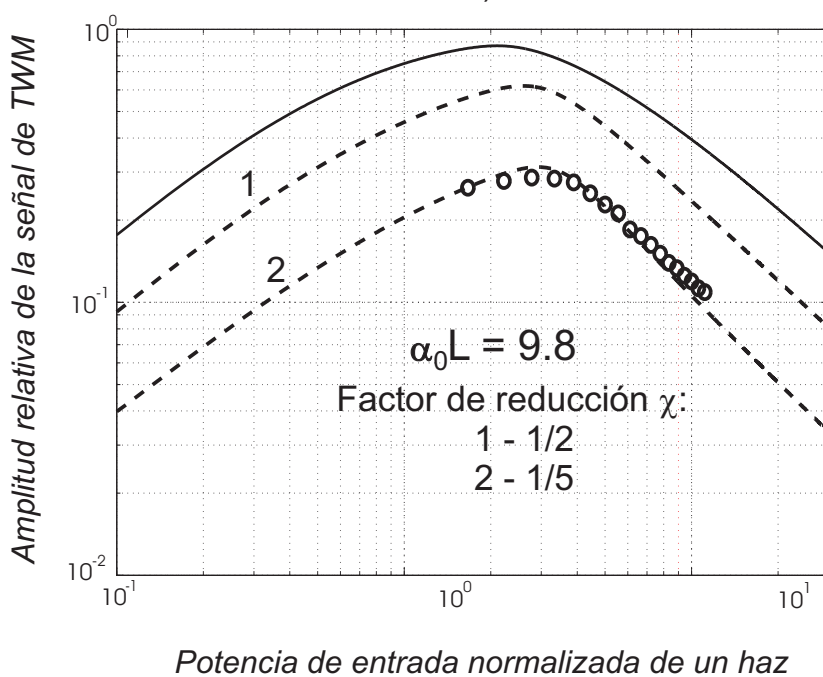
Las amplitudes relativas de los picos transitorios de MDO evaluados como $\delta I_{F,sal}/I_{F,sal}$ $= \delta I_{B,sal}/I_{B,sal} = (I_{F,sal} - \bar{I}_{F,sal})/I_{F,sal}$ para diferentes valores de densidades ópticas iniciales de la fibra $\alpha_0 L = 0.5, 1, 2, 4$ y 8 son presentadas por líneas sólidas en la figura 37 como función de la intensidad de entrada normalizada I_{ent}/I_{sat} . Las líneas cortadas son las soluciones analíticas de las ecuaciones 35 (Stepanov y Núñez, isin) considerando las aproximaciones de baja y alta intensidades de la luz, esto es, cuando $(I_F(z) + I_B(z)) \ll I_{sat}$ e $(I_F(z) + I_B(z)) \gg I_{sat}$ respectivamente. Podemos ver que las soluciones analíticas, corresponden bien con nuestra simulación numérica. Para intensidades bajas de entrada la señal relativa de MDO parece ser prácticamente independiente de la $\alpha_0 L$ (por lo menos para $\alpha_0 L \geq 2$), mientras que para intensidades altas, crece linealmente con $\alpha_0 L$. La amplitud relativa máxima de la señal de MDO muestra un crecimiento continuo con la densidad óptica $\alpha_0 L$ de la fibra. Además, la potencia de entrada óptima para la cual esta salida máxima se observa, también crece con $\alpha_0 L$.

En la figura 38 se muestra la gráfica en escala doble logarítmica de la amplitud relativa de la señal transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ como función de la potencia de entrada normalizada P_{eac}/P_{sat} de las fibras tipo HG980 de 2m (Fig. 38a) y 3m (Fig. 38b) junto con sus curvas teóricas calculadas para $\alpha_0 L \approx 6.1$ y $\alpha_0 L \approx 9.8$ (líneas continuas) respectivamente. Las mismas dependencias se muestran en la figura 39 para la fibra tipo Er103 y su curva teórica calculada para una $\alpha_0 L \approx 8.4$.

Podemos ver que, cualitativamente, las dependencias obtenidas experimentalmente siguen muy bien a las predicciones teóricas: el crecimiento aproximadamente lineal de la señal de MDO para bajas potencias es cambiado por un decrecimiento lineal. La posición del máximo en las dependencias experimentales también corresponden con las predicciones teóricas. Esta correspondencia cualitativa, nos permite creer que, en general, el modelo que utilizamos en el análisis teórico es adecuado para las rejillas



a)



b)

Figura 38: Valor relativo observado experimentalmente de la señal transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ como función de la potencia de entrada normalizada de un haz (P_{eac}/P_{sat}). La curva teórica correspondiente calculada usando las ecuaciones 35 y 42 se muestra con la línea continua y las calculadas con un factor adicional de reducción de la rejilla χ se muestran con líneas cortadas para las fibras HG980 con longitudes de: a) 2 m, ($\alpha_0 L \approx 6.1$) y b) 3 m, ($\alpha_0 L \approx 9.8$).

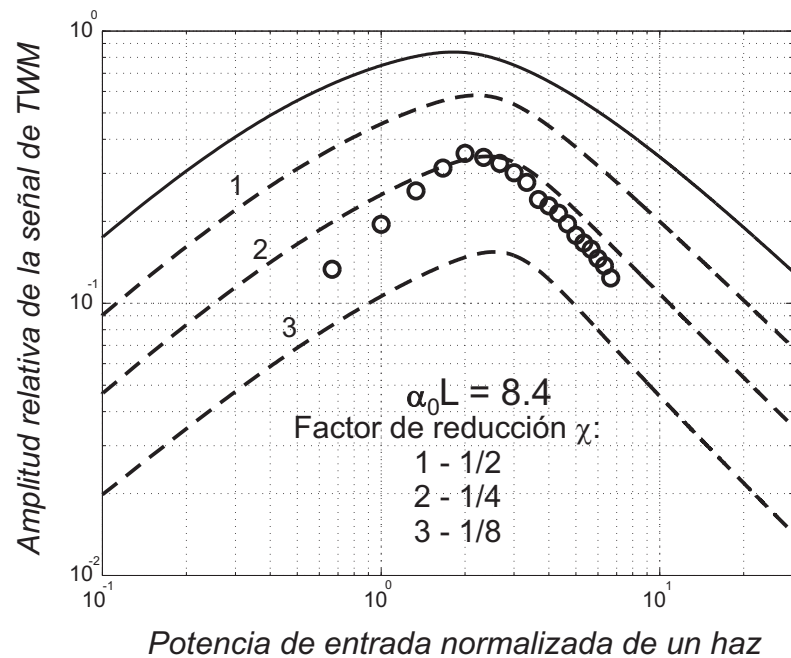


Figura 39: Valor relativo observado experimentalmente de la señal transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ como función de la potencia de entrada normalizada de un haz (P_{eac}/P_{sat}) (fibra tipo Er103, $\alpha_0 L \approx 8.4$). La curva teórica correspondiente calculada para $\alpha_0 L \approx 8.4$ usando las ecuaciones 35 y 42 se muestra con la línea continua y las calculadas con un factor adicional de reducción de la rejilla χ se muestran con líneas cortadas.

dinámicas grabadas en fibras dopadas con Erblio.

La diferencia principal entre la amplitud de la señal de MDO medida experimentalmente y las estimaciones teóricas, es básicamente de tipo cuantitativo. La buena concordancia de la transmitancia óptica no lineal de las fibras (ver figura 34), medida con solo una onda incidente con sus evaluaciones teóricas, nos permite concluir que las ecuaciones 25 y 40, las cuales reflejan la saturación de absorción, son correctas para grandes escalas. Por alguna razón, la amplitud (ecuación 41) y el contraste efectivo de la rejilla grabada es menor que la supuesta en los cálculos teóricos. Esto lo podemos tomar en cuenta si introducimos un factor de reducción ($\chi \leq 1$) en frente de los segundos términos de los lados derechos de las ecuaciones 35 y 42 relacionadas con la rejilla.

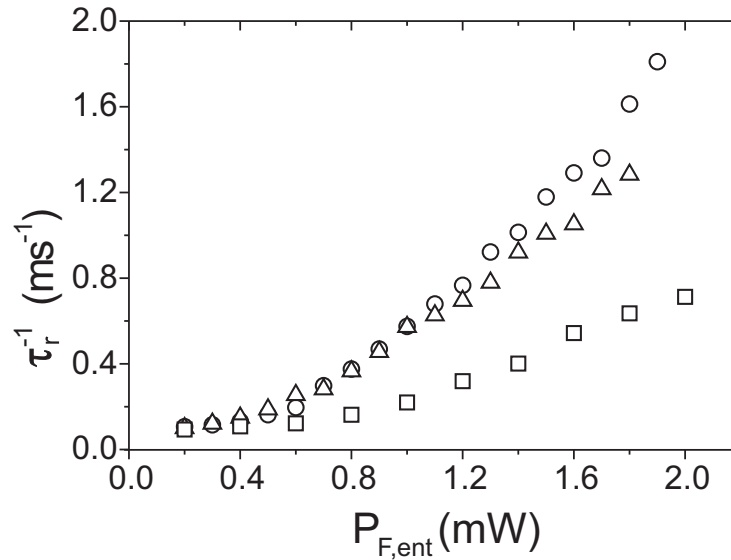


Figura 40: Velocidades de formación de la rejilla τ_r^{-1} en función de la potencia de entrada de un haz $P_{F,ent}$ en las fibras HG980 de \triangle - 2m, \circ - 3m y Er103 de \square - 8m.

Como podemos ver en las figuras 38 y 39 los mejores factores χ de ajuste son: 4, 5 y 4 para las fibras de 2, 3 y 8m respectivamente.

La velocidad de formación de la rejilla (ver tiempo inverso de relajación τ_r^{-1} en figura 21) mostró dependencia de la potencia de los haces de grabado. En la figura 40 se muestra esta dependencia y vemos como conforme aumentamos la potencia de la señal, la velocidad de la rejilla aumenta. Las dependencias obtenidas, necesitan un análisis un poco mas detallado, pero en general, reflejan el comportamiento de la ecuación 32.

IV.5 Saturación de ganancia

Como recordaremos, cuando tenemos un medio con absorción saturable, éste se caracteriza por dos parámetros principales, su densidad óptica inicial $\alpha_0 L$ (no saturada) y la potencia de saturación P_{sat} . De igual forma, un medio con ganancia saturable (sistema

con bombeo), se caracteriza por los parámetros G_0L y la potencia de saturación $P_{sat,C}$, que en este caso, está compuesta por el perfil de potencia formado por los haces de bombeo y la potencia de saturación la señal sin bombeo $P_{sat,S}$. Como lo veremos a continuación.

Si tomamos como referencia la ecuación que nos describe la propagación de un haz con intensidad I a través de un medio con absorción α (Ec. 24), pero ahora consideramos absorción negativa ($-\alpha = G$) y potencias de entrada, esta ecuación se transforma:

$$\frac{\partial P_S(z)}{\partial z} = GP_S(z) \quad (43)$$

Del análisis del sistema de dos niveles, sabemos que la ganancia G del medio esta dada por (ver Ec. 10):

$$G = \frac{G_0}{1 + P_S/P_{sat,C}} \quad (44)$$

Sustituyendo la ecuación 44 en 43, obtenemos una ecuación diferencial que nos describe la propagación del haz de señal en un medio con ganancia

$$\frac{\partial P_S(z)}{\partial z} = \frac{G_0}{1 + P_S(z)/P_{sat,C}} P_S(z) \quad (45)$$

Reescribiendo la ecuación 45 utilizando la coordenada normalizada $G_0z = z'$ y la potencia normalizada $P_S/P_{sat,C} = P'_S$ esta ecuación se transforma en:

$$\frac{\partial P'_S(z')}{\partial z'} = \frac{P'_S(z')}{1 + P'(z')} \quad (46)$$

esta ecuación puede ser resuelta analíticamente (utilizando de nuevo el programa de análisis matemático Maple) utilizando la condición de frontera $P'_S(0)=P'_{ent}=P_{ent}/P_{sat,C}$, esto nos da como resultado la potencia de salida P'_S para cualquier distancia $z = L$:

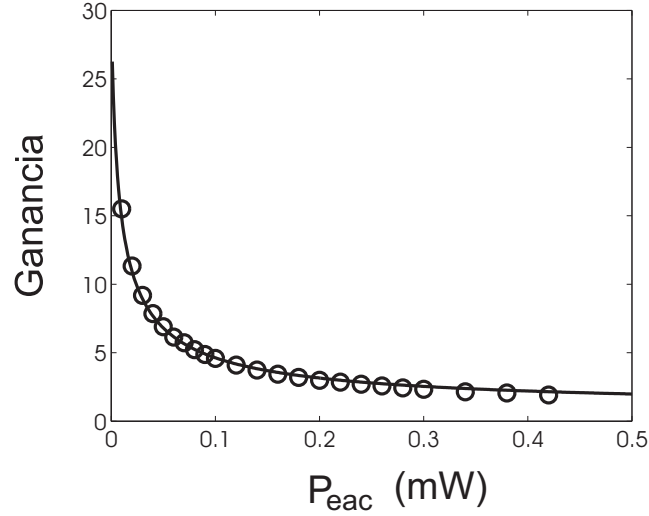


Figura 41: Ganancia en la fibra tipo Er103 con bombeo simétrico de $P_{B1} = P_{B2} = 3\text{mW}$ como función de la potencia de P_{eac} de un haz de señal. La línea sólida representa el ajuste teórico utilizando la ecuación 48 con parámetros $G_0L = 3.3$, $P_{satc} = 0.22\text{ mW}$ y $T_c = 0.9$.

$$P'_S(L) = W \left(e^L P'_{ent} e^{P'_{ent}} \right) \quad (47)$$

Si introducimos las pérdidas por la transmitancia T_c de un contacto (caso de la fibra Er103) en la ecuación 47 y utilizando la ecuación 23, encontramos la siguiente expresión para la ganancia de la fibra que toma en cuenta estas pérdidas técnicas por el conectorizado de la fibra:

$$Ganancia = \frac{W \left[e^{G_0L} T_C (P_{ent}/P_{sat,C}) e^{T_C(P_{ent}/P_{sat,C})} \right]}{(P_{ent}/P_{sat,C})} \quad (48)$$

En la figura 41 vemos los datos experimentales obtenidos con bombeo simétrico de 3mW en la fibra tipo Er103 y el mejor ajuste de la curva teórica obtenida con la ecuación 48. El ajuste nos da como resultado el parámetro $G_0L \approx 3.3$ y una potencia de saturación compuesta $P_{sat,C} \approx 0.22\text{ mW}$. El valor de $P_{sat,C}$ obtenido con el experimento

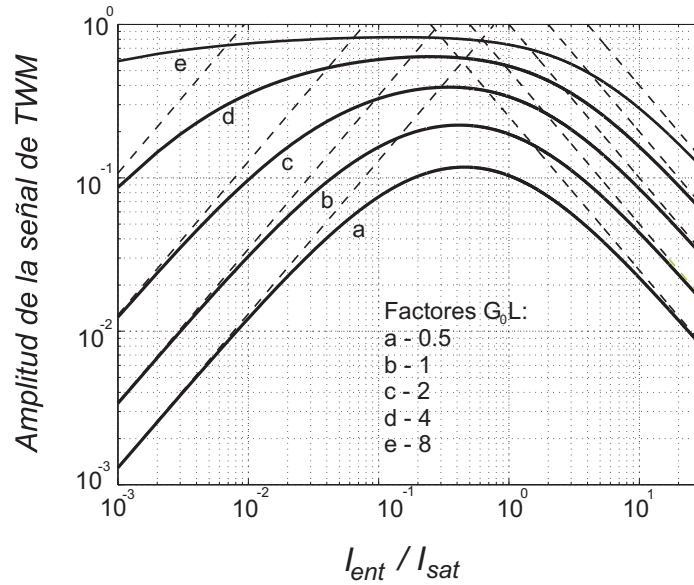


Figura 42: Las líneas continuas presentan las dependencias de los valores relativos de la señal transitoria de MDO respecto a la intensidad de la luz de entrada I_{ent}/I_{sat} de una onda para una fibra con bombeo óptico con valores G_0L : 0.5 - a, 1 - b, 2 - c, 4 - d y 8 - e. Las líneas cortadas representan los resultados analíticos obtenidos en aproximación de intensidades de grabado baja y alta.

de saturación de ganancia, no corresponde con el valor esperado según las evaluaciones de los perfiles de potencia en la fibra dopada (ver Apéndice A). De acuerdo a estas evaluaciones, un bombeo simétrico de 3mW en la fibra tipo Er103 producirá un perfil de potencia normalizada promedio de ≈ 1.9 que de según la ecuación 12, $P_{sat,C} \approx 2.9P_{sat,S} \approx 0.78$ mW. No hay que olvidar que nuestras mediciones de transmitancia no lineal dicen que esta fibra tiene una densidad óptica inicial $\alpha_0L \approx 7$ y $P_{sat,B} \approx 1.2$ mW para $\lambda = 980$ nm y $P_{sat,S} \approx 0.27$ mW para $\lambda = 1530$ nm (ver tabla II).

IV.6 Resultados experimentales de MDO transitorio en fibras con bombeo.

Como se mencionó anteriormente, el análisis teórico del MDO por rejillas dinámicas de absorción en fibras dopadas con Erblio, puede utilizarse también para el análisis del MDO por rejillas dinámicas de ganancia si consideramos la ganancia como una absorción negativa. La figura 42 muestra los resultados obtenidos numéricamente de esta manera. Para obtener estas curvas, cambiamos el coeficiente de absorción óptica no saturada α_0 por $-G_0$ en las ecuaciones utilizadas para calcular estas mismas dependencias en medios con absorción saturable (Ecs. 42). Las curvas presentadas en la figura 42, muestran la misma tendencia como aquellas obtenidas para medios con absorción saturable: mientras mas grande es el producto G_0L , mayor es la respuesta de la señal transitoria de MDO. Sin embargo, conforme crece el medio de ganancia (en el experimento esto equivale a aumentar el nivel de bombeo en la fibra), el máximo de estas curvas se desplaza hacia las intensidades de entrada menores. Si comparamos las figuras 37 y 42, podemos ver que para valores iguales de $\alpha_0L = G_0L$, la amplitud relativa teórica máxima de la señal transitoria de MDO en un medio con absorción saturable y en uno con ganancia saturable deben ser aproximadamente iguales.

En la figura 43 vemos en escala doble logarítmica una respuesta del valor relativo de la señal transitoria de MDO observada experimentalmente en la fibra Er103 con diferentes niveles de bombeo. Las curvas obtenidas son muy similares a aquellas obtenidas teóricamente: conforme aumentamos la potencia total de bombeo $P_{\Sigma,B} = P_{B1} + P_{B2}$, el máximo de la señal relativa aumenta además de desplazarse hacia niveles mas bajos de potencias de grabado - ver también la figura 42). Es posible observar que el valor de la amplitud relativa de la señal transitoria de MDO no crece linealmente con el nivel de

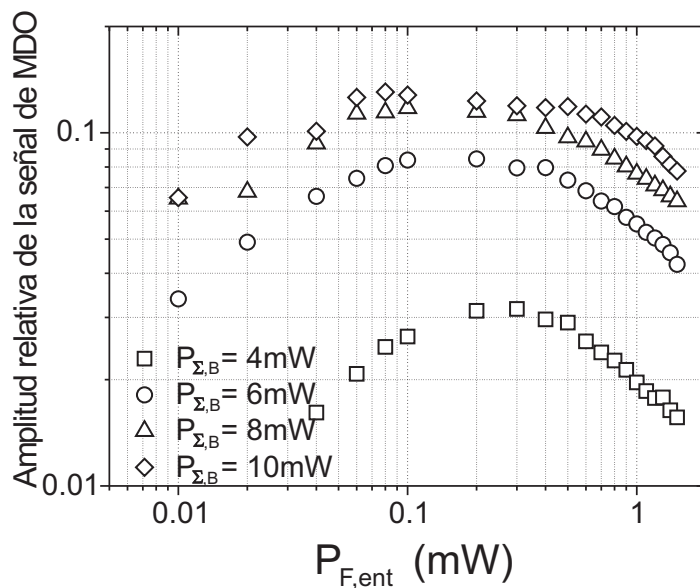


Figura 43: Respuesta de la señal transitoria de MDO para diferentes niveles de bombeo en función de la potencia de entrada de un haz de grabado $P_{F,ent}$ (Fibra Er103, $L = 8\text{m}$, $\lambda = 1530\text{nm}$).

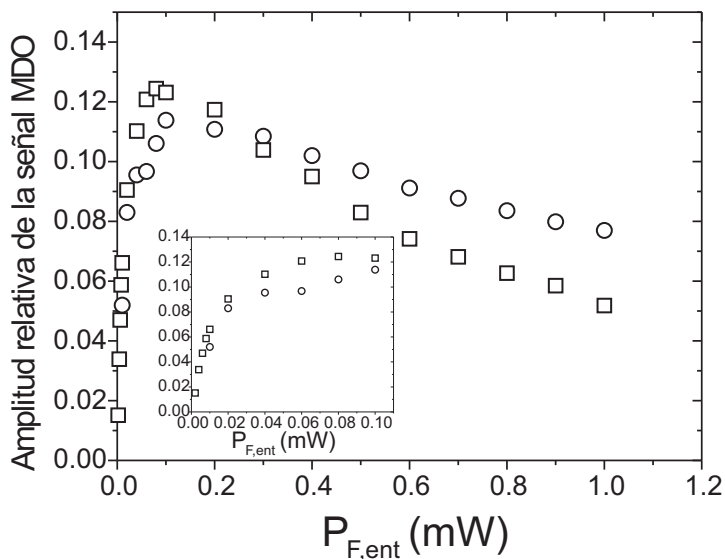


Figura 44: Amplitud relativa de la señal transitoria de MDO con bombeo simétrico de $P_{\Sigma,B} = 8\text{mW}$ en función de la potencia de grabado de un haz $P_{F,ent}$ en las fibras tipo (○) Er103 ($L \approx 8\text{m}$) y (□) HG980 ($L \approx 3\text{m}$). En el recuadro se presenta una ampliación de la dependencia para las potencias bajas de grabado.

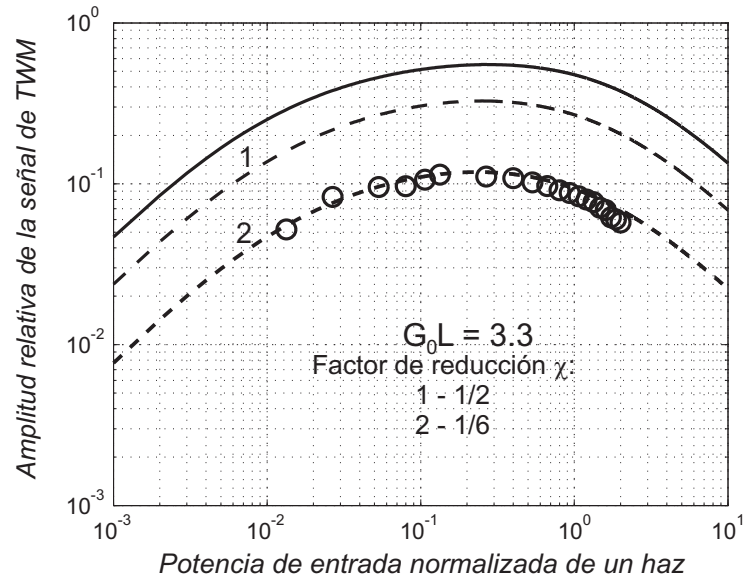


Figura 45: Valor relativo observado experimentalmente de la señal transitoria de MDO $\Delta V/V_0$ como función de la potencia de entrada normalizada de un haz ($P_{eac}/P_{sat,C}$) con bombeo simétrico de $P_{B1} = P_{B2} = 3\text{mW}$. La curva teórica correspondiente calculada para $G_0L \approx 3.3$ usando las ecuaciones 35 y 42 se muestra con la línea continua y las calculadas con un factor adicional de reducción χ del contraste de la rejilla se muestran con líneas cortadas. (Fibra Er103, $L \approx 8.8$ m).

bombeo y que para niveles altos de bombeo ($P_{\Sigma,B} > 10$), esta señal parece llegar a la saturación sin alcanzar el nivel máximo encontrado para esta misma fibra sin bombeo (≈ 0.35). Sin embargo, es importante mencionar que el valor absoluto de la señal de MDO detectada con bombeo, es significativamente mayor en un medio con ganancia saturable debido a la amplificación de las ondas de luz transmitidas.

Una comparación de los resultados obtenidos con las fibras Er103 (8m) y HG980 (3m) con el mismo nivel de bombeo, nos hace pensar que en presencia de bombeo, es mejor tener una fibra corta con una absorción óptica grande para obtener la amplitud máxima de la señal de MDO en lugar de grandes longitudes de fibra. La figura 44 nos muestra la amplitud relativa de la señal transitoria de MDO obtenidas en estas fibras, en función de la potencia de entrada normalizada de un haz de señal $P_{F,ent}$. Estos

resultados, son el caso contrario de aquellos obtenidos sin bombeo, la amplitud máxima de la señal de MDO se logró con la fibra HG980 de 3m respecto a la fibra Er103 con el mismo nivel de bombeo.

Los resultados experimentales de la señal transitoria de MDO con bombeo simétrico de 3mW, se muestran en la figura 45 como función de la potencia de entrada normalizada $P_{eac}/P_{sat,C}$ junto con la curva teórica correspondiente calculada utilizando las ecuaciones 35 y 42 (considerando absorción negativa del medio $-\alpha$). En esta figura las líneas cortadas representan las curvas teóricas obtenidas con un factor adicional χ de reducción del contraste de la rejilla. El mejor ajuste de las curvas teóricas con los datos experimentales, se obtiene con un factor de reducción $\chi = 6$, $G_0L \approx 3.3$ y $P_{sat,C} \approx 0.76$ mW. Estos últimos parámetros corresponden muy bien con el parámetro $G_0L = 3.3$ obtenido de los ajustes de saturación de ganancia y con el parámetro $P_{sat,C} = 0.78$ mW obtenido a partir de los perfiles de bombeo en la misma fibra con las mismas condiciones de grabado. Esta buena concordancia nos permite pensar que el método utilizado para calcular los perfiles de bombeo a través de las fibras dopadas es confiable así como el análisis de las ecuaciones de ondas acopladas por rejillas dinámicas en fibras dopadas con erbio con bombeo óptico. Sin embargo, el parámetro $P_{sat,C} \approx 0.22$ mW obtenido de los ajustes de saturación de ganancia, no corresponde con los valores obtenidos con los métodos arriba mencionados. Pensamos que es necesario tomar en cuenta otros detalles (fluorescencia) en mediciones adicionales de saturación de ganancia.

El análisis de los resultados mostrados en la figura 44 nos permitió evaluar la velocidad de formación de las rejillas con bombeo - ver Fig. 46. En general, estas rejillas son mucho mas rápidas (hasta 10 veces) respecto a las velocidades de formación de las rejillas obtenidas sin bombeo presentadas en la figura 40. El volumen limitado de esta tesis no permite analizar este comportamiento. Sin embargo, debemos mencionar que

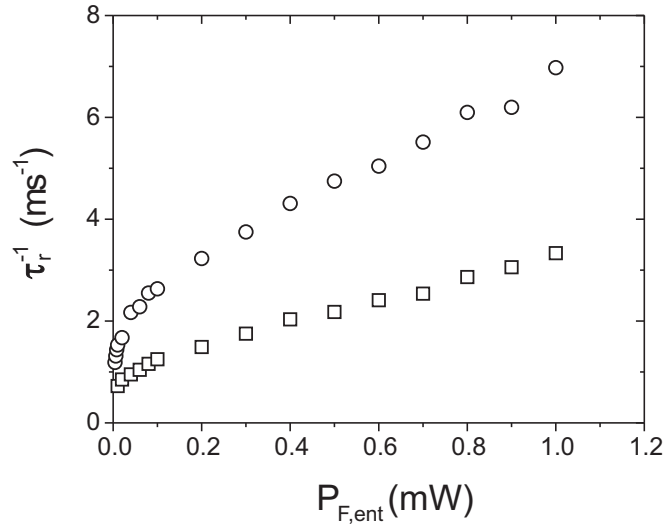


Figura 46: Velocidad de formación de la rejilla (τ_r^{-1}) con bombeo simétrico de $P_{\Sigma,B} = 8$ mW en función de la potencia de grabado de un haz $P_{F,ent}$ en las fibras tipo (\circ) Er103 ($L \approx 8$ m) y (\square) HG980 ($L \approx 3$ m).

en un medio con ganancia, la velocidad de formación la rejilla además de tener dependencia con la potencia de la señal (como en el caso sin bombeo), también es función de la potencia de bombeo. Como resultado, un análisis adecuado debe de tomar en cuenta distribuciones no uniformes de ambas potencias: de señal y de bombeo.

IV.7 Recomendaciones para la optimización de un interferómetro adaptativo.

Los interferómetros adaptativos basados en las rejillas dinámicas (Dewhurst y Shan, 1999), pueden ser utilizados para mediciones a distancia (sin contacto mecánico) de las vibraciones de los objetos con superficies rugosas. Tienen la cualidad de que son casi inmunes a las vibraciones y a los cambios de temperatura ambientales. Las características adaptativas del interferómetro se determinan por la velocidad de formación

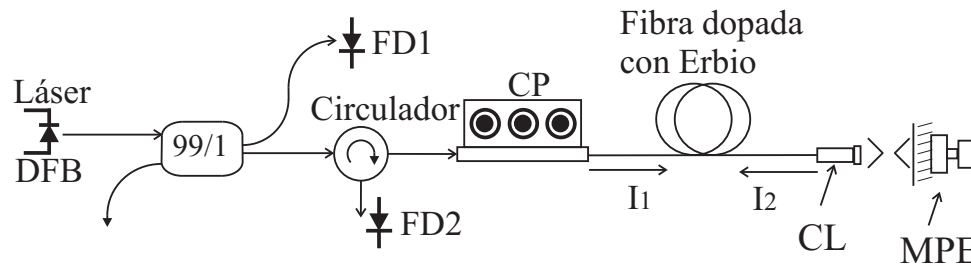


Figura 47: Configuración básica del interferómetro adaptativo. FD1,2 - Fotodetector, CP - Controlador de polarización, CL - Colimador, MPE - Modulador piezo eléctrico con espejo.

(o el tiempo inverso de formación τ_r^{-1}) de la rejilla dinámica.

Los interferómetros adaptativos basados en las fibras dopadas con erbio pueden ser bastante atractivos. De hecho, existen todos los elementos necesarios disponibles en versión de fibra óptica, incluyendo los láseres y amplificadores ópticos de fibra. Además, el desarrollo de la configuración interferométrica casi completamente de fibra óptica en forma cerrada, puede ser muy importante para aplicaciones industriales o en el campo.

En la figura 47 se muestra la configuración básica del interferómetro adaptativo originalmente propuesto (Stepanov y Plata, 2004) para la detección de vibraciones y de ultrasonido generado por láser. En esta configuración, la rejilla dinámica está grabada por dos ondas de señal: la primera onda (I_1) viene directamente del láser y la segunda onda (I_2) es reflejada del objeto. La señal transitoria de MDO aparece aquí como resultado de la modulación de fase de la onda I_2 por las vibraciones de la superficie del objeto. Los principales resultados del presente trabajo pueden ser utilizados para la optimización de la configuración del interferómetro adaptativo presentado en la figura 47. En particular, nuestros resultados dicen que:

1. Usando los elementos que tenemos hasta ahora (fibras, láseres, etc.), la profundidad de la señal transitoria de MDO puede tener un valor de 30~40% en las

fibras sin bombeo óptico. Este valor observado de señal de salida es suficiente para iniciar las pruebas prácticas de las detecciones de las señales ultrasónicas.

2. Hay una relación muy útil entre la densidad óptica de la fibra no saturada ($\alpha_0 L$) y la potencia de la señal de entrada (P_{ent}) necesaria para obtener una profundidad de modulación máxima: $P_{ent} \approx (0.2 \sim 0.4) * \alpha_0 L * P_{sat}$. Tomando en cuenta que las potencias de saturación de las fibras tienen un valor de $\approx 0.2 \sim 0.5$ mW, esto nos permite detectar las señales de MDO usando los fotodiodos convencionales InGaAs sin preamplificación óptica.
3. La utilización del bombeo, sube la potencia de la señal detectada por el fotodiodo y reduce dramáticamente la potencia óptima de la potencia de señal de grabado, pero no aumenta (de hecho reduce) la profundidad de modulación de la señal de MDO detectada.
4. Los tiempos característicos de formación de las rejillas pueden ser mucho menor que el tiempo característico (alrededor de 10 ms) de la relajación espontánea de los iones de erbio excitados. De hecho, la velocidad de las rejillas crece con la intensidad de la luz: en nuestros experimentos se observan tiempos de formación de hasta casi 1 ms y 0.1 ms para las rejillas formadas en las fibras sin y con bombeo óptico respectivamente.

Capítulo V

Conclusiones

1. *Se caracterizaron diferentes muestras de fibras monomodo dopadas con Erblio:* en particular, dos fibras HG980 OFS-Fitel con longitudes de 2 y 3m, y una fibra Er103 de INO de $\approx 8.8\text{m}$. Las técnicas experimentales utilizadas incluyen la medición de la transmitancia óptica no lineal y de la fluorescencia emitida transversalmente en respuesta a la intensidad modulada rectangularmente del láser de señal a $\lambda = 1530\text{nm}$ y del láser de bombeo a $\lambda = 980\text{nm}$. En particular, fueron evaluadas la densidad óptica inicial no saturada $\alpha_0 L$, la potencia de saturación P_{sat} y la transmitancia de los contactos con las fibras convencionales para las dos longitudes de onda en todas las fibras usadas.
2. *Se realizó un arreglo experimental novedoso para la caracterización de los procesos de MDO transitorio por rejillas dinámicas de absorción/ganancia en fibras dopadas con Erblio.* El arreglo experimental (implementado en su totalidad con fibra óptica) está basado en el interferómetro de Sagnac modificado por la introducción de un circulador en el lazo del interferómetro que nos permite la detección de una sola onda transmitida. Las rejillas dinámicas son observadas usando los mismos haces de grabado en un amplio rango de potencias ($0.01\text{ mW} \sim 2\text{ mW}$ a $\lambda = 1530\text{nm}$). El proceso de MDO se observó en forma de picos transitorios negativos (para las rejillas de absorción) en la potencia detectada en la salida del interferómetro en cada brinco de fase por un

valor de π .

3. ***Se realizaron experimentos originales de MDO transitorio en fibras dopadas con Erblio en un amplio rango de potencia de grabado.*** Los resultados experimentales obtenidos sin bombeo muestran que el valor relativo de la señal de MDO tiene un solo máximo en su dependencia respecto a la potencia de la señal de grabado de la rejilla, y la potencia de entrada P_{ent} de un haz de grabado necesaria para obtener este máximo está en el rango de $(0.2\sim 0.4)*\alpha_0L*P_{sat}$. El máximo de la señal de MDO también depende de la densidad óptica de la fibra: si aumentamos la densidad óptica, el valor máximo de la señal de MDO crece y son necesarias potencias mayores de entrada para alcanzar este máximo. Por ejemplo, para las fibras del mismo tipo HG980 con $\alpha_0L \approx 6.1$ y 9.7 el valor máximo de la señal relativa de MDO fue de ≈ 0.26 (con $P_{ent} \approx 0.4$ mW) y 0.29 (con $P_{ent} \approx 0.5$ mW) respectivamente. La amplitud máxima de señal relativa obtenida (≈ 0.35) fue con la fibra tipo Er-103. Los resultados de MDO sin bombeo pueden ser explicados a partir de los parámetros obtenidos en los experimentos adicionales de transmitancia no lineal y fluorescencia transversal y únicamente es necesario introducir un factor adicional de reducción del contraste de la rejilla.

4. ***Se obtuvieron resultados experimentales de MDO transitorio en las fibras con bombeo ($\lambda = 980nm$).*** Los resultados mostraron un crecimiento dramático del valor absoluto de la señal de MDO (ahora detectada como picos positivos), por el contrario, se obtuvo un decaimiento del valor relativo de esta señal (≈ 12 % con la fibra tipo Er103 y $P_{\Sigma,B} = 8mW$). En presencia de bombeo, la señal de MDO también tiene un solo máximo en su dependencia a la potencia de entrada, pero ahora, son necesarias potencias de señal mas bajas para obtener el máximo de la señal de MDO. Además, si aumentamos el nivel de bombeo, crece

el valor de la señal de MDO y se desplaza hacia valores mas bajos de potencia de señal. Se comprobó que el tiempo característico de formación de la rejilla se baja con el aumento de la potencia de grabado y alcanza valores de ≈ 0.1 ms y este valor es hasta 10 veces mas rápido que el tiempo característico obtenido sin bombeo (≈ 1 ms). Sin embargo, los resultados experimentales de MDO con bombeo no pueden ser explicados utilizando los parámetros obtenidos con los experimentos de ganancia. Pensamos que son necesarias mas mediciones de ganancia en las fibras para poder explicar los resultados

5. ***Se desarrolló un modelo teórico para la evaluación numérica de la señal de MDO.*** Los resultados de los cálculos, basados en las ecuaciones de dos ondas acopladas para la evaluación teórica del valor relativo de la señal de MDO, tienen buena correspondencia (de tipo cualitativa) con los resultados obtenidos experimentalmente. Sin embargo, el valor máximo de señal relativa esperada teóricamente, es alrededor de $4 \sim 5$ veces mayor que los resultados experimentales. Esta diferencia puede ser debido a la reducción del contraste efectivo de la rejilla grabada (que puede ser por la birrefringencia aleatoria de las fibras utilizadas, difusión del estado de excitación, etc.). La razón principal de esta discrepancia es desconocida y para aclararse, son necesarias investigaciones adicionales.
6. ***Se publicaron los principales resultados de este trabajo.*** Se participó del 31 de Julio al 4 de Agosto en las conferencias de SPIE en San Diego California con el póster "Dynamics of populations gain gratings recorded in optically pumped Erbium-doped fibers" con el número de presentación 5911-40. También se mandó a revisión el artículo "Intensity dependence of the transient two-wave mixing via population grating in Er-doped fiber" en la revista Optics Communications.

Literatura citada

- Becker, P. C., N. A. Nolson, y J. R. Simpson 1999. "Erbium doped fiber amplifiers, fundamentals and technology". Academic Press, 525 B St, Suite 1900, San diego, CA 92101-4495. 114-119 p.
- Cheng, Y., J. T. Kringlebotn, W. H. Loh, R. I. Laming, y D. N. Payne 1995. "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, NY. 605 pp.
- Desurvire, E. 1994. "Erbium-doped fiber amplifiers:principles and applications". Wiley-Interscience, Mill Valley, California. 770 pp.
- Dewhurst, R. J. y Q. Shan 1999. "Optical remote measurement of ultrasound". *Meas. Sci. Technol.*, 10(11):R139–R168 p.
- Digonet, M. J. F. 2000. "Rare earth doped fiber laser and amplifiers". Marcel Dekker, 270 Madison Av. New York, New York. 376 pp.
- Eichler, H., P. Günter, y D. Pohl 1986. "Laser-induced dynamic gratings". Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York. 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., J. L. Zyskind, J. W. Sulhof, y D. J. DiGiovanni 1993. "Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers". *Optics Letters*, 18(24):2108–2110 p.
- Friskén, S. J. 1992. "Transient bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers". *Optics Letters*, 17(24):1776–1778 p.

- Havstad, S. A. 1999. "Loop-mirror filters based on saturable-gain or -absorber gratings". *Optics Letters*, 24(21):1466–1468 p.
- Hüfner, S. 1978. "Optical spectra of rare earth compounds". Academic Press, New York. 237 pp.
- Horowitz, M., R. Daisy, B. Fischer, y J. 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. Zyskind 1994b. "Narrow-linewidth, single-mode erbium-doped fibre laser with intracavity wave mixing in saturable absorber". *Electronics Letters*, 33(8):648–649 p.
- Kapron, F. P. y D. B. Keck 1971. "Pulse transmission through a dielectric optical waveguide". *Applied Optics*, 10(7):1519–1523 p.
- Kashyap, R. 1999. "Fiber bragg gratings". Academic Press, 525 B St., suite 1900, San Diego, CA 92101-4495, USA. 458 pp.
- Larose, R. 1995. "Réalisation et applications d'un laser á fibre á l'erbium monofréquence". Tesis de Doctorado, Université Laval, Sainte-Foy, Canada. 173 pp.
- Maiman, T. H. 1960. "Stimulated optical radiation in ruby". *Nature*, 187(4736):493–494 p.
- Meltz, G., W. W. Morey, y W. H. Glenn 1989. "Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method". *Optics Letters*, 14(15):823–825 p.
- Othonos, A. y K. Kalli 1999. "Fiber bragg gratings: Fundamentals and applications in telecommunications and sensing". Artech House, Inc, Norwood, MA 02062. 433 pp.
- 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):40–42 p.

- Saleh, B. E. A. y M. C. Teich 1991. “Fundamentals of photonics”. John Wiley and Sons, Inc. 949 pp.
- Schawlow, A. L. y C. H. Townes 1958. “Infrared and optical masers”. *Physical Review*, 112:1940–1949 p.
- Siegman, A. E. 1986. “Lasers”. University Science Books, Mill Valley, California. 1286 pp.
- Solymar, L., D. J. Webb, y A. Grunnet-Jepsen 1996. “The physics and applications of photorefractive material (oxford series in optical and imaging sciences)”. Oxford University Press. 493 pp.
- Stepanov, S. en revisión. “Two-wave mixing via reflection population gratings”. *Optik*.
- Stepanov, S. y E. Hernández 2005. “Observation of spatial migration of excitation in er-doped optical fibers by means of a population grating technique”. *Optics Letters*, 30(15):1926–1928 p.
- Stepanov, S., E. Hernández, y M. Plata 2004. “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., E. Hernández, y M. Plata 2005a. “Collinear mixing of orthogonally polarized waves via polarization hole burning in birefringent er-doped fiber”. *Optics Communications*, 244:159–165 p.
- Stepanov, S., E. Hernández, y M. Plata 2005b. “Two-wave mixing of orthogonally polarized waves via anisotropic dynamic gratings in erbium-doped optical fibers”. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(6):1161–1166 p.
- Stepanov, S. y C. Núñez en revisión. “Intensity dependence of the transient two-wave mixing via population grating in er-doped fiber”. *Optics Communications*.
- Stepanov, S. y M. Plata 2004. “Efficiency of two-wave mixing via dinamic bragg gratings in er-doped optical fibers”. *Ukrainian Journal of Physics*, 49(4):389–399 p.

Apéndice A

Uniformidad espacial de bombeo

Cuando se realizan los experimentos de grabación de rejillas dinámicas, se utilizan dos ondas mutuamente coherentes las cuales entran a la fibra dopada por lados opuestos. Por el contrario, en caso de bombeo óptico las dos ondas son incoherentes, es decir, no forman ningún patrón de interferencia dentro de la fibra dopada. Si llamamos a la potencia que entra a la fibra por un lado $P_F(z)$ y la que entra por el lado opuesto $P_B(z)$ y consideramos de nuevo la propagación no lineal (como en el caso de la propagación de un haz), podemos escribir el coeficiente de absorción en cada sección transversal en función de la potencia total de la luz en ese punto como:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P_F(z) + P_B(z)}{P_{sat}}} \quad (49)$$

Como ahora son dos ondas de luz las que se propagan por la misma fibra dopada al mismo tiempo, pero con direcciones opuestas, la ecuación diferencial original (ecuación 26) se transforma en un par de ecuaciones diferenciales acopladas de la siguiente forma:

$$\frac{\partial P_F(z)}{\partial z} = -\frac{\alpha_0 P_F(z)}{1 + \frac{P_F(z) + P_B(z)}{P_{sat}}} \quad (50)$$

$$\frac{\partial P_B(z)}{\partial z} = \frac{\alpha_0 P_B(z)}{1 + \frac{P_F(z) + P_B(z)}{P_{sat}}}$$

Por simplicidad de presentación, usamos potencias normalizadas $P_F(z)/P_{sat} = P'_F(z)$ y $P_B(z)/P_{sat} = P'_B(z)$ así como la coordenada normalizada $\alpha_0 z = z'$ de modo que las ecuaciones 50 se transforman a expresiones mas simples de la forma:

$$\frac{\partial P'_F(z')}{\partial z'} = -\frac{P'_F(z')}{1 + P'_F(z') + P'_B(z')} \quad (51)$$

$$\frac{\partial P'_B(z')}{\partial z'} = \frac{P'_B(z')}{1 + P'_F(z') + P'_B(z')}$$

Ahora tenemos dos condiciones de frontera conocidas (como en el caso de bombeo simétrico con potencias de entrada iguales):

$$P'_F(0) = P_{B1} \quad (52)$$

$$P'_B(l) = P_{B2}$$

Aquí, P_{B1} y P_{B2} son las potencias normalizadas de bombeo que entran por cada uno de los extremos de la fibra y l es la longitud de la fibra. Como trabajamos con valores normalizados, l es de hecho la densidad óptica de la fibra no saturada.

Las ecuaciones 51 pueden ser analíticamente resueltas con las condiciones de frontera presentadas por la ecuación 52 en términos de las funciones especiales de LambertW. Con la solución general, podemos obtener información acerca de la distribución de la potencia a través de la fibra en forma gráfica. La figura 48 muestra los perfiles de la distribución de potencia para cada una de las ondas de bombeo dentro de la fibra dopada y la distribución espacial de la potencia total (es decir, la suma de las dos potencias). Las distribuciones son presentadas para el caso típico de una fibra con densidad óptica inicial $\alpha_0 L = 7$ (caso de la fibra Er103 a $\lambda = 980$ nm.) y una potencia total de entrada de bombeo normalizada de $P_{B1}/P_{sat,B} + P_{B2}/P_{sat,B} = 3/1.2 + 3/1.2 = 5 = P_{\Sigma,B}$. Vemos que cuando cada una de las haces "entra" a la fibra, decae exponencialmente y la potencia de salida es muy baja. La línea punteada de la figura 48 nos representa el valor de la potencia promedio aproximado a través de la fibra, que para este caso en particular es $\approx 1.9P_{sat}$. Con este resultado podemos darnos una idea de como es la distribución de potencia total de bombeo dentro de la fibra.

En la figura 49 podemos ver los perfiles espaciales de la potencia total normalizada dentro de la fibra, los cuales son obtenidos suponiendo iluminación simétrica, es decir, cuando las potencias que entran en cada uno de los lados de la fibra son exactamente iguales. Las curvas que se muestran, son nuevamente para el caso de una fibra con

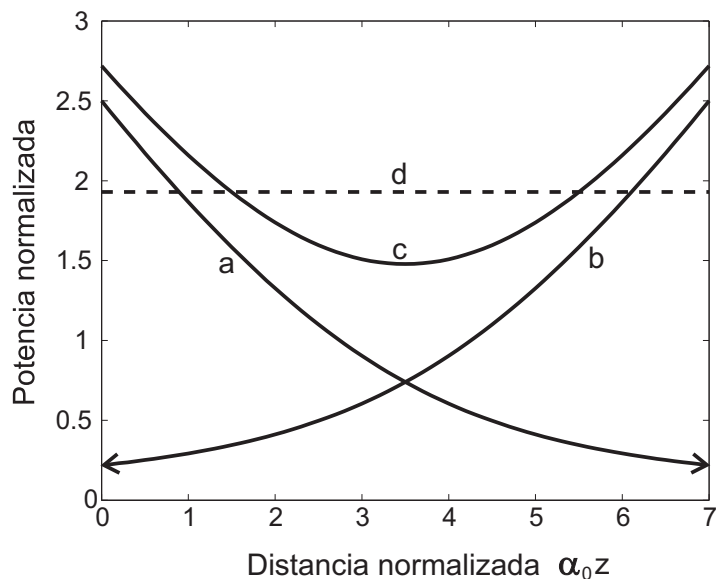


Figura 48: Perfiles de potencia normalizada formados por dos haces de bombeo dentro de una fibra dopada: a - Perfil de un haz de bombeo con potencia de entrada $P_{B1} = P_{\Sigma}/2$, b - Perfil de un haz de bombeo con potencia de entrada $P_{B2} = P_{\Sigma}/2$, c - La suma de los perfiles y d - Nivel promedio de la suma (≈ 1.9).

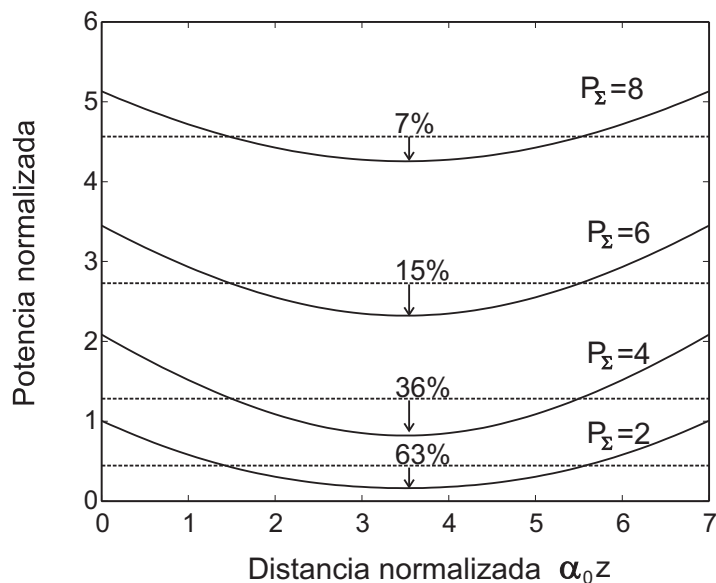


Figura 49: Perfiles espaciales de potencia normalizada total obtenidos para una fibra con $\alpha_0 L = 7$ y diferentes potencias de entrada P_{Σ} de bombeo y sus variaciones relativas.

densidad óptica inicial $\alpha_0 L = 7$ pero obtenidos con diferentes potencias de entrada $P_{\Sigma, B} = 2, 4, 6$ y 8 . De estas curvas vemos que las variaciones de la potencia total (respecto al valor promedio) a través de la fibra disminuyen con el crecimiento de la potencia de entrada: con los valores de potencias P_{Σ} utilizados para obtener las curvas, las variaciones relativas son de 63%, 36%, 15% y 7% respectivamente. Si tomamos en cuenta los resultados obtenidos de las simulaciones para otros valores de densidad óptica de la fibra, entonces podemos considerar que si la potencia de bombeo total de entrada P_{Σ} es aproximadamente igual a la densidad óptica no saturada de la fibra, las variaciones del perfil de bombeo a través de la fibra son $\leq 10\%$.

Apéndice B

Programa de Matlab para el cálculo numérico de la señal transitoria de MDO.

El programa para el cálculo numérico de la señal transitoria de MDO fué realizado utilizando el programa de Matlab. Este programa esta basado en las ecuaciones de dos ondas acopladas (Ecuaciones 35 y 42). El programa mostrado, es para un medio con absorción, sin embargo, este mismo programa puede ser utilizado para evaluar el valor de la señal transitoria de MDO en medios con bombeo si consideramos el medio de ganancia como absorción negativa ($-\alpha_0 L = G_0 L$). Para lograr esto, únicamente cambiamos los signos de las variables f, b, cf y cb por su opuesto en los lados derechos de las ecuaciones mostradas en la subrutina "sol".

```
clear all;
j=0;
for i=0.1:0.01:30
    j=j+1;
    f0=i;
    b0=i;
    ff0=sqrt(i);
    bb0=-sqrt(i);

    z=[0:.1:6];
    w0=[f0;b0;ff0;bb0];
    [Z,S]=ode45('sol',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=0.1:0.01:30;
plot(i,twmv);

```

La subrutina 'sol' corre el siguiente programa:

```

function w=sol(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];

```


Apéndice C

Caracterización del láser de señal.

La fuente de la onda de señal utilizada para la grabación de las rejillas dinámicas, es un láser semiconductor DFB NLK1556STG de NTT Electronics. Según el proveedor, este láser tiene una corriente de umbral $I_u \approx 11$ mA con una potencia de salida máxima de 20 mW a $\lambda = 1530$ nm. En la figura 50 se muestra la curva experimental de potencia de luz de salida contra corriente de bombeo.

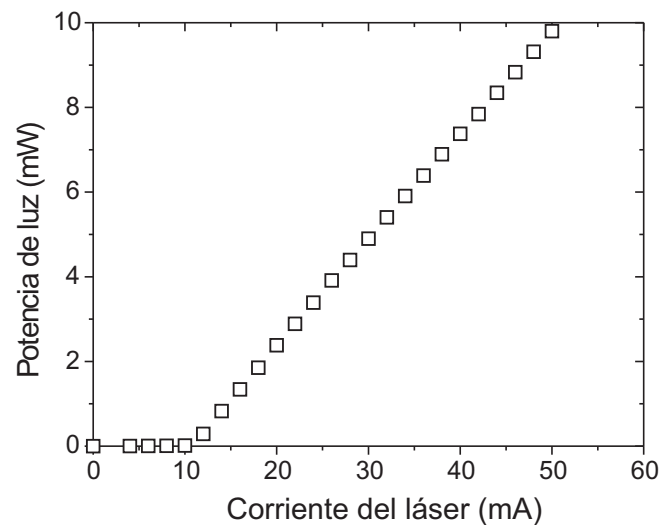


Figura 50: Curva experimental de corriente de bombeo contra potencia de salida del láser NLK1556STG.

Otro parámetro muy importante del láser y necesario en nuestros experimentos, es la longitud de coherencia L_C de irradiación. El arreglo básico para medir la longitud de coherencia del láser se basa en el interferómetro de Michelson, pero aquí, es armado su equivalente con fibra óptica (ver figura 51). La salida del láser se introduce al divisor 50/50 a través de la terminal de entrada "1". El divisor divide el haz en dos haces de igual intensidad hacia las terminales "3" y "4" que tienen la misma longitud desde el

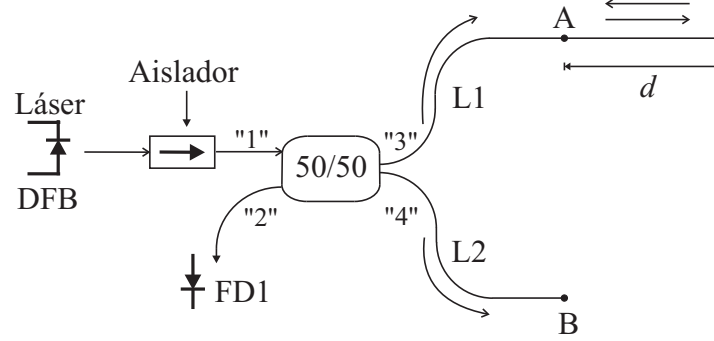


Figura 51: Arreglo experimental utilizado para medir la longitud de coherencia de láser.

divisor hasta los puntos A y B respectivamente (la diferencia de caminos ópticos DCO = 0). Desde cada uno de estos brazos, tenemos reflexiones que producen un patrón de interferencia en la salida "2" del divisor y es observada como modulación de amplitud (la cual acompaña los cambios de temperatura ambiental) con profundidad ΔV de la señal detectada con el fotodetector FD1.

Primeramente, se miden las reflexiones independientes de cada brazo. Para hacer esto, colocamos glicerina (para evitar reflexiones) en el punto "B" de la terminal "4", de esta forma, detectamos únicamente las reflexiones de la terminal "3" con valor V_1 . De igual manera, colocamos glicerina en el punto "A" para medir las reflexiones de la terminal "4" con un valor V_2 .

El valor relativo (respecto a su valor promedio $V_\Sigma = V_1 + V_2$) de la profundidad de modulación es:

$$\frac{\Delta V}{V_\Sigma} = \frac{2\sqrt{V_1 V_2}}{V_1 + V_2} \quad (53)$$

Cuando la DCO = 0, la profundidad de modulación ΔV detectada es ≈ 1 ($V_1 \approx V_2$). Conforme se aumentaba la DCO (se colocaban piezas de mayor longitud d en uno de los brazos), ΔV disminuía. La diferencia de caminos ópticos se evalúa como

$$DCO = 2nd \quad (54)$$

donde n es el índice de refracción efectivo de la fibra ($n \approx 1.45$ para la fibra SMF28).

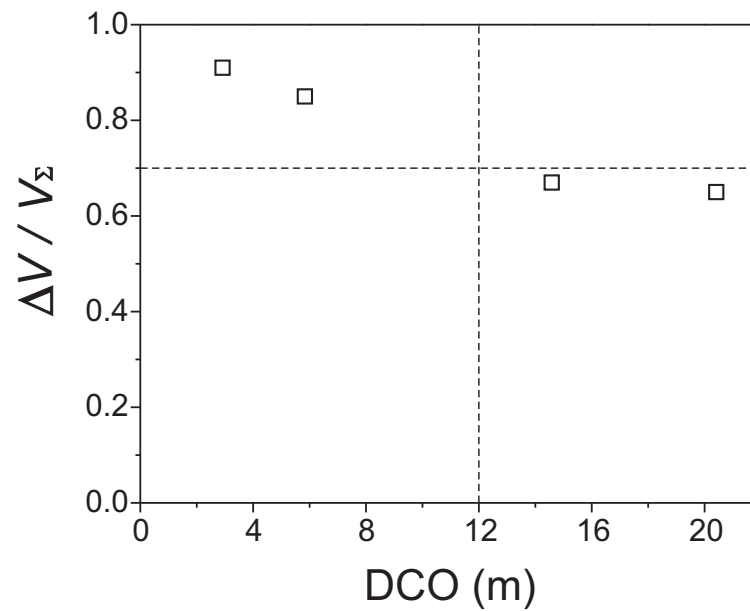


Figura 52: Profundidad de modulación para diferentes valores de DCO.

En la figura 52 se muestra el valor de DCO para el cual observamos un decaimiento en la profundidad de modulación $\Delta V / \Sigma V \approx 0.7$ de su valor máximo. Es posible ver que cuando la DCO es ≈ 12 m, tenemos una profundidad de modulación $\approx 70\%$. Esto nos indica que podemos confiar en que nuestro láser tiene una $L_C > 40$ m.