

"LÁSERES DE RUIDO BASADOS EN FIBRA ÓPTICA"

Tesis que para obtener el grado de Doctor en Ciencias (Óptica)

Presenta: Pablo Muniz Cánovas

Director de Tesis: Dr. Alexander V. Kir'yanov Co-director de Tesis: Dr. Yuri O. Barmenkov

> León · Guanajuato · México Septiembre de 2020

A Ana María, Diego, Célica Esther, y a la memoria de mi padre, Ariel

Agradecimientos

Este texto constituye la culminación de un trayecto importante en mi vida académica y profesional, el cual se ha caracterizado por la búsqueda de aportaciones en el ámbito científico. El tiempo dirá si estas aportaciones fueron significativas; lo que sí se puede decir con certeza es que, independientemente del esfuerzo, sacrificios y trabajo invertidos, el camino ha resultado tan fascinante como satisfactorio.

Antes que nada quiero agradecer a la base contribuyente del pueblo de México, por proporcionarme los medios financieros, a través de la beca número (CVU/becario) 700792/608671 del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, para poder llevar a cabo mis estudios de Doctorado en Ciencias, con especialidad en Óptica.

A nivel institucional quiero expresar mi profundo agradecimiento al Centro de Investigaciones en Óptica, a su personal técnico, docente, administrativo y de servicios por proporcionar los medios, el soporte, el material, la infraestructura y las condiciones para realizar mis estudios de doctorado. Adicionalmente, agradezco a la Universidad de Valencia, en la cual realicé una estancia predoctoral de 9 meses que fue un complemento invaluable en mi educación, abarcando aspectos que transcendieron el ámbito meramente académico.

En primer lugar de mi lista de agradecimientos personales debo reconocer a mis directores de tesis, Dr. Yuri Barmenkov y Dr. Alexander Kyr'yanov, los cuales me dieron la oportunidad de colaborar dentro de sus proyectos en el Área de Láseres de Fibra Óptica, conformando un equipo de trabajo de constante intercambio de ideas, discusión y propuestas, mediante el cual fue posible desarrollar investigaciones que fueron aceptadas por publicaciones científicas de alto impacto. Este grado de excelencia en la colaboración y en el rigor científico es un legado importante que me llevo de estos años en el doctorado.

Un agradecimiento especial a los Dres. Miguel V. Andrés y José Luis Cruz, del Área de Física Aplicada y Electromagnetismo (ICMUV) de la Universidad de Valencia, por darme las facilidades y apoyos necesarios para realizar una productiva estancia predoctoral en su institución, la cual derivó en la publicación del último artículo de investigación de esta tesis;

así como por la estrecha colaboración en la fabricación de componentes y el soporte para la publicación de los artículos conseguidos durante todo el período del doctorado.

A nivel familiar quiero agradecer a mi esposa Ana María Hernández y a mi hijo Diego Muniz, por el apoyo constante, el amor, la paciencia y los sacrificios que se tuvieron que realizar durante este camino, todo esto es finalmente por y para ellos. De igual forma a mi madre, Dra. Célica Cánovas, por su motivación, empuje, cariño y sabios consejos; sin ella, este logro simplemente no se habría conseguido. Por último, pero no por eso menos importante, a mi colega y amigo, Osvaldo Rodríguez, con el cual emprendimos juntos el doctorado en el CIO, evocando unas de esas tardes de café en que nos armamos de valor para iniciar la etapa que ahora estamos culminando.

A nivel académico, mi más profundo agradecimiento al Dr. Olvier Pottiez, porque a través de sus enseñanzas me motivó de forma definitiva a adentrarme en el tema de los láseres de fibra óptica. De igual manera a los Dres. Efraín Mejía y Alejandro Martínez, los cual me introdujeron en aspectos prácticos y teóricos sobre las fibras ópticas que fueron fundamentales en mis posteriores trabajos de investigación. Adicionalmente extiendo el agradecimiento a mis profesores de cátedra, Dres. Geminiano Martínez, Fernando Mendoza, Sabino Chávez y Enrique Landgrave.

A nivel técnico, agradezco a Myriam Jiménez, responsable del laboratorio de fibras ópticas del CIO, y a Antonio Carrascosa, auxiliar en los laboratorios de fibras de la Universidad de Valencia, por su soporte, apoyo y asesoría. De igual manera, un importante reconocimiento a mi compañera de laboratorio, la Dra. Irma Villegas, la cual me ayudó en los detalles específicos de los trabajos sobre láseres de fibra y sus componentes, definitivamente estos resultados no hubieran sido los mismos sin sus invaluables enseñanzas.

Adicionalmente quiero reconocer a mi comité de seguimiento doctoral, compuesto por los ya mencionados Dres. Pottiez y Martínez, así como por el Dr. Ismael Torres, los cuales siempre estuvieron pendientes de los progresos, dificultades y logros en el transcurso de mi proyecto de tesis. Finalmente, extiendo mi profundo agradecimiento al sínodo responsable de la evaluación final de este trabajo, compuesto por mi director de tesis, Dr. A. Kyr'yanov, por la Dra. Lorena Velázquez del Departamento de Física y por la Dra. Ana Dinora Guzmán, de la DICIS Iruapuato-Salamanca, ambas profesoras-investigadoras de la Universidad de Guanajuato.

León, Gto. a 8 de septiembre de 2020.

Resumen

En este trabajo se explora el tema del ruido fotónico generado por amplificadores y láseres basados en fibra óptica, operando en regímenes tanto de onda continua como pulsados. La forma que adopta dicho ruido fotónico es resultado de las características de cada arreglo experimental, de los niveles de dopaje de los iones activos y de la inversión de población, así como por los cambios de la señal derivados del proceso de amplificación en fibra activa.

En el estudio se abordan tres casos representativos de una variedad de aplicaciones: (i) Un amplificador de varias etapas elaborado con fibra comercial de comunicaciones dopada con erbio, denominado como fuente de semilla, que permite un modelado de la señal de ruido fotónico de baja potencia carente de efectos no lineales; (ii) un láser de iterbio de potencia moderada de hasta 22 vatios basado en una cavidad Fabry-Pérot, en donde se utilizan los hallazgos y modelos del primer caso para hacer un análisis teórico-matemático de su señal de ruido de salida; tanto en (i) como en (ii) se explora adicionalmente el efecto no-lineal de auto-modulación de fase, el cual permite entender el ensanchamiento de líneas espectrales en láseres de potencia moderada y alta; y por último, (iii) un láser de pulsos de alta energía basado en fibra dopada con iterbio, compuesto por una cavidad Fabry-Pérot de bajo factor Q, en el que se fomenta el efecto no-lineal de dispersión estimulada de Brillouin, con la finalidad de producir un comportamiento dual en la dinámica temporal de la señal de salida, compuesto por dos regímenes: uno de pulsos con forma de espiga de tipo cuasi-onda continua, y otro de pulsos de alta potencia; en el estudio se abordan los detalles de cada régimen desde un punto de vista estadístico, así como su evolución con el incremento de la potencia de bombeo.

Palabras clave: Láseres de ruido, láseres CW, emisión amplificada estimulada, fibra dopada con erbio, fibra dopada con iterbio, ruido fotónico, pulsos de ruido, auto-modulación de fase, esparcimiento estimulado de Brillouin, láseres QCW, láseres de Brillouin.

Índice

Agradecin	nientos	Ш
Resumen		V
Índice de i	figuras	IX
Lista de p	ublicaciones	XIX
Tabla de a	crónimos	XXI
Capítulo 1	. Introducción	1
Refer	encias	12
Capítulo 2	. Marco teórico	15
2.1.	Procesos cuánticos de la amplificación óptica	16
2.2.	Líneas de ensanchamiento espectral	20
2.3.	Láseres y amplificadores de fibra óptica	24
2.4.	Modelo semiclásico de la detección fotoeléctrica	29
2.5.	Luz de tipo termal y su modelado estadístico	36
2.6.	Influencia de los campos incidentes sobre la estadística de conteos fotónicos	40
2.7.	Estadística de luz termal con intervalo de conteo arbitrario	45
Refe	erencias	53
Capítulo 3	. Fuente de banda angosta basada en fibra dopada con erbio	55
3.1.	Descripción y espectroscopía de la emisión láser de fibras dopadas con erbio	56
3.2.	Algoritmo computacional para el modelado de conteos fotónicos	60
3.3.	Arreglo experimental	65
3.4.	Resultados experimentales y evaluación del modelo	68
3.5.	Morfología estadística de la señal de modo unitario	72
3.6.	Revisión del efecto no lineal de auto-modulación de fase (SPM)	79
3.7.	Conclusiones	84
Refe	erencias	86

Capít	ulo 4.	Láser de ruido de ASE basado en fibra dopada con iterbio	89
	4.1.	Espectroscopía de la emisión de los iones de iterbio	91
	4.2.	Fibras de iterbio de doble revestimiento	93
	4.3.	Arreglo experimental	97
	4.4.	Eficiencia del láser y ensanchamiento espectral	98
	4.5.	Análisis de coherencia óptica	102
	4.6.	Modelado estadístico de los conteos fotónicos y espectros RF	110
	4.7.	Conclusiones	115
	Refer	encias	117
Capít	ulo 5.	Láser con cavidad de bajo factor Q basado en fibra DC de iterbio	121
	5.1.	Proceso físico de la dispersión estimulada de Brillouin	122
	5.2.	Ecuaciones de acoplamiento y espectro de ganancia de Brillouin	126
	5.3.	Láseres de Brillouin e influencia de las pérdidas en la cavidad	134
	5.4.	Arreglo experimental, eficiencias y espectros del láser	138
	5.5.	Régimen de operación experimental, dualidad QCW y SBS	141
	5.6.	Análisis de la estadística temporal de los pulsos SBS	148
	5.7.	Relación entre las pérdidas en los reflectores y las componentes de Stokes	152
	5.8.	Generación de supercontinuo	155
	5.9.	Conclusiones	156
	Refer	encias	158
Capít	ulo 6.	Conclusiones	163
Apén	dice A	. Análisis de número ${\mathcal M}$ para un espectro de perfil Gaussiano	173
Apéndice B. Desarrollo matemático para obtener la PDF de conteos fotónicos de luz termal con intervalo de conteo arbitrario			
Apéndice C. Método para la fabricación de rejillas de período largo usando un láser de UV			177
Referencias 18			182
Apén	dice D	. Sistema de caracterización espectral para rejillas de Bragg angostas	183
Apéndice E. Derivación de la ecuación de onda característica de Brillouin			

Índice de figuras

Nům.	Descripción	Pagina
1.1	Ingresos anuales para láseres industriales, clasificados por tipo (en millones de dólares americanos) [16]	5
1.2	Oscilaciones de relajación en el encendido de un láser Nd:YAG [2]	7
2.1	Diagrama esquemático de un amplificador óptico	16
2.2	Ilustración esquemática de procesos cuánticos: (a) absorción, (b) emisión espontánea y (c) emisión estimulada	17
2.3	Ensanchamiento no homogéneo del perfil de línea espectral de emisión (forma Gaussiana) y líneas homogéneas de ensanchamiento adentro del envolvente Gaussiano (forma Lorentziana)	21
2.4	Diagrama esquemático de las potencias de bombeo, de señal y de ASE para (a) un amplificador de fibra y (b) un láser de fibra	24
2.5	Ejemplo de traza temporal de ruido fotónico. En el recuadro se presenta el detalle de los puntos que componen la traza, así como la identificación de los fotones que inmigran, nacen y mueren en cada intervalo de conteo (proceso BDI)	30
2.6	Masas de probabilidad asociadas a la distribución de Poisson (para $\bar{n}=5$)	33
2.7	Masas de probabilidad asociadas a la distribución de Bose-Einstein ($\bar{n}=5$)	39
2.8	Aproximación de una señal de intensidad instantánea de variación suave $I(t)$ mediante un tren de muestreos rectangulares $I'(t)$	46
2.9	Función de densidad de probabilidad de la intensidad integrada de una fuente de luz termal polarizada, normalizada respecto a su valor medio \overline{W} para varios valores de \mathcal{M}	49
2.10	Gráficas de la distribución binomial negativa. En (a) se ejemplifican 6 casos en los cuales se hace variar el parámetro $\mathcal M$ usando los mismos valores de la Figura 2.8, manteniendo una media de conteos fotónicos constante de $\bar n=5$; mientras que en (b) se presentan 5 casos adicionales, en los cuales se utiliza un parámetro fijo $\mathcal M=5$ y se hace variar la media de los conteos con valores desde 1 hasta 5 conteos	50

3.1	Diagrama simplificado de niveles de energia del erbio en vidrio de sílice presentando sus bandas de absorción. Las flechas sólidas en verde representan posibles transiciones de absorción y las naranjas punteadas las posibles transiciones láser. De particular interés es la flecha roja, ya que se encuentra en el rango de las fibras ópticas usadas en la tercera ventana de comunicaciones	57
3.2	Diagrama detallado de niveles de energía de los niveles de Stark $^4I_{13/2}$ y $^4I_{15/2}$ evaluados para vidrio de silicato de aluminio con dopaje de erbio, para las transiciones de (a) fluorescencia y (b) absorción [21]	58
3.3	Espectros de sección de corte de absorción y emisión para una fibra con silicato de aluminio dopada con erbio, mostrando las transiciones A1-A12 (absorción) y F1-F12 (emisión) asignadas desde el diagrama de niveles de energía ${}^4I_{13/2} \leftrightarrows {}^4I_{15/2}$ de la Figura 3.2	59
3.4	Diagrama de flujo aplicado para el procesamiento de trazas grandes de señal ASE. Las salidas denotadas en naranja representan las estadísticas relevantes obtenidas: (i) Histograma general de la traza, (ii) histograma de picos de señal y (iii) histogramas de intervalos de repetición de pulsos	64
3.5	Arreglo experimental de la Fuente de ASE; las cruces denotan los empalmes de fibra óptica entre los diferentes componentes	65
3.6	Espectros de ASE normalizados, medidos para diferentes rejillas FBGs (FBG2). La tabla indica los FWHMs de cada espectro ASE. La curva "0" demuestra la respuesta del OSA a una señal láser de línea-angosta (ancho de banda óptico de 130 kHz). Los círculos son los puntos experimentales medidos con potencias dentro del rango de 2.07 a 2.09 mW; las líneas, según el caso, son las curvas de ajuste Gaussiano (curvas de 0 a 4) o curvas de ajuste de funciones subGaussiano (curvas de 5 a 8). Algunos espectros de las FBG empleados no son presentados, para mantener claridad en la figura	67
3.7	Histogramas de PDF de conteos fotónicos normalizados (voltaje de ruido ASE) para tres diferentes valores de la razón B_{opt}/B_{el} . Los histogramas obtenidos para ASE polarizada ($s=1$) y no polarizada ($s=2$) son presentados en las columnas izquierda y derecha, respectivamente. Los círculos son puntos experimentales, las líneas verdes los mejores ajustes y las líneas rojas las probabilidades	
	simuladas para los casos ideales	69

3.8	Número de modos \mathcal{M} contra relación B_{opt}/B_{el} . Los símbolos representan puntos experimentales; mientras que las líneas fueron obtenidas mediante la Ecuación (3.11). Las líneas 1 y 2 (con sus correspondientes símbolos cercanos), corresponden a la luz ASE polarizada, y no polarizada, respectivamente. Los círculos representan las mediciones realizadas con el arreglo de medición de 3.3 GHz, mientras que las estrellas fueron obtenidas con el arreglo de 15.5 GHz
3.9	Ruido de ASE representado como un tren de pulsos Gaussianos (círculos) en donde las líneas punteadas verticales indican los centros de dichos ajustes. Las señales de ASE son normalizadas respecto de los valores medios del conjunto global. En la figura, los pulsos con magnitud menor a la media no son presentados, con la finalidad de mantener claridad. Los intervalos entre puntos adyacentes son de 25 ps para (a), y de 10 ps para (b).
3.10	Histogramas de las magitudes de los picos de ASE (estrellas) y de los conteos fotónicos (círculos), para B_{opt}/B_{el} = 0.16. Tanto los conteos de fotones como los picos de ASE son normalizados respecto de la media de conteos fotónicos.
3.11	Dos ejemplos de histogramas de intervalos temporales de separación entre pulsos ASE, correspondientes a diferentes rangos de magnitudes normalizadas de los picos: (a) de $3m$ a $4m$ y (b) de $7m$ a $8m$; para B_{opt}/B_{el} = 0.16; caso de ASE polarizada: \mathcal{M} = 1.13 (los símbolos son los datos experimentales; y las líneas, los ajustes exponenciales).
3.12	(a) Conteo de picos (en términos absolutos) y (b) conteos de picos normalizados con respecto a su valor máximo (en escala de colores) como función de la magnitud normalizada de cada pico, así como del intervalo entre picos del mismo rango de magnitud
3.13	Ejemplos de histogramas de anchos de pulso ASE, obtenidos para algunos intervalos representativos de magnitudes de valores pico de <i>P</i> , normalizados respecto a su valor medio
3.14	Ejemplos de histogramas de anchos de pulsos de ASE, obtenidos para dos rangos de magnitud P de los picos, normalizada respecto a m
3.15	(a) Anchos más probables de pulsos ASE (línea sólida, escala izquierda) y su correspondiente desviación estándar absoluta (línea punteada, escala derecha) vs. magnitud de pico normalizada <i>P</i> ; (b) Desviación relativa de anchos de pulso vs. <i>P</i> (símbolos, datos
	experimentales; líneas, ajustes)

3.16	a) Histograma de derivadas de ruido ASE polarizado (circulos) y no polarizado (triángulos). (b) Espectro normalizado de señal ASE a la entrada de una fibra larga de comunicación (línea 1) y espectro normalizado ensanchado a la salida de la fibra (líneas 2 a 4); todos los espectros son normalizados respecto a su valor máximo. Los símbolos son los puntos experimentales y las líneas sólidas son los ajustes. En el recuadro presenta el espectro de la señal ASE de entrada en escala lineal (círculos) con su respectivo ajuste Gaussiano (línea). Tanto en el panel (b) como en el recuadro, la desagregación se hace tomando como referencia la longitud de onda del pico de ASE (cercano a 1544.6 nm).
4.1	Diagrama de niveles de Stark $^2F_{5/2}$ y $^4F_{7/2}$ evaluados para vidrio de sílice con dopaje de iones de iterbio, para las transiciones de absorción, denotadas con flechas verdes, y de fluorescencia, denotadas con flechas naranjas [22]
4.2	Espectros de sección de corte de absorción y emisión para una fibra de sílice dopada con iterbio, mostrando las transiciones láser asignadas desde el diagrama de niveles de energía $^2F_{5/2} \leftrightarrows ^4F_{7/2}$ de la Figura 4.1
4.3	Diagrama esquemático de una fibra de DC bombeada por el primer revestimiento. La gran apertura numérica del primer revestimiento permite un buen acoplamiento aún en bajas potencias. La pequeña apertura numérica de salida a través del núcleo se traduce en un haz muy fino y de muy alta calidad
4.4	(a) Para una fibra de DC con primer revestimiento circular: Distribución de amplitud a lo largo del eje de transmisión (izquierda) y la distribución transversal en su salida (derecha). (b) Mismas distribuciones para una fibra DC con primer revestimiento en "D". En ambos casos se presenta la curva absorción en potencia de la simulación (en línea punteada) y la obtenida mediante cálculo directo con 100 dB/m (en línea sólida) [25]
4.5	Geometrías alternativas de fibras DC: (a) Núcleo centrado, (b) núcleo descentrado, (c) revestimiento interno en D, (d) revestimiento interno elíptico, (e) revestimiento interno ondulado y (f) revestimiento interno rectangular
4.6	Arreglo experimental del YDFL
4.7	Potencia de salida del láser contra potencia de bombeo

potencia, marcados dentro del recuadro	99
Conjunto de espectros del YDFL medidos a diferentes potencias láser. Dicho conjunto está dispuesto respecto a la longitud de onda central del láser (1061 nm), y organizado de la forma en que se presenta en la tabla del lado derecho. Todos los espectros fueron normalizados con respecto a la máxima potencia de salida del láser (22 W). Los círculos son los datos experimentales, y las líneas son los ajustes Gaussianos.	100
Anchos de banda FWHM del YDFL para diferentes potencias láser: Los símbolos corresponden a los datos experimentales y las líneas a sus respectivos ajustes teórico-matemáticos; las líneas 1 y 2 coresponden a los casos: de medición directa con el OSA antes y después de aplicarles decon-volución, respectivamente. La escala derecha presenta el número $\mathcal M$ de estados independientes de ASE para luz polarizada.	101
(a) Picos de orden cero para el cuadrado de la coherencia de primer orden. Las curvas 1, 2 y 3 corresponden a los casos de las potencias medias de 1 W, 4 W y 22 W, respectivamente. (b) Tiempo de coherencia como función de la potencia del YDFL. La curva 1 es obtenida a partir de $\left g^{(1)}(\tau)\right ^2$, mientras que la curva 2 es calculada a partir de los espectros ópticos del YDFL presentados en la Figura 4.9	103
(a), (b) y (c) Trazas de osciloscopio para el ruido pulsado del YDFL dentro de un intervalo de 25 ns. Las líneas horizontales punteadas indican el valor medio de la potencia de cada señal, P_{mean} . (d), (e) y (f), PDFs de los anchos de pulsos del láser (Δt_{FWHM}). Las líneas verticales punteadas indican el valor más probable: de 1-2 ns en (d), ~ 220 ps en (e), y ~ 80-100 ps en (f)	104
Tiempo de coherencia como función del ancho de pulso. Los símbolos representan los datos para diferentes intervalos de amplitud de pulsos (especificados en la leyenda). La tendencia creciente de la potencia láser es marcada mediante la flecha violeta (algunos valores de potencia láser son indicados cerca de sus correspondientes puntos experimentales). La línea punteada es un ajuste lineal dentro de la gráfica doble-logarítmica	106
	potencia, marcados dentro del recuadro

4.14	Funciones de autocorrelación $(\left g^{(1)}(\tau)\right ^2)$ obtenidas para tres potencias láser representativas (1, 4, and 22 W): (a) Presenta las funciones sobre un rango temporal extenso de ±20 μ s, la curva roja es el envolvente y la región verde se detalla en (b), que muestra las franjas de coherencia repetitivas para cada una de las tres potencias 107
4.15	Figura 4.15. Gráfica 3D de la función de autocorrelación ($\left g^{(1)}(\tau)\right ^2$) para el rango de potencias analizadas experimentalmente (de 1 a 22 W). Los colores representan el valor de $\left g^{(1)}(\tau)\right ^2$ (coordenada z) de los envolventes. La escala de tiempo está representada mediante el número de intervalos RT
4.16	Dependencia del ancho del envolvente de picos de $\left g^{(1)}(\tau)\right ^2$ obtenido para trenes largos de pulsos de ruido vs. potencia de salida del láser, con anchos normalizados respecto al intervalo RT. Los círculos muestran datos experimentales y la curva roja su ajuste de tipo sigmoidal
4.17	Trazas de osciloscopio capturadas para la salida de luz (a) polarizada y (b) no polarizada del YDFL. Las líneas punteadas horizontales marcan los niveles medios de la potencia láser; las líneas punteadas verticales delimitan los intervalos de cada intervalo RT. Cada gráfica es etiquetada con la potencia láser en que cada una de las trazas del osciloscopio fueron colectadas
4.18	PDFs normalizadas de las señales del fotodetector obtenidas para luces polarizada (líneas y símbolos rojos, marcados como 1) y no polarizada (líneas y símbolos azules, marcados como 2). Los símbolos representan puntos experimentales; las líneas sólidas son las PDFs teóricas, calculadas mediante la Ecuación (4.4) con valores $\mathcal M$ coincidentes con los de la Figura 4.9 (después de deconvolución), y las líneas punteadas representan las referencias de modo unitario, $\mathcal M=1$ (para luz polarizada) y $\mathcal M=2$ (para luz no polarizada), respectivamente
4.19	Espectros de RF de las señales de salida del YDFL, después de promediar 100 trazos, medidos a diferentes potencias láser (ver recuadro). En todos los casos, la potencia láser en la entrada del fotodetector fue atenuada a un mismo nivel de referencia (1 mW)

5.1	Brillouin. La absisa de las curvas es la coordenada a lo largo de la longitud del medio y la ordenada son las amplitudes de las ondas participantes en el proceso. La amplitud de la onda acústica es proporcional a la intensidad óptica. La interferencia entre la onda de bombeo y la de Stokes (producida originalmente por electrostricción u otra pertubación electromagnética equivalente) refuerza a la onda acústica, generando un proceso retroalimentado
5.2	(a) Generación de luz dispersada ilustrada mediante un diagrama vectorial. La frecuencia de dispersión y el fonón acústico pueden ser aproximadas mediante una relación lineal como la expresada en (5.2). (b) Diagrama de conservación del momentum utilizada para ejemplificar la codependencia existente entre los tres vectores de onda
5.3	Esquema del proceso SBS. Los vectores E_1 , ω_1 , \mathbf{k}_1 representan los parámetros de una onda propagante en dirección del bombeo. Los vectores E_2 , ω_2 , \mathbf{k}_2 son los parámetros de la onda contrapropagante generada por SBS. Finalmente, los vectores ρ , Ω , \mathbf{k}_A , representan los parámetros de propagación de la onda sónica
5.4	Ejemplo de espectro de salida de un láser de Brillouin Fabry-Pérot presentando las cascadas SBS hacia adelante y hacia atrás de la línea láser [Ref. [43]
5.5	Evolución de la potencia promedio de la señal como función de la transmisión de un atnuador variable intracavitario [49]
5.6	Arreglo experimental; el eje z está ubicado a lo largo de la cavidad láser con su 0 de referencia en la posición del reflector FBG
5.7	Potencia láser vs. potencia de bombeo: Las curvas identificadas como <i>Salida</i> 1, <i>Salida</i> 2 denotan las potencias medidas en los puntos correspondientes de la Figura 5.6. La curva marcada como <i>Total</i> es la suma de la potencia en ambas salidas
5.8	Espectros ópticos. Los espectros identificados como Salida 1 y Salida 2 corresponden a las mediciones en ambas salidas del láser, registradas con el bombeo máximo de 9.1 W. El espectro denominado QCW fue registrado en la salida 1, ligeramente arriba del umbral del láser (donde existe solamente QCW), mientras que el espectro identificado como ISO presenta el espectro del aislador óptico, en transmisión

5.9	Operación en régimen QCW. (a) Tren de oscilaciones en los pulsos de relajación colectados a $P_p = 0.73$ W. Las líneas naranjas presentan el despliegue de oscilaciones de relajación. La línea punteada horizontal presenta la potencia media del láser (300 mW). El pulso A es utilizado para realizar un análisis FFT, presentado en las gráficas (b) y (c). (b) Sección del espectro FFT del pulso A en escala lin-log. Los modos adyacentes predominantes demuestran estar separados por 8.2 MHz. (c) El espectro FFT presentado en escala lin-lin. Los picos espectrales más potentes corresponden a los batidos prominentes de los modos láser separadas por 7, 13 y 20 intervalos intermodales	141
5.10	Muestras de tres histogramas normalizados que caracterizan el modo de operación QCW cuando la potencia de bombeo es P_p = 0.73 W (cercana al umbral del láser). Los círculos representan tres histogramas de conteos relativos experimentales (S1, S2 y S3), normalizados respecto de la potencia media del láser \bar{P} . La línea punteada naranja corresponde a la PDF equivalente de Bose-Einstein para el ancho espectral de 27 pm (medido por el OSA para este nivel de bombeo).	142
5.11	Trazas de señal láser colectadas en la Salida 1, para potencias de bombeo de (a) 3.8 W, (b) 5.0 W, y (c) 6.2 W. Las elipses denotan la ocurrencia de los subregímenes QCW y SBS	143
5.12	Histogramas comparativos entre los subregímenes SBS (puntos experimentales en violeta), QCW (línea azul marino punteada) y modelo teórico equivalente para luz termal (línea punteada naranja) previamente utilizado en la Figura 5.10	144
5.13	(a) Sección de un tren suavizado de pulsos SBS que contiene un intervalo corto de laseo QCW, en escala lin-log. La potencia de bombeo de este ejemplo es de 7.9 W. Los eventos I, II y III son pulsos regulares SBS, y el pulso A es del tipo QCW. (b) Acercamiento al detalle del pulso A, en escala lin-lin. Los círculos son puntos experimentales, las líneas 1 (roja) y 2 (verde) son ajustes Gaussianos de una espiga compuesta por oscilaciones de relajación y por un pulso pequeño SBS, respectivamente; la línea punteada 3 denota el cambio en el nivel de referencia, y la línea 4 (azul) un ajuste acumulativo. (c) Pulso SBS II.	145

3.14	1) y de pulsado SBS (curva 2). (b) Eficiencia del YDFL vs. potencia de bombeo: Las curvas 1 y 2 corresponden a las salidas del láser 1 y 2, respectivamente; la curva 3 presenta la eficiencia total del láser. Las líneas verticales identifican tres regiones: una en la que predomina QCW, otra que presenta la mezcla de los dos subregímenes y la última, en la que predomina el pulsado SBS
5.15	Intervalo medio entre pulsos SBS (escala izquierda) y tasa de repetición de pulsos (escala derecha) vs. potencia de bombeo
5.16	Las gráficas (a) y (b) representan dos casos de puntos experimentales, tomados en dos valores representativos de potencia de bombeo y graficados en un espacio $(\delta T, \delta A)$. Los recuadros a la derecha son los histogramas de δA ; los recuadros en la parte superior son los histogramas de δT (expuestos de forma separada como círculos vacíos o rellenos, respectivamente). Las potencias de bombeo son identificadas en la parte superior de las dos gráficas
5.17	Mapa de color de la distribución Gaussiana de los intervalos normalizados de los pulsos SBS, como función de la potencia de bombeo
5.18	(a) Esquema teórico de la distribución de la intensidad de las ondas a lo largo de la cavidad láser. La distancia cero corresponde a la longitud de onda central de la FBG. Las áreas laterales identificadas como PF coresponden a las secciones de fibra pasiva. (b) Espectros ópticos medidos en ambas salidas del láser. La línea sólida vertical indica la longitud de onda del láser. La resolución del OSA en estos espectros es de 32 pm
5.19	Espectros ópticos de supercontinuo. El espectro identificado como 0 m (azul) es el que corresponde al caso ya analizado en la salida 1, y cuya fibra pasiva es únicamente la de la salida del aislador ISO1. Los casos identificados como 50m (rojo) y 200 m (violeta) corresponden a las longitudes de los segmentos de fibra pasiva empalmados al final de este extremo de la salida 1
C.1	Espectros de la etapa 1 en la emisión de erbio para diferentes potencias de bombeo, antes de poner las rejillas de Bragg y la de período largo
C.2	Montaje experimental para la grabación de rejillas de período largo 178

C.3	largo. (b) Ejemplo de los espectros de formación de una FBG en diferentes momentos del proceso de grabación. En el pico de mayor profundidad de la alcanzado por la LPG en cada momento es inidicado.	179
C.4	Espectro de transmisión y parámetros de la FBG experimental	180
C.5	Espectro de salida de la primera etapa de amplificación del arreglo de la Figura 3.5, después de incluir la LPG a 1530 nm y de optimizar la longitud del segmento de fibra dopada	181
D.1	Arreglo experimental para la caracterización de FBGs muy angostas (del orden de los picómetros)	183
D.2	Interfaz gráfica del programa de control del sistema de caracterización de FBGs picométricas, del lado izquierdo están los parámetros de configuración de la grabación (longitudes de onda de inicio y final, potencia, tamaño del paso y tiempo de cada paso), del lado derecho se presenta la gráfica en reflexión, así como los valores de voltaje almacenados.	184
D.3	Comparación de los espectros de transmisión de dos FBGs delgadas obtenidas con el sistema de caracterización (línea azul) y con el OSA (línea roja). El caso (a) fue realizada sobre una FBG de ~ 30 pm y el caso (b) sobre una de ~ 45 pm	

Lista de publicaciones

El contenido de la presente tesis tiene su sustento en los siguientes artículos:

- 1. P. Muniz-Cánovas, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "ASE narrow-band noise pulsing in erbium-doped fiber amplifier and its effect on self-phase modulation," Opt. Express, vol. 27, no. 6, pp. 8520–8528, Mar. 2019. (Factor de Impacto: 3.561)
- 2. P. Muniz-Cánovas, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Ytterbium-doped fiber laser as pulsed source of narrowband amplified spontaneous emission," Sci. Rep. 9, 13073, 2019. (Factor de Impacto: 4.122)
- 3. Y. O. Barmenkov, P. Muniz-Cánovas, A. V. Kir'yanov, , A. Carrascosa, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Coexistence of quasi-CW and SBS-boosted self- Q-switched pulsing in ytterbium-doped fiber laser with low Q-factor cavity," J. Light. Technol., 2020. (Factor de Impacto: 4.162)

Adicionalmente, se presentaron materiales derivados de este trabajo en los siguientes congresos:

- Y. O. Barmenkov, P. Muniz-Cánovas, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Features of narrow-band ASE noise pulsing," in *Latin America Optics and Photonics Conference*, OSA Technical Digest (Optical Society of America), paper Th4A.37, 2018.
- 2. P. Muniz-Cánovas, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Narrow band ytterbium-doped fiber laser as source of thermal light", in *XI Spanish Optoelectronics Meeting*, Optoelectronics Committee of the Spanish Society of Optics (SEDOPTICA), paper SP1.LAS01, 2019.
- 3. Y. O. Barmenkov, P. Muniz-Cánovas, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Noise pulses' statistics in CW ytterbium-doped fiber laser and its effect on self-phase modulation," in *Advanced Photonics 2020 Congress*, Optical Society of America, paper NpTu4D.17, 2020.

Tabla de acrónimos

Acrónimo	Significado	Traducción
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emisión Espontánea Amplificada
BDI	Birth-Death-Inmigration	Nacimiento-Muerte-Migración
CMS	Cladding Mode Stripper	Difusor de Modos de Revestimiento
CW	Continuous Wave	Onda Continua
DC	Double Clad	Doble Revestimiento
DFB	Distributed Feedback	Retroalimentación Distribuida
EDF	Erbium Doped Fiber	Fibra Dopada con Erbio
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificador de Fibra Dopada con Erbio
ESA	Excited State Absorption	Absorción de Estado Excitado
FBG	Fiber Bragg Grating	Rejilla de Bragg de Fibra
FWHM	Full Width Half Maximum	Ancho Pleno a Media Altura
FWM	Four-Wave Mixing	Mezcla de Cuatro Ondas
GSA	Ground State Absorption	Absorción de Estado Base
GVD	Group Velocity Dispersion	Dispersión de Velocidad de Grupo
HR	High-Reflection	Alta-Reflexión
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation	Luz Amplificada mediante Emisión de Radiación Estimulada
LD	Laser Diode	Diodo Láser
LPG	Long Period Grating	Rejilla de Período Largo
LR	Low-Reflection	Baja-Reflexión
ML	Mode Locking	Amarre de Modos
MLL	Mode Locking Laser	Láser de Amarre de Modos
NA	Numerical Aperture	Apertura Numérica
OSA	Optical Spectrum Analyzer	Analizador de Espectros Ópticos
PDF	Probability Density Function	Función de Densidad de Probabilidad
Q Factor	Quality Factor	Factor de Calidad
QCW	Quasi-Continuous Wave	Cuasi-Onda Continua

RT	Round Trip	Viaje de Ida-y-Vuelta
SBS	Stimulted Brillouin Scattering	Dispersión Estimulada de Brillouin
SCG	Supercontinuum Generation	Generación de Supercontinuo
SNR	Signal-to-Noise Ratio	Relación Señal a Ruido
SPM	Self-Phase Modulation	Auto-Modulación de Fase
SQS	Self-Q Switching	Auto-Conmutación de Factor Q
SRS	Stimulted Raman Scattering	Dispersión Estimulada de Raman
WDM	Wavelength Division Multiplexer	Multiplexor por División de Longitud de Onda
XPM	Cross-Phase Modulation	Modulación de fase cruzada
YDF	Ytterbium Doped Fiber	Fibra Dopada con Iterbio
YDFL	Ytterbium Doped Fiber Amplifier	Amplificador de Fibra Dopada de Iterbio

Capítulo 1 Introducción

En el momento en que se inicia esta investigación, las tecnologías láser de fibra óptica se encuentran en una etapa de madurez tecnológica. Muchos de los procesos físicos que intervienen en el funcionamiento de este tipo de láseres han sido ampliamente explorados y documentados e inclusive, muchos de sus comportamientos anómalos (efectos no lineales, formas de dispersión, degradaciones de sus propiedades ópticas, traslapes en la emisión, ensanchamientos de haz, por citar sólo algunos) ya son considerados dentro de una gran variedad de aplicaciones, así como en el diseño y la optimización técnica de sus componentes. Para entender las aportaciones de la presente tesis, es importante conocer el estado de arte en el que se encuentran estas tecnologías, por lo que primero se deben revisar brevemente algunos datos de su evolución histórica, así como del ámbito de aplicación en el que existen dichos sujetos de la investigación.

Desde el punto de vista científico, el concepto de la amplificación de luz mediante emisión estimulada de radiación (LASER, en adelante denominado como láser) tiene sus orígenes en la llamada era cuántica, que abarca principalmente la primera mitad del Siglo XX. En 1904, Max Planck empezó a concebir la luz como un conjunto de paquetes discretos de energía; y posteriormente, entre los años 1916 y 1917, Albert Einstein introdujo los conceptos de interacción de la luz con la materia y de la emisión estimulada. Aunque no es el motivo de este estudio el profundizar en la historiografía de la evolución de la tecnología láser, es importante reconocer las grandes aportaciones en la materia realizadas por científicos como Niels Bohr, Johannes Stark y James Franck, los cuales redefinieron la estructura del átomo, le asignaron niveles cuánticos y establecieron los mecanismos de la fluorescencia; Werner Heisenberg, Paul Dirac y Erwin Schrödinger, que propusieron las formulaciones básicas de la teoría cuántica; Chandrasekhara Raman, Leonid I. Mandel'shtam y Grigory Landsberg que contribuyeron con las teorías de las oscilaciones y de la dispersión inelástica de la luz; Isidor Rabi, Felix Bloch y Edward W. Purcell y sus estudios sobre las resonancias electromagnéticas y de Charles H. Townes, Nikolai G. Basov y Alexander Prokhorov desarrolladores de la tecnología Máser (antecesor del láser para señales de microondas) así como del posterior desarrollo del propio láser [1].

Desde un punto de vista de la ingeniería, el láser fija su punto de partida en 1961, cuando Theodore Harold Mainman, que se encontraba trabajando para la Hughes Aircraft Company, desarrolla y patenta un dispositivo de emisión basado en un elemento activo de rubí sintético [2,3]. Tan solo un año después, en 1962, Charles J. Koester y Elias Snitzer construyen una estructura compuesta por un núcleo dopado con iones de neodimio Nd³+ y recubierta con vidrio de un menor índice de refracción, y mediante la aplicación de un bombeo de luz de una lámpara flash logran fabricar el primer láser de estado sólido basado en vidrio dopado para la American Optical Company. El proceso de amplificación así como el funcionamiento de este dispositivo es documentado por primera vez en 1964 [4], y dos años después sería extendido por el propio Snitzer, abarcando a otros iones de las llamadas *tierras raras* (grupo de los lantánidos) como el erbio Er³+ o el iterbio Yb³+ utilizados como materiales dopantes [5]. Por la similitud que tenían las estructuras de estos primeros láseres de vidrio con las fibras ópticas, se suele considerar al láser de neodimio de Koester y Snitzer como el primero en la historia dentro de la categoría de fibra óptica.

A partir de estos logros, los desarrolladores militares empezaron a trabajar intensivamente en el escalamiento de las potencias de los láseres de vidrio a través de arreglos que permitieran el disparo de pulsos de muy alta energía; sin embargo, el excesivo calor acumulado en las gruesas varillas ocasionaba que los dispositivos se hicieran añicos. Estos primeros fracasos motivaron a que el ejército de Estados Unidos dejara de lado esta tecnología durante años, y enfocara sus esfuerzos en el desarrollo de láseres basados en gases, los cuales pueden fluir eliminando el calor residual. El programa Airborne Laser, que duró desde mediados de la década de 1990 hasta 2012, fue el último de esa línea [6].

Si bien ya se conocían las bases de operación de los láseres de fibra desde la década de 1960, otros sucesos tecnológicos tuvieron que ocurrir antes de que estas tecnologías se convirtieran en una realidad. El desarrollo de los diodos láser a principios de la década de 1970 permitieron que, en 1974, J. Stone y C. Burns construyeran el primer láser de fibra óptica dopada con neodimio, usando un diodo láser como método de bombeo óptico [7]. En 1986, el grupo encabezado por R. J. Mears documenta un nuevo método de fabricación de fibras de sílice, que consiste en la deposición de vapor y dopaje de la solución; dicho método sería más tarde la base del primer láser de neodimio de bajas pérdidas [8,9]. Un año después, el equipo de R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey & D.N. Payne construyen el primer amplificador de fibra dopada con erbio [10], el cual resultó un gran avance tecnológico de su tiempo ya que fue un elemento detonante para la posterior revolución de las redes de comunicación ópticas en la década de 1990, al eliminar la necesidad de los repetidores electro-ópticos.

A partir de estos trabajos fue que, en el año de 1988, Snitzer "relanza" los láseres de fibra óptica como una opción viable para altas potencias, al desarrollar una nueva estructura de fibra que permite un mejor acoplamiento del bombeo de luz [6]. Como se comentó, ya era posible bombear a las fibras mediante diodos láseres de estado sólido; sin embargo, el acoplamiento de la luz sólo se podía realizar sobre la pequeña área del núcleo, limitando su potencia al orden de milivatios. Snitzer, en su nuevo diseño, agregó una capa de vidrio adicional entre el núcleo tradicional de fibra de alto índice y el revestimiento de bajo índice, y con esto pudo incrementar los niveles de potencia de bombeo significativamente, y como consecuencia, su potencia de salida [11,12].

El gran auge que existió en las comunicaciones ópticas en la segunda mitad de la década de 1990 enfocó el interés en el desarrollo de amplificadores ópticos por encima de cualquier otra tecnología basada en fibra; sin embargo, gracias a este auge se establecieron las bases de una industria sólida de desarrollo de componentes que servirían como base para nuevas investigaciones sobre láseres de fibra. En 1990 Valentin Gapontsev funda la empresa IPG Photonics en Moscú, la cual ocupa el primer puesto en la actualidad en el desarrollo de láseres de fibra óptica de altas potencias. Inicialmente la compañía centró sus esfuerzos en láseres de fibra multimodo, los cuales se basaban en un método de enfoque cónico concéntrico de múltiples haces monomodo individuales, tanto del bombeo como del haz de salida, logrando alcanzar potencias en los órdenes de varios kilovatios. Es hasta 1995 que IPG concentraría sus investigaciones en láseres de fibra monomodo, debido la calidad superior de la forma en que entrega su haz de salida; sin embargo, en sus primeras versiones la potencia tan solo alcanzaba un vatio [6].

En 1999 el equipo liderado por V. Dominic y S. MacCormack documenta el primer láser monomodo bombeado por el revestimiento que logra alcanzar una potencia superior a 100 vatios [14]. Una década después, IPG logra alcanzar los 10 kW con un láser de fibra monomodo que, durante varios años, se convirtió en el hito más importante de la industria. La clave de éste éxito fue que al amplificador, el cual tenía 15 m de fibra activa, se le bombeó de manera simultánea con 45 diodos láser con longitud de onda de 1018 nm [6]. El bombeo en esta longitud de onda permitió disminuir significativamente el llamado *defecto cuántico*, que consiste en las pérdidas de energía en forma de calor ocasionadas por la brecha energética existente entre el bombeo y la señal. Como el láser de iterbio suele emitir en una longitud de onda de ~1070 nm, el defecto cuántico del sistema de IPG era muy bajo (tan solo de 5%), lo cual fue un factor clave en el alto desempeño del láser [15].

En la actualidad los campos de aplicación de los láseres de fibra son muy diversos, aunque se pueden agrupar dentro de tres grandes categorías: manufactura, medicina y gobierno

(en la cual se integran subcategorías que van desde el ámbito científico hasta el militar) [13]. En industrias de manufactura como la automotriz, la aeroespacial, la de máquinas herramientas (segmento de mayor crecimiento) y las de electrónica y microelectrónica, éstos láseres han revolucionado los procesos de soldadura, corte, sinterizado, marcado, trazado, perforación y tratamientos térmicos de todo tipo de materiales [16-22]. En la industria del empaquetado y etiquetado los cortes láseres han ganado cada vez más popularidad debido a la excelente precisión y a la profundidad de corte micrométrica de diversas superficies delgadas [23].

En la medicina, el uso de los láseres de fibra se ha constituido como uno de los más grandes avances científicos de los últimos años, permitiendo la realización de intervenciones quirúrgicas que eran impensables mediante técnicas tradicionales. La posibilidad de hacer procedimientos de corte, coagulación y vaporización de tejidos de forma no invasiva o con una manipulación mínima ha permitido disminuir los tiempos de operación y los riesgos de hemorragia; a la vez que la amplia disponibilidad de longitudes de onda, habilita el paso inocuo de la luz a través de zonas dañadas [24-27]. En el caso particular de los láseres de fibra, las dimensiones micrométricas de los cabezales han abierto la posibilidad a accesos quirúrgicos intravenosos de gran profundidad en formas imposibles de llevarse a cabo mediante otras modalidades de láser [28].

En las comunidades científicas y gubernamentales su aplicación es tan extensa como diversa; debido a su tamaño compacto, a la calidad de sus haces de salida, a sus emisiones tanto polarizadas como no polarizadas, a las duraciones cada vez más estrechas de sus pulsos y a sus anchos de banda cada vez más angostos, se han abierto las puertas de nuevos y sofisticados campos de aplicación dentro de áreas como el sensado óptico, la teledetección, la metrología óptica, la microscopía, las modificación de propiedades estructurales, la ablación de materiales y la interferometría, por mencionar sólo algunas [13][29-37].

La Figura 1.1 presenta la evolución del mercado de los láseres aplicados en procesos industriales durante el período en que se realizó la presente tesis (de 2016 a 2019) [38]. Como se puede observar, las tecnologías láser con un mayor grado de madurez como la de dióxido de carbono y las de tipo excímero han experimentado estancamiento o inclusive descenso de sus ventas año con año, mientras que las basadas en fibra óptica han crecido de forma sostenida en el período. La razón fundamental de este crecimiento es fácil de entender: los láseres de fibra ofrecen a sus usuarios en el sector productivo el precio más bajo por vatio, con una alta calidad de su haz de salida, un moderado consumo eléctrico y niveles mínimos de mantenimiento. Estos láseres son compactos y livianos, pudiéndose

instalar en cuestión de pocas horas sin la necesidad de las superficies de montaje especiales requeridas por otros tipos de láseres.

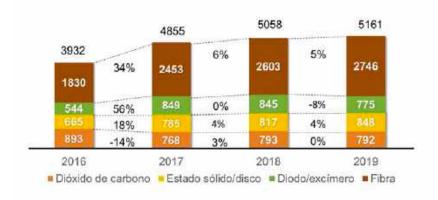


Figura 1.1. Ingresos anuales para láseres industriales, clasificados por tipo (en millones de dólares americanos) [16].

Un factor importante de diferenciación que vale la pena destacar de los láseres de fibra respecto de otros láseres de estado sólido es el de su gran área superficial, la cual les permite aliviar las fuertes cargas termales tan comunes en operaciones en los niveles de potencia de las aplicaciones industriales. Por ejemplo, si se considera un láser de fibra de doble revestimiento de 15 m con diámetro externo de 130 μ m, su volumen total es de ~ 0.2 cm³ y su área superficial es de 61.26 cm². Para un volumen equivalente de elemento activo en forma cúbica, se tendrá un área de superficie de tan solo 2.05 cm², lo que indica que, bajo estas condiciones, la fibra óptica tiene una distribución de área de radiación termal casi 30 veces mayor que el elemento activo en bloque [39].

Desde el punto de vista de la forma temporal en que entregan su potencia de salida, los láseres de fibra óptica se pueden clasificar en dos tipos: de onda continua y pulsados. Los más simples son los de onda continua (CW, por sus siglas en inglés), en los cuales su potencia de salida se mantiene en un valor *aparentemente* constante [40]. Dentro de sus campos de aplicación, los láseres de este tipo permiten escalamientos típicos de entre 50 W a 100 kW. Más adelante en el transcurso de este trabajo se podrá notar que, desde un punto de vista fotónico, la línea de potencia en realidad sufre de fluctuaciones inherentes al proceso de amplificación, por lo que es más exacto decir que las señales CW se mueven dentro de cierto rango estrecho con respecto a un nivel de potencia promedio.

La segunda modalidad son los láseres que funcionan en un modo pulsado, los cuales operan generalmente con potencias de salida promedio menores a los láseres CW, pero con pulsos periódicos que alcanzan grandes potencias pico, como los denominados de Q-switch, los

cuales serán explicados en el Capítulo 5, o los del tipo cuasi-onda continua (QCW, por sus siglas en inglés); éstos pueden llegar a entregar pulsos de hasta 20 kW en el modo pulsado y 2 kW en el modo cuasi-continuo, respectivamente. Adicionalmente, existe una extensa gama de láseres de pulsos ultracortos con una potencia máxima aún más alta que los de tipo Q-switch y duraciones de pulso del orden de los de picosegundos o inclusive de femtosegundos, como por ejemplo los láseres de amarre de modos (MLL, por sus siglas en inglés), los cuales están basados en una relación fija de fase entre los *modos* o frecuencias del láser y la cavidad de resonancia del láser, produciendo una interferencia constructiva [2,40].

A partir de lo comentado, se identifican claramente tres motivaciones generales para la elaboración de esta tesis: (i) se ha podido demostrar con cifras que la tecnología de láseres de fibra ocupa en la actualidad un lugar preponderante y en constante crecimiento (prácticamente la mitad del mercado actual de los láseres son de este tipo); (ii) a pesar de que México se encuentra muy distante de estar a la vanguardia de este tipo de tecnologías, los conceptos como la modularidad en los escalamientos, el estudio de nuevas fuentes de luz y la diversificación creciente de las aplicaciones en áreas como la medicina, el tratamiento de materiales blandos, aplicaciones como el etiquetado, el marcado o el sinterizado, por mencionar algunas, permiten que siga habiendo sitio para la investigación sobre láseres de potencias moderadas como los considerados en este trabajo, y finalmente, (iii) actualmente se dispone de dispositivos de fotodetección y de medición de alta velocidad, lo cual es un importante habilitador para analizar detalles sobre los eventos fotónicos en las señales de ruido que anteriormente no se podían visualizar.

La hipótesis del presente estudio es la siguiente: La emisión espontánea estimulada (ASE, por sus siglas en inglés) inherente a cualquier sistema de amplificación basado en fibra óptica dopada con tierras raras, produce una señal aleatoria de naturaleza estocástica, de amplitudes positivas y fase variable. Por su naturaleza estocástica, la probabilidad de ocurrencia de los eventos fotónicos que componen dicha señal en el tiempo obedecerá a una estadística sujeta de ser modelable matemáticamente. A partir de dicho modelo (o conjunto de modelos), se podrá inferir la probabilidad de ocurrencia de los eventos fotónicos en la señal y por consiguiente se podrá modelar la dinámica en amplitud, en fase y en tiempo de los pulsos que la componen.

Los escenarios en los cuales se analizará el problema planteado serán tres: (i) una fuente de semilla basada en dos o tres etapas de amplificación de erbio, (ii) una primera versión de láser CW basado en fibra de iterbio de banda angosta compuesto por una cavidad Fabry-Pérot y (iii) un segundo láser de iterbio con una cavidad Fabry-Pérot de altas pérdidas.

Cuando un láser CW se enciende, se presenta en su evolución temporal un conjunto de oscilaciones llamadas *de relajación*, las cuales ocurren antes de alcanzar el estado estable (Figura 1.2) y son ocasionadas principalmente por fluctuaciones en la ganancia, en las pérdidas y por inestabilidades en las reflexiones en los extremos de la cavidad al iniciar los procesos cuánticos involucrados en la ASE [2]. Dichas fluctuaciones pueden llegar a ser limitantes para aplicaciones que requieren una transición suave en el encendido, ya que sus picos máximos pueden alcanzar magnitudes superiores en hasta más de un orden respecto a la potencia promedio, lo que se puede traducir en daños en los componentes del láser cuando se quieran realizar escalamientos importantes en potencia. El punto de partida de la presente tesis fue la solución de un problema práctico: el diseño de una fuente de luz o *semilla* de banda muy angosta, que pudiera ser utilizada como bombeo de otros láseres en banda de comunicaciones o como etapa de ignición para posteriores escalamientos en potencia, mitigando completamente las oscilaciones de relajación en el encendido.

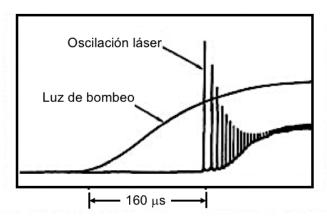


Figura 1.2. Oscilaciones de relajación en el encendido de un láser Nd:YAG [2].

El estudio se extiende y ramifica hacia varios temas de investigación innovadores y relevantes dentro de diversas aplicaciones prácticas: (i) el análisis teórico-experimental detallado de la estadística de conteos fotónicos de las señales láser de banda angosta tanto de erbio como de iterbio; (ii) el modelado de la función de densidad de probabilidad (PDF, por sus siglas en inglés) de las señales de banda angosta, de la cual se puede inferir tanto la ocurrencia como la amplitud de eventos de muy alta energía (considerados como semillas para la posible formación de *ondas viajeras* [41]); (iii) novedosas técnicas para la caracterización de diferentes aspectos en la dinámica temporal y espectral de dichas señales y, finalmente, (iv) el análisis y aplicación práctica de algunos fenómenos no-lineales que se presentan en los láseres de fibra de erbio e iterbio de potencias moderadas como lo son la auto-modulación de fase (SPM, por sus siglas en inglés), así como las dispersiones de Brillouin y de Raman.

La denominación de *láseres de ruido* viene a partir de que, tanto para la fuente de semilla de erbio como para las dos diferentes versiones del láser de iterbio, se establecen condiciones bajo las cuales las cavidades, que inicialmente son del tipo CW, pasan a comportarse como láseres de tipo pulsado, cuyas fluctuaciones temporales de intensidad son de naturaleza aleatoria, es decir, similar al ruido. En el tercer láser se aprovechan los descubrimientos realizados sobre el láser de iterbio, extendiendo el análisis hacia las nolinealidades que se presentan en la emisión ASE y que repercuten en la generación de pulsos de alta potencia (del orden de algunos cientos de vatios) y cuya estadística temporal deriva también de *semillas QCW*, conformadas a partir de estructuras temporales ruidosas.

A partir de lo anterior, los objetivos establecidos para la presente tesis son los siguientes:

- 1. Diseño, construcción y optimización de una fuente de semilla de fibra de erbio con la finalidad de poder caracterizar el ruido de ASE, de tal forma que se puedan usar como base comparativa de conteos fotónicos y su estadística temporal. Para este fin, se debe conseguir un nivel de potencia de salida adecuado como para ser detectado por fotodetectores de alta velocidad (de 5 y 25 GHz) y medidos con ayuda de los instrumentos disponibles actualmente en laboratorio (osciloscopios de 3.5 y 16 GHz) y, adicionalmente, que este nivel de potencia se encuentre lo suficientemente separado del nivel de ruido inherente del detector como para que el modelo teórico-experimental sea confiable.
- 2. Diseño, implementación y evaluación de un conjunto de modelos teóricomatemáticos, que tomen como base los principios de la estadística de conteos fotónicos aplicados en radiaciones tanto de tipo láser como de tipo termal, para la evaluación del ruido de ASE generado como resultado del primer objetivo. El modelo debe considerar, por un lado, diferentes formas alternativas para su cálculo numérico y, adicionalmente, hacer énfasis en el análisis matemático de aquellos casos que se apeguen más el modelo no degenerado por el medio de detección.
- 3. Diseño y construcción de un láser CW del tipo Fabry-Pérot, de un ancho espectral relativamente angosto (decenas de picómetros) y cuyo elemento amplificador en la cavidad sea una fibra de doble revestimiento dopada con iterbio; de tal forma que se puedan alcanzar potencias moderadas por encima de 20 W de salida. Lo anterior con la finalidad de llevar a cabo su caracterización espectral, evolución de las frecuencias de resonancia (modos longitudinales) y análisis de la estadística de fotones de su señal de salida, para diferentes de potencia de bombeo.

- 4. Propuesta y evaluación de un modelo teórico-matemático para el análisis de la coherencia de las señales de salida del láser de iterbio, que permita hacer una distinción entre las componentes del espectro de frecuencias que correspondan a las resonancias de la cavidad y las componentes que corresponden estrictamente al ruido de ASE. A partir de dicho modelo, se deberá realizar el análisis completo de las diferentes señales de salida respecto de la potencia de bombeo, para de esta manera poder identificar los puntos en que dicha estadística se correspondería hipotéticamente con una fuente de luz termal apegada al modelo semiclásico de fotodetección.
- 5. Implementación, pruebas y estudio experimental de un láser de iterbio con cavidad de bajo Factor de Calidad (*Quality Factor*, *Q*). La intención principal de este estudio será la de demostrar que el láser funciona en un modo dual, es decir, con dos subregímenes de operación, tanto de pulsado de QCW como de un auto-Q-switch básico, causado por el efecto de dispersión estimulada de Brillouin. También se analizará la probabilidad de ocurrencia de cada uno de los dos estados como factor dependiente de la potencia de bombeo. Adicionalmente se discutirán los detalles del modo de operación QCW y su influencia en la estabilidad de los pulsos del modo de operación auto-Q-switch, así como su estadística fotónica utilizando las herramientas analíticas previamente desarrolladas.

A pesar de que gran parte del contenido de la tesis es experimental; los conceptos físicos teóricos aplicados tienden, en la literatura, a ser diluidos dentro de una gran densidad matemática. El reto de este trabajo es el de poder exponer con todo el rigor matemático necesario los conceptos que permiten alcanzar las premisas establecidas para los experimentos, sin perder el foco de los fenómenos físicos en sí. Con lo anterior en mente y tomando como base los objetivos mencionados, el documento se organiza de la siguiente forma:

• En el segundo capítulo se exponen los fundamentos físicos del funcionamiento de los amplificadores y los láseres de fibra, así como los procesos de emisión espontánea y emisión estimulada, los cuales serán la base de los estudios experimentales realizados en los siguientes capítulos. Adicionalmente se establecen las bases que permitan comprender, desde un enfoque semiclásico de la detección fotoeléctrica, la estadística de conteos fotónicos para la radiación de luz del tipo termal, la cual posteriormente se aplicará en la evaluación de las diferentes emisiones de los amplificadores y láseres analizados en los Capítulos 3, 4 y 5.

- En el tercer capítulo, se analiza el ruido pulsado de ASE de banda angosta generado por un amplificador de fibra dopada con erbio de dos y tres etapas (denominado como fuente de semilla de banda angosta). Para esto, primero se exponen los fundamentos en el funcionamiento de los amplificadores de fibra óptica basados en erbio para, posteriormente, y con base en los conceptos expuestos en el primer capítulo y en los resultados experimentales, realizar una evaluación detallada de los modelos estadísticos que rigen dicho ruido, bajo diferentes condiciones de fotodetección y de polarización. Finalmente, se enfoca el interés en el caso particular que ocurre cuando la señal de ruido tiene una banda lo suficientemente angosta como para poder ser reconstruida de forma perfecta en el proceso de fotodetección, es decir cuando no existe degeneración, para así llevar a cabo la caracterización temporal de la señal de ruido de emisión espontánea.
- En el cuarto capítulo, se analiza un láser de iterbio basado en una cavidad de Fabry-Pérot de potencia moderada (hasta 22 W) desde la perspectiva de la estadística fotónica de su señal de salida. Al igual que se hizo para los amplificadores de erbio, primero se exponen las características generales de la emisión en los láseres de iterbio, así como el funcionamiento de las fibras ópticas de doble revestimiento usadas para la construcción de láseres de potencias de moderadas a altas. A continuación se lleva a cabo un análisis experimental en donde el láser es sujeto de evaluación como una posible fuente pulsada de ruido ASE, y para conseguirlo, se propone un estudio de la variación de la coherencia de segundo orden con el incremento de la potencia de bombeo, con la finalidad de identificar los niveles en que el ruido de emisión espontánea llega a predominar sobre los modos resonantes de la cavidad láser. Finalmente, se aplican las bases teóricas del segundo capítulo para determinar si el ruido láser de iterbio se ajusta a la estadística de la luz termal, identificando aquellos rangos de potencia de bombeo donde ocurra esta condición, así como los rangos donde dicha condición no se cumpla, y con ello documentar su dinámica estadística.
- En el quinto capítulo se desarrollará un segundo láser de iterbio, también basado en una cavidad Fabry-Pérot, pero en esta ocasión compuesta por dos reflectores de altas pérdidas que habiliten la generación de pulsos de alta energía ocasionados por efectos no-lineales, en forma de un tipo de láser de auto-Q-switch. Para entender su funcionamiento primero se expone el proceso físico detrás de la generación de pulsos, que está fundamentado en un efecto no-lineal llamado Dispersión Estimulada de Brillouin (Stimulated Brillouin Scattering, SBS). Posteriormente, se realiza la caracterización del láser, incluyendo sus eficiencias y sus espectros, y se

analiza la evolución en la forma de sus señales de salida conforme se incrementa la potencia, identificando sus sub-regímenes de operación. A partir de ellos, se propone un análisis estadístico temporal de cada sub-régimen. Cuando sea alcanzada una condición de muy alta probabilidad en el sub-régimen de pulsos gigantes, se propondrá un análisis de su periodicidad temporal y sus variaciones (o *jitter*) para, finalmente, utilizar este arreglo como una fuente viable y económica para la generación de supercontinuo.

• En el sexto capítulo se exponen las conclusiones generales del trabajo.

Referencias

- [1] A. E. Siegman, "The history of how the laser came to be," Stanford CA, USA: ICO Newsletter 87, 2009.
- [2] A. E. Siegman, Lasers, Stanford CA, USA: University Science Books, pp. 1, 954-957, 1986.
- [3] T. H. Mainman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," Nature 187, 493–494, 1960.
- [4] Charles J. Koester and Elias Snitzer, "Amplification in a Fiber Laser," Appl. Opt. 3, 1182-1186, 1964.
- [5] E. Snitzer, "Glass Lasers," Appl. Opt. 5, 1487-1499, 1966.
- [6] J. Hetch, "High-power fiber lasers," Optics & Photonics News 29(10), 30-37, 2018.
- [7] J. Stone and C. A. Burrus, "Neodymium-Doped Fiber Lasers: Room Temperature cw Operation with an Injection Laser Pump," Appl. Opt. 13, 1256-1258, 1974.
- [8] S. Poole, D. Payne, R. J. Mears, M. Fermann and R. Laming, "Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions", J. Light. Technol. Vol. 4, No. 7, 870-876, 1986.
- [9] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, D. N. Payne, "Neodymium-doped silica singlemode fibre lasers". Electron. Lett. 21, 738–740. 1985.
- [10] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey and D. N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm", Electron. Lett. 23, 1026, 1987.
- [11] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, "Double clad, offset core Nd fiber laser," in Optical Fiber Sensors, Vol. 2 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America), paper PD5, 1988.
- [12] M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High power fiber lasers: a review," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 20 (5), 1-23, 2014.
- [13] L. Dong and B. Samson, *Fiber lasers: Basics, technology and applications*, CRC Press, chaps. 16-18, 2016.
- [14] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P. S. Yeh, and E. Zucker, "110 W fibre laser," Electron. Lett. 35, 1158-1160, 1999.
- [15] A. Ferin, V. Gapontsev, V. Fomin, A. Abramov, M. Abramov, and D. Mochalov, "31.5 kW CW fiber laser with 100 @m delivery," presented in 15th International Conference "Laser Optics 2012", St. Petersburg, Russia, 26-28 June 2012, paper TuSY1-1.4.
- [16] L. Quintino, A. Costa, R. Miranda, D. Yapp, V. Kumar and C.J. Kong, "Welding with high power fiber lasers A preliminary study," Materials & Design, Volume 28, Issue 4, 2007, Pp. 1231-1237.
- [17] Petring D., Schneider F., Wolf N., Nazery V., Goneghany V.N., "The influence of beam quality," power and wavelength on laser cutting and welding, The Laser User 56, 20–23, 2009.

- [18] Wandera C. and Kujanpaa V., "Optimization of parameters for fibre laser cutting of a 10 mm stainless steel plate," Proceedings of IMechE PartB Journal of Engineering Manufacture, Vol. 225, 641–649, 2011.
- [19] Poprawe R., Schulz W. and Schmitt R., "Hydrodynamics of material removal by melt expulsion: Perspectives of laser cutting and drilling," Physics Procedia 5, 1–18, 2010.
- [20] A. Wetzig, P. Herwig, J. Hauptmann, C. Goppold, R. Baumann, A. Fürst, M. Rose, T. Pinder, A. Mahrle, and E. Beyer, "Latest developments of laser cutting," International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics 2016, 103, 2016.
- [21] Mohd Noor Firdaus Bin Haron and Fadlur Rahman Bin Mohd Romlay, "Parametric study of laser engraving process of AISI 304 Stainless Steel by utilizing fiber laser system," IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 469 012124, 2019.
- [22] L. Lazov, H. Deneva, P. Narica, "Laser Marking Methods," Environment. Technology. Resources. Proceedings of the International Scientific and Practical Conference, [S.I.], v. 1, p. 108-115, 2015.
- [23] A. Stepanov, E. Saukkonen and H. Piili, "Possibilities of Laser Processing of Paper Materials," In Physics Procedia, Vol. 78, pp. 138–146, 2015.
- [24] S. H. Chung, E. Mazur, "Surgical applications of femtosecond lasers," J. Biophoton. 10, 557-572, 2009.
- [25] H. Lubatchowski and A. Heisterkamp (ed.), Femtosecond technology for technical and medical applications, Springer Science & Business Media, pp. 187, 167-187, 187-203, 207-2011, 2004.
- [26] Mark C. Pierce, Stuart D. Jackson, Paul S. Golding, Ben Dickinson, Mark Russell Dickinson, Terence A. King, Philip Sloan, "Development and application of fiber lasers for medical applications," Proc. SPIE 4253, Optical Fibers and Sensors for Medical Applications, 4 June 2001.
- [27] B. E. Bouma, L. E. Nelson, G. J. Tearney, D. J. Jones, M. E. Brezinski, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomographic imaging of human tissue at 1.55 μ m and 1.81 μ m using Er- and Tm-doped fiber sources," J. Biomed. Opt. 3(1), 76–79, 1998.
- [28] J. I. Almeida, Atlas of Endovascular Venous Surgery, Philadelphia, PA: Elsevier, 2012.
- [29] A. I. Azmi, M. Y. Mohd Noor, H. Qi, K. Liu and G. Peng, "Fiber laser-based sensing technology in optical fiber sensors", CRC Press, Chap. 13, 2015.
- [30] C. Xu, and F. W. Wise, "Recent Advances in Fiber Lasers for Nonlinear Microscopy," Nature photonics vol. 7, 2013.
- [31] R. J. De Young and N. P. Barnes, "Profiling atmospheric water vapor using a fiber laser lidar system," Appl. Opt. 49, 562-567, 2010.
- [32] W. C. Swann and N. R. Newbury, "Frequency-resolved coherent lidar using a femtosecond fiber laser," Opt. Lett. 31, 826-828, 2006.
- [33] Y. Liu, J. Liu, and W. Chen, "Eye-safe, single-frequency pulsed all-fiber laser for Doppler wind lidar," Chin. Opt. Lett. 9, 090604, 2011.

- [34] T. R. Schibli, K. Minoshima, F.-L. Hong, H. Inaba, A. Onae, H. Matsumoto, I. Hartl, and M. E. Fermann, "Frequency metrology with a turnkey all-fiber system," Opt. Lett. 29, 2467-2469, 2004.
- [35] K. Predehl, G. Grosche, S. Raupach, S. Droste, O. Terra, J. Alnis, T. Legero, T. Hänsch, T. Udem, R. Holzwarth and H. Schnatz, "A 920-Kilometer optical fiber Link for frequency metrology at the 19th decimal place", Science 336 441-4, 2012.
- [36] Y. T. Chieng, R. A. Minasian, "Tunable Erbium-doped fiber lasers with a reflection Mach-Zehnder interferometer", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 6, pp. 153-156, 1994.
- [37] J. W. Dawson, N. Park, K. J. Vahala, "An improved delayed self-heterodyne interferometer for linewidth measurements", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, no. 9, pp. 1063-1065, 1992.
- [38] D. A. Belforte, "2018 was another record year contending with turmoil," Industrial Laser Solutions for Manufacturing 34-1, 2019.
- [39] L. Zenteno, "High-Power double-clad fiber lasers," J. Ligthwave Technol., Vol. 11, pp. 1435-1446, 1993.
- [40] V. Ter-Mikirtychev (ed.), *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers*, Atlanta, GA: Springer Series in Optical Sciences, pp. 100-102, 2014.
- [41] P. Walczak, S. Randoux, and P. Suret, "Optical Rogue Waves in Integrable Turbulence", Phys. Rev. Lett. 114, 143903, 2015.

Capítulo 2 Marco teórico

La luz interactúa con la materia en un modo fundamentalmente aleatorio y estocástico. Como una consecuencia, cualquier medición de luz será acompañada implícitamente de ciertas fluctuaciones inevitables atribuidas a efectos cuánticos, o de otra forma, a la absorción de pequeños "paquetes" discretos de energía [1]. El estudio de estas absorciones se ubica dentro de la electrodinámica cuántica y posee una gran complejidad en términos de su formalismo matemático, al incorporar la teoría de modelado cuántico para el proceso de nacimiento-muerte-inmigración (BDI, por sus siglas en inglés) de los fotones, siendo de particular interés su comportamiento dentro de un medio activo (en este caso, fibra óptica dopada) [2]. Sin embargo, el tema también puede ser abordado por la teoría semiclásica de la fotodetección, la cual proporciona un marco de estudio mucho más simple que está en completo acuerdo con las predicciones rigurosas de la teoría cuántica en todos aquellos temas relacionados con el efecto fotoeléctrico [3, 4].

El interés despertado desde hace varios años por la teoría del ruido en amplificadores ópticos fue motivado principalmente por el hecho de que el último límite para los sistemas de transmisión de larga distancia multiplexados por división de longitud de onda está determinado en gran medida por el ruido de ASE. En estos sistemas, se busca preservar la estabilidad de la propapagación de la señal a lo largo de la línea de comunicación, para así optimizar la calidad de la transmisión. El ruido de ASE que generalmente es indeseable en sistemas de comunicación, puede ser utilizado en sistemas láser, ya que permite el diseño de fuentes de bombeo óptico muy estable. Asimismo, cuando este ruido es sujeto de filtraje óptico del orden de unos pocos picómetros, permite alcanzar picos esporádicos de alta energía, de gran utilidad en aplicaciones como la Generación de Supercontinuo (SCG, por sus siglas en inglés) y en el estudio de *ondas viajeras* (pulsos cortos de gran potencia) [5-8].

En este capítulo se abordan las bases teóricas utilizadas para el estudio de los láseres de ruido basados en ruido de ASE. Para esto, primero se partirá de los fundamentos físicos de la emisión espontánea y estimulada, así como de sus líneas de ensanchamiento espectral, para posteriormente abordar el modelado de la amplificación óptica desde una perspectiva conceptual. Finalmente, se describirá en profundidad el tema de los conteos fotónicos de la emisión láser y sus mecanismos de fotodetección. La idea es que al final del capítulo, se

dispongan de todas las herramientas teóricas necesarias para el análisis de los casos experimentales que se documentarán posteriormente en los Capítulos 3, 4 y de forma parcial en el 5.

2.1. Procesos cuánticos de la amplificación óptica

El funcionamiento de un amplificador óptico se basa en hacer pasar una señal de luz relativamente pequeña a través de un medio activo, del cual va tomando energía y, como consecuencia, va creciendo en potencia. Para poder conseguir este medio activo es necesario aplicar una segunda señal, conocida como bombeo, que sea absorbida haciendo posible la excitación de los centros atómicos (o iones con carga positiva) y con ello, habilitar una transferencia de energía [9]. Para ejemplificar el proceso, en la Figura 2.1 se presenta un esquema simplificado de un amplificador de fibra óptica.

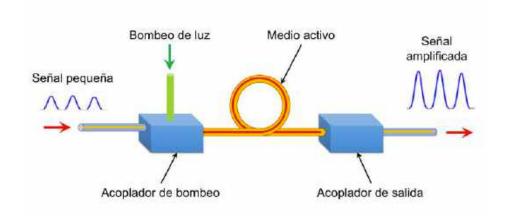


Figura 2.1. Diagrama esquemático de un amplificador óptico.

Para entender los procesos dentro del medio activo, hay que empezar considerando un sistema atómico con niveles discretos de energía, los cuales (por simplicidad) pueden ser identificados como 1 y 2, y sus correspondientes estados de energía denominados como E_1 y E_2 , respectivamente; para los cuales se cumple que

$$E_2 > E_1$$
. (2.1)

Bajo condiciones de equilibrio térmico, la densidad de población de centros activos en cada nivel de energía alojados en el medio activo se ajusta a una estadística de Boltzmann, de acuerdo con la expresión [10]:

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right), \tag{2.2}$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta del sistema. En la Figura 2.2 se presenta un diagrama simplificado de los niveles de energía que resultará útil en la explicación de los procesos cuánticos en el medio activo.

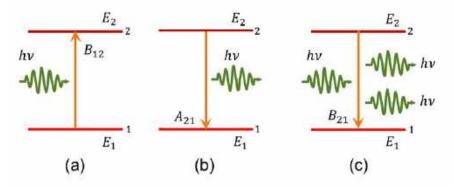


Figura 2.2. Ilustración esquemática de procesos cuánticos: (a) absorción, (b) emisión espontánea y (c) emisión estimulada.

Cuando un átomo absorbe luz con una energía de fotón igual a la brecha energética entre los dos niveles (Figura 2.2(a)), la partícula pasa del nivel inferior E_1 al superior E_2 ; esto lleva a que la energía absorbida esté dada por:

$$h\nu_A = E_2 - E_1 \tag{2.3}$$

donde h es la constante de Planck y v_A es la frecuencia del cuanto de luz absorbido. Una vez que el átomo se encuentra en estado excitado (el cual es un desequilibrio en su estado natural), tiene dos opciones para volver a su condición normal de equilibrio en E_1 :

La primera opción, en ausencia de cualquier fuente externa de fotones, es emitir la energía almacenada a través del proceso denominado decaimiento espontáneo, que puede llevarse a cabo de forma radioactiva mediante la emisión de un cuanto de luz (Figura 2.2(b)), o de una forma no radioactiva mediante el intercambio de energía con el material huésped (emisión de fonones o modos de vibración). A la porción de luz emitida en el proceso de decaimiento espontáneo se le representa con el coeficiente A_{21} , el cual es llamado coeficiente A de Einstein. Físicamente, el coeficiente de Einstein A_{21} representa la probabilidad en la cual un átomo decae de manera espontánea desde E_2 a E_1 , y está ligado al tiempo de vida del estado excitado del átomo.

La segunda opción de volver al equilibrio se da cuando existe la influencia de fotones de luz externos, cuya energía es muy cercana a la diferencia entre niveles ($E_2 - E_1$). En este caso, los átomos excitados decaen a su estado de menor energía a través del proceso denominado como emisión estimulada, en el cual se liberan simultáneamente dos fotones idénticos, tanto en energía (frecuencia) como en fase, al fotón externo original (Figura 2.2(c)). Debido a la fuerza externa que induce el proceso de emisión estimulada, dicho proceso también se puede realizar de forma inversa, es decir que el átomo puede pasar de un estado de energía inferior a uno superior. Con esto, existen procesos tanto de emisión como de absorción estimuladas, cuyas probabilidades (usualmente representadas como W_{21} o W_{12}) son proporcionales a la densidad de energía de radiación electromagnética dentro de una unidad de intervalo espectral $\rho_{\nu}(\nu)$ (densidad de energía espectral). Los coeficientes de proporcionalidad utilizados en la relación comentada son llamados coeficientes B de Einstein (B_{21} o B_{12} para absorción o emisión, respectivamente), o de forma más general, $B_{21}=\left(g_1/g_2\right)B_{12}$, donde g_1 y g_2 son los términos de degeneración para los niveles inferior y superior [34]. Si suponemos que no existe degeneración $g_1 = g_2 = 1$, toma la forma:

$$W_{ij} = B_{ij}\rho_{\nu}(\nu). \tag{2.4}$$

Aquí es importante destacar que el término $\rho_{\nu}(\nu)$ describe el número de fotones con frecuencias entre un valor de referencia central ν y un intervalo espectral $\Delta\nu$. Así, la densidad de energía total ρ podrá ser obtenida al integrar la distribución sobre todo el rango espectral [10].

Ahora bien, si se usa la notación anterior para los tres procesos involucrados en la emisión espontánea estimulada y asumiendo los niveles no degenerados ($g_1=g_2=1$), el balance entre los procesos de absorción y emisión estará dado por las diferencias entre las contribuciones de población en un momento instantáneo en el nivel superior E_2 , como sigue:

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 B_{12} \rho_{\nu}(\nu_0) - N_2 B_{21} \rho_{\nu}(\nu_0) - N_2 A_{21}, \tag{2.5}$$

que para el caso de equilibrio térmico, cuando no existe variación de poblaciones $(dN_2/dt=0)$, y considerando la estadística de Boltzmann en (2.2), se tiene que

$$\exp(-h\nu_0/(k_BT)) = \frac{B_{12}\rho_\nu(\nu_0)}{B_{21}\rho_\nu(\nu_0) + A_{21}}.$$
 (2.6)

A partir de (2.6), y resolviendo para $\rho_{\nu}(\nu_0)$, se llegará a la siguiente expresión para la densidad espectral bajo condiciones de equilibrio térmico:

$$\rho_{\nu}(\nu_0) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\left(\frac{B_{12}}{B_{21}}\right) \exp\left[\frac{h\nu_0}{k_B T}\right] - 1}.$$
(2.7)

Existe otra versión muy parecida a esta ecuación, la cual fue derivada por Max Planck para la radiación de cuerpo negro bajo condiciones de ausencia total de procesos no radioactivos [11], la cual está representada por la expresión:

$$\rho_{\nu}(\nu_0) = \frac{8\pi h \nu^3}{\left(\frac{c}{n}\right)^3} \frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu_0}{k_B T}\right] - 1},\tag{2.8}$$

donde c es la velocidad de la luz y n es el índice de refracción del medio. En esta última expresión no debe ser confundida v_0 la cual es la frecuencia central de la transición óptica en equilibrio térmico con v, la cual representa el espectro de frecuencias de la radiación del cuerpo negro. Así, uniendo los dos enfoques anteriores, los coeficientes de Einstein estarán dados por:

$$B_{21} = B_{12} (2.9)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{21} \tag{2.10}$$

Las ecuaciones anteriores son de gran importancia en física de amplificadores y láseres ya que relacionan los parámetros fundamentales de un material activo, tales como las probabilidades de emisión espontánea y estimulada, las cuales determinan la ganancia conseguida en la amplificación.

Si se trasladan los conceptos anteriores a los láseres de estado sólido, tales como los basados en cristales o de vidrios dopados, los iones de mayor interés son aquellos que pertenecen al grupo del lantano, comúnmente conocidos como *tierras raras*. Los iones de estos elementos usualmente aparecen en estado trivalente, siendo la capa conformada por electrones del nivel 4f la que determina las propiedades ópticas de los dopantes, por ser casi insensible a los átomos circundantes en el medio del material huésped, al encontrarse cubiertas por las capas electrónicas 5s y 5p. Esta es la razón principal de la baja interacción existente entre los centros ópticos y el campo cristalino, es decir, que poseen un acoplamiento muy débil entre los fonones y los electrones. Tales interacciones débiles entre los electrones 4f y el campo cristalino produce una muy bien definida estructura de niveles atómicos, la cual tendrá ligeras diferencias en diferentes materiales huéspedes. También por la misma razón, las transiciones electrónicas en los iones trivalentes de tierras raras son

de anchos espectrales muy angostos y presentan bandas muy débiles para el acoplamiento acústico de los fonones [12].

Dicho lo anterior, la forma espectral de las transiciones ópticas de los lantánidos hospedados en vidrios está determinada principalmente por tres factores: (i) Subdivisiones de los niveles de energía degenerados de los iones libres conocidas como *niveles de Stark*; (ii) la magnitud de dichas subdivisiones, la cual está determinada exclusivamente por las características del material huésped y (iii) diferentes mecanismos de ensanchamiento de líneas espectrales, tales como el ensanchamiento homogéneo o heterogéneo.

Las transiciones entre los niveles individuales de Stark contribuyen a la forma total que adquieren las líneas de absorción y de emisión. La línea espectral típica que tiene un lantánido alojado en un vidrio es de unos pocos cientos de números de onda; sin embargo, hay materiales como los vidrios con óxidos que presentan mayores líneas espectrales en comparación con vidrios con fluoruros. En los Capítulos 3 y 4 se proveen los detalles de los casos específicos de los vidrios dopados con iones de erbio e iterbio utilizados para el diseño de los dispositivos analizados en este trabajo.

2.2. Líneas de ensanchamiento espectral

La naturaleza de la línea de ensanchamiento espectral juega un rol importante en el desempeño de un láser de estado sólido. En particular, las eficiencias de conversión de ciertos regímenes láser, tales como la operación en una frecuencia única, dependen fuertemente del tipo de ensanchamiento que sufre su línea láser. La determinación de si la línea láser tiene un ensanchamiento homogéneo o no homogéneo se debe a la naturaleza de los centros activos alojados en el material huésped; es decir, si son del mismo tipo existirá un ensanchamiento homogéneo, o si son de diferentes tipos, existirá un ensanchamiento no homogéneo. La contribución de ambos mecanismos en el ensanchamiento resultante es casi la misma para una temperatura ambiente de 300K, es decir, de unas pocas centenas de números de onda. Si se disminuye la temperatura, la estructura de niveles de Stark se va haciendo más definida, así como su forma de línea característica.

Como se comentó en la sección anterior, el decaimiento puramente radioactivo (p. ej. la luminiscencia por emisión espontánea) es descrito mediante una función exponencial, por lo que su correspondiente línea espectral será una función delta. Un buen ejemplo de dicha transición radioactiva es una línea con cero fonones que ocurre entre el menor nivel de vibración de estado excitado y el menor nivel de vibración del menor nivel electrónico, a

muy bajas temperaturas. En el caso de iones de tierras raras alojados en cristales, estas transiciones de cero fonones ocurren entre estados electrónicos de los niveles de Stark debido a que la fuerza de interacción entre un electrón y un fonón es muy pobre.

Usualmente, el ensanchamiento homogéneo de los centros activos ópticos en sólidos se define mediante una perturbación aleatoria de dichos centros, tales como la interacción de fonones con la red cristalina del material, o como la interacción entre centros activos del mismo tipo. Tales interacciones derivan en una reducción del tiempo de vida del estado excitado del centro activo. La forma de la línea de transición en este caso es descrita mediante un ensanchamiento homogéneo que se ajusta bien mediante una función de Lorentz g_L [13], como se ejemplifica en la Figura 2.3, y que se puede expresar como:

$$g_L(\nu) = \frac{\frac{\Delta \nu_H}{(2\pi)}}{(\nu - \nu_o)^2 - \left(\frac{\Delta \nu_H}{2}\right)^2}$$
(2.11)

donde ν_o es la frecuencia central de la transición óptica y $\Delta\nu_H$ es el ancho completo a la mitad del pico máximo (FWHM, por sus siglas en inglés) de la línea de transición espectral. Para que la ecuación anterior tome la forma normalizada expuesta en la figura, se puede dividir entre el factor de línea de la envolvente integrada $\int_{-\infty}^{+\infty} g_L(\nu) d\nu$.

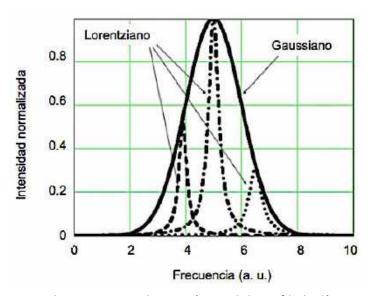


Figura 2.3. Ensanchamiento no homogéneo del perfil de línea espectral de emisión (forma Gaussiana) y líneas homogéneas de ensanchamiento adentro del envolvente Gaussiano (forma Lorentziana).

El tiempo de vida del centro activo esta determinado por la probabilidad de su transición desde un nivel más alto a uno más bajo. Esta probabilidad es a su vez determinada por la suma de muchas probabilidades de procesos relacionados con las transiciones radioactivas o no radioactivas del centro activo. En general, la expresión general analítica para el tiempo de vida de un centro activo τ puede ser escrita como:

$$\frac{1}{\tau} = W_R + W_{NR} \tag{2.12}$$

donde W_R es la probabilidad de la transición radioactiva, la cual es igual al coeficiente de Einstein $A_{21}=1/\tau_R$; mientras que W_{NR} representa la probabilidad de todos los procesos no radioactivos del centro activo que ocurren en la misma transición de relajamiento, incluyendo a las probabilidades de las interacciones con fonones de la red cristalina, las interacciones entre iones del mismo tipo y las interacciones entre iones de diferentes tipos.

Conociendo el tiempo de vida radioactivo y el tiempo de decaimiento total a una temperatura de operación determinada, es posible calcular el *rendimiento cuántico de luminiscencia*, parámetro que muestra la fracción de la probabilidad total de la transición que es radioactiva. Así, con base en la ecuación (2.12), la eficiencia cuántica estará dada por la relación

$$\eta_{LQE} = \frac{W_R}{W_R + W_{NR}}. (2.13)$$

Los valores más comunes del decaimiento luminiscente a temperatura ambiente, para los iones de tierras raras alojados en cristales o vidrios, va desde los microsegundos hasta los milisegundos, existiendo una codependencia del tipo de ion y del material huésped. Por ejemplo, el tiempo de vida en vidrios de los iones de erbio Er^{3+} y de iterbio Yb^{3+} a temperatura ambiente, poseen valores típicos de 10 ms y de 1 ms, respectivamente.

Un buen ejemplo de la influencia del material huésped son los vidrios de dióxido de silicio con los que se suelen construir las fibras ópticas, los cuales poseen una energía de fonón más alta que los de vidrios de fosfato, por lo que la probabilidad de transición no radioactiva es mayor en los primeros, ya que requieren de un número menor de fonones para llenar las bandas entre niveles de energía durante el proceso de relajación. En contraparte, ésta es la razón por la que el ensanchamiento homogéneo en vidrios de sílice es mayor que en vidrios de fosfato. A bajos niveles de dopaje, la interacción entre los iones del mismo tipo es muy baja; la probabilidad de transición no radioactiva se origina debido a la interacción de los electrones con los fonones de la red cristalina. Sin embargo, con un incremento del nivel de

dopaje, la interacción entre iones se va volviendo cada vez más importante, lo que repercute en una extinción de la luminiscencia por alta concentración, y que deriva a su vez en una disminución del rendimiento cuántico de los centros activos. Lo anterior obliga a que deba existir un límite para los niveles de concentración en las fibras y en general, en los materiales huéspedes utilizados en amplificadores y láseres.

En contraparte, el ensanchamiento no homogéneo producido en la transición de decaimiento origina variaciones locales de los campos que rodean a los centros activos dentro de la red cristalina del material huésped. Tanto la fuerza como la simetría del campo alrededor del ion de tierra rara determina las propiedades espectrales de las transiciones ópticas, así como la fuerza de dichas transiciones. En el caso del ensanchamiento no homogéneo, la forma general de la línea espectral es la superposición de todas las líneas homogéneas individuales correspondientes a centros activos de diferentes tipos. La forma de línea de una transición óptica es descrita mediante un perfil de línea Gaussiano, tal y como fue presentado en la Figura 2.3, y que puede ser expresado mediante la siguiente expresión [14]:

$$g_G(\nu) = \frac{1}{\Delta \nu_{INH}} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_o}{\Delta \nu_{INH}}\right)^2\right], \tag{2.14}$$

donde Δv_{INH} es el FHWM de la línea de ensanchamiento no homogénea. Al ser determinado por los campos que rodean a los centros activos, el ensanchamiento no homogéneo de la línea es insensible a los cambios en la temperatura del material huésped.

En la realidad y a temperatura ambiente, las contribuciones individuales a la forma general de la línea de transición de los ensanchamientos homogéneos y no homogéneos son de diferentes proporciones dependiendo del material huésped, este es el caso de la mayor parte de los iones de tierras raras alojados como dopantes en vidrios. De manera general, la línea resultante general puede ser bien descrita mediante la llamada función de Voight, la cual es la convolución entre los perfiles Lorentziano y Gaussiano:

$$g_{VOIGHT}(\nu) = \int g_G(\xi)g_L(\nu - \xi) d\xi. \tag{2.15}$$

Es importante mencionar que las contribuciones de las líneas homogénea y no homogénea puede variar para los centros activos de una misma tierra rara alojada en diferentes vidrios. Por ejemplo, el ensanchamiento no homogéneo de la transición $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ de un

dopaje de Er^{3+} (cuya espectroscopía será revisada en detalle en el Capítulo 3) es mayor en vidrios de silicato de aluminio que en vidrios de silicato de germanio.

2.3. Láseres y amplificadores de fibra óptica

Ahora que se conocen los mecanismos cuánticos que actúan en el proceso de amplificación, se puede describir formalmente el funcionamiento tanto de un amplificador como de un láser de fibra óptica. Aunque este tema se ha documentado en una gran variedad de textos [15-21], un enfoque universalmente aceptado para estos dispositivos parte de un modelado similar al de láseres de bulto, el cual considera las proporciones entre las poblaciones electrónicas de los estados base y excitado de los centros activos, para posteriormente poder construir ecuaciones que explican la evolución de las potencias de bombeo y de señal a lo largo del medio de ganancia (identificada como eje z). Para explicar estos modelos se puede partir de esquemas simplificados como los de la Figura 2.4.

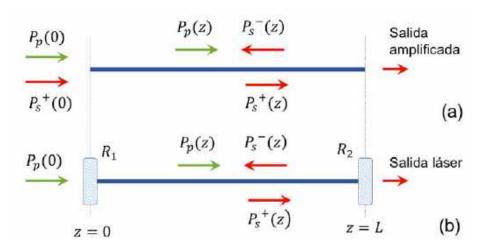


Figura 2.4. Diagrama esquemático de las potencias de bombeo, de señal y de ASE para (a) un amplificador de fibra y (b) un láser de fibra.

Para comenzar el análisis se puede partir del caso más simple, un amplificador bombeado con una señal única y en una sola dirección, la cual es inyectada en el mismo extremo que el bombeo, como el de la Figura 2.4(a). Este caso se puede modelar mediante un sistema de tres ecuaciones diferenciales de primer orden con una direccionalidad única en z: una para la potencia de bombeo $P_p(z)$, una para la potencia de señal transmitida hacia adelante $P_s^+(z)$ (incluyendo la señal amplificada más la ASE en dirección de propagación), y finalmente, la potencia de señal contrapropagada $P_s^-(z)$ (la cual sólo está compuesta de ASE) [18, 19].

Por otro lado, el sistema contempla las siguientes condiciones de frontera: (i) la potencia de bombeo en z=0, $P_p(0)$, (ii) la potencia de señal en dirección de propagación, en z=0, $P_s^+(0)$ y (iii) la potencia de señal contrapropagada en z=L, $P_s^-(L)$; que debe ser, al no haber señal inyectada en este extremo, igual a cero. A partir de estas condiciones, las tres ecuaciones pueden ser integradas numéricamente mediante un método numérico (por ejemplo el Runge-Kutta), y con eso poder obtener la evolución en z de las potencias de señal y de bombeo. Los resultados que se suelen obtener de un sistema de este tipo son: la potencia de señal amplificada $P_s^+(L)$, la ganancia del amplificador y su figura de mérito, entendida en términos de la eficiencia del láser y de la calidad de su haz de salida. De forma adicional, se pueden considerar además factores como los efectos de la polarización para las señales que interactúan a lo largo de la fibra, o se puede incluir la integración de las ecuaciones del láser sobre las secciones de corte de la fibra, de tal forma que se tomen en cuenta los traslapes entre los modos ópticos y el dopante.

La dificultad que entraña la solución exacta de estos sistemas de ecuaciones radica en que las condiciones de frontera aplican de manera diferente en cada extremo de la fibra, es decir en z=0 y en z=L. Esto se debe a que el valor de la potencia de ASE $P_s^-(0)$ es desconocido; lo único que se sabe es que su valor inicial es $P_s^-(L)=0$, en z=L. Como consecuencia, para resolver estas ecuaciones se debe recurrir a integración numérica, y a partir de ahí poder modelar las dependencias de la ganancia y la ASE. Para poderlo conseguir, hay que considerar que la banda de ganancia espectral se puede dividir en n componentes de frecuencia, usualmente equidistantes entre sí [22]. Si cada componente tiene dos ecuaciones diferenciales asociadas (en dirección de propagación y en contrapropagación), existirán un total de 2n+1 ecuaciones diferenciales a resolver. Para un modelado espectral confiable, se habla de un n=30 o superior, lo cual produce un sistema de ecuaciones muy grande.

Para el caso de los láseres de fibra como el expuesto en la Figura 2.4(b) el tratamiento es similar, salvo que las condiciones de frontera difieren. En z=0, donde existe un espejo con reflectividad R_1 , se refleja la señal que viene en contrapropagación y la condición de frontera es $P_s^+(0)=R_1P_s^+(0)$. Análogamente, en z=L la salida del acoplador de salida (con reflectividad R_2) refleja la señal viajera en dirección opuesta, es decir, que la condición de frontera es $P_s^-(L)=R_2P_s^+(L)$. La salida del láser P_{out} es la fracción de $P_s^+(L)$ transmitida por la salida del acoplador, o de otra manera $P_{out}=(1-R_2)P_s^+(L)$.

Actualmente existen simuladores comerciales de amplificadores y láseres de fibra, los cuales consideran múltiples entradas como el tipo de fibra, bombeos y parámetros de señal

(como el tamaño de núcleo, apertura numérica, concentración de dopantes, longitud de la fibra, longitudes de onda de señal y de bombeo, secciones de corte de emisión y absorción y tiempos de vida de estado excitado), para resolver numéricamente el sistema resultante de ecuaciones diferenciales, y así estimar las ganancias de la señal, el nivel de ASE y los espectros de la figura de mérito en los amplificadores, así como las curvas de potencia de salida en el caso de los láseres.

Una aproximación bastante útil para estimar la ganancia de un amplificador de fibra óptica sin entrar en estos complejos sistemas de ecuaciones es la expuesta en [16], la cual es usada comúnmente para modelar al dispositivo en el umbral. El modelo parte de que si se considera una fibra amplificadora de corta longitud, las pérdidas se pueden despreciar y, por encontrarse cerca del umbral, su ganancia de amplificación es muy baja. En este punto, la ASE es muy pequeña, por lo que su efecto en la saturación de la ganancia puede ser descartado, permitiendo simplificar las ecuaciones de acoplamiento y resolverlas de forma exacta. El modelo propone que la ganancia de la fibra estará dada por:

$$g(L) = -\sigma_a N_0 \eta_s L + (1 + \gamma_s) \frac{\sigma_e \tau_2}{h \nu_p} \frac{P_{abs}}{A} \frac{F}{\eta_p} \xi = -\alpha + \kappa P_{abs}$$
 (2.16)

donde N_0 es la concentración de dopantes, σ_e es la sección de corte de emisión, σ_a es la sección de corte de absorción, $\gamma_s = \sigma_a/\sigma_e$, L es la longitud de la fibra, τ_2 es el tiempo de vida del estado excitado, $h\nu_p$ es la energía de los fotones de bombeo, P_{abs} es la potencia total absorbida por el dopante, A es el área del núcleo de la fibra, F es el factor de traslape entre los perfiles del bombeo y del modo de señal respecto del perfil del dopante, η_p es el traslape entre el perfil de intensidad del modo de bombeo y el perfil del dopante, ξ es un factor de corrección, el cual será detallado más adelante.

La ecuación (2.16) es utilizada por lo general en modelos de tres o de dos-niveles láser mediante el ajuste γ_s . El primer término en la ecuación (α) representa la Absorción de Estado Base (GSA, por sus siglas en inglés) a la longitud de onda del láser. Para un modelo de 4 niveles, no existe señal GSA ($\sigma_a=0$) y $\gamma_s=0$; mientras que para un modelo parcial o total de 3 niveles, como el de erbio, al existir GSA, σ_a toma un valor finito y γ_s se aproxima o incluso puede sobrepasar la unidad. Por otro lado, el factor de corrección ξ se utiliza para cubrir dos casos: la presencia de Absorción de Estado Excitado (ESA, por sus siglas en inglés) y el agotamiento del estado base, y puede ser evaluado mediante una expresión analítica simple. Para fines prácticos de operación, el valor de ξ puede ser de 1 cuando las longitudes de onda de bombeo y señal son muy cercanas (poco defecto cuántico) o de ~1.2 cuando

existe una marcada diferencia entre ellas (por ejemplo, 1.55 y 0.5 μ m); con esto, el criterio de $\xi=1$ introduce un error muy pequeño en el cálculo de la ganancia [16].

Los factores F, η_s y η_p representan los traslapes entre las integrales de distribución de dopantes, de perfil de señal y de modos de intensidad de bombeo, y pueden ser calculados de forma exacta mediante integración numérica, o de forma aproximada mediante expresiones simples basadas en modos Gaussianos [19,20].

En el umbral, la ganancia acumulada en un viaje de ida y vuelta es 2g(L), e iguala a las pérdidas producidas en el mismo recorrido (δ_0) dentro la cavidad láser, la cual incluye contribuciones tales como la pérdida por dispersión de la fibra y la transmisión del reflector (más no las pérdidas por señal GSA). Con esta consideración, la potencia de bombeo absorbida P_{Th} requerida para alcanzar el umbral vendrá dada por:

$$P_{Th} = \frac{\alpha + \delta_0/2}{\kappa},\tag{2.17}$$

donde α es el término de GSA no saturado y κ es el término de ganancia. Aplicando los criterios anteriores se puede observar que para un láser de tres niveles con una pérdida pequeña en la cavidad, la ganancia debe sobreponerse a la señal GSA (término α) para alcanzar una condición de equilibrio. Para empezar a producir una pequeña ganancia, se debe inducir alguna población en el nivel superior para compensar las pérdidas remanentes en la cavidad (representadas por el término $\delta_0/2$), pero en un láser de 3 niveles estas pérdidas son generalmente pequeñas comparadas con la GSA. En cambio, para un láser de cuatro niveles se puede aplicar la simplificación $\alpha=0$ y la potencia de umbral se convierte en

$$P_{Th} = \frac{\delta_0}{2\kappa}. (2.18)$$

De las ecuaciones anteriores se puede notar que, tanto en láseres de 3 como de 4 niveles, la potencia de umbral depende de (i) la ganancia por unidad de potencia de la transición láser, (ii) las pérdidas en la cavidad en un viaje de ida y vuelta y (iii) que tan fuerte están confinados el bombeo, la señal y los dopantes, los cuales vienen representados por κ . Así, los niveles de umbral pueden ser reducidos mediante una correspondiente reducción del tamaño del núcleo, el incremento de la apertura numérica (NA, por sus siglas en inglés) de la fibra, y mediante el confinamiento de los dopantes en el centro del núcleo [23].

En un láser que opera por encima del umbral, la intensidad de señal circulante por la cavidad es tal que causa la saturación de ganancia justa como para reducir la ganancia del viaje de ida y vuelta al nivel de las pérdidas en el mismo trayecto dentro de la cavidad. Esta intensidad de señal intracavitaria puede ser calculada de manera exacta usando el sistema de ecuaciones formal expuesto anteriormente, pero una buena aproximación física puede conseguirse asumiendo que la intensidad dentro de la cavidad permanece constante a lo largo de la fibra [19]. Esta aproximación es excelente para una cavidad de bajas pérdidas, y aplicable a muchos láseres de fibra. Así, en la ausencia de ESA de bombeo, la potencia de salida P_{out} está dada de forma aproximada por [16, 19]

$$P_{out} = \frac{T_1}{\delta_0} \frac{h\nu_s}{h\nu_p} (P_{abs} - P_{th}), \tag{2.19}$$

donde hv_s es la energía de los fotones de señal y T_1 es el coeficiente de transmisión a la salida del acoplador. La ecuación (2.19) indica que, justo por encima del nivel de umbral, la potencia de salida crece linealmente con la potencia de bombeo que se absorbe. La pendiente de la eficiencia s, definida como la potencia de salida dividida entre la potencia absorbida por encima del umbral $(P_{abs}-P_{th})$, será simplemente

$$s = \frac{T_1}{\delta_0} \frac{h \nu_s}{h \nu_n} \tag{2.20}$$

Las ecuaciones (2.19) y (2.20) asumen que la transición tiene una eficiencia cuántica Q unitaria (entendida como el cociente del número de fotones emitidos de forma espontánea dividido entre el número de fotones del bombeo absorbidos [34]). Si Q es menor a 1, la pendiente cercana al umbral es aproximadamente multiplicada por Q. Sin embargo, cuando el láser es bombeado por encima de los niveles de umbral, la probabilidad de emisión estimulada en la transición láser se incrementa, y por lo tanto, la eficiencia cuántica también lo hace. Cuando la tasa de relajación en la emisión estimulada se vuelve mucho mayor que el conjunto de los otros mecanismos de relajación, Q se aproxima a la unidad, y las ecuaciones (2.19) y (2.20) se aplican tal y como están escritas.

La ecuación (2.19) es válida tanto para láseres de tres niveles como de cuatro niveles. Nótese que esta forma aproximada de primer orden no involucra traslapes espaciales, un resultado que ha sido confirmado mediante soluciones exactas para un láser de 4 niveles [16,19]. Con lo anterior, la pendiente de eficiencia es proporcional a la razón entre las longitudes de onda de bombeo y de señal λ_p/λ_s . La razón física es que los fotones de bombeo deben tener una mayor energía que los de señal, ya que habilitan la excitación de

un los iones a niveles superiores al de la emisión láser, y la diferencia de energía entre ellos es desechada usualmente en forma de fotones residuales.

Con lo anterior, cuando se habla de eficiencia de un láser, pueden existir dos enfoques: el primero es el que se expresó en la ecuación (2.19), y el segundo es el de la eficiencia de conversión, definida como la relación entre las potencias de salida y de bombeo. Este segundo criterio es el más empleado experimentalmente, e indica tanto el punto exacto de umbral así como su pendiente de desempeño. En todos los láseres experimentales de esta tesis se emplea este segundo criterio para evaluar las eficiencias.

Como se observa en la ecuación (2.20), la pendiente de eficiencia es proporcional a la relación T_1/δ_0 , es decir, que existe dependencia de la transmisión del acoplador. Una mayor pendiente de eficiencia se puede alcanzar mediante el incremento de la transmisión del acoplador, sin embargo, su costo será que el nivel de umbral aumentará en igual proporción. Este es un factor para considerar en la optimización de los láseres; ya que siempre habrá un valor óptimo de transmisión en que el acoplador maximiza la salida de potencia, y por lo tanto, la eficiencia de conversión, en el cual no se aumente demasiado su nivel de umbral. También, si las pérdidas en la fibra son descartadas como suele hacerse, las únicas pérdidas en el sistema serán las del acoplador de transmisión, es decir $T_1 \approx \delta_0$, con lo que s se puede aproximar a la relación λ_p/λ_s . La condición anterior es considerada como el límite cuántico: los fotones láser son emitidos por la totalidad de los fotones absorbidos. Este límite ideal de conversión, imposible en fuentes láser bombeadas mediante lámparas, ha sido plenamente alcanzado y demostrado en láseres de fibra.

2.4. Modelo semiclásico para la detección fotoeléctrica

Cuando se hace pasar una señal por un amplificador óptico se produce un ruido de emisión espontánea estimulada introducido de forma inherente en el sistema, que generalmente es considerado como un efecto residual que afecta la calidad de la señal de salida. Sin embargo, para los fines del presente estudio esta emisión es de importancia central, ya que es una semilla carente de oscilaciones de relajación que puede ser de bastante utilidad en láseres CW, al poder escalarse a niveles de cientos de vatios de potencia sin tener pérdidas por efectos no lineales, tales como el esparcimiento estimulado de Brillouin (revisado en detalle en el Capítulo 5) y debido a la gran amplitud de su espectro óptico [24, 25].

Si se aisla una señal pura de ASE y se hace pasar por un fotodetector, la señal eléctrica resultante se puede ver mediante un osciloscopio como un tren de pulsos de amplitudes

aleatorias y positivas como se presenta en la Figura 2.5. En el recuadro de esta figura se destaca la composición instantánea de esta traza, la cual está conformada por un conjunto de fotones detectados de manera puntual y en diferentes posiciones aleatorias en la superficie del fotodetector. Los fotones acumulados en un instante de tiempo es la suma de fotones que permanecen del conteo anterior (inmigrados) más los fotones nuevos que son producidos por ASE y menos los fotones que se perdieron en la transición temporal; a este proceso se cononce, como fue citado al inicio del capítulo, como BDI de los fotones y ha sido sujeto de modelado numérico en trabajos previos [26].

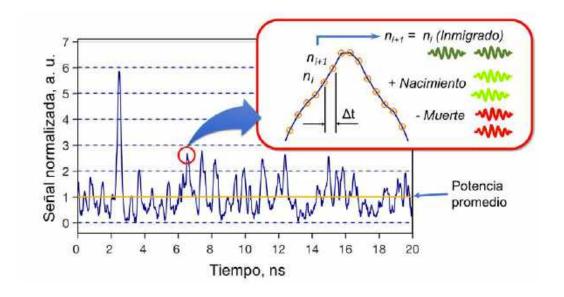


Figura 2.5. Ejemplo de traza temporal de ruido fotónico. En el recuadro se presenta el detalle de los puntos que componen la traza, así como la identificación de los fotones que inmigran, nacen y mueren en cada intervalo de conteo (proceso BDI).

Con la finalidad de caracterizar esta emisión, el enfoque semiclásico proporciona los medios para la descripción de las interacciones de la luz con la materia [3, 4, 27-29]. La característica que distingue este formalismo es el hecho de que los campos electromagnéticos son tratados de una forma completamente clásica, hasta que estos interactúan con los átomos de un material fotosensible sobre el cual inciden. De esta forma, no es necesario detenerse en la cuantificación de dichos campos, y solamente es necesario cuantificar la interacción que tienen estos campos con la materia.

Cuando los campos electromagnéticos inciden sobre una superficie fotosensible, ocurre una serie de eventos complejos. Los procesos de mayor importancia pueden ser identificados como (i) absorción de un cuanto de energía luminosa (fotón) y la transferencia de energía a

un electrón excitado, (ii) trasporte del electrón excitado a la superficie y (iii) liberación del electrón de la superficie. La liberación del electrón de la superficie fotosensible se conoce como *evento fotónico* o *fotoevento*. El número *n* de tales eventos que ocurren en un intervalo de tiempo se conoce como *conteos fotónicos*.

Para poder aplicar la teoría semiclásica es necesario hacer tres supuestos sobre las propiedades estadísticas de los eventos fotónicos: primero se asume que la probabilidad de ocurrencia de un fotoevento simple pruducido en un área de la superficie fotosensible que es muy pequeña comparada con el área de coherencia de la luz incidente y durante un período de tiempo más corto que el tiempo de coherencia de la luz, es proporcional a la *intensidad* de la onda incidente, a la longitud del propio intervalo de tiempo Δt y al tamaño del área en cuestión en la superficie fotosensible ΔA . De forma matemática, la probabilidad de observar un fotoevento en un tiempo Δt tomado desde un área ΔA estará dada por

$$P(1; \Delta t, \Delta A) = \alpha \Delta t \Delta A I(x, y; t), \tag{2.21}$$

donde α es una constante de propocionalidad y I(x,y;t) representa la intensidad de una onda en un tiempo t sobre las coordenadas (x,y) de la superficie fotosensible. Segundo, se asume que la probabilidad de ocurrencia de más de un fotoevento en tal intervalo pequeño de tiempo y en tal pequeña área, es despreciable en comparación con la probabilidad de la ocurrencia de uno o ningún fotoevento (lo que quiere decir que no se permiten múltiples eventos en un mismo punto). Finalmente, se asume que el número de fotoeventos que ocurren en cualquier par de intervalos no traslapados son estadísticamente independientes (el proceso de fotoemisión no tiene memoria).

Partiendo de los postulados anteriores, se establecen tres hipótesis:

1. Para un tiempo lo suficientemente pequeño Δt , la probabilidad de un impulso simple ocurriendo dentro del intervalo desde t hasta $t+\Delta t$ es igual al producto de Δt y una función real positiva f(t); tal que

$$P(1; t, t + \Delta t) = f(t)\Delta t. \tag{2.22}$$

2. Para un tiempo suficientemente pequeño Δt , la probabilidad de tener más de un fotoevento es despreciablemente pequeña, por lo tanto

$$P(0; t, t + \Delta t) = 1 - f(t)\Delta t.$$
 (2.23)

3. El número de fotoeventos en intervalos de tiempo no traslapados son estadísticamente independientes.

Sobre la base de estos tres supuestos, ahora se debe establecer la probabilidad $P(n;t,t+\tau+\Delta\tau)$ de ocurrencia de n fotoeventos dentro de un intervalo $(t,t+\tau+\Delta\tau)$. Si $\Delta\tau$ es pequeño, sólo podría haber dos formas de tener n fotoeventos en dicho intervalo: (i) se podrían tener n fotoeventos en $(t,t+\tau)$ y que no exista ningún fotoevento en $(t+\tau,t+\tau+\Delta\tau)$, o se podrían tener n-1 fotoeventos en $(t,t+\tau)$ y un fotoevento en $(t+\tau,t+\tau+\Delta\tau)$. De acuerdo con las tres hipótesis anteriores, se puede escribir

$$P(n; t, t + \tau + \Delta \tau)$$

$$= P(n; t, t + \tau)[1 - f(t + \tau)\Delta \tau]$$

$$+ P(n - 1; t, t + \tau)[f(t + \tau)\Delta \tau].$$
(2.24)

Rearreglando los términos y dividiendo entre $\Delta \tau$, se obtiene

$$\frac{P(n;t,t+\tau+\Delta\tau)-P(n;t,t+\tau)}{\Delta\tau} = f(t+\tau)[P(n-1;t,t+\tau)-P(n;t,t+\tau)]$$
(2.25)

Si el intervalo Δau tiende a cero, la ecuación anterior queda de la siguiente forma diferencial

$$\frac{dP(n;t,t+\tau)}{d\tau} = f(t+\tau)[P(n-1;t,t+\tau) - P(n;t,t+\tau)]$$
 (2.26)

y aplicando un método estandar de solución de ecuaciones diferenciales lineales, más el acoplamiento de la condición de frontera P(0;t,t)=1 se llega a la siguiente solución [3, 29]:

$$P(n,t,t+\tau) = \frac{\left[\int_t^{t+\tau} f(\xi)d\xi\right]^n}{n!} \exp\left\{-\int_t^{t+\tau} f(\xi)d\xi\right\},\tag{2.27}$$

esta última relación es conocida como el *proceso de impulsos de Poisson* y es de gran importancia dentro del estudio estadístico de problemas ópticos. Adicionalmente, se debe mencionar en este punto que para que se cumplan los postulados anteriores, es necesario considerar las $f(\xi)$ como funciones de muestreo que van construyendo el proceso aleatorio, es decir, como deltas de Dirac δ que representan *impulsos* que, para el estudio actual, se relacionan con los fotoeventos individuales.

Con lo anterior, la probabilidad de observar n fotoeventos en un intervalo $(t, t + \tau)$, de acuerdo con el modelo de la ecuación (2.27), puede ser expresada de la siguiente forma:

$$P(n) \triangleq P(n, t, t + \tau) = \frac{[\bar{n}]^n}{n!} e^{-\bar{n}}.$$
 (2.28)

En la Figura 2.6 se ilustra la distribución de las masas probabilísticas asociadas a varios valores arbitrarios asociados a n cuando los conteos siguen la estadística de Poisson. Cabe destacar que la PDF siempre se pone en términos de conteos relativos, lo que implica que no existe una dependencia de la distribución de masas respecto de las unidades en que se expresan dichos conteos, es decir, que el modelado es aplicable tanto para los voltajes obtenidos de un fotodetector, el número de fotones, las potencias puntuales o simplemente la proporción de cualquiera de estas tres variables respecto a un valor de referencia (por ejemplo, la intensidad integrada media).

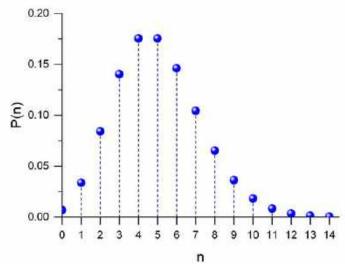


Figura 2.6. Masas de probabilidad asociadas a la distribución de Poisson (para $\bar{n}=5$).

Por su parte, si $\mathcal A$ representa el área iluminada de la superficie fotosensible y α es una constante de proporcionalidad, la media de los eventos fotónicos vendrá dada por:

$$\bar{n} = a \iint_{\mathcal{A}} \int_{t}^{t+\tau} I(x, y, \xi) d\xi dx dy. \tag{2.29}$$

Por lo general este resultado se expresa en términos de una cantidad denominada como *intensidad integrada* W, la cual tiene dimensiones de energía y se define como:

$$W = \iint_{\mathcal{A}} \int_{t}^{t+\tau} I(x, y, \xi) d\xi dx dy.$$
 (2.30)

Esta expresión se simplifica haciendo la consideración de que la intensidad incidente se distribuye de forma constante en la totalidad del área de la superficie fotosensible, sufriendo sólo variaciones en el tiempo, es decir

$$W = \mathcal{A} \int_{t}^{t+\tau} I(\xi) d\xi.$$
 (2.31)

Y si se asocia este resultado al de la ecuación (2.28), la probabilidad de observar *n* fotoeventos en términos de la intensidad integrada sería

$$P(n) = \frac{[aW]^n}{n!} e^{-aW}.$$
 (2.32)

Sin embargo, en esta expresión sigue quedando pendiente el tema de la constante de proporcionalidad α , la cual se debe expresar en términos de otras constantes físicas más conocidas. Partiendo de que la intensidad integrada W es, de hecho, la energía incidente en la superficie fotosensible durante el tiempo de medición de interés, y que cada fotón de luz acarrea una energía promedio dada por $h\bar{\nu}$, la media del número de fotoeventos n el tiempo τ puede ser expresada como

$$\bar{n} = aW = \frac{\eta W}{h\bar{\nu}},\tag{2.33}$$

donde h es la constante de Plank (6.626196 \times 10^{-34} joule-s), $\bar{\nu}$ es la frecuencia óptica media de la radiación y η , denominada *eficiencia cuántica*, representa el promedio de los fotoeventos producidos por cada fotón incidente ($\eta \leq 1$). Esto lleva a que α se puede definir como

$$a = \frac{\eta}{h\bar{\nu}}.\tag{2.34}$$

La discusión anterior lleva implícita un importante supuesto: que las variaciones de la intensidad en el espacio y el tiempo son completamente determinísticas, o de otra forma, que se conocen de antemano. Sin embargo, en la mayor parte de los problemas prácticos, la luz que inicide sobre la superficie fotosensible posee atributos estocásticos; esto es, que si bien es imposible predecir de forma exacta las fluctuaciones que vendrán más adelante,

su estadística si es modelable [2,3,29]. De esta forma, como las fluctuaciones estocásticas modificarán las propiedades estadísticas de los eventos fotónicos observados, el modelo establecido en la ecuación (2.32) debe ser tratado como una distribución de probabilidad condicional; cuyo cálculo supone el conocimiento del valor exacto de la intensidad integrada W

En la práctica es de interés conocer la distribución de probabilidad *incondicional* de los eventos fotónicos, y para conseguirlo, es necesario promediar todas las estadísticas condicionales obtenidas mediante la ecuación (2.32) sobre la totalidad de la intensidad integrada. De esta manera, la distribución condicional de Poisson se puede escribir de la forma P(n|W), en donde la barra vertical indica que la distribución esta condicionada a conocer la cantidad que le sigue. Así, la probabilidad incondicional puede ser expresada como

$$P(n) = \int_0^\infty P(n|W)p_W(W)dW$$
$$= \int_0^\infty \frac{[aW]^n}{n!} e^{-aW} p_W(W)dW$$
(2.35)

donde $p_W(W)$ es la función de densidad de probabilidad de la intensidad integrada. La fórmula anterior es conocida como *fórmula de Mandel* [1] o como *la transformada de Poisson* de la densidad de probabilidad $p_W(W)$.

Resulta evidente, en virtud de la naturaleza condicionada por Poisson de los eventos fotónicos, que no se esperará una estadística de Possion si la intensidad clásica presenta fluctuaciones aleatorias. En la práctica, se observa que las fluctuaciones de los conteos fotónicos son consecuencia de dos factores: (i) las incertidumbres fundamentales asociadas a la interacción de la luz con la materia, y (ii) las fluctuaciones de la luz incidente sobre la superficie fotosensible. De esta forma, los fotoeventos componen un proceso de Poisson doblemente estocástico.

En este punto vale la pena establecer algunas peculiaridades de la fórmula de Mandel que se obtienen como resultado del cálculo de sus momentos factoriales. En particular es de interés conocer el momento factorial m(E) de la ecuación (2.35) con la finalidad de estimar la media de los conteos fotónicos. Este momento m viene dado como [3,17]

$$E[(n)(n-1)...(n-m+1)] = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1)...(n-m+1)P(n)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1) \dots (n-m+1) \int_{0}^{\infty} \frac{[aW]^{n}}{n!} e^{-aW} p_{W}(W) dW.$$
 (2.36)

Ahora bien, se puede modificar esta expresión cambiando el ordenamiento de la sumatoria y la integración, y desarrollando los términos como sigue,

$$E[(n)(n-1)...(n-m+1)]$$

$$= \int_{0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n(n-1)...(n-m+1)}{n!} [aW]^{n} e^{-aW} p_{W}(W) dW$$

$$= \int_{0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(n-m)!} [aW]^{n-m} [aW]^{m} e^{-aW} p_{W}(W) dW$$

$$= a^{m} \int_{0}^{\infty} W^{m} e^{aW} e^{-aW} p_{W}(W) dW$$

$$= a^{m} \int_{0}^{\infty} W^{m} p_{W}(W) dW = a^{m} \overline{W^{m}}$$
(2.37)

A partir de este resultado, se puede observar que se simplifica el cálculo de la media de los conteos, la cual corresponde al primer momento factorial (m = 1), es decir

$$\bar{n} = a\bar{W}$$
. (2.38)

Este último resultado es relevante, ya que corrobora lo menciondo previamente de que el proceso es doblemente estocástico y por tanto, posee una media única, lo que va de acuerdo con lo establecido por L. Mandel al desarrollar su fórmula en 1958 [4]: "La forma en que la potencia fluctúa en una forma aleatoria en un cierto intervalo de tiempo, no hace más que ensamblar promedios de funciones de Poisson, los cuales son iguales a los promedios observables en un proceso estacionario en el tiempo. Sin embargo, la operación de promediar la función de probabilidad no producirá, en general, otra distribución de Poisson".

2.5. Luz de tipo termal y su modelado estadístico

La gran mayoría de fuentes ópticas, tanto de origen natural como las hechas por el hombre, emiten luz mediante una emisión que se da de manera espontánea a partir de una colección de átomos o moléculas. Tal es el caso del sol, de una lámpara incandescente o una fluorecente, de una luciérnaga o de la llama de una vela. Así, un gran número de átomos o moléculas son excitados hacia niveles superiores mediante la aplicación de energía

eléctrica, térmica, óptica o de cualquier otro tipo, y posteriormente regresan a niveles inferiores, emitiendo luz en el proceso. A este tipo de luz, compuesta de un número grande de contribuciones caóticas independientes, se le conoce como *luz termal*. En contraparte, la luz emitida por un láser se origina a partir de átomos o moléculas que también son excitados a través de una fuente óptica, pero que se encuentran confinados dentro de una cavidad resonante y que, al salir de dicha cavidad, radian al unísono de forma perfectamente síncronizada. En comparación con las fuentes termales, esta luz es coherente y ordenada, y se conoce como *luz láser*.

Debido a la naturaleza organizada de la luz láser, su modelado estadístico es mucho más simple que el de una fuente termal. Partiendo de la fórmula de Mandel (2.35), si se tiene un láser muy estable de onda continua, operando en un solo modo y cuya potencia está bastante arriba del umbral, la intensidad integrada de la ecuación (2.32) se puede considerar como constante, es decir $W = I_o \mathcal{A} \tau$. Para este escenario, la PDF de la intensidad integrada será simplemente una delta de Dirac centrada en este valor constante [3, 29], es decir

$$p_W(W) = \delta(W - I_o \mathcal{A}\tau). \tag{2.39}$$

Al ser colocada en la fórmula de Mandel (2.35) y recordando de (2.38) que el promedio de los conteos de fotones está dado por $\bar{n}=a\bar{W}$, la PDF de conteos fotónicos será

$$P(n) = \int_0^\infty \frac{[aW]^n}{n!} e^{-aW} \delta(W - I_o \mathcal{A}\tau) dW = \frac{(aI_o \mathcal{A}\tau)^n}{n!} e^{-\alpha I_o \mathcal{A}\tau} = \frac{(\overline{n})^n}{n!} e^{-\overline{n}}, \quad (2.40)$$

la cual no es más que una distribución de conteos de Poisson cuya gráfica fue expuesta previamente en la Figura 2.5.

Ahora bien, si se logra aislar la luz generada por ASE a partir de un amplificador óptico, la señal obervada corresponderá a un tren de pulsos aparentemente aleatorios que se ajustan más a los de una fuente de luz termal que a una fuente de luz láser. Es por esto que el análisis posterior se centrará en la distribución de conteos fotónicos asociada a este tipo de luz. Para conseguirlo, se partirá del caso más simple desde el punto de vista analítico: el de la radiación con un solo estado de polarización y cuyo intervalo de conteos es muy pequeño comparado con el tiempo de coherencia de la luz. En la práctica, el tiempo de estos conteos es extremadamente difícil de alcanzar si la luz es completamente termal; por ejemplo, para un ancho de banda de 1 nm, a una longitud de onda de 500 nm, el tiempo de conteo debe ser mucho más pequeño que un picosegundo, es decir 10^{-12} segundos. Para poder alcanzar

un tiempo de conteo aceptable de manera experimental, es más conveniente utilizar la *luz pseudotermal,* la cual presenta el mismo comportamiento estadístico de la termal, pero con tiempos de correlación menores en hasta varios órdenes comparados con ésta. La particularidad de ésta luz es que su distribución de coherencia de segundo orden presenta una forma Gaussiana que, como se revisará en su oportunidad en la Sección 2.6., es una condición indispensable para los análisis contenidos en este trabajo.

Para un valor muy pequeño en el tiempo de conteo, el valor de la intensidad incidente I(t) se asume constante sobre el intervalo completo de conteo. Como consecuencia, la intensidad integrada representada en la ecuación (2.31) es simplemente igual al producto de dicha intensidad, el tiempo de conteo y el área del detector,

$$W = I(t)\mathcal{A}\tau. \tag{2.41}$$

A pesar de que I(t) en el intervalo es de naturaleza aleatoria, tiene varias propiedades que facilitan su modelado: (i) Sólo tiene valores positivos, (ii) no presenta correlación entre sus valores, (iii) sus componentes real e imaginario son totalmente independientes (lo cual se cumple para un solo estado de polarización) y, (iv) para poder ser de tipo pseudotermal, tiene una distribución espectral de tipo Gaussiano. Para variables aleatorias con estas características, se suele usar la distribución de Rayleigh [3], en donde el valor de la PDF durante el intervalo se ajusta a una estadística exponencial negativa, aplicable para la intensidad integrada, de la forma

$$p_W(W) = \frac{1}{\overline{W}} \exp\left\{\frac{-W}{\overline{W}}\right\}, \qquad W \ge 0. \tag{2.42}$$

Así, la estadística de conteos fotónicos puede ser obtenida sustituyendo este resultado en la fórmula de Mandel (2.35) y posteriormente ejecutando la integral, de la siguiente manera:

$$P(n) = \int_0^\infty \frac{[aW]^n}{n!} e^{-aW} \frac{1}{\overline{W}} \exp\left\{\frac{-W}{\overline{W}}\right\} dW$$

$$= \frac{a^n}{n! \overline{W}} \int_0^\infty W^n \exp\left\{-W\left(a + \frac{1}{\overline{W}}\right)\right\} dW$$

$$= \frac{1}{1 + a\overline{W}} \left(\frac{a\overline{W}}{1 + a\overline{W}}\right)^n, \tag{2.43}$$

y finalmente, usando la relación $\bar{n}=a\bar{W}$ de (2.38), esta ecuación toma la siguiente forma:

$$P(n) = \frac{1}{1 + \bar{n}} \left(\frac{\bar{n}}{1 + \bar{n}} \right)^{n}.$$
 (2.44)

Esta distribución se conoce como distribución de Bose-Einstein (o en estadística como distribución geométrica), y juega un rol muy relevante dentro de la física de partículas indistinguibles (bosones). La distribución de las masas probabilísticas asociadas a la distribución de Bose-Einstein es presentada en la Figura 2.7, y se puede observar que para un mismo valor medio de la Figura 2.6 (es decir, $\bar{n}=5$), los valores máximos de amplitud alcanzados por esta distribución pueden llegar a ser mucho mayores comparados con la distribución de Poisson del escenario determinista.

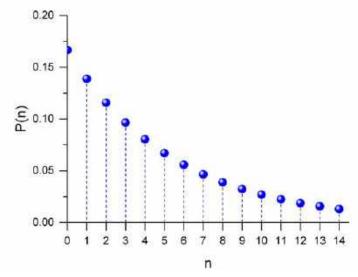


Figura 2.7. Masas de probabilidad asociadas a la distribución de Bose-Einstein ($\bar{n}=5$).

Es interesante observar que cuando la media está muy próxima a cero, las diferencias entre las distribuciones de Poisson y de Bose-Einstein se vuelven muy pequeñas. Esto se puede notar en las ecuaciones evaluadas en los extremos de la PDF, en donde las respectivas probabilidades tienden asintóticamente a los mismos valores:

Poisson
$$\begin{cases} P(0) = e^{-\bar{n}} \cong 1 - \bar{n} \\ P(1) = \bar{n}e^{-\bar{n}} \cong \bar{n} \end{cases}$$
 (2.45)

Bose – Einstein
$$\begin{cases} P(0) = \frac{1}{1+\bar{n}} \cong 1-\bar{n} \\ P(1) = \frac{\bar{n}}{(1+\bar{n})^2} \cong \bar{n} \end{cases}$$
 (2.46)

Ahora bien, si lo que se quiere es poner estas expresiones en términos de una señal real, conviene representar el modelo en términos de la relación señal-ruido (SNR, por sus siglas en inglés), la cual provee la información necesaria para poder expresar la magnitud de las

fluctuaciones en términos de su valor medio. Lo anterior hace necesario conocer tanto la media como su varianza de la señal en cuestión [4,30]. La media se conoce directamente a partir de los conteos fotónicos; por otra parte, si se toma en cuenta que el dominio de la PDF en (2.43) es de valores positivos, se puede calcular su varianza estadística aplicando su definición integral, es decir

$$\sigma_n^2 = \int_0^\infty P(n)(n-\bar{n})^2 dn = \bar{n} + (\bar{n})^2. \tag{2.47}$$

Con lo anterior, se llega a que la expresión para la SNR es

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{rms} = \frac{\bar{n}}{\sigma_n} = \sqrt{\frac{\bar{n}}{1+\bar{n}}}.$$
(2.48)

Esta expresión se aproxima asintóticamente a la unidad conforme la media de los conteos se incrementa, indicando que las fluctuaciones de los conteos son siempre substanciales en comparación con el nivel de ruido.

2.6. Influencia de los campos incidentes sobre la estadística de conteos fotónicos

Los análisis teóricos presentados en las secciones 2.4. y 2.5. parten de los supuestos de que la estadística se integra sobre una base de tiempo infinita y de que el intervalo de conteo es muy pequeño respecto al tiempo de coherencia óptica de la señal. Sin embargo, en una variedad de problemas reales, incluyendo el estudio experimental de los conteos fotónicos, cuando se tiene una intensidad que varía de forma continua es necesario hacer algunas consideraciones de tiempo-finito para poder alcanzar soluciones más realistas, con lo cual el primer supuesto no es del todo válido. Por otro lado, cuando el tiempo de conteo no es tan pequeño en comparación con el de coherencia, hay que empezar a tomar en la cuenta a los campos incidentes y cómo estos afectan a la estadística de conteos fotónicos.

Nuevamente, en la presente discusión se asume que la luz en cuestión es de origen termal o pseudotermal, que es polarizada y que se puede modelar de forma adecuada como un proceso aleatorio ergódico y por lo tanto, estacionario. Como consecuencia, la estadística de W no depende de un tiempo específico de observación t.

Si I(t) representa la intensidad instantánea de la onda observada en un punto específico p, el interés primario es encontrar su intensidad integrada. Si se considera en la ecuación (2.31) que el área puntual es unitaria, se tendrá que

$$W(t) = \int_{t-T}^{t} I(\xi)d\xi \tag{2.49}$$

la cual representa el valor integrado de I(t) sobre un intervalo de observación finito (t-T,t). Nótese que cualquier estimación de la intensidad promedio infinita de una onda debe estar basada necesariamente en el promedio de un tiempo finito, mismo que no es más que el valor de W normalizado en un intervalo definido T. Por conveniencia matemática, se puede elegir que t=T/2, en cuyo caso la ecuación (2.49) puede adoptar la forma

$$W(t) = \int_{-T/2}^{T/2} I(\xi) d\xi.$$
 (2.50)

Nuevamente, el indicador más importante de la magnitud de las fluctuaciones de la intensidad integrada W relativas a su valor medio \overline{W} es el valor cuadrático medio (rms) de la SNR [4,5], es decir,

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{rms} = \frac{\overline{W}}{\sigma_W},$$
(2.51)

Nótese que la desviación estándar σ_W es diferente al σ_n de la ecuación (2.47). Esto se debe a que, si bien el valor medio local de la muestra finita \overline{W} es igual al valor medio resultante de la integral infinita, su desviación estándar, que en la sección anterior fue obtenida a partir de un análisis de primer orden (es decir, con una distribución temporal homogénea de la intensidad integrada), en esta ocasión no es tan simple de obtener.

Con lo anterior, el cálculo del valor medio de W es bastante directo. El valor esperado de la ecuación (2.50) se obtiene bajo el supuesto de que, para el intervalo analizado, el valor esperado de la intensidad promedio es constante,

$$\bar{W} = \int_{-T/2}^{T/2} \bar{I} d\xi = \bar{I}T,$$
 (2.52)

resultado que es bastante independiente del estado de polarización de la onda.

Ahora bien, el cálculo de la varianza σ_W^2 se hace en esta ocasión sobre una variable aleatoria, por lo que tendrá una dependencia del *valor esperado* de dicha variable, es decir, de su PDF:

$$\sigma_W^2 = E \left[(\overline{W})^2 \right] - E[\overline{W}]^2$$

$$= E \left[\left(\int_{-T/2}^{T/2} \overline{I} d\xi \right)^2 \right] - (\overline{W})^2$$

$$= \iint_{-T/2}^{T/2} \overline{I(\xi)I(\eta)} d\xi d\eta - (\overline{W})^2$$

$$= \iint_{-T/2}^{T/2} \Gamma_I(\xi - \eta) d\xi d\eta - (\overline{W})^2$$
(2.53)

donde Γ_I representa la función de autocorrelación de la intensidad instantánea entre las referencias de tiempo ξ y η . Como la función de autocorrelación es siempre par, la integral doble se puede simplificar como una integral simple de dominio infinito, limitada en el rango de autocorrelación determinado por la desigualdad de Schwartz, resultando la siguiente expresión:

$$\sigma_W^2 = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) \Gamma_I(\tau) d\tau - (\overline{W})^2, \tag{2.54}$$

donde

$$\Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) \triangleq \begin{cases} 1 - \left|\frac{\tau}{T}\right| & \left|\frac{\tau}{T}\right| < 1\\ 0 & \text{de otro modo,} \end{cases}$$
 (2.55)

donde τ es el tiempo de coherencia de la señal y T es el intervalo de conteo.

En este punto se vuelve necesario asumir que los campos provienen de fuentes de tipo termal o pseudotermal. Para este tipo de radiación caótica pero determinista, la correlación $\Gamma_I(\tau)$ es equivalente a una función de coherencia de cuarto orden de los campos subvacentes, o de otra forma [29]:

$$\Gamma_I(\tau) = E[\mathbf{u}(t) \, \mathbf{u}^*(t) \, \mathbf{u}(t+\tau) \, \mathbf{u}^*(t+\tau)]$$
 (2.56)

y puede ser expresada en términos de una función de coherencia de segundo orden de dichos campos. Por tratarse de una onda completamente polarizada, la función de autocorrelación se simplifica al tener una dependencia única de la intensidad promedio y de su coherencia, de forma tal que

$$\Gamma_I(\tau) = (\bar{I})^2 [1 + |\gamma(\tau)|^2]$$
 (2.57)

donde $\gamma(\tau)$ es el grado complejo de coherencia de la luz. Sustituyendo esta relación en (2.48), lleva a la siguiente expresión de la desviación estándar para una onda polarizada:

$$\sigma_W^2 = (\overline{W})^2 \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) |\boldsymbol{\gamma}(\tau)|^2 d\tau \right], \tag{2.58}$$

La influencia de la polarización se manifiesta sobre la desviación estándar, pero no tiene ninguna influencia sobre la intensidad integrada media; por lo tanto, es en este punto donde conviene revisar el caso de la luz parcialmente polarizada. Para esto, se parte de la premisa de que la intensidad instantánea puede ser expresada en términos de dos intensidades no correlacionadas con diferentes estados de polarización [3,33],

$$I(t) = I_1(t) + I_2(t),$$
 (2.59)

donde los valores medios de $I_1(t)$ y de $I_2(t)$ son

$$\bar{I}_{1}(t) = \frac{1}{2}\bar{I}(1+\mathcal{P})$$

$$\bar{I}_{2}(t) = \frac{1}{2}\bar{I}(1-\mathcal{P})$$
(2.60)

Donde $\mathcal P$ representa el grado de polarización de la señal que llega a la superficie del fotodetector. Aplicando estas relaciones a la definición de $\Gamma_I(\tau)$ en (2.57), se obtiene

$$\Gamma_{I}(\tau) = 2\bar{I}_{1}\bar{I}_{2} + (\bar{I}_{1})^{2}[1 + |\gamma(\tau)|^{2}] + (\bar{I}_{2})^{2}[1 + |\gamma(\tau)|^{2}], \qquad (2.61)$$

o de otra forma,

$$\Gamma_I(\tau) = (\bar{I})^2 + \frac{1}{2}(\bar{I})^2 (1 + \mathcal{P}^2) | \gamma(\tau) |^2.$$
 (2.62)

Este último resultado se puede incluir para modificar la expresión de la varianza σ_W^2 en (2.58), de tal manera

$$\sigma_W^2 = \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} (\overline{W})^2 \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda \left(\frac{\tau}{T} \right) |\gamma(\tau)|^2 d\tau \right]$$
 (2.63)

para una onda parcialmente polarizada, con grado de polarización \mathcal{P} .

Condesando los resultados anteriores en el cálculo de la relación señal-ruido RMS de la ecuación (2.54) se encuentra que

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{rms} = \sqrt{\frac{2}{1 + \mathcal{P}^2}}\mathcal{M},\tag{2.64}$$

donde el número ${\mathcal M}$ está dado por

$$\mathcal{M} = \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) |\boldsymbol{\gamma}(\tau)|^2 d\tau \right]^{-1}.$$
 (2.65)

Este parámetro es en realidad de suma importancia en el análisis estadístico de fotodetección, y su significado físico puede ser mejor comprendido si se consideran sus valores límite. Por un lado, el dominio de la función $\Lambda(\tau/T)$ es 2T, mientras que el dominio de la función $|\gamma(\tau)|^2$ es aproximadamente el doble del tiempo de coherencia $2\tau_c$. Si se analiza el caso en que $T\gg\tau_c$, se tendrá que

$$\mathcal{M} \cong \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |\boldsymbol{\gamma}(\tau)|^2 d\tau\right]^{-1} = \frac{T}{\tau_c} \tag{2.66}$$

Para este límite el parámetro $\mathcal M$ está dado por el número de intervalos de coherencia contenidos dentro del tiempo de medición T.

Si se analiza el extremo opuesto, en que $T \ll \tau_c$, el resultado es

$$\mathcal{M} \cong \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) d\tau\right]^{-1} = 1 \qquad (T \ll \tau_c). \tag{2.67}$$

Esto último quiere decir que, conforme se tiene un intervalo de medición más pequeño, el número de intervalos de coherencia que influencian al resultado experimental se aproxima a la unidad. Valores de $\mathcal M$ menores a la unidad no son posibles, por lo que las mediciones

experimentales tendrán al menos una célula de coherencia como límite último de influencia de los campos.

De acuerdo con los resultados anteriores, en el caso general de un tiempo de medición T relacionado de forma arbitraria con el tiempo de coherencia τ_c , se interpreta que el número $\mathcal M$ representa el número de células de coherencia de la onda luminosa que influencian el resultado experimental. Para especificar el valor de $\mathcal M$ en este caso general, es necesario primero conocer $|\gamma(\tau)|^2$, o en otras palabras, la distribución espectral de la luz. Para los casos analizados en los trabajos experimentales será de particular interés el tener las soluciones analíticas para el modelo espectral que mejor se ajuste a la señal de salida de un láser de fibra, que por lo general, es de perfil Gaussiano. En el Apéndice A se detalla este procedimiento matemático, en el cual a partir de la aplicación de la ecuación (2.65) se desprende que, para un perfil de tipo Gaussiano, el número $\mathcal M$ puede ser obtenido mediante

$$\mathcal{M} = \left[\frac{\tau_c}{2} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\pi} \frac{T}{\tau_c} \right) + \frac{1}{\pi} \left(\frac{\tau_c}{T} \right)^2 \left(1 - e^{-\pi \left(\frac{T}{\tau_c} \right)^2} \right) \right]^{-1}. \tag{2.68}$$

Esta ecuación es de particular interés en este estudio, ya que permite estimar el número $\mathcal M$ a partir de dos variables cuantificables experimentalmente, como lo son el tiempo de coherencia τ_c , obtenido a partir del ancho espectral, y el intervalo de medición, el cual depende de las frecuencias de muestreo del método de detección utilizado.

2.7. Estadística de luz termal con intervalo de conteo arbitrario

En la práctica, no siempre se cuenta con fotodetectores con intervalos mucho menores al tiempo de coherencia óptica de la señal de ASE, por lo que es necesario extender el modelo teórico obtenido en la Sección 2.6. de tal forma que se consideren dos aspectos adicionales: (i) la influencia que tiene el tiempo de conteo real, la cual depende del fotodetector utilizado y (ii) la calidad en la reconstrucción las señales eléctricas, determinada por la velocidad del instrumento de conteo (que en este estudio es el osciloscopio). Para este fin, se pueden utilizar los conceptos incluidos en las referencias [1] y [31] para lograr una buena aproximación de la PDF.

Nuevamente y por simplicidad, se iniciará el análisis con luz polarizada. El proceso para encontrar las estadísticas fotónicas es el que ya se expuso: primero se debe encontrar la función de densidad $p_W(W)$ para la intensidad integrada, posteriormente se debe sustituir dicha función en la fórmula de Mandel, y finalmente se deben ejecutar las integraciones

correspondientes. Sin embargo, la determinación de la estadística de la intensidad integrada en esta ocasión no es un problema trivial, ya que para obtener la función $p_W(W)$ que antes partía de una curva I(t) dentro de un intervalo de observación (-T/2, -T/2) como la presentada en la Figura 2.8(a), ahora se parte de una forma de señal compuesta por un tren de muestras rectangulares como la expuesta en en la Figura 2.8(b).

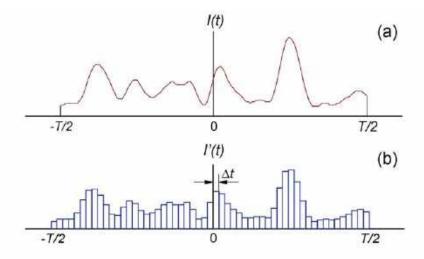


Figura 2.8. Aproximación de una señal de intensidad instantánea de variación suave I(t) mediante un tren de muestreos rectangulares I'(t).

En esta ocasión el intervalo de medición (-T/2, -T/2) quedará subdividido en m subintervalos de igual duración y dentro de cada subintervalo el valor aproximado de I(t) permanecerá constante; al final de cada subintervalo, la forma de onda aproximada salta a un nuevo valor constante, que es estadísticamente independiente de todos los valores anteriores. La PDF de este tren de muestreos rectos en un instante en t y dentro del nuevo subintervalo debe ser la misma que su contraparte analógica.

La intensidad integrada es aproximada en términos del área de cada rectángulo, es decir

$$W(t) = \int_{-T/2}^{T/2} I(t)dt \cong \sum_{i=1}^{m} I_i \Delta t = \frac{T}{m} \sum_{i=1}^{m} I_i , \qquad (2.69)$$

donde Δt es el ancho de un subintervalo del tren de muestreo, I_i es la altura del rectángulo para el *i-ésimo* intervalo y recordando que m representa el número de subintervalos de igual duración dentro del intervalo total de medición. Para simplificar la nomenclatura, el I_i será considerado simplemente como I en las siguientes ecuaciones partiendo de que sus propiedades estadísticas deben ser las mismas que para el caso analógico.

Con base en la discusión previa sobre la estadística de la luz termal, se sabe que la PDF de sus conteos fotónicos se ajusta a la distribución de Rayleigh. Si para el presente análisis, se pone la ecuación (2.42) en términos de intensidad individual de cada muestra, ésta adoptará la forma

$$p_I(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp\left\{\frac{-I}{\bar{I}}\right\}, \qquad I \ge 0. \tag{2.70}$$

Para poder extender el resultado hacia la intensidad integrada, hay que decir que en teoría de la probabilidad y estadística, la función característica de cualquier variable aleatoria de valor real define completamente su distribución de probabilidad. Si una variable aleatoria admite una función de densidad de probabilidad, entonces la función característica es la transformada de Fourier de la función de densidad de probabilidad. La función carácterística se define como [3,31,33]

$$\mathbf{M}_{I}(\omega) \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} \exp(j\omega I) \, p_{I}(I) dI = \frac{1}{\bar{I}} \int_{0}^{\infty} \exp(j\omega I) \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}}\right) dI$$

$$= \int_{0}^{\infty} \exp\left(j\omega I - \frac{I}{\bar{I}}\right) dI = \int_{0}^{\infty} \exp\left[-\frac{I}{\bar{I}}(j\omega \bar{I} - 1)\right] dI$$

$$= \frac{1}{j\omega \bar{I} - 1} \exp\left[-\frac{I}{\bar{I}}(1 - j\omega \bar{I})\right]_{0}^{\infty} = \frac{1}{1 - j\omega \bar{I}}$$
(2.71)

De acuerdo con la hipótesis establecida, la intensidad integrada deberá estar compuesta por el producto las PDFs de cada una de las intensidades rectangulares individuales dentro del intervalo del tren de muestreos, es decir

$$\mathbf{M}_{W}(\omega) \cong \left[\frac{1}{1 - j\omega \frac{\bar{I}T}{m}}\right]^{-m}.$$
(2.72)

Ya que se conoce la función generadora del tren completo de muestras, se puede aplicar sobre esta última la transformada inversa de Fourier para conocer la correspondiente PDF para determinar $p_W(W)$,

$$p_{W}(W) \cong \begin{cases} \left(\frac{m}{\overline{I}T}\right)^{m} \frac{W^{m-1} \exp\left(-m\frac{W}{\overline{I}T}\right)}{\Gamma(m)} & W \geq 0 \\ 0 & \text{De otra forma,} \end{cases}$$
 (2.73)

donde $\Gamma(m)$ es la función Gamma del argumento m, por lo que esta última función es conocida como función de densidad de probabilidad Gamma.

Una vez que se conoce la PDF de la intensidad integrada del tren de muestras rectangulares, hay que elegir los parámetros de la función de densidad de la función (2.73) de tal manera que se puedan ajustar lo mejor posible a la función de densidad real de W. Un enfoque que se puede usar es el de la elección de un par de parámetros \bar{I} y m tales que la media y la varianza de la función de densidad aproximada empate exactamente con los valores reales de media y de varianza para W. La media y la varianza para la función de densidad Gamma de la Ecuación (2.73) están definidas como

$$\overline{W} = \frac{m}{m/\overline{I}T} = \overline{I}T$$

$$\sigma_W^2 = \frac{m}{(m/\overline{I}T)^2} = \frac{(\overline{I}T)^2}{m}.$$
(2.74)

La media de la función muestreada coicide con la media real expresada en la ecuación (2.54), pero para que la varianza de aproximación coincida con la varianza expresada en la ecuación (2.61), se requiere que se cumpla

$$m = \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) |\boldsymbol{\gamma}(\tau)|^2 d\tau \right]^{-1} \triangleq \mathcal{M}.$$
 (2.75)

Expresado en palabras, este último resultado quiere decir que el número de subintervalos en la función de muestreo rectangular debe ser elegido con el mismo valor del número de células de coherencia que influencia la medición de la intensidad integrada. Se debe notar que el razonamiento quasi-físico que llevó a deducir la ecuación (2.73), y el cual asumía que la señal se dividía en un número entero de m subintervalos, se ha "degenerado" por un parámetro $\mathcal M$ que no es necesariamente un entero. En este punto conviene mejor dejar de lado el enfoque cuasi-físico y simplemente enfocarse en la función de densidad Gamma como una aproximación general de la función de densidad real, con parámetros que se deben elegir de la forma adecuada que beneficien a la exactitud de la aproximación utilizada. En los estudios experimentales posteriores se buscará demostrar que, mientras se elijan parámetros que empaten de forma razonable, no existe razón por la cual asumir a priori que esta elección va a derivar en el ajuste más exacto posible entre el valor real y aproximado de la PDF para todos los valores de W; sin embargo, esta elección se suele hacer de forma simple y en consecuencia, es usualmente aceptada.

Adecuando la ecuación (2.73), se podrá llegar a la función de intensidad integrada para luz termal polarizada, es decir

$$p_{W}(W) \cong \begin{cases} \left(\frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^{\mathcal{M}} \frac{W^{\mathcal{M}-1} \exp\left(-\mathcal{M}\frac{W}{\overline{W}}\right)}{\Gamma(\mathcal{M})} & W \geq 0 \\ 0 & \text{De otra forma,} \end{cases}$$
(2.76)

Esta función puede ser graficada contra W para diferentes valores de \mathcal{M} , como se presenta en la Figura 2.9 y, de acuerdo con la ecuación (2.68), estos valores pueden ser relacionados con combinaciones de T/τ_c si se parte de un espectro de tipo Gaussiano de la señal analizada.

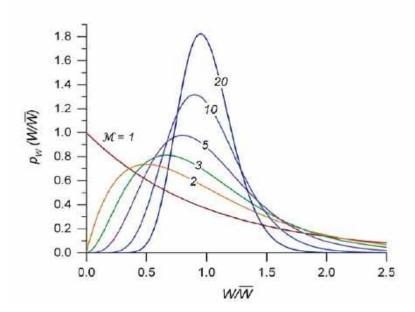


Figura 2.9. Función de densidad de probabilidad de la intensidad integrada de una fuente de luz termal polarizada, normalizada respecto a su valor medio \overline{W} para varios valores de \mathcal{M} .

De esta manera, \mathcal{M} representa el número de grados de libertad de la intensidad incluida dentro del intervalo. Al calcular la PDF con ayuda de las Ecuaciones (2.68) y (2.76), dos casos son de particular interés: cuando el tiempo de integración es muy largo comparado con el tiempo de coherencia y, de forma recíproca, cuando el tiempo de integración es demasiado corto; ambos fueron analizados para el caso continuo en la sección 2.6. En aquella ocasión se había establecido que sin importar cuán corto es este tiempo de integración, el número de grados de libertad nunca puede ser menor a la unidad; en cuyo caso límite la función de densidad Gamma se reduciría a un exponencial negativo. Cuando el tiempo de integración es mucho más grande que el tiempo de coherencia, el número de grados de libertad es igual al número de intervalos de coherencia contenidos dentro del intervalo de medición.

Ahora que se cuenta con $p_W(W)$, ya se tienen todos los elementos para el cálculo de la PDF del número de conteos fotónicos que ocurren en un intervalo de tiempo de longitud arbitraria, mediante la aplicación de la fórmula de Mandel (2.35),

$$P(n) = \int_0^\infty P(n|W)p_W(W)dW$$

$$= \int_0^\infty \frac{[aW]^n}{n!} e^{-aW} \left(\frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^{\mathcal{M}} \frac{W^{\mathcal{M}-1} \exp\left(-\mathcal{M}\frac{W}{\overline{W}}\right)}{\Gamma(\mathcal{M})} dW. \tag{2.77}$$

El desarrollo algebraico de esta integral se expone en el Apéndice B, y recordando la relación directa entre la media de la intensidad integrada y los conteos fotónicos ($\bar{n} = \alpha \bar{W}$), la forma definitiva que tiene la PDF será [27,29]

$$P(n) = \frac{\Gamma(n+\mathcal{M})}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[1 + \frac{\mathcal{M}}{\bar{n}} \right]^{-n} \left[1 + \frac{\bar{n}}{\mathcal{M}} \right]^{-\mathcal{M}}.$$
 (2.78)

Esta distribución es conocida con el nombre de *distribución binomial negativa* y es graficada para algunos casos representativos en la Figura 2.10. En ella nuevamente destaca el parámetro $\mathcal M$ como el número de grados de libertad de la distribución; además de que se puede observar que, para un intervalo de integración τ muy pequeño (es decir, cuando $\mathcal M \to 1$), esta distribución se reduce a la distribución de Bose-Einstein obtenida en la sección 2.5.

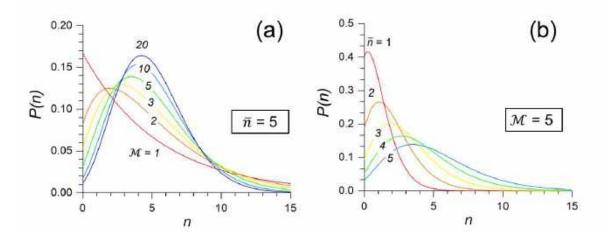


Figura 2.10. Gráficas de la distribución binomial negativa. En (a) se ejemplifican 6 casos en los cuales se hace variar el parámetro $\mathcal M$ usando los mismos valores de la Figura 2.9, manteniendo una media de conteos fotónicos constante de $\overline n=5$; mientras que en (b) se presentan 5 casos adicionales, en los cuales se utiliza un parámetro fijo $\mathcal M=5$ y se hace variar la media de los conteos con valores desde 1 hasta 5 conteos.

Para poder generalizar este resultado, obtenido bajo el supuesto de un solo estado de polarización, se debe volver a considerar que cuando la luz es parcialmente polarizada, la intensidad integrada total puede ser calculada como la suma de dos componentes independientes. Cada uno de estos componentes se pueden interpretar como las proporciones resultantes después de pasar la luz por un instrumento polarizador que diagonalice la matriz de Jones, tal y como se presentó en la ecuación (2.59), es decir,

$$W = W_1 + W_2, (2.79)$$

donde se cumple que sus valores promedios se pueden obtener mediante

$$\overline{W} = \overline{W}_1 + \overline{W}_2,$$

$$\overline{W}_1 = \frac{\overline{W}}{2} (1 + \mathcal{P}),$$

$$\overline{W}_2 = \frac{\overline{W}}{2} (1 - \mathcal{P}).$$
(2.80)

Debido a que, como ya fue expuesto, en la luz termal existe independencia estadística de W_1 y de W_2 , se puede esblecer que

$$p_W(W) = p_1(W_1) * p_2(W_2), (2.81)$$

siendo p_1 y p_2 las funciones de densidad de probabilidad de W_1 y de W_2 , respectivamente.

De esta manera se puede establecer que para poder obtener una PDF válida para cualquier estado de polarización, la convolución de sus PDFs discretas individuales deben corresponderse exactamente con sus contrapartes continuas. Así, si $P_1(n)$ y $P_2(n)$ son las densidades de probabilidad discretas asociadas a las distribuciones continuas p_1 y p_2 , respectivamente (cada una derivada de la fórmula de Mandel de forma continua), entonces

$$P(n) = \sum_{i=1}^{n} P_1(i) P_2(n-i), \qquad (2.82)$$

Si se aplica este resultado a las distribuciones binomiales negativas asociadas de cada una de las componentes de polarización independientes, se llega a la expresión de distribución de probabilidad de conteos para luz termal parcialmente polarizada,

$$P(n) = \left[1 + \frac{2\mathcal{M}}{\overline{n}(1+\mathcal{P})}\right]^{-n} \left[1 + \frac{\overline{n}}{\mathcal{M}} + \left(\frac{\overline{n}}{2\mathcal{M}}\right)^{2} (1-\mathcal{P}^{2})\right]^{-\mathcal{M}}$$

$$\times \sum_{i=1}^{n} \frac{\Gamma(n-i+\mathcal{M})}{\Gamma(n-i+1)\Gamma(\mathcal{M})}$$

$$\times \frac{\Gamma(i+\mathcal{M})}{\Gamma(i+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[\frac{\overline{n}(1-\mathcal{P}^{2}) + 2\mathcal{M}(1-\mathcal{P})}{\overline{n}(1-\mathcal{P}^{2}) + 2\mathcal{M}(1+\mathcal{P})}\right]^{i}.$$
(2.83)

Esta convolución discreta puede ser obtenida numéricamente para determinar la distribución de probabilidad de conteos para cualquier grado de polarización. Cuando un componente de polarización tiene valor de intensidad cero, la convolución discreta se reduce a una distribución binomial asociada a los conteos generados por el otro componente individual. De acuerdo a este resultado, cuando la luz es completamente no polarizada ($\mathcal{P}=0$), la convolución se reduce a

$$P(n) = \left[1 + \frac{2\mathcal{M}}{\bar{n}}\right]^{-n} \left[1 + \frac{\bar{n}}{2\mathcal{M}}\right]^{-2\mathcal{M}} \frac{\Gamma(n+2\mathcal{M})}{\Gamma(n+1)\Gamma(2\mathcal{M})},\tag{2.84}$$

la cual es una distribución binomial negativa con $2\mathcal{M}$ grados de libertad.

Debe aclararse en este punto que las soluciones que se han presentado aquí para los casos que involucran luz termal han sido obtenidos de forma aproximada, con base en las formas asumidas para $p_W(W)$ que solo varían de forma temporal, más no espacialmente. Es posible obtener tratamientos más exactos, utilizando expansiones muestrales de procesos aleatorios en términos de un conjunto de funciones ortonormales en el intervalo $(-T/2,\ T/2)$ [32,33]. Sin embargo, la elección de estos conjuntos debe ser la adecuada y no está excenta de cierto grado de empirismo, por lo que de momento se sale del ámbito del presente estudio.

Referencias

- [1] L. Mandel, "Fluctuations of Photon Beams: The Distribution of the Photo-Electrons", Proc. Phys. Soc. 74, pp. 233, 1959.
- [2] M. Kac, J. Logan. E. W. Montroll, J. L. Lebowitz (eds.) "Fluctuations", In *Fluctuation Phenomena*, Volume IV, Amsterdam: North-Holland, 1976.
- [3] J. W. Goodman, *Statistical Optics*, New York: Wiley, pp. 85-91, 121-124, 238-243, 468-470, 476-479, 2000.
- [4] L. Mandel, "Fluctuations of Photon Beams and their Correlations", Proc. Phys. Soc., 72, pp. 1037, 1958.
- [5] A. Mussot, A. Kudlinski, M. Kolobov, E. Louvergneaux, M. Douay, and M. Taki, "Observation of extreme temporal events in CW-pumped supercontinuum," Opt. Express 17 (19), pp. 17010–17015, 2009.
- [6] A. Jin , H. Zhou, X. Zhou, J. Hou and Z. Jiang, "High-power ultraflat near-infrared supercontinuum generation pumped by a continuous amplified spontaneous emission source," Photon. J. 24(3), 0900710, 2018.
- [7] Y. E. Monfared and S. A. Ponomarenko, "Non-Gaussian statistics and optical rogue waves in stimulated Raman scattering," Opt. Express 25, pp. 5941-5950, 2017.
- [8] P. Walczak, S. Randoux, and P. Suret, "Optical rogue waves in integrable turbulence", Physical Review Letters, Vol. 114 (14), 140905(5), 2015.
- [9] E. Mejía-Beltrán, M. Yasin (Ed.), "Rare-Earth Doped Optical Fibers", in *Selected Topics on Optical Fiber Technology*, IntechOpen, 2012.
- [10] V. Ter-Mikirtychev, *Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers,* Switzerland: Springer International Publishing, pp. 10-17.
- [11] M. Planck, *The theory of heat radiation,* Translated by M. P. Malsius, 2nd Ed., Philadelphia, PA: Blackinston's Son and Co., 1914.
- [12] W. Miniscalco, M. J. F. Digonnet (Ed.), "Optical properties of rare earth ions in glasses", in *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd. edn, New York: Marcel Dekker, Chap. 2, 1993.
- [13] J. M. Pellegrino, W. M. Yen and M. J. Weber, "Composition dependence of Nd³⁺ homogeneous line widths in glasses", J. App. Phys. 51, pp. 6332, 1980.
- [14] J. T. Fournier and R. H. Bartram, "Inhomogeneous broadening of optical spectra of Yb³⁺ in phosphate glass, J. Phys. Chem. Solids 31, pp. 2615-2624, 1970.
- [15] P. R. Morkel and R. I. Laming, "Theoretical modeling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption," Opt. Lett. 14, pp. 1062-1064, 1989.
- [16] Jonathan R. Armitage, "Three-level fiber laser amplifier: a theoretical model," Appl. Opt. 27, pp. 4831-4836, 1988.
- [17] A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evanskow and J. Aspel, "Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers," IEEE Photon. Technol Lett. 2, pp. 714-717, 1990.

- [18] M. Peroni and M. Tamburrini, "Gain in erbium-doped fiber amplifiers: a simple analytical solution for the rate equations," Opt. Lett. 15, pp. 842-844, 1990.
- [19] M. J. F. Digonnet, "Theory of operation of three- and four-level fiber amplifiers and sources". In *Fiber Laser Sources and Amplifiers*. Proc. SPIE 1171:8-26, 1990.
- [20] M. J. F. Digonnet, "Closed-form expressions for the gain in three- and four-level laser fibers", IEEE J. Quantum Electron. 26, 1990.
- [21] C.R. Giles, E. Desurvire, "Modeling of erbium-doped fiber amplifiers", J. Lightwave Tech., vol. 9, no. 2, pp. 271-283, 1991.
- [22] P. W. Wysocki, M. J. F. Digonnet, B. Y. Kim, H. J. Shaw, "Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications," J. Lightwave Tech., vol. 12, pp. 550-567, 1994.
- [23] Jean-Francois Marcerou, Herve A. Février, Josiane Ramos, Jacques C. Auge, Philippe Bousselet, "General theoretical approach describing the complete behavior of the erbium-doped fiber amplifier," Proc. SPIE 1373, Fiber Laser Sources and Amplifiers II, 1991.
- P. Wang and W. A. Clarkson, "High-power, single-mode, linearly polarized, ytterbium-doped fiber superfluorescent source," Opt. Lett., vol. 32, no. 17, pp. 2605-2607, 2007.
- [25] O. Schmidt et al., "High power narrow-band fiber-based ASE source," Opt. Expr., vol. 19, no. 5, pp. 4421-4427, 2011.
- [26] T. Li and M. C. Teich, "Photon point process for traveling-wave laser amplifier," IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, no. 9, pp. 2568-2578, 1993.
- [27] L. Mandel, E. Wolf (Ed.), "Fluctuations on light beams," in *Progress in Optics*, Vol. II, Amsterdam: North-Holland, p. 363, 1963.
- [28] J. R. Klauder and E. C. G. Sudarshan, *Fundamentals of Quantum Optics,* New York: W. A. Benjamin, 1968.
- [29] B. Saleh, *Photoelectron statistics*, Berlin: Springer-Verlag, 1978.
- [30] S. Lowenthal and D. Joyeux, "Speckle removal by a slowly moving diffuser associated with a motionless diffuser," J. Opt. Soc. Am. 61, pp. 847-851, 1971.
- [31] S. O. Rice, "Mathematical analysis of random noise," Bell Syst. Tech. J. 24, pp. 46, 1945.
- [32] C. L. Mehta, "New Approach to the Phase Problem in Optical Coherence Theory*," J. Opt. Soc. Am. 58, pp. 1233-1234, 1968.
- [33] C. L. Mehta, E. Wolf (Ed.) "Theory of photoelectric counting," in *Progress in Optics*, vol. VIII, pp. 373–440. Amsterdam: North-Holland, 1970.
- [34] A. E. Siegman, Lasers, Stanford CA, USA: University Science Books, pp. 115, 247-250, 1986.

Capítulo 3

Fuente ASE de banda angosta basada en fibra dopada con erbio

Las fuentes de luz basadas en ASE se caracterizan por tener un espectro óptico amplio y una alta estabilidad temporal dada su ausencia de oscilaciones de relajación, o de efectos de interferencia. Tales tipos de fuentes de luz han probado ser de gran utilidad en una variedad de aplicaciones, entre las que se encuentran los giroscopios de fibra-óptica de alta precisión [1,2], la iterferometría de baja-coherencia [3], la tomografía de coherencia óptica [4, 5], por mencionar solamente algunas. Recientemente, se ha demostrado que los pulsos de ASE en el orden de los nanosegundos generados por láseres de fibra de Q-switch activo podrían servir como una fuente de bombeo efectiva para la generación de supercontinuo [6-8]. Asimismo, las fuentes de ASE pueden usarse como semilla para la amplificación CW, al poder alcanzarse niveles de cientos de vatios de potencia con la supresión simultánea de pérdidas por efectos no lineales como el esparcimiento stimulado de Brillouin, debido a la gran amplitud de su espectro óptico [9-11]. Cabe mencionar que, en los ampificadores de fibra óptica utilizados en enlaces de comunicaciones, el ruido de ASE es agregado de forma natural a la señal amplificada, deteriorando su relación señal-ruido [12-15].

En el Capítulo 2 se demostró que el ruido fotónico ASE es modelado con bastante exactitud por la distribución binomial negativa, donde el factor $\mathcal M$ representa el número de células de coherencia de la onda luminosa que afectan el resultado experimental, y es definido en términos de la relación entre el espectro óptico de emisión espontánea (B_{op}) , respecto al ancho de banda del fotodetector (B_{el}) así como de su estado de polarización (s). A pesar de que las propiedades del ruido de ASE ya han sido ampliamente estudiadas, sus detalles finos, así como la morfología de sus pulsos aleatorios (mostrados por ejemplo, en la Fig. 1 , Ref. [16]), siguen presentando interés y son la principal motivación del presente estudio.

En esta sección, se reportan datos experimentales de los pulsos de ruido ASE inherentes en un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA, por sus siglas en inglés), filtrado ópticamente por rejillas de Bragg de fibra (FBGs, por sus siglas en inglés) con diferentes anchos espectrales. El conjunto de FBGs utilizadas en los experimentos permitieron variar la relación B_{op}/B_{el} desde valores de 0.16 hasta 9.30; mientras que el número de estados

ortogonales s tomó valores de 1, para luz con un solo estado de polarización o de 2, para luz sin polarización.

También, se observó que los pulsos individuales del ruido que componen la señal de ASE muestran una forma muy similar a una función Gaussiana con magnitudes, anchos e intervalos de secuencia que pueden ser descritos mediante PDFs con parámetros muy específicos. Asimismo, es presentado un método para el cálculo de las gráficas de diferenciales de la señal de ruido respecto al tiempo, lo cual permite analizar el ensanchamiento espectral ocasionado por el efecto no lineal de SPM en la fibra óptica, y observar que dicha distribución presenta una forma triangular simétrica si se muestra sobre una escala semi-logarítmica. El efecto de ensanchamiento espectral de la señal de ASE a su vez es revisado, al hacer pasar la señal de la fuente a través de un segmento largo de fibra de comunicaciones y analizar si existen alteraciones en su forma espectral.

3.1. Descripción y espectroscopía de la emisión láser de fibras dopadas con erbio

Como fue mencionado en la introducción, el tema de las propiedades físicas del erbio como dopante alojado en materiales vítreos empezó a causar interés a partir de los trabajos de los equipos encabezados por S. B. Poole y R. J. Mears a mediados de la década de 1980, debido a su amplia aplicación en la industria de comunicaciones. En las referencias [17-19] se presentan algunos ejemplos de los avances en el tema durante este período y ,aunque su estudio es de gran amplitud, con fines del presente trabajo es necesario incluir cierto contexto sobre temas muy específicos relacionados a la emisión del Er³+, para posteriormente profundizar en el tema de sus cadenas de amplificación; y para este fin, se debe hacer uso de los conceptos de ensanchamiento homogéneo y no homogéneo revisados anteriormente en la sección 2.2.

La Figura 3.1 presenta un primer diagrama simplificado de los niveles de energía de Stark para el vidrio de sílice dopado con erbio y sus transiciones asociadas más importantes. La nomenclatura de este diagrama está de acuerdo con el acoplamiento de Rusell-Saunders (o acoplamiento LS) [19,20], que consta de tres parámetros cuánticos: L representa el momento angular orbital, el cual es identificado mediante letras (S, P, D, F, G, H, I, K, etc., que se corresponden con L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, etc.); el superíndice a la izquierda denota el número S, y viene dado por la relación 2S+1 donde S es un múltiplo de $\frac{1}{2}$ determinando por la contribución de todos los electrones no-pareados del nivel respectivo; y finalmente, el subíndice inferior derecho J, que representa la suma total del momento angular, es decir, L + S en formado de medios enteros.

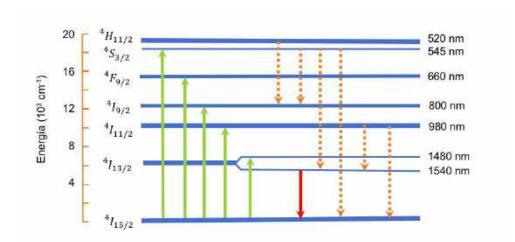


Figura 3.1. Diagrama simplificado de niveles de energía del erbio en vidrio de sílice presentando sus bandas de absorción. Las flechas sólidas en verde representan posibles transiciones de absorción y las naranjas punteadas las posibles transiciones láser. De particular interés es la flecha roja, ya que se encuentra en el rango de las fibras ópticas usadas en la tercera ventana de comunicaciones.

Los dos procesos principales que contribuyen a la población de estos niveles de energía son, como se comentó en el Capítulo 2, el decaimiento radioactivo (emisión) representado en la gráfica con flechas naranjas punteadas, y el decaimiento no radioactivo (omitido por simplicidad), en donde la energía de excitación es convertida en uno o varios cuantos de vibración (fonones) de la red cristalina circundante. Este esquema desprecia el efecto de la interacción entre iones, considerando que los niveles de dopaje son los adecuados.

De acuerdo con las transiciones de absorción de bombeo representadas mediante flechas verdes al lado izquierdo de la Figura 3.1 [21], se pueden identificar varias bandas relevantes que permiten la población del nivel metaestable $^4I_{13/2}$; pero de todas éstas, destacan las que tienen valores que se ajustan a diodos láser comerciales, es decir, las de ~810, ~980 o ~1480 nm. Además existen otras bandas de interés, entre las que se cuentan las de 660 nm (correspondiente al nivel $^4F_{9/2}$), y las de 532 y 514.5 nm (ambas en el nivel $^2H_{11/2}$). De todas estas opciones, las localizadas en 514.5 y ~810 nm sufren del efecto de ESA, en el cual se presentan pérdidas indeseables de fotones hacia niveles de energía superiores, impactando en una disminución de la eficiencia de amplificación, así como en un incremento del umbral de laseo. En resumen, las bandas de bombeo adecuadas para reducir la ESA en sílice dopado con erbio son aquellas que están en longitudes de onda cercanas a 532, 660, 980 y 1480 nm.

La transición más importante dentro de las aplicaciones láser, tanto en absorción como en emisión, es la $^4I_{13/2} \rightarrow \ ^4I_{15/2}$, la cual está centrada en longitudes en la banda de comunicaciones alrededor de 1.55 µm. Un ejemplo de las diferentes bandas de absorción y de emisión que componen esta banda se detallan, para un vidrio de silicato de aluminio dopado con erbio, en la Figura 3.2.

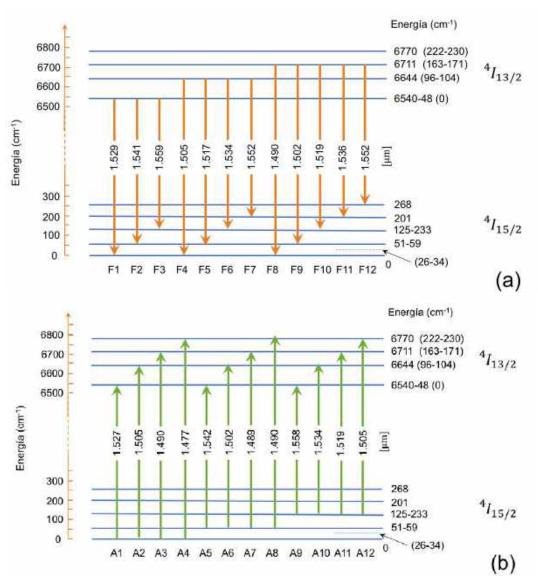


Figura 3.2. Diagrama detallado de niveles de energía de los niveles de Stark ${}^4I_{13/2}$ y ${}^4I_{15/2}$ evaluados para vidrio de silicato de aluminio con dopaje de erbio, para las transiciones de (a) fluorescencia y (b) absorción [21].

La transición ${}^4I_{13/2} \leftrightarrows {}^4I_{15/2}$ es básicamente de tres niveles, sin embargo, su banda colectora es lo suficientemente ancha para permitir que las transiciones en sus longitudes

de onda más altas (de \sim 1.6 μ m o más) se vayan a subniveles superiores menos poblados, es decir, que se puede ver también como una transición de 4 niveles.

En presencia de una perturbación de campo eléctrico externo, tal como la causada por el campo cristalino del vidrio huésped, los niveles de energía LSJ se pueden subdividir en un máximo de hasta J+1/2 componentes de Stark [22]; lo cual corresponde a 8 componentes para el nivel base $^4I_{15/2}$ y a 7 para el nivel superior $^4I_{13/2}$. Este número de niveles depende del tipo de simetría existente en el campo cristalino; a menor simetría, el número de niveles crece.

Por su parte, las posiciones espectrales de las transiciones son indicadas en la Figura 3.3, la cual presenta las secciones de corte de fluorescencia y absorción medidas para este tipo de vidrio.

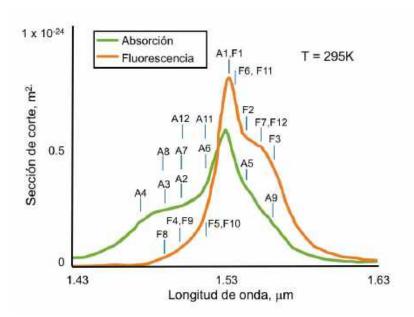


Figura 3.3. Espectros de sección de corte de absorción y emisión para una fibra con silicato de aluminio dopada con erbio, mostrando las transiciones A1-A12 (absorción) y F1-F12 (emisión) asignadas desde el diagrama de niveles de energía ${}^4I_{13/2} \leftrightarrows {}^4I_{15/2}$ de la Figura 3.2.

Como se puede apreciar, las líneas de absorción y la fluorescencia tienen espaciamientos muy estrechos, lo que produce que exista un fuerte traslape espectral entre las líneas de ensanchamiento. Como se distingue en la Figura 3.3, la subdivisión de los estados base y metaestable es cercano a 250 cm⁻¹, lo que corresponde a un espacio promedio entre subniveles de Stark cercano a $\Delta E \approx 50 \ {\rm cm}^{-1}$. En equilibrio térmico, la razón entre dos subniveles de población adyacentes es, como fue explicado en la ecuación (2.2),

 $\exp(-\Delta E/k_BT)=0.78$, lo cual indica que existe una concentración termal grande en cada colector J. Debido a que la tasa de decaimiento no radioactivo entre niveles adyacentes de energía decrece exponencialmente con el espacio entre ellos, la relajación dentro de la banda colectora que lleva a un equilibrio térmico es un proceso mucho más rápido que el decaimiento no radioactivo ocurriendo entre los colectores J.

3.2. Algoritmo computacional para el modelado de conteos fotónicos

En el Capítulo 2 se expusieron las diferentes expresiones matemáticas que permiten el modelado de una señal de ruido ASE de banda angosta. Con base en estos conceptos, ahora se sabe que una señal de luz termal con espectro de tipo Gaussiano se ajusta al modelo matemático con estadística asimétrica de Bose-Einstein con grado de degeneración \mathcal{M} . Para demostrar la validez del modelo, se propone la comparación de las formulaciones teóricas respecto al desarrollo experimental de una fuente de semilla ASE, el cual es discutido las siguientes secciones de este capítulo. Cabe aclarar que para poder llevar a cabo esta comparación, se consideran dos posibles formas de representación de la señal de ruido de ASE, ambas obtenidas con el osciloscopio: (i) histograma de conteos de señal, el cual toma en cuenta varios millones de puntos de muestreo de señal procesados y agrupados en tiempo real y (ii) segmentos de traza continua, también de varios millones de registros, almacenados en una sola toma y utilizando la capacidad máxima de almacenamiento del instrumento.

Partiendo de los modelos explicados en el marco teórico, ahora se sabe que la media de los fotones medidos en el conjunto experimental se puede obtener mediante la relación

$$\bar{n} = \frac{W}{h\bar{\nu}} = \frac{PT}{h\bar{\nu}} \tag{3.1}$$

donde W es la intensidad integrada, P es la potencia óptica en el instante de conteo, T es el tiempo de conteo, h es la constante de Planck y \bar{v} es la frecuencia promedio de la luz. Como los valores del osciloscopio están expresados en términos de voltaje (medidos a la salida del fotodetector), el primer paso para estimar el conteo real de fotones es obtener el voltaje promedio del conjunto. Si se parte de una traza de señal, este voltaje es explícito, pero si se parte de un histograma, su valor puede ser calculado aproximadamente mediante

$$\bar{V} = \frac{\sum_{1}^{N} c_i V_i}{\sum_{1}^{N} c_i},\tag{3.2}$$

donde c_i es el conteo almacenado en el histograma experimental, V_i es el rango de voltaje o "marca de clase" asociado a dicho conteo y el límite de la sumatoria N es el número de clases predeterminado por el osciloscopio, que para los experimentos realizados fue de un valor constante de N=252 (fijado por el fabricante del osciloscopio).

Los factores de conversión de voltaje a potencia son determinados por el fotodetector utilizado en las mediciones. Para las pruebas experimentales en este estudio, se usaron dos fotodetectores de InGaAs de tipo p-i-n, uno de 5 GHz y otro de 25 GHz, cuyas fórmulas de conversión son proporcionadas en la literatura técnica del fabricante y se exponen a continuación:

• Fotodetector 1 (5 GHz):
$$\bar{P} = \bar{V}/_{R \cdot R_{50\Omega}}$$
, donde $R = 0.9$ (3.3)

• Fotodetector 2 (25 GHz):
$$\bar{P} = \bar{V}/R \cdot G$$
, donde $R = 0.7$ y $G = 17$ (3.4)

Con lo anterior, se disponen de los elementos suficientes para ejecutar los modelos estadísticos correspondientes. Recordando el Capítulo 2, se tiene que, para luz de tipo termal, con un solo estado de polarización y con intervalo de conteo arbitrario, el modelo aplicable es la distribución binomial negativa, es decir

$$P(n, \bar{n}, \mathcal{M}) = \frac{\Gamma(n+\mathcal{M})}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[1 + \frac{\mathcal{M}}{\bar{n}} \right]^{-n} \left[1 + \frac{\bar{n}}{\mathcal{M}} \right]^{-\mathcal{M}}.$$
 (3.5)

Una forma convencional de representar a la relación (3.5) sin necesidad de las funciones Gamma, parte del uso de la equivalencia matemática $\Gamma(n)=(n-1)!$, la cual deja la ecuación anterior en un formato de factoriales que es de uso más común en la literatura [15,23],

$$P(n, \bar{n}, \mathcal{M}) = \frac{(n + \mathcal{M} - 1)!}{n! (\mathcal{M} - 1)!} \frac{(\bar{n})^n}{(1 + \bar{n})^{n + \mathcal{M}}}$$
(3.6)

donde $P(n, \bar{n}, \mathcal{M})$ es la probabilidad de que el fotodetector cuente n fotones durante el tiempo de conteo $T=1/B_{el}$ (siendo B_{el} el ancho de banda eléctrico del método de conteo, limitado por transformada) y \bar{n} es la media del conteo total de fotones. En la práctica, el cálculo directo de las fórmulas (3.5) y (3.6) presentan dos dificultades: (i) los conteos de

fotones son de órdenes muy altos (de entre 10^5 y 10^6), lo que ocasiona un rápido crecimiento de los factoriales que sobrepasa cualquier capacidad de cómputo y (ii) el número \mathcal{M} no es necesariamente de tipo entero, lo que deriva en el cálculo de factoriales decimales, tarea que generalmente es una limitante en paquetes de software de cálculo matemático. Para solventar estas limitaciones, las simulaciones se llevaron a cabo utilizando dos diferentes modelos estimativos:

1. La fórmula de Stirling [24, 25], en la cual un factorial decimal puede ser aproximado mediante la relación

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} \times \left(\frac{n}{e}\right)^n \tag{3.7}$$

Con lo que, después de algunas manipulaciones matemáticas, la ecuación (3.5) adquiere una forma que puede ser implementada numéricamente como

$$P(n, \bar{n}, \mathcal{M}) = \frac{1}{(\mathcal{M}!)(1 + n_{ASE})^{\mathcal{M}} [e^{(\mathcal{M}-1)}]} (n + \mathcal{M} - 1)^{\mathcal{M}-1} \times \left(\frac{n + \mathcal{M} - 1}{n}\right)^{n + \frac{1}{2}} \left(\frac{n_{ASE}}{1 + n_{ASE}}\right)^{n}$$
(3.8)

donde $n_{ASE}=\bar{n}/\mathcal{M}$ representa el conteo promedio de fotones de ASE durante el intervalo total de conteo. De esta última ecuación, el término de la izquierda

$$A_1 = \frac{1}{(\mathcal{M}!)(1 + n_{ASE})^{\mathcal{M}} [e^{(\mathcal{M}-1)}]}$$
(3.9)

es un factor de escala, ya que no existe dependencia de los conteos individuales de fotones; lo que permite simplificar el modelo utilizando sólo los componentes al lado derecho de la ecuación.

2. Logaritmos de las funciones Gamma: A pesar de que la ecuación (3.5) es factible de implementar, las funciones Gamma presentarán el mismo inconveniente de los factoriales grandes: un crecimiento muy acelerado; limitando su uso a un rango pequeño de valores que ciertamente se encuentra muy lejos de los órdenes de los conteos fotónicos. Sin embargo, existe una forma de evadir esta restricción: generalmente el software de cálculo matemático de alto nivel cuenta con funciones que calculan la función logaritmica de estas Gammas, de tal forma que su

crecimiento resulte mucho más lento y que se puedan incluir números muy grandes en sus argumentos.

Los resultados de ambos métodos aplicados mediante la herramienta de cálculo numérico ©MatLab de MathWorks para el presente estudio, y son perfectamente equivalentes.

De acuerdo a lo expuesto en el Capítulo 2, si bien el número $\mathcal M$ parte de una aproximación cuasi-física, su ajuste con los conteos reales sólo se puede hacer de manera aproximada mediante una correcta elección de los parámetros de la ecuación (3.5). Sin embargo, en el mismo análisis se establece que un buen estimador de la validez de dichos ajustes es el cálculo directo del número $\mathcal M$ partiendo de un espectro de perfil Gaussiano. Si se pone la ecuación (2.68) en términos de frecuencias, se tendrá la expresión

$$\mathcal{M} = s \frac{\pi (B_{opt}/B_{el})^2}{\pi (B_{opt}/B_{el}) \operatorname{erf} \left[\sqrt{\pi} (B_{opt}/B_{el}) \right] - \left[1 - \exp(-\pi (B_{opt}/B_{el})^2) \right]'}, \tag{3.11}$$

donde el factor s es 1 para el caso de luz polarizada y 2 para el caso de luz no polarizada, $B_{opt}=1/\tau_c$ es el ancho FWHM del espectro Gaussiano y $B_{el}=1/T$ es la frecuencia recíproca del tiempo de conteo.

Una vez que se han definido los métodos para el modelado estadístico del ruido ASE bajo diferentes condiciones de detección, resulta de particular interés el caso $\mathcal{M}\approx 1$ (para luz polarizada) que, como se mencionó en el Capítulo 2, se corresponde con la estadística de fotones con un tiempo de conteo mucho menor al de coherencia óptica. A partir de este punto, se hará referencia de este caso como *modo unitario*, el cual no debe ser confundido con los modos de propagación de la fibra o con los modos de la cavidad láser. Así, para el caso especial de $\mathcal{M}=1$ y un valor de \bar{n} suficientemente alejado del nivel de ruido del detector, las expresiones (3.5) o (3.6) pueden ser aproximadas mediante una función de decaimiento que sigue una ley exponencial

$$P(n, \bar{n}, \mathcal{M} = 1) \approx \frac{1}{\bar{n}} \exp\left(-\frac{n}{\bar{n}}\right) \propto \frac{1}{I_0} \exp\frac{I}{I_0}.$$
 (3.12)

La aproximación de la PDF expuesta en esta expresión es frecuentemente utilizada como base para modelar un campo de envolvente Gaussiano, el cual es de uso recurrente en la explicación de la teoría de turbulencia para regímenes no lineales débiles [26,27].

Para llegar a la aproximación de modo unitario se requirió de un tratamiento especial, en el cual se parte de la selección de trazas grandes de señal que se aproximen lo más posible a esta condición. A partir de dichas trazas la estadística de fotones no es la única información relevante, ya que el detalle del conteo permite desvelar otras tendencias estadísticas de su morfología no documentadas en trabajos anteriores, como lo son sus distribuciones de máximos locales (picos) y su distribución de espaciamiento temporal. En la Figura 3.4. se expone un flujo del algoritmo implementado en ©MatLab para el cálculo de los tres histogramas relevantes que serán presentados en las secciones 3.4 y 3.5, y cuya entrada es un archivo con la traza de señal de ruido ASE obtenido mediante el osciloscopio.

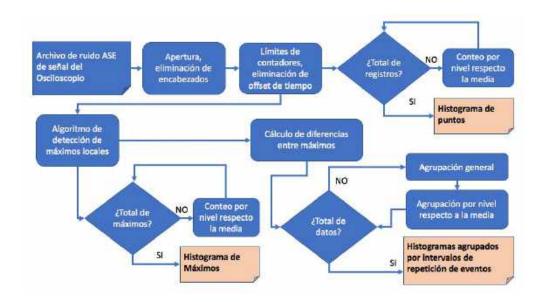


Figura 3.4. Diagrama de flujo aplicado para el procesamiento de trazas grandes de señal ASE. Las salidas denotadas en naranja representan las estadísticas relevantes obtenidas: (i) Histograma general de la traza, (ii) histograma de picos de señal y (iii) histogramas de intervalos de repetición de pulsos.

El algoritmo básico utilizado tanto para calcular los histogramas de total de registros, de valores máximos y de intervalos temporales entre máximos es muy similar; en todos ellos primero se agrupan las clases dividiendo respecto al valor medio, y después se acumulan los puntos que corresponden a cada marca clase. Las variantes en cada histograma son: el primero se hizo a partir de los datos en bruto; para el segundo se diseñó un algoritmo previo de selección de los picos (valores máximos dentro de la traza) y para el tercero se usó el conjunto de picos del paso anterior y se calcularon sus diferencias temporales.

La relevancia las estadísticas obtenidas radica en que, al partir de una reconstrucción cuasiperfecta de la señal, se puede obtener una caracterización general de señal de ruido de ASE de la emisión de fibra dopada con erbio, la cual, si es aplicada a amplificadores de uso comercial, puede ser de utilidad tanto para sistemas de comunicación, diseño de láseres de ruido pulsados o inclusive, para el estudio de ondas viajeras. Este es sin duda, uno de los aportes más significativos de este trabajo.

3.3. Arreglo experimental

El arreglo experimental que se presenta en la Figura 3.5, puede ser definido como una fuente de semilla de banda angosta (de orden picométrico) basada en fibra dopada con erbio (EDF, por sus siglas en inglés), que en adelante será denominada como EDF1, así como una etapa de amplificación basada en la misma fibra dopada, en adelante denominada como EDF2. El EDF utilizado fue una fibra estándar de banda C con bajo dopaje (*ThorLabs Mod.* M5-980-125), con una ganancia de pequeña señal cercana a los 6.5 dB/m a una longitud de onde de 1530 nm. Ambos EDFs fueron bombeados mediante diodos láser comerciales a 976 nm, a través de la fusión con multiplexores por división de longitud de Onda (WDMs, por sus siglas en inglés). Tanto EDF1 como EDF2 tuvieron una longitud aproximada de 6 m cada uno, la cual proporcionaba un nivel de potencia ASE lo suficientemente grande para habilitar las las mediciones y al mismo tiempo prevenía la aparición de laseos CW parásitos.

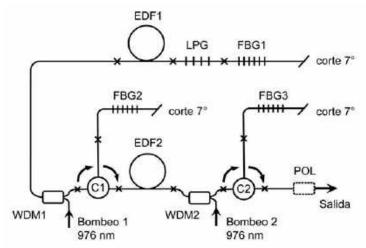


Figura 3.5. Arreglo experimental de la Fuente de ASE; las cruces denotan los empalmes de fibra óptica entre los diferentes componentes.

Los laseos parásitos mencionados eran observados, en las primeras pruebas del arreglo, en la región de longitud de onda cercana a su pico de mayor sección de corte de fluorescencia en la fibra de sílice, es decir a 1530 nm (ver Figura 3.3), y eran ocasionados por reflexiones muy débiles provenientes de diferentes elementos del arreglo como los circuladores, los

WDMs o los cortes de 7° en los extremos de la fibra, y se acentuaban conforme el segmento de fibra dopada era más largo. Cabe destacar que las longitudes de los segmentos de fibra fueron optimizados previamente a través de varias rondas de pruebas experimentales, hasta conseguir un buen balance entre una adecuada ganancia en los amplificadores y la eliminación del laseo indeseable mencionado.

De forma adicional, y con la finalidad de evitar cualquier vestigio remanente del laseo parásito que pudiese arriesgar los componentes del arreglo, se procedió con la elaboración de una rejilla de período largo (LPG, por sus siglas en inglés), la cual se presenta en la Figura 3.5 en la etapa de generación de la semilla EDF1, cuyo pico de máxima atenuación coincidiera con la longitud de onda de mayor sección de corte de fluorescencia del amplificador a 1530 nm. En este punto cabe mencionar que, como parte de los trabajos auxiliares para el diseño de esta fuente, se desarrolló e implementó un nuevo sistema para la elaboración de las LPGs, mismo que es detallado en el Apéndice C, a partir del cual se fabricaron todas las LPGs utilizadas en el desarrollo de los pruebas y optimización del arreglo experimental.

Los circuladores (C1 y C2) observados en la Figura 3.5 al final de cada etapa de amplificación, tienen dos funciones: (i) evitar la retroalimentación entre la semilla (señal angosta de salida) y los amplificadores fungiendo como fuentes de ASE; y (ii) evitar la retroalimentación entre el los amplificadores de fibra y las posibles reflexiones del conector de salida de terminación del tipo PC/APC (con corte angulado a 7°), utilizado para poder conectar los instrumentos de medición en las terminales de salida. Con estos circuladores, se aseguró la unidireccionalidad en la transmisión de la señal a lo largo de todo el arreglo. De forma adicional, un polarizador de fibra (POL) fue colocado al final de la fuente de ASE para estudiar las propiedades de la señal de emisión espontánea bajo condiciones de un solo estado de polarización. Dicho polarizador era en su oportunidad removido para comparar contra las mediciones de la señal sin polarización.

Con la finalidad de seleccionar la longitud de onda de operación de la fuente de ASE y poder ir variando su ancho de banda óptico, se desarrolló y fabricó un conjunto de FBGs con diferentes anchos espectrales centradas en 1544.6 nm. Las rejillas FBG1 y FBG2 fueron diseñadas para cubrir un ancho de banda relativamente grande (~ 600 pm), mientras que la rejilla FBG3 era un elemento reemplazable de ancho de banda angosto (del orden de decenas de picómetros). Como FBG3 era el elemento que realizaba el último filtraje de línea angosta en el espectro de la señal de ASE, y el cual es posteriormente analizado estadísticamente, se puede considerar como el elemento más importante del arreglo. Para su caracterización en transmisión se requirió de un procedimiento especial, basado en un

láser sintonizable de línea angosta (130 kHz) el cual fue aplicado a las muestras de FBGs más angostas usadas como FBG3 (con anchos FWHM de ~30 pm y ~45 pm). El sistema desarrollado para efectuar estas caracterizaciones de FBGs angostas, así como los espectros obtenidos para las dos FBGs de espectro más fino y, por lo mismo, imposible de graficar con detalle en el Analizador de Espectros Ópticos (OSA, por sus siglas en inglés), se explican en el Apéndice D. Además, se debe mencionar que tanto FBG2 como FBG3 fueron montadas sobre bases de estiramiento, que permitieron hacer ligeros desplazamientos de los espectros ópticos, con la finalidad de conseguir el pico máximo de ASE.

Por otro lado, para medir los espectros ópticos de la señal ASE a partir del arreglo presentado en la Figura 3.5, se empleó un OSA con una resolución de 17.2 pm en la ventana de erbio (Yokogawa, modelo AQ6370B). La resolución del OSA fue estimada con la ayuda del mismo láser sintonizable de línea-angosta de 130 kHz, (observar la curva marcada como "0" en la Figura 3.6), dicha resolución fue utilizada como factor de corrección para los anchos espectrales del tipo Gaussiano (curvas 1 a 4) mediante la deconvolución de los dos espectros (el de referencia del OSA y el de cada FBG3 utilizada). La colección completa de espectros de ASE, obtenidos para el conjunto de rejillas FBG3, se presenta en la Figura 3.6, así como su ancho medido a 3 dB (FWHM), el cual es presentado en la tabla lateral.

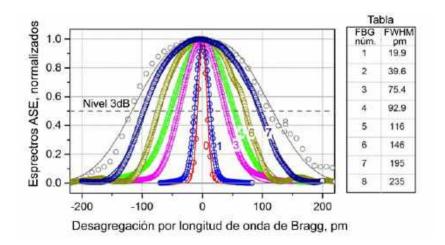


Figura 3.6. Espectros de ASE normalizados, medidos para diferentes rejillas FBGs (FBG2). La tabla indica los FWHMs de cada espectro ASE. La curva "0" demuestra la respuesta del OSA a una señal láser de línea-angosta (ancho de banda óptico de 130 kHz). Los círculos son los puntos experimentales medidos con potencias dentro del rango de 2.07 a 2.09 mW; las líneas, según el caso, son las curvas de ajuste Gaussiano (curvas de 0 a 4) o curvas de ajuste de funciones sub-Gaussiano (curvas de 5 a 8). Algunos espectros de las FBG empleados no son presentados, para mantener claridad en la figura.

Para la medición de las muestras de la señal ASE, se utilizaron dos conjuntos: el primero estaba conformado por un fotodetector de InGaAs de tipo p-i-n (Thorlabs, modelo DET08CFC) y un osciloscopio de 3.5 GHz (Tektronix, modelo DPO7354C) con una banda real de RF que se extendía desde niveles de corriente directa hasta un límite de 3.3 GHz, y el segundo conjunto, compuesto por un fotodetector de tipo InGaAs Schottky de 25 GHz (Newport, modelo 1414) y un osciloscopio de medición en tiempo real de 16 GHz (Tektronix, model DPO71604C) con un ancho de banda real de RF que iba desde el nivel de corriente directa hasta un límite de 15.5 GHz; en ambas realizaciones, la banda de RF fue medida a un nivel de 3-dB. En todos los experimentos, la salida de potencia ASE fue fijada a un valor de ~ 2 mW, el cual aseguraba que los fotodetectores pudieran funcionar adecuadamente, evitando su saturación.

3.4. Resultados experimentales y evaluación del modelo

Como primer punto se revisaron las estadísticas de las señales de ASE, propiamente descritas mediante la distribución de la distribución binomial negativa factor de degeneración \mathcal{M} . Se midieron los histogramas para todos los anchos ópticos disponibles para los dos escenarios, de luz polarizada y no polarizada, y bajo los dos esquemas de medición mencionados en la sección anterior. Posteriormente, todos los histogramas experimentales fueron ajustados con sus respectivas curvas de simulación. Como se puede observar en la Figura 3.7, solamente los 4 espectros más angostos se ajustan adecuadamente a la forma Gaussiana (curvas 1, 3, 4 y 6), mientras que los otros (curvas 7 y 8) presentan una forma más achatada y extendida (de apariencia sub-Gaussiana) con valores de $\mathcal M$ intermedios entre los encontrados en espectros de forma Gaussiana, y espectros de forma rectangular (ver Figura 6-1 en [16]). Notar que la diferencia entre estas dos condiciones límite decrece dramáticamente al incrementarse el ancho espectral óptico (y a su vez el valor del número $\mathcal M$).

En la Figura 3.7 se muestran seis ejemplos representativos de los histogramas experimentales del ruido de ASE, obtenidos directamente en el osciloscopio para cuando la relación B_{opt}/B_{el} es igual a 0.16 (Figuras (a1) y (a2)), a 0.75 (Figuras (b1) y (b2)) y a 2.9 (Figuras (c1) y (c2)), así como sus correspondientes ajustes. La columna izquierda (1) de la figura corresponde a luz polarizada (s=1), mientras que la columna derecha (s=2) a luz no polarizada. En todos los seis páneles, el eje horizontal está normalizado respecto de la media del número de fotones (o lo que es equivalente, al voltaje medio experimental), mientras que el eje vertical corresponde a la PDF correspondiente, compuesta por las frecuencias relativas de los conteos experimentales.

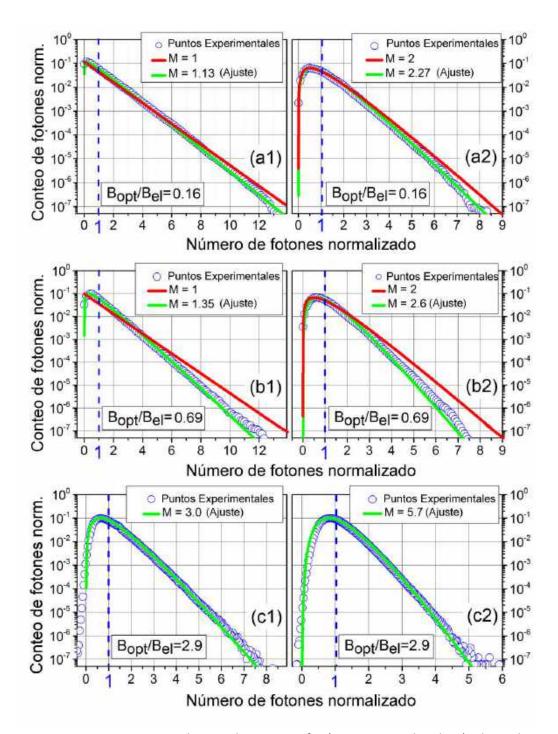


Figura 3.7. Histogramas de PDF de conteos fotónicos normalizados (voltaje de ruido ASE) para tres diferentes valores de la razón B_{opt}/B_{el} . Los histogramas obtenidos para ASE polarizada (s=1) y no polarizada (s=2) son presentados en las columnas izquierda y derecha, respectivamente. Los círculos son puntos experimentales, las líneas verdes los mejores ajustes y las líneas rojas las probabilidades simuladas para los casos ideales.

Para cada uno de las casos, las curvas teóricas fueron obtenidas usando la ecuación (3.5) y eligiendo los valores de $\mathcal M$ que mejor se ajustaran a cada conjunto experimental; estas curvas se representan mediante líneas de color verde. Asimismo, para aquellos casos en los que la relación $B_{opt}/B_{el} < 1$, se agregaron como referencia los histogramas simulados para los casos de modo~unitario: $\mathcal M$ = 1 (para luz polarizada, columna izquierda) y $\mathcal M$ = 2 (para luz no polarizada, columna derecha), representados mediante líneas de color rojo. Las curvas de ajuste fueron simuladas utilizando las medias de $\bar n$ = 5.3×10 6 fotones para el esquema de detección de 3.3 GHz y $\bar n$ = 1.1×10 6 fotones para el de 15.5 GHz (antes de normalización), los cuales se corresponden aproximadamente con el el valor de 2 mW de potencia óptica registrado por el fotodetector durante el período de conteo.

Como se puede observar en la Figura 3.7, los histogramas son descritos de manera bastante correcta mediante la distribución binomial negativa (o distribución de Bose-Einstein) con factor de degeneración \mathcal{M} , al elegir el valor adecuado de \mathcal{M} dentro del modelo de la fórmula (3.5), con sus dos posibles implementaciones, la fórmula de Stirling (3.8) y la de funciones logaritmo de Gamma, así como al probar varios escenarios de ajuste de diferentes profundidades en la gráfica semi-logarítmica, revelando que la luz ASE analizada se comporta como luz clásica de tipo termal. También se observa que, para aquellos casos en que la relación B_{opt}/B_{el} es menor, o mucho menor que la unidad (Fig. 3.7, (a1) a (b2)) el número de modos \mathcal{M} es siempre mayor a 1 para el caso de luz ASE polarizada y a 2 para luz no polarizada, dado que que los valores absolutos de las pendientes de las curvas rojas son siempre menores que los de las curvas ajustadas.

La Figura 3.8 presenta los valores de $\mathcal M$ conseguidos mediante el ajuste con las muestras experimentales, en función de B_{opt}/B_{el} (símbolos) y sus correspondientes curvas de ajuste (líneas), simuladas por la ecuación (3.11) para el caso de luz ASE polarizada (s=1, curva 1) y no polarizada (s=2, curva 2). Como se puede observar, los datos modelados ajustan muy bien con los resultados experimentales. También se confirma el hecho de que los valores de $\mathcal M$ para luz no polarizada suelen repetir el patrón de prácticamente duplicar a sus contrapartes no polarizadas, lo cual confirma lo establecido por la teoría.

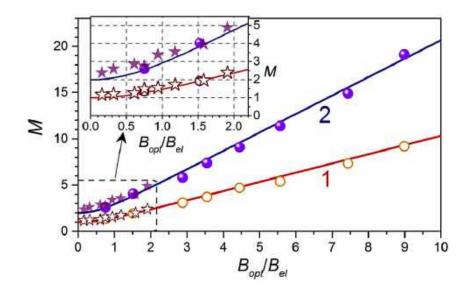


Figura 3.8. Número de modos \mathcal{M} contra relación B_{opt}/B_{el} . Los símbolos representan puntos experimentales; mientras que las líneas fueron obtenidas mediante la ecuación (3.11). Las líneas 1 y 2 (con sus correspondientes símbolos cercanos), corresponden a la luz ASE polarizada, y no polarizada, respectivamente. Los círculos representan las mediciones realizadas con el arreglo de medición de 3.3 GHz, mientras que las estrellas fueron obtenidas con el arreglo de 15.5 GHz.

En ambas Figuras, 3.7 y 3.8, se observa que, cuando la relación B_{opt}/B_{el} es menor a 1, el número $\mathcal M$ es siempre mayor a la unidad, para luz polarizada, y a 2 para luz no polarizada. Si se observa que, bajo circunstancias ideales o de modo unitario, el ancho de banda óptico debe tender a cero, o en su defecto, el ancho de banda eléctrico debe tender hacia un valor infinito, esto se corresponde a la idealización de una "línea de frecuencia-única" de ASE, situación que es inalcanzable en la realidad. De forma opuesta, si la relación B_{opt}/B_{el} es muy grande, el número $\mathcal M$ tiende a acercarse al valor de dicha relación multiplicado por s, constituyendo una dependencia prácticamente lineal.

A partir de este punto el análisis se centrará sobre las características de la señal de ASE que surgen en la región de valores más bajos de B_{opt}/B_{el} , en la que los histogramas de fotones son los que presentan colas más largas (es decir, espectro óptico más estrecho y espectro de RF más amplio). El interés en esta región se debe a que existe una gran sensibilidad de cambio en el número \mathcal{M} , y cualquier aumento, por pequeño que sea, en la relación B_{opt}/B_{el} puede ocasionar una gran distorsión de frecuencia en la señal de ASE, lo que se traduce en una drástica eliminación de componentes de ASE de mayor potencia relativa.

3.5. Morfología estadística de la señal de modo unitario

La Figura 3.9 presenta dos ejemplos de secciones cortas de trazas de señal de osciloscopio, elegidas aleatoriamente a partir de muestras más largas. La primera de ellas (a) es una traza medida bajo el esquema de detección de 3.3 GHz, mientras que la segunda (b) fue medida bajo el esquema de 15.5 GHz.

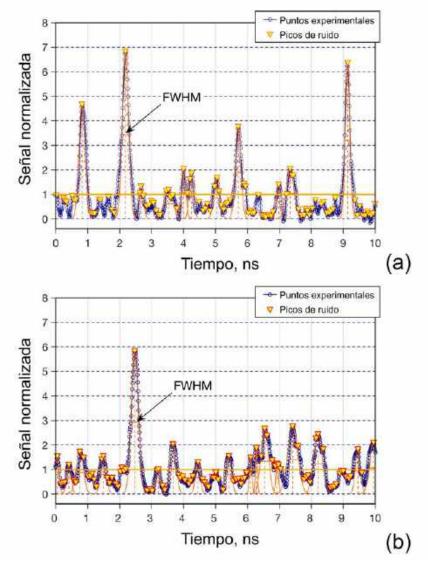


Figura 3.9. Ruido de ASE representado como un tren de pulsos Gaussianos (círculos) en donde las líneas punteadas verticales indican los centros de dichos ajustes. Las señales de ASE son normalizadas respecto de los valores medios del conjunto global. En la figura, los pulsos con magnitud menor a la media no son presentados, con la finalidad de mantener claridad. Los intervalos entre puntos adyacentes son de 25 ps para (a), y de 10 ps para (b).

Ambas trazas fueron obtenidas bajo las mismas condiciones que los histogramas presentados en las Figuras 3.7 (b1) y (a1) (es decir, $\mathcal{M}=1.35$ y $\mathcal{M}=1.13$, respectivamente). En la Figura 3.9, los círculos son los puntos experimentales, los triángulos las magnitudes de los picos y las líneas sólidas son sus ajustes Gaussianos correspondientes. A partir de esta figura, se puede notar fácilmente que la señal de ruido ASE puede ser considerada como un tren de pulsos de magnitud, ancho e intervalos de secuencia aleatorios, y que cada pulso puede ser ajustado mediante una función Gaussiana, lo cual permite determinar su ancho y su posición dentro del tren.

Partiendo de esta interpretación, en la Figura 3.10 se presentan las PDFs de los picos de ruido ASE, obtenidos a partir de muestras grandes del osciloscopio (32.25 millones de muestras, máximo valor permitido por el osciloscopio de 16 GHz) y calculados con los algortimos de la Sección 3.2, para los dos casos de interés: luz ASE polarizada y no polarizada, de la señal con el ancho de banda más angosto (3.42 GHz, correspondiente a la longitud de onda de 19.9 pm) y el mayor ancho de banda de RF (15.5 GHz). En la figura, las estrellas representan la probabilidad experimental de las magnitudes de los picos, normalizadas respecto de su valor medio. Se puede observar que estas dos dependencias empatan bien con las simulaciones de los casos ideales polarizado $\mathcal{M}=1$ y no polarizado $\mathcal{M}=2$, con la única diferencia de que están ligeramente desplazadas respecto a dichas condiciones, representadas en la figura mediante líneas naranjas.

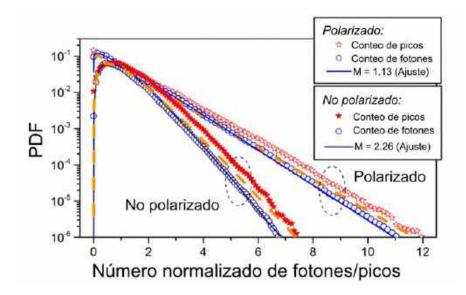


Figura 3.10. Histogramas de las magitudes de los picos de ASE (estrellas) y de los conteos fotónicos (círculos), para B_{opt}/B_{el} = 0.16, usando los algoritmos de la Sección 3.2. Tanto los conteos de fotones como los picos de ASE son normalizados respecto de la media de conteos fotónicos.

Con fines de comparación, las probabilidades de los conteos fotónicos, en conjunto con sus mejores ajustes, son presentados tambien en la Figura 3.10. Como se puede notar, los histogramas de los conteos de picos son más anchos que los de conteos de fotones, condición que se observa tanto para luz de ASE polarizada, como para no polarizada. Este efecto proviene del hecho de que en el primer caso, los puntos experimentales por debajo de los picos de ASE no son tomados en cuenta. Nótese que existen picos ocasionales de ruido con magnitudes mucho más grandes que la potencia media que pueden ser tratados como ondas viajeras ocasionales, o como posibles semillas para las mismas [27-29].

Otro punto importante acerca del tren de pulsos de ASE bajo condiciones de modo unitario, es la dispersión de los intervalos existentes entre pulsos categorizados por rangos de magnitud de potencia pico normalizada respecto de la media P (en referencia a la Fig. 3.9). Tales rangos son identificados de la siguiente forma: (i) Por debajo de la media del conteo de fotones (m), (ii) desde un nivel de una media hasta dos medias, (iii) de dos medias hasta tres, y así sucesivamente. El límite superior se fijó arbitrariamente en el rango de 9m < P < 10m, ya que por encima de este nivel los valores de conteo de picos resultan demasiado marginales para ser incluidos en un estudio estadístico representativo. Cabe aclarar que estos picos marginales, si bien no son represantativos en el contexto de los conteos generales, pueden ser de utilidad si se quieren evaluar probabilidades de ondas viajeras eventuales, tema que se sale de los alcances del presente estudio. Tomando este criterio, en la Figura 3.11 se presentan ejemplos de ajuste en dos rangos representativos.

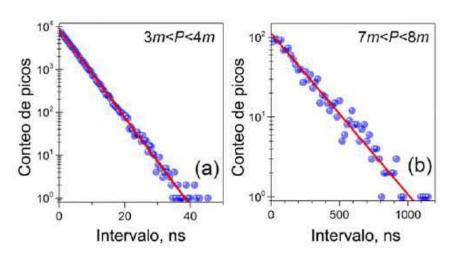


Figura 3.11. Dos ejemplos de histogramas de intervalos temporales de separación entre pulsos ASE, correspondientes a diferentes rangos de magnitudes normalizadas de los picos: (a) de 3m a 4m y (b) de 7m a 8m; para B_{opt}/B_{el} = 0.16; caso de ASE polarizada: \mathcal{M} = 1.13 (los símbolos son los datos experimentales; y las líneas, los ajustes exponenciales).

Ambos casos (especificados en los páneles (a) y (b)) fueron realizados con estado de polarización unitario. Como se puede notar, los ajustes presentaron buena confiabilidad usando modelos de dependencia lineal en escala semi-logarítmica, revelando un decaimiento exponencial del conteo de máximos locales (o picos) respecto del intervalo entre pulsos consecutivos. El conjunto completo de ajustes, es presentado a continuación en la Figura 3.12.

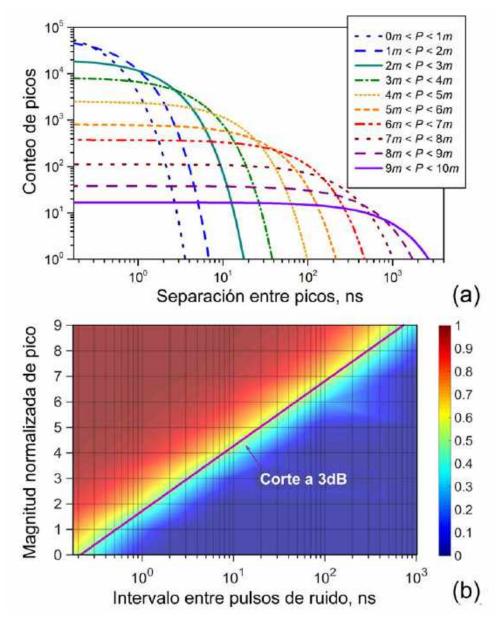


Figura 3.12. (a) Conteo de picos (en términos absolutos) y (b) conteos de picos normalizados con respecto a su valor máximo (en escala de colores) como función de la magnitud normalizada de cada pico, así como del intervalo entre picos del mismo rango de magnitud.

La figura se compone de dos partes, 3.12 (a) presenta un resumen con los ajustes del "decaimiento" exponencial de los conteos de picos para el conjunto completo de casos, sobre una escala doble logarítmica; mientras que 3.12 (b) presenta la dependencia en tres dimensiones del conteo de picos normalizado a su máximo (en escala de colores) en función de la magnitud normalizada de los picos y de los intervalos entre los pulsos (en la Figura identificado como "separación de picos") con el mismo rango de magnitudes de P.

A partir de la misma Figura 3.12, se puede observar que la probabilidad de que existan intervalos más cortos entre picos adyacentes para un mismo rango de magnitudes es mayor, y esta se va reduciendo de forma exponencial conforme los picos incrementan su magnitud. También, a rangos de magnitud más grandes, el tiempo de decaimiento se hace cada vez más lento. Nótese que en esta figura la mínima separación posible entre picos es de 175 ps, lo cual corresponde al ancho de un pulso Gaussiano limitado por transformada de Fourier con espectro óptico medido a 20 pm (o 2.5 GHz en el dominio de la frecuencia) y que define la mínima separación entre picos capaz de ser resuelta bajo las condiciones actuales de medición (verificar, por ejemplo, Ref. [30]).

De lo anterior se puede establecer que, mientras que el conteo de las separaciones entre picos decrecen desde sus valores de amplitud mínima siguiendo una regla exponencial (observar los ejes verticales en la Figura 3.12(a), el valor de "corte" de separación entre los picos, medido a -3dB por debajo del conteo máximo, se incrementa también de forma exponencial, con el incremento en la potencia (es decir, con el rango de P). Para denotar lo anterior se ha sobrepuesto una línea recta trazada en la Figura 3.12 (b). Esta línea divide la gráfica en dos áreas triangulares con valores de picos máximos (en rojo) y mínimos (en azul), normalizados respecto a los conteos de picos y separados por un área de transición (de aproximadamente un orden de magnitud por cada rango de separación temporal de picos).

Ahora que ya se tiene identificado el comportamiento de la probabilidad en la separación de los pulsos, surge otro aspecto de interés dentro de sus características morfológicas: los anchos de dichos pulsos. Para este fin, en la Figura 3.13 se presentan los histogramas de los anchos de pulso medidos a media altura respecto de la magnitud de cada pico (FWHM), nuevamente para el caso de luz ASE polarizada. Al igual que se llevó a cabo para la dispersión en el tiempo, se categorizan estos rangos de acuerdo con su rango de magnitud de potencia, normalizada respecto de la media. Como se puede observar, las formas adquiridas por los histogramas, así como los anchos temporales más probables, dependen del orden de magnitud de los pulsos: a mayor potencia relativa de los pulsos, su ancho se incrementa también. Se debe mencionar aquí que las formas de los histogramas obtenidos para P < 5m son muy similares entre sí, con diferencia única en el ancho más probable (ver

las dos curvas superiores); mientras que los histogramas para niveles más altos de P tienden a presentar patrones más simétricos y menos variables (observar curvas más bajas).

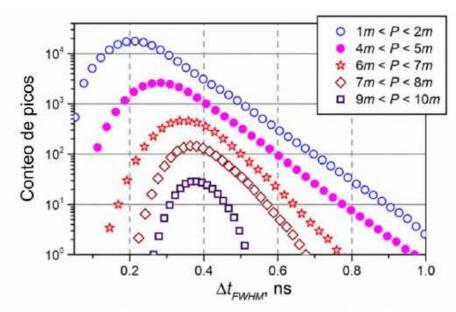


Figura 3.13. Ejemplos de histogramas de anchos de pulso ASE, obtenidos para algunos intervalos representativos de magnitudes de valores pico de *P*, normalizados respecto a su valor medio.

Los dos casos extremos de histograma de ancho de pulsos ASE son presentados con mayor detalle en la Figura 3.14, tanto en escala en el dominio del tiempo (columna izquierda), como en el dominio de la frecuencia (columna derecha); esta última recalculada como $\Delta \nu_{FWHM} = 0.441/\Delta t_{FWHM}, \text{ de acuerdo con el criterio de la transformada de Fourier de un pulso de tipo Gaussiano.}$

Como se puede observar, para magnitudes pequeñas de pulsos (de 1m a 2m, presentadas en los páneles superiores (a1) y (a2)), las pendientes a la derecha de los histogramas (en ambos dominios) se ajustan muy bien usando funciones lineales en escala semilogarítimica, de acuerdo con la ley de decaimiento exponencial; primero respecto al crecimiento de los anchos Δt_{FWHM} , y después respecto a Δv_{FWHM} . El decaimiento exponencial en el dominio de la frecuencia se ve como un crecimiento logarítmico cuando se traslada al dominio del tiempo, por lo que la parte izquierda de los histogramas se puede ajustar utilizando funciones logarítmicas. En contraste, para magnitudes grandes de anchos de pulso, viz. de un orden más alto que el nivel medio, las distribuciones de los anchos de pulsos ASE en ambos dominios son virtualmente simétricas y se pueden ajustar bastante bien mediante funciones Gaussianas (ver páneles inferiores (b1) y (b2)).

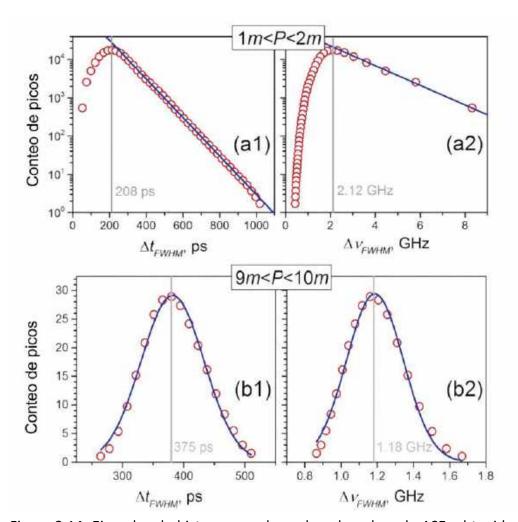


Figura 3.14. Ejemplos de histogramas de anchos de pulsos de ASE, obtenidos para dos rangos de magnitud P de los picos, normalizada respecto a m.

La Figura 3.15 presenta los resultados del tratamiento estadístico del ancho de los pulsos Gaussianos de ruido ASE, para el caso más próximo al modo unitario, medidos a la mitad de su magnitud y usando un tratamiento similar al de los intervalos temporales (algoritmos de la Sección 3.2). Como se observa en (a), conforme se incrementa la magnitud desde el nivel de 1m (1m < P < 2m) hasta el de 9m (9m < P < 10m), el ancho de pulsos más probable tiende a incrementarse casi dos veces (ver curva 1, escala de la izquierda), mientras que su desviación estándar, medida a un nivel de -3 dB (ver curva 2 escala derecha) tiende a de'crecer en un nivel de -40%. En contraparte, como se muestra en (b), la desviación relativa de anchos de pulso decrece aún más rápido, casi 3 veces.

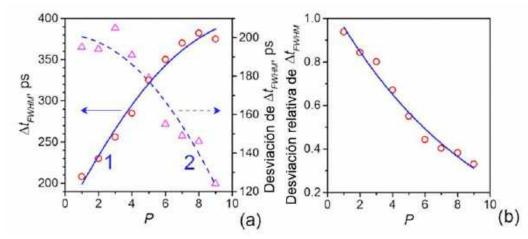


Figura 3.15. (a) Anchos más probables de pulsos ASE (línea sólida, escala izquierda) y su correspondiente desviación estándar absoluta (línea punteada, escala derecha) vs. magnitud de pico normalizada *P*; (b) Desviación relativa de anchos de pulso vs. *P* (símbolos, datos experimentales; líneas, ajustes).

Con este análisis se puede establecer que, los anchos de los pulsos ASE de magnitudes grandes tienden a ser mucho más angostos en comparación con los de magnitudes bajas. Entonces no es osado decir que los histogramas de pulsos que excedan los niveles examinados (P > 10m) deberían seguir formas con un contorno más simétrico y una menor desviación de su valor más probable (es decir, más angostas). Sin embargo, para poder asegurar esto se deberían analizar trazas aún más largas de señal tomando en consideración la estadística del modo unitario, y así conocer sus frecuencias relativas, las cuales deben ser cada vez más pequeñas; este puede ser un tópico de interés para futuras investigaciones.

3.6. Revisión del efecto no lineal de auto-modulación de fase (SPM)

Bajo el contexto de pequeñas potencias, como por ejemplo los 2 mW de salida de la fuente de semilla, se ha demostrado que la señal de ruido ASE se comporta de forma muy estable, y que sus fluctuaciones se corrresponden con el modelo teórico esperado, que es el de la distribución binomial negativa. Una vez que se han conseguido semillas con la condición de modo unitario, se tiene un buen marco de referencia para analizar el comportamiento de dichas señales cuando estas se amplifican a niveles superiores. Una de las primeras manifestaciones que demuestran la dependencia entre el índice de refracción y la intensidad óptica en medios no lineales es el efecto conocido como *auto-modulación de fase* (SPM, por sus siglas en inglés), el cual se manifiesta como un ensanchamiento espectral de los pulsos ópticos [31-34].

En 1875 el físico escocés John Kerr descubrió que al aplicar un campo eléctrico exterior sobre un material, un haz luminoso se puede dividir en dos haces cuando viaja a través de él. El efecto hoy lleva su nombre y tiene un origen multifactorial, ya que depende de las caracerísticas del material, como lo son su organización molecular, efecto fotorrefractivo, electrostricción (definida en detalle en el Capítulo 5), entre otros factores. Así, cuando un pulso de muy alta energía y de duración muy corta viaja por un medio con las características de una fibra óptica, se induce un cambio en el índice de refracción de dicho medio debido a este efecto [35]. Por esta razón, el índice de refracción (o índice modal) de la fibra puede sufrir un incremento de acuerdo con la siguiente relación [36]

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t), (3.11)$$

donde n_2 es el índice de refracción no-lineal e I es la intensidad de la luz distribuida radialmente. Si se considera que I(t) = P(t)/A (donde P(t) es la potencia luminosa y A es el área modal de la fibra óptica) se puede obtener el índice modal como

$$n(t) = n_0 + n_2 \frac{P(t)}{A}. (3.12)$$

Por otro lado, las variaciones del índice modal se relacionan con la modulación de la fase de la señal de forma

$$\varphi(t) = \omega_0 t + \frac{2\pi}{\lambda_0} n(t) L, \tag{3.13}$$

donde λ_0 es la longitud de onda y L es el camino óptico de la señal. Si se traduce esta última expresión a términos de modulación de frecuencia óptica, y se escribe en términos de los índices de refracción de la ecuación (3.12), se tendrá que

$$\omega(t) = \frac{d\varphi}{dt} = \omega_0 + \frac{2\pi L}{\lambda_0} \frac{dn(t)}{dt} = \omega_0 + \frac{2\pi L}{\lambda_0} n_2 \frac{dP(t)}{Adt}.$$
 (3.14)

Con este resultado, se puede notar que las variaciones en la frecuencia óptica angular ($\Delta\omega$) pueden ser descritas mediante la derivada de las amplitudes de la señal de ruido en el tiempo y, por lo tanto su distribución de probabilidad puede ser obtenida mediante un histograma de diferenciales de la potencia de ruido, bajo la mejor condición de

reconstrucción, es decir, la condición de modo unitario. El resultado obtenido en (3.14) se puede poner en términos de ancho espectral, si se considera que

$$\Delta\lambda(t) = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \Delta\omega(t). \tag{3.15}$$

Finalmente, aplicando el mismo criterio empleado en las secciones anteriores, se puede normalizar la potencia respecto de la media haciendo $p(t) = P(t)/P_{mean}$ y con esto, usar directamente los valores de voltaje de las trazas obtenidas en el osciloscopio. Sustituyendo la ecuación (3.14) en la (3.15), esta última adoptará la forma

$$\Delta\lambda(t) = \frac{n_2\lambda_0L}{cA}\frac{dp(t)}{dt}P_{mean} = \xi \frac{dp(t)}{dt}LP_{mean},$$
(3.16)

donde el término

$$\xi = \frac{n_2 \lambda_0}{cA} \tag{3.17}$$

es un coeficiente que tiene dependencia de los parámetros de la fibra y de la longitud de onda de la luz.

En este punto, es importante diferenciar el efecto de ensanchamiento debido a SPM de la dispersión de velocidad de grupo (GVD, por sus siglas en inglés) normal de la fibra. Para esto, una prueba efectiva es la condición de dominancia de régimen no-lineal [36], la cual establece que

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1,\tag{3.18}$$

donde L_D es la longitud de dispersión, L_{NL} es la longitud no lineal (que será tratada con mayor detalle en el Capítulo 4), T_0 es el ancho de pulso (FHWM), P_0 es su potencia pico, y el parámetro β_2 representa la GVD de la fibra.

Con base en estos antecedentes se puede proceder con el análisis de los resultados experimentales, si se parte de la ecuación (3.16), se tiene que la distribución del ancho espectral $\Delta\lambda$ es proporcional a la distribución de la derivada normalizada de la señal de ruido dP/dt, medida en s⁻¹. De aquí que el cálculo numérico de la derivada de la señal óptica respecto al tiempo permitiría de igual manera ayudar a identificar el efecto de la SPM. Si se compara la

estadística de la derivada de la señal de ruido con la derivada obtenida en el extremo opuesto de una fibra óptica monomodo de dispersión normal, se puede cuantificar la influencia que tienen los efectos no-lineales introducidos por dicha fibra sobre la señal, siempre y cuando se cumpla la condición de dominancia de régimen no-lineal de la ecuación (3.18).

En la Figura 3.16 (a) se presenta el histograma de la derivada normalizada de un tren de pulsos de ASE compuesto por 32.25 M de muestras (del cual una muestra corta fue anteriormente ejemplificada en la Figura 3.9), identificado como $\Delta V/\Delta t/V_{mean}$, para los casos de luz ASE polarizada y no polarizada; en donde ΔV es la diferencia entre dos puntos experimentales adyacentes de la señal y Δt = 10 ps es el intervalo entre ellos (ver Figura 3.15(b)), y V_{mean} es el voltaje medio, empleado con fines de normalización.

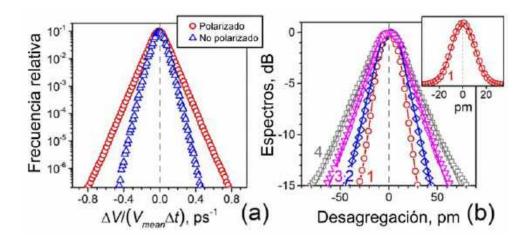


Figura 3.16. (a) Histograma de derivadas de ruido ASE polarizado (círculos) y no polarizado (triángulos). (b) Espectro normalizado de señal ASE a la entrada de una fibra larga de comunicación (línea 1) y espectro normalizado ensanchado a la salida de la fibra (líneas 2 a 4); todos los espectros son normalizados respecto a su valor máximo. Los símbolos son los puntos experimentales y las líneas sólidas son los ajustes. En el recuadro presenta el espectro de la señal ASE de entrada en escala lineal (círculos) con su respectivo ajuste Gaussiano (línea). Tanto en el panel (b) como en el recuadro, la desagregación se hace tomando como referencia la longitud de onda del pico de ASE (cercano a 1544.6 nm).

A partir de esta figura se puede observar que los histogramas de las derivadas de las señales tanto de luz ASE, con polarización y sin ella, presentan una forma triangular en escala semilogarítmica (equivalentes a decaimientos exponenciales en escala lineal), simétrica respecto a la línea vertical punteada de referencia (con una profundidad de un rango de al

menos ~60 dB); y con un ancho de luz polarizada aproximadamente dos veces más grande que la de ASE no polarizada. La forma triangular de la derivada sigue un patrón de distribución lineal similar al de la magnitud de los picos de ASE, presentada en la Fig. 3.10 en escala semi-logarítmica.

En la Figura 3.16 (b) se demuestra el efecto de ensanchamiento del espectro de ASE obtenido después de la propagación de la señal a través de 20 km de fibra de comunicación estándar (SMF-28); la polarización de la señal ASE fue aleatoria en este caso. En el experimento, se utilizó una etapa de amplificación adicional para escalar la "semilla" de la fuente de ASE, lo cual permitió amplificar la potencia, desde los 2 mW usados en secciones anteriores, hasta 82 mW sin afectar el ancho del espectro de ASE. Si se consideran los siguientes valores: 100 ps como el valor más bajo que puede alcanzar el ancho de un pulso (ver Fig. 3.13 (a1)), ~10 km o menos como la longitud no lineal de la fibra y ~500 km como su longitud de dispersión; entonces, el aporte del efecto no lineal es mucho más significativo que el efecto de ensanchamiento de los pulsos de ASE debidos a la dispersión. Esto se comprueba al hacer la prueba de dominancia (3.18), $L_{\rm D}/L_{\rm NL}=50\gg 1$.

La curva 1 en la Figura 3.16 (b) (copiada en el recuadro) muestra el espectro de la señal ASE en la entrada de la fibra de comunicaciones; su forma es claramente Gaussiana y tiene el mismo ancho que el presentado anteriormente en la Fig. 3.6. Las curvas 2 a 4 muestran los espectros de ASE a la salida de la fibra para tres diferentes potencias: 30, 52 y 82 mW, respectivamente; resulta evidente el efecto de ensanchamiento de manera estable y simétrica conforme se incrementa la potencia de la señal ASE.

El espectro extendido, de la misma forma que se observó en los histogramas de la derivada de señal ASE (referirse a la Fig. 3.16 (a)), se caracteriza por su perfil de forma triangular en escala semi-logarítmica. Se observa una pequeña discrepancia de esta triangularidad en el nivel máximo de potencia de ASE (82 mW), en niveles por debajo de los -13 dB, la cual se manifiesta como pequeñas imperfecciones en los picos, atribuidas a inestabilidades en la modulación. Hay que tener en cuenta que, para las condiciones experimentales revisadas, el cambio de fase no lineal estimado ϕ_{NL} surge debido a que la SPM coincide principalmente con un rango que se extiende desde cero hasta 10 rad (cuando P varía de 0m a 10m), o incluso llega a alcanzar valores aún mayores para eventos extremadamente raros; es decir, $P = P_{mean}\phi_{NL}$, donde para cada rango ϕ_{NL} varía en 1 rad. Este ensanchamiento espectral de ASE en la fibra óptica producido por SPM y su dispersión han sido sujeto de modelados matemáticos en trabajos recientes [37], tomando como un supuesto que el bombeo ASE es una señal modulada armónicamente de acuerdo con ciertos valores promedio de frecuencia y magnitud.

Mediante esta última demostración, se revela que la ampliación espectral de la señal ASE para una potencia relativamente baja (P_{mean} < 100 mW), que se propaga a lo largo de la fibra, es inherente a la distribución en escala semi-logarítmica triangular de la derivada de la señal de ruido, cuando esta cumple las condiciones de *modo unitario*.

3.7. Conclusiones

En esta sección, se han presentado los datos experimentales de las características del ruido de ASE, obtenidos a partir de una fibra estándar con bajo dopaje de erbio. La ASE ha sido filtrada ópticamente usando un conjunto de FBGs con una gama variada de espectros de reflexión, y con valores de ancho espectral de prácticamente un orden de magnitud entre los casos mayor y menor. Los espectros obtenidos con las rejillas de espectro más angosto son muy cercanos a un perfil Gaussiano, mientras que los más anchos se ajustan a un sub-Gaussiano más achatado.

Primero, se demostró que las estadísticas de fotones de la fuente de ASE son muy bien descritas por la distribución binomial negativa con un factor de degeneración \mathcal{M} (o distribución degenerada de Bose-Einstein), que depende del ancho del espectro óptico, del número de estados de polarización y que eventualmente confirma la naturaleza de tipo termal de tal fuente de luz. También se ha demostrado que, para luz ASE de tipo polarizado con espectro óptico mucho más angosto que la banda RF del fotodetector, el factor de degeneración $\mathcal M$ está siempre por encima de la unidad y que, por lo tanto, las estadísticas de fotones nunca llegan a alcanzar completamente una ley exponencial.

Segundo, se revelaron algunas características específicas del ruido ASE para el escenario con espectro más angosto disponible (2.5 GHz) en donde el número $\mathcal M$ alcanzó un valor de 1.13 para luz polarizada bajo la condición $B_{opt}/B_{el}=0.16$. Fue demostrado que la señal de ruido ASE puede ser representada como un tren de pulsos de forma Gaussiana, con magnitudes, anchos e intervalos de secuencia aleatorios. Se encontró que las distribuciones de probabilidad de las magnitudes máximas de dichos pulsos tienen un ligero desplazamiento si se comparan con los casos "ideales" ($\mathcal M=1$ y $\mathcal M=2$, para luz polarizada y no polarizada, respectivamente), pero que sus pendientes tienden a ser muy cercanas. Adicionalmente, los intervalos entre pulsos también se ajustan a una ley de decaimiento exponencial con respecto a la magnitud de los pulsos: a mayor magnitud de pulso, se observa un decaimiento gradualmente más lento.

Tercero, se caracterizaron con mayor detalle las distribuciones de los anchos de los pulsos de ASE en función de su magnitud. Para magnitudes de pulso menores a 4 veces el valor medio de la potencia ASE, los histogramas se presentaron fuertemente asimétricos y extendidos a partir de su valor máximo. Las pendientes a la izquierda del máximo de estos histogramas pudieron ser bien decritas mediante el uso de funciones logarítmicas, mientras que las de la derecha se ajustaron más a una ley exponencial (ambas sobre escala lineal). Conforme se incrementaron las magitudes de los pulsos, los histogramas se iban haciendo cada vez más angostos y simétricos; además, para pulsos de magnitudes grandes (mayores a 9 veces la media de potencia ASE), los histogramas se pudieron ajustar bastante bien mediante distribuciones Gaussianas. También se pudo notar que los valores más probables de ancho de pulso se incrementan de forma directa con la potencia (desde ~200 ps hasta ~400 ps para pulsos de un orden de magnitud mayor que la potencia media). En otras palabras, los pulsos más potentes de emisión espontánea presentan anchos más estables que los de menor potencia.

Finalmente, se evaluó la influencia que tiene el pulsado ASE en el ensanchamiento del espectro óptico conforme se propaga a lo largo de una fibra de comunicación. Se demostró que la forma de ensanchamiento en la salida de la fibra se define por la forma de la derivada de ruido de ASE (triangular en escala semi-logarítmica) que es característica de la automodulación de fase, bajo condiciones de no linealidad débil.

Referencias

- [1] D. Guillaumond and J.-P. Meunier, "Comparison of two flattening techniques on a double-pass erbium-doped superfluorescent fiber source for fiber-optic gyroscope," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 7, pp. 17-20, 2001.
- [2] A. B. Petrov et al., "Broadband superluminescent erbium source with multiwave pumping," Opt. Comm., vol. 413, pp. 304–309, 2018.
- [3] P. F. Wysocki et al., "Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications," J. Lightw. Technol., vol. 12, no. 3, pp. 550-567, 1994.
- [4] S. G. Proskurin, "Raster scanning and averaging for reducing the influence of speckles in optical coherence tomography," Quantum Electron., vol. 42, pp. 495–499, 2012.
- [5] Y. Rao, et al., "Modeling and Simulation of Optical Coherence Tomography on Virtual OCT," Procedia Computer Science, vol. 45, pp. 644-650, 2015.
- [6] A. Jin et al., "High-power ultraflat near-infrared supercontinuum generation pumped by a continuous amplified spontaneous emission source," Photon. J., vol. 24, no. 3, art. no. 0900710, 2018.
- [7] J. A. Minguela-Gallardo et al., "Photon statistics of actively Q-switched erbium-doped fiber laser," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 34, no. 7, pp. 1407- 1417, 2017.
- [8] P. Harshavardhan Reddy et al., "Fabrication of ultra-high numerical aperture GeO2-doped fiber and its use for broadband supercontinuum generation," Appl. Opt., vol. 56, no. 33, pp. 9315-9324, 2017.
- [9] P. Wang and W. A. Clarkson, "High-power, single-mode, linearly polarized, ytterbium-doped fiber superfluorescent source," Opt. Lett., vol. 32, no. 17, pp. 2605-2607, 2007.
- [10] O. Schmidt et al., "High power narrow-band fiber-based ASE source," Opt. Expr., vol. 19, no. 5, pp. 4421-4427, 2011.
- [11] J. Xu et al., "Exploration in performance scaling and new application avenues of superfluorescent fiber source," IEEE J. Selected Topics Quantum Electron., vol. 24, no. 3, art. no. 0900710, 2018.
- [12] T. Li and M. C. Teich, "Bit-error rate for a lightwave communication system fibre amplifier incorporating an erbium-doped," Electron. Lett., vol. 27, no. 7, pp. 598-600, 1991.
- [13] T. Li, and M. C. Teich, "Evolution of the statistical properties of photons passed through a travel-wave laser amplifier," IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, no. 5, pp. 2568-2578, 1992.
- [14] T. Li and M. C. Teich, "Photon point process for traveling-wave laser- amplifiers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, pp. 2568-2578, 1993.
- [15] A. Mecozzi, "Quantum and semiclassical theory of noise in optical transmission lines employing in-line erbium amplifiers," J. Opt. Soc. Am. B., vol. 17, pp. 607–617, 2000.
- [16] Q. Li et al., "Phenomenological model for spectral broadening of incoherent light in fibers via self-phase modulation and dispersion," J. Opt., vol. 18, art. no. 11550, 2016.

- [17] R. Reisfield and C. K. Jorgensen. K. A. Gschneider and L. Eyring (Eds.), "Excited-state phenomena in vitreous materials", in *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare-Earths*, Amsterdam: Elsevier, 1987.
- [18] M. J. Weber. W. M. Yen and P. M. Selzser (Eds.) "Laser excited fluorescence spectroscopy in glass", in *Laser Spectroscopy of Solids*. Top Appl. Phys. Vol. 49, New York: Springer-Verlag, Chap. 6, 1986.
- [19] E. Desurvire, M. J. F. Digonnet (Ed.), "Erbium-doped fiber amplifiers: Basic physics and characteristics," in *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd Edn, New York: Marcel Dekker, Chap. 10, 1993.
- [20] W. Miniscalco, M. J. F. Digonnet (Ed.), "Optical properties of rare earth ions in glasses", in *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd Edn, New York: Marcel Dekker, pp. 19-21, 1993.
- [21] E. Desurvire and J. R. Simpson, "Evaluation of ⁴l_{15/2} and ⁴l_{13/2} Stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers," Opt. Lett. 15, 547-549, pp. 1990.
- [22] K. Patek, J. G. Edwards (Ed.), in *Glass Lasers*, London: Butterworth, 1970.
- [23] L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University, Chap. 13, 1995.
- [24] G. Marsaglia, J.C.W. Marsaglia, "A new derivation of Stirling's approximation of n!" Amer. Math. Monthly, 97, pp. 826–829, 1990.
- [25] V. Namias, "A simple derivation of Stirling's asymptotic series," Amer. Math. Monthly, 93 pp. 25–29, 1986.
- [26] A. Picozzi, J. Garnier, T. Hansson, P. Suret, S. Randoux, G.Millot, D. N. Christodoulides, "Optical wave turbulence: Towards a unified nonequilibrium thermodynamic formulation of statistical nonlinear optics," Physics Reports, vol. 542, pp. 1-132, 2014.
- [27] G. Xu, J. Garnier, A. Mussot, S. Trillo, D. Churkin, N. Tarasov, S. Turitsyn, and A. Picozzi, "Weak Langmuir optical turbulence in a fiber cavity," Phys. Rev. A, vol. 94, art. no. 013823, 2016.
- [28] J. He, S. Xu, and K. Porsezian, "New Types of Rogue Wave in an Erbium-Doped Fibre System", J. Phys. Soc. Jap., vol. 81, art. no. 033002, 2012.
- [29] S. Toenger et al., "Emergent rogue wave structures and statistics in spontaneous modulation instability," Scientific Reports, vol. 5, art. no. 10380, 2015.
- [30] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, Berlin: Springer-Verlag, 2nd ed., chapter 5.3., 1994.
- [31] F. Shimizu, "Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse," Phys. Rev. Lett. 19, pp. 1097, 1967.
- [32] T. K. Gustafson, J. P. Taran, H. A. Haus, J. R. Lifsitz, and P. L. Kelley, "Self-modulation, self-steepening, and spectral development of light in small-scale trapped filaments," Phys. Rev. 177, pp. 306, 1969.
- [33] C. H. Lin, T. K. Gustafson, "Optical pulsewidth measurement using self-phase modulation", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-8, pp. 429-430, 1972.

- [34] R. H. Stolen and C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers," Phys. Rev. A 17, pp. 1448, 1978.
- [35] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, San Diego, CA: Academic Press, 3rd ed., pp. 53, 183, 1991.
- [36] P. N. Butchner and D. N. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics,* Cambridge: Cambridge University Press, Apendix 5, 1990.
- [37] Q. Li, H. Zhang, X. Shen, H. Hao, & M. Gong, "Phenomenological model for spectral broadening of incoherent light in fibers via self-phase modulation and dispersion," J. Opt. 18, pp. 11550, 2016.

Capítulo 4

Láser de ruido de ASE basado en fibra dopada con iterbio

La modalidad de Láseres de Fibra Dopada con Iterbio (Ytterbium-Doped Fiber Lasers, YDFL) se destaca por proveer una muy alta eficiencia en su emisión, debida principalmente a la ausencia de ESA dentro del sistema de iones de Yb³⁺, así como tener grandes secciones de corte tanto de emisión, como de de absorción. Tales láseres pueden llegar a alcanzar eficiencias ópticas altas, en niveles de entre 80 y 83% [1,2] para bombeos en longitudes de onda alrededor de los 975 nm, ideales para la aplicación de diodos láseres comerciales. Estas eficiencias pueden ser limitadas debido al efecto de corrimiento de Stokes, o por otros efectos como el de la concentración [3-5] o el fenómeno de photodarkening de la fibra dopada [4,6,7]. Otra característica relevante de estos láseres, es que la potencia de salida puede escalarse, dentro de rangos que alcanzan órdenes de unos cuantos kilovatios en regímenes de operación mono-modo, [1,2,8], o de hasta cientos de kilovatios [8-10] en régimenes multi-modo. A pesar de lo anterior, los YDFLs presentan un reto importante en su diseño: la línea láser tiende a ampliarse con el aumento de la potencia de salida, como producto de un efecto generalmente atribuido a la quema de agujeros espaciales y al efecto no-lineal de SPM, producido por fluctuaciones grandes en la intensidad [11,12]. Para YDFLs con cavidad conformada por rejillas de Bragg, dicha ampliación espectral deriva tanto en una fuga parcial de la potencia del láser del lado del acoplador FBG de Alta Reflexión (High Reflection, HR), como en redundancia espectral del lado del acoplador FBG de Baja Reflexión (Low Reflection LR), respectivamente [13]. Adicionalmente se presenta una condición de ruido excesivo producido en el régimen de operación quasi-CW ocasionada por el desfase de múltiples modos longitudinales [14].

En este capítulo se reportan las características espectrales y las propiedades del ruido para un YDFL de Doble Revestimiento (*Double-Clad*, DC) diseñado con una geometría de Fabry-Perót, compuesta por dos FBGs que fungen como reflectores, conformando una cavidad de banda angosta. Cabe destacar que todos los análisis estadísticos presentados en esta sección son aplicados tanto para luz polarizada como para luz no polarizada, y son registados mediante un conjunto de fotodetección similar al aplicado en el Capítulo 2, lo que permite comprender mejor la física detrás del fenómeno del ruido del láser.

Primero, se hace una revisión de la espectroscopía de las fibras ópticas basadas en vidrios dopados con iones de iterbio, para posteriormente exponer algunos puntos relevantes sobre las fibras de DC, elementos clave que habilitan el encapsulamiento de las altas potencias características de estos láseres. A continuación se procede con la parte experimental, donde se demuestra que la pendiente de incrementos en el ancho espectral sufre una variación muy abrupta al alcanzar cierto nivel de la potencia a la salida del láser: en niveles altos de potencia dicha pendiente puede llegar a alcanzar magnitudes superiores hasta en un orden respecto de los valores que reportados para potencias bajas.

Segundo, se destaca una característica importante en del rango de potencias exploradas (hasta 22 W de salida): el láser nunca llega a operar completamente en un modo CW o quasi-CW, y en cambio éste opera en un régimen pulsado que sigue patrones de PDF estocásticos parecidos a los que se observan en fuentes de ASE de banda angosta [15]. Cabe mencionar que los pulsos de ruido en forma de ASE de banda-angosta han sido recientemente reportados para un láser de fibra dopada con erbio de tipo *Q-switch* activo, y aplicado a la generación de supercontinuo (*supercontinuum generation*, SC) [16,17]. Dado que tanto los láseres CW, como YDFL con switcheo de ganancia de CW ha demostrado en trabajos previos ser buenos candidatos para SCG [18,19], el conocimiento acerca de las características del ruido en dicho láseres, es difícil de sobreestimar.

Tercero, se procede con el análisis de la función de correlación del ruido pulsado. Se demuestra que el tiempo de coherencia, relativo al pico de orden cero de la función de autocorrelación de la señal de ruido pulsado, sufre un decaimiento abrupto, que va desde los 2 ns hasta los ~ 80 ps, conforme la potencia láser se incrementa desde 1 W hasta 22 W. También se exhibe que el láser "retiene" su estructura de ruido (patrón temporal de pulsos de ruido) establecido durante el intervalo de un ciclo de ida y vuelta para la señal óptica viajando a través de la cavidad, durante un número ciertamente grande de intervalos de ida y vuelta posteriores, y con un alto grado de correlación dentro de dicho intervalo. Asimismo, el ancho de la función de autocorrelación presenta una dependencia de la potencia, pasando desde decenas de períodos de ida y vuelta para bajas potencias de salida (cercanas a 1 W), hasta menos de un período de ida y vuelta para las potencias más altas analizadas (valores alrededor de los 20 W).

Cuarto, usando un procedimiento similar al establecido en la sección 3.6, se discute el efecto de la SPM, que resulta de la interacción de pulsos de ruido aleatorio con la fibra óptica, sobre el ensanchamiento espectral de la línea del láser. Se muestra que la forma del espectro ensanchado se define a partir de la forma del histograma de la primera derivada de la señal de ruido láser, muestra una forma triangular en un plano lineal-logarítmico.

Por ultimo se discute el comportamiento del espectro de radio-frecuencia de la señal láser, que también sufre de fuertes cambios con el incremento de la potencia: a niveles bajos de potencia el espectro está compuesto por picos angostos con tiempos de separación equivalentes al recíproco del tiempo de un intervalo de ida y vuelta a lo largo de la cavidad; pero para los niveles altos de potencia, el espectro tiende a aplanarse, existiendo variaciones cada vez menores entre los máximos y los mínimos del espectro, en comparación con sus equivalentes en los niveles bajos de potencia láser. Este último detalle es explicado a partir de un comportamiento mucho más aleatorio de la señal, inherente a la operación del láser en las potencias más altas analizadas.

4.1. Espectroscopía de la emisión de los iones de iterbio

En comparación con los vidrios dopados con iones de Er³+ que fueron analizados en el Capítulo 3, los vidrios dopados con iones de Yb³+ tienen una espectroscopía más simple, como se muestra en la Figura 4.1. Esta simplicidad es la causa de varias de sus principales propiedades para su aplicación en láseres y amplificadores: (i) un tiempo de vida de estado excitado largo, cercano a 1 ms a temperatura ambiente; (ii) un defecto cuántico pequeño, lo que permite tener menores cargas termales por unidad de potencia de bombeo; y (iii) una muy alta eficiencia en su emisión, derivada principalmente de la ausencia de ESA, la cual elimina las pérdidas por absorciones de fotones hacia los niveles superiores (upconversion) [20,21].

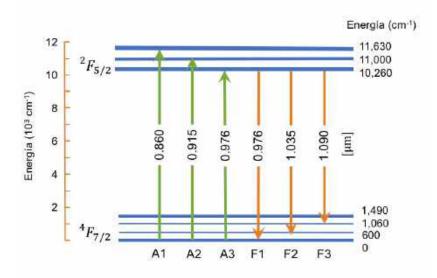


Figura 4.1. Diagrama de niveles de Stark $^2F_{5/2}$ y $^4F_{7/2}$ evaluados para vidrio de sílice con dopaje de iones de iterbio, para las transiciones de absorción, denotadas con flechas verdes, y de fluorescencia, denotadas con flechas naranjas [22].

En el diagrama se puede notar la presencia de dos grandes niveles colectores: el estado base ${}^4F_{7/2}$, y el estado excitado ${}^2F_{5/2}$. Además se pueden distinguir dos grandes y anchas bandas de absorción, ubicadas en 915 y 976 nm, las cuales son ideales para el bombeo mediante diodos láser comerciales de InGaAs.

En la Figura 4.2 se presentan los espectros de absorción y emisión de un vidrio dopado con iterbio como el que se usará más adelante en el núcleo de la fibra experimental [21]. Se pueden observar las amplias e intensas bandas de emisión dentro de un rango espectral entre 950 y 1200 nm; destacando una línea de cero fonones ubicada a 976 nm. Por otra parte, en la misma figura se presentan los dos picos principales de absorción, el primero localizado en 915 nm y el segundo que se encuentra traslapado con el pico de cero fonones en 976 nm, los cuales se corresponden con la transición desde el nivel base ${}^4F_{7/2}$ con el segundo y primer niveles de Stark en ${}^2F_{5/2}$, respectivamente.

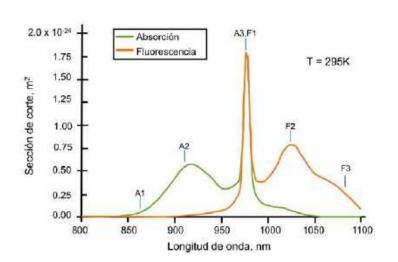


Figura 4.2. Espectros de sección de corte de absorción y emisión para una fibra de sílice dopada con iterbio, mostrando las transiciones láser asignadas desde el diagrama de niveles de energía ${}^2F_{5/2} \leftrightarrows {}^4F_{7/2}$ de la Figura 4.1.

Con base en estas líneas de emisión, los vidrios dopados con iterbio se pueden aplicar en láseres que cubren un rango espectral grande, de ~170 nm (más de 4 veces la banda más ancha de los láseres de erbio) y con un nivel de ganancia bastante grande (en ciertos puntos de más de 2 veces que su contraparte en erbio), lo que explica las altas eficiencias de emisión.

A pesar de lo comentado, la espectroscopía de la emisión de iterbio también presenta un reto importante en las longitudes de onda de emisión en 980 nm o de 1100 nm, en donde,

como se puede apreciar en la Figura 4.2, las curvas espectrales de ganancia presentan mínimos locales. Si se compara dicha gráfica con la espectroscopía de los iones de erbio analizados en el Capítulo 3, se puede notar que los múltiples traslapes de las bandas de emisión a 1.5 µm permiten tener regiones de ganancia continua, lo cual no es el caso en el iterbio en donde, a pequeños desplazamientos del laseo hacia las longitudes de onda comentadas, la ganancia se cae significativamente. El reto de conseguir ganancias en estas longitudes de onda ha sido motivo de múltiples investigaciones, ya que requiere de un balance preciso de tres factores: (i) la longitud de onda de bombeo, (ii) la longitud de la fibra dopada y (iii) el escalamiento correcto en el bombeo [21,22].

Como se comentó antes, uno de los efectos que se presentan a altas potencias de bombeo, afectando su ganancia, es el denominado como *photodarkening*, y el cual se ha atribuido a la formación de los centros de color en el vidrio dopado [6]. Este efecto se manifiesta como un incremento temporal de la absorción de banda amplia, cuyo máximo se alcanza en los rangos visibles del espectro, y su grado de repercusión varía dependiendo del proceso de manufactura de la fibra. La banda de absorción de los centros de color creados como resultado de las colas de *photodarkening* se manifiesta en la región de ~ 1000 nm y afecta a la eficiencia de ganancia de la fibra.

A pesar de que los procesos causantes del *photodarkening* aún no son del todo comprendidos; a la fecha se han logrado buenos progresos en su caracterización para diferentes tipos de fibras y condiciones de bombeo. Por ejemplo, un modelo propuesto por el equipo de J. Koponen [23] establece una dependencia exponencial de séptimo orden entre la tasa de coloración normalizada de los centros de las fibras, respecto a nivel de inversión de población. En el mismo estudio, se demuestra que un amplificador de fibra que opera en un régimen pulsado se puede obscurecer de 105 a 107 veces más rápido que un láser CW, en donde el nivel de inversión es significativamente menor que en el pulsado. Basadas en estudios similares, empresas como nLigth (Liekki) y Nufern (East Granby, CT) han tenido cierto éxito en conseguir fibras altamente dopadas con buena estabilidad fotónica, las cuales están disponibles en el mercado [3].

4.2. Fibras de iterbio de doble revestimiento

Si un láser o amplificador de fibra tienen como base una fibra monomodo dopada, generará una salida que estará limitada por difracción. Por la misma razón, este tipo de fibra restringirá sus posibles fuentes de bombeo a aquellas cuya calidad de haz esté limitada de igual forma por difracción y que, al introducirse directamente hacia un núcleo de escasa

área transversal, serán de baja potencia. Por otro lado, el uso de fibras multimodo para tratar de acoplar una mayor energía de bombeo generalmente introducirá una mala calidad del haz de salida, lo que limitará su uso en la mayor parte de aplicaciones, en donde dicha calidad suele ser un requerimiento muy deseable. Este dilema se ha resuelto mediante el uso de fibras dopadas de doble revestimiento (DC), las cuales han pasado a ser elementos clave en el escalamiento de potencia de los dispositivos láser [24]. En la Figura 4.3 se presenta el esquema de un amplificador basado en fibra de DC.

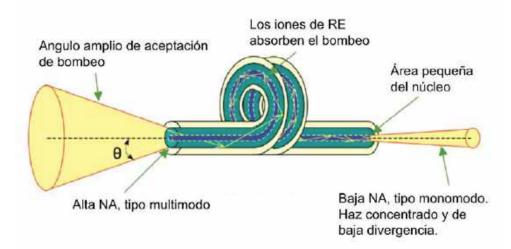


Figura 4.3. Diagrama esquemático de una fibra de DC bombeada por el primer revestimiento. La gran apertura numérica del primer revestimiento permite un buen acoplamiento aún en bajas potencias. La pequeña apertura numérica de salida a través del núcleo se traduce en un haz muy fino y de muy alta calidad.

En esta configuración solamente el núcleo (o, en casos especiales, un anillo alrededor del núcleo) está dopado con tierras raras. La luz de bombeo está confinada en el revestimiento interno mediante un segundo revestimiento externo con un índice de refracción más bajo, y también se propaga parcialmente en el núcleo monomodo, donde puede ser absorbido por los centros activos y así generar la emisión láser.

Una ventaja muy conocida que tiene la geometría de DC es la facilitar el bombeo lateral mediante diodos láser o a través de acopladores, permitiendo escalar las potencias de bombeo. Considerando un ejemplo real, una fibra DC de iterbio de marca Nufern, modelo SM-YDF-5/130-VIII con operación en el rango de 1.060 a 1.115 nm (como la que será usada en los experimentos de esta sección) tiene una apertura numérica entre el núcleo y el primer revestimiento es de (NA) $_{\rm C}$ = 0.120, lo que corresponde a un escalón de $\Delta_{\rm C}$ = 0.0072; además, su NA entre el primer y el segundo revestimiento es (NA) $_{\rm 1}$ = 0.46, con un escalón

 Δ_1 = 0.1058 y con un diámetro externo del segundo revestimiento de 130 μ m, lo cual habilita un acoplamiento eficiente con diodos láser de NA relativamente grande. Por ejemplo, para un diodo láser de bombeo comercial de 25 W, se tiene una NA = 0.22, Δn = 0.0242 y diámetro de núcleo de 105 μ m, condiciones que acoplan muy bien con las especificaciones de la YDF mencionadas.

Es lógico pensar que el diseño más simple de fabricar e implementar para una fibra DC es con un primer revestimiento de bombeo de forma circular y con un núcleo centrado. Sin embargo, en este tipo de fibras se empiezan a presentar modos de propagación del revestimiento interno (relacionado con rayos que viajan de forma helicoidal) que casi no traslapan con el núcleo, lo que ocasiona que una parte significativa de la luz de bombeo no sea absorbida en el núcleo [25,26]. Como resultado, la ganancia y la eficiencia en potencia se ven comprometidas. En la Figura 4.4 se exhibe un campo de bombeo simulado mediante el software comercial ©RP Photonics, el cual presenta una distribución de intensidad (confinada dentro del revestimiento de bombeo) compuesta por múltiples fases ópticas aleatorias. En la Figura 4.4 (a) se puede observar que bajo una geometría circular existe una gran divergencia de dicho campo, por lo que solamente una pequeña parte de la potencia es lanzada dentro del revestimiento de bombeo. En contraste, en la Figura 4.4 (b) se presenta una geometría de fibra con revestimiento en D, la cual carece de los modos helicoidales de bajo traslape hacia el núcleo. En este caso, la distribución de intensidad de bombeo permanece más uniforme en la dirección transversal.

Adicionalmente y para ambos casos, en la misma Figura 4.4 se sobreponen las curvas de absorción de ambas simulaciones, comparadas con un cálculo directo usando el parámetro 100 dB/m (identificadas como "modelo simple"): en la geometría circular de 4.4(a) se puede ver que el nivel de transmisión obtenido mediante la simulación es más de 2 veces mayor que el obtenido mediante el cálculo directo; mientras que usando la geometría en "D" de 4.4 (b) la simulación se aproxima bastante a este cálculo. De esta manera, si la fibra con la que se cuenta tiene geometría circular, este problema puede resolverse enrollándola fuertemente usando un diámetro sub-centimétrico, pero al costo de introducir pérdidas. Existen múltiples geometrías que permiten abatir los problemas mencionados, las más importantes se presentan en la Figura 4.5.

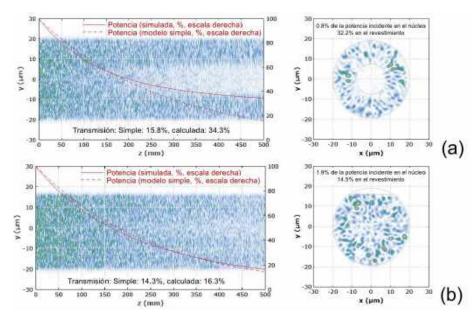


Figura 4.4. (a) Para una fibra de DC con primer revestimiento circular: Distribución de amplitud a lo largo del eje de transmisión (izquierda) y la distribución transversal en su salida (derecha). (b) Mismas distribuciones para una fibra DC con primer revestimiento en "D". En ambos casos se presenta la curva absorción en potencia de la simulación (en línea punteada) y la obtenida mediante cálculo directo con 100 dB/m (en línea sólida) [25].

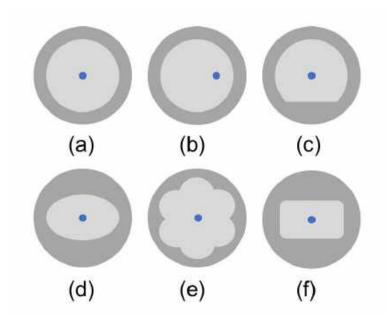


Figura 4.5. Geometrías alternativas de fibras DC: (a) Núcleo centrado, (b) núcleo descentrado, (c) revestimiento interno en D, (d) revestimiento interno elíptico, (e) revestimiento interno ondulado y (f) revestimiento interno rectangular.

La potencia máxima por unidad de longitud que puede ser absorbida eficientemente P_{max} en una fibra está determinada por su potencia de bombeo de saturación $P_{Sat,pump}$ sobre la longitud de absorción L_a [27]. Estas cantidades están dadas por

$$P_{Sat,pump} = (h\nu_p/\sigma\tau_{f,0}) \cdot (A/G) \quad \text{y} \quad \sigma NGL_a = 1$$
 (4.1)

donde hv_p es la energía de un fotón bombeo, σ es la sección de corte de absorción, A es el área del núcleo activo y $\tau_{f,0}$ es el tiempo de decaimiento de la fluorescencia de pequeña señal a la temperatura ambiente. El factor geométrico G toma en consideración la sección de corte efectiva del haz de bombeo; $G\approx 1$ aplica para láseres de fibra de un solo revestimiento, mientras que $G=A_c/\left(\pi R_1^{\ 2}\right)$ aplica para las diferentes variantes presentadas en la Figura 4.5, siendo A_c el área del primer revestimiento y el denominador la sección circular del segundo.

En trabajos anteriores (Refs. [28-30]) se ha demostrado que, a pesar de que la principal condición que determina la distribución de energía en los DCFL es la potencia máxima de saturación del bombeo, existen otros factores condicionantes que deben ser tomados en cuenta, como lo son las pérdidas de propagación de la fibra, la ASE (sujeta de este estudio), los efectos térmicos (calentamiento, enfriamiento, desplazamiento de las rejillas reflectoras), los efectos no lineales causados a intensidades altas (ganancias de Raman y Brillouin, efecto Kerr) o los daños estructurales de los materiales.

4.3. Arreglo experimental

En la Figura 4.6 se expone el esquema del arreglo experimental del YDFL, construido con base en una cavidad de Fabry-Perot compuesta por dos acopladores FBG de banda angosta que fueron fabricados en laboratorio, con longitud de onda de operación centrada en 1061 nm y con coeficientes de reflexión de 100% (HR-FBG) y 10% (LR-FBG) y anchos espectrales de 220pm y 46 pm, respectivamente. La Fibra Dopada con Iterbio (*Ytterbium-Doped Fiber*, YDF) utilizada fue una fibra estándar de DC de marca Nufern, mod. SM-YDF-5/130-VIII, con absorción en el primer revestimiento de 1.65 dB/m, y con operación en la longitud de onda de 975 nm. La longitud del segmento YDF utilizado fue de 15 m, que corresponde con una absorción de luz de bombeo cercana a los 25 dB; mientras que la longitud total de la cavidad fue de 19 m, la cual hace que el intervalo de ida y vuelta tenga una duración de 188.35 ns. La YDF fue bombeada mediante 2 Diodos Láser (*Laser Diodes*, LDs) comerciales de 976 nm, a través de un combinador de bombeo (2+1) × 1. Un polarizador de fibra (P) fue colocado en el esquema para llevar a cabo el estudio de las propiedades estadísticas de la luz polarizada; mientras que para luz no polarizada éste era removido.

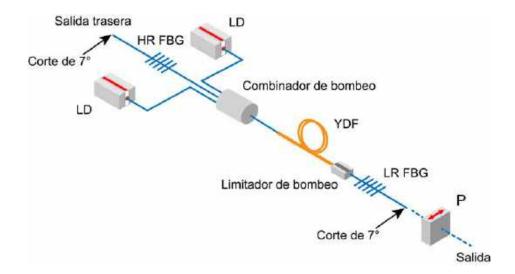


Figura 4.6. Arreglo experimental del YDFL.

El ruido ASE de la señal de salida del láser fue detectado con la ayuda de un fotodetector de InGaAs de tipo Shottky (*Newport*, mod. 1414), conectado a un osciloscopio de tiemporeal de 16 GHz (*Tektronix*, DPO71604C). Mediante análisis de transformada, se determinó que la banda RF real de este conjunto de instrumentos (B_{el}) medida a un nivel de 3 dB iba desde frecuencia cero hasta un valor cercano a los 15.5 GHz, lo cual asegura la detección del tren de pulsos con forma Gaussiana de anchos bastante angostos, menores a 30 ps. En este conjunto de mediciones, se dispuso de una fibra de acomplamiento del tipo monomodo y con operación en longitud de onda de 1.06 μ m a la salida del láser, colocada a distancias adecuadas de la emisión de salida como para mantener la potencia de entrada al fotodetector en un rango de valores de 1 a 2 mW, asegurando que la operación de dicho fotodetector se mantuviera siempre por debajo de sus niveles de saturación.

4.4. Eficiencia del láser y ensanchamiento espectral

Con el arreglo experimental comentado, se consiguió la gráfica de potencia láser contra potencia de bombeo presentada en la Figura 4.7. La eficiencia de este esquema alcanzó un valor cercano al 70%, presentando una potencia de bombeo de umbral cercana a los 2 W.

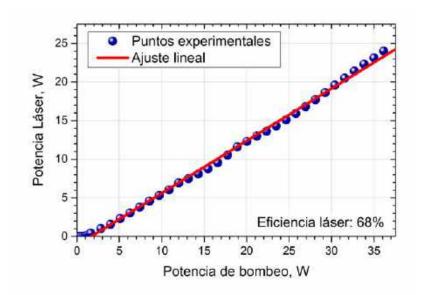


Figura 4.7. Potencia de salida del láser contra potencia de bombeo.

Los espectros ópticos del YDFL se presentan en la Figura 4.8. Éstos fueron medidos con la ayuda del mismo OSA (*Yokogawa*, AQ6370D) utilizado en el Capítulo 3, para un rango amplio de potencias láser de salida, con una resolución de 0.5 nm. Dichos espectros estuvieron conformados por una línea láser angosta que se elevó unos 55-60 dB por encima del espectro de forma extendida, característica de la emisión espontánea amplificada del Yb³+. Cabe destacar que al revisar con detalle el espectro completo del rango de potencias analizado, no se pudieron observar en ningún momento componentes de esparcimiento-Raman u otro efecto no-lineal, incluso en los niveles de potencia de salida más altos.

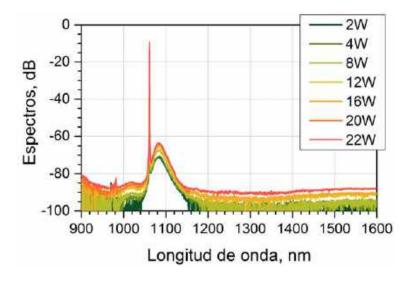


Figura 4.8 Espectros ópticos del láser medidos en algunos puntos específicos de potencia, marcados dentro del recuadro.

El conjunto de espectros de banda angosta obtenido con el OSA para el rango completo de potencias láser y con una resolución de 34 pm, son presentados en la Figura 4.9; como se puede apreciar, el ancho espectral se incrementa de forma monótona con la potencia del láser. Nótese que todos los espectros se pueden ajustar muy bien con patrones de envolvente Gaussiano, ya que los valores en la suma de sus residuales R² simpre fueron mayores a 0.996.

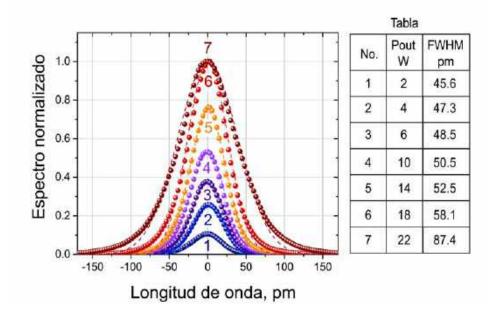


Figura 4.9. Conjunto de espectros del YDFL medidos a diferentes potencias láser. Dicho conjunto está dispuesto respecto a la longitud de onda central del láser (1061 nm), y organizado de la forma en que se presenta en la tabla del lado derecho. Todos los espectros fueron normalizados con respecto a la máxima potencia de salida del láser (22 W). Los círculos son los datos experimentales, y las líneas son los ajustes Gaussianos.

Los anchos espectrales calculados a la mitad completa de su valor máximo (FWHM, por sus siglas en inglés) con base en los ajustes Gaussianos contra sus correspondientes potencias de salida (presentados en la tabla anexa de la Figura 4.9) son graficados en la Figura 4.10, en donde la curva 1 es el ajuste realizado sobre los puntos obtenidos experimentalmente. En contraparte, los anchos de banda "reales" del láser, calculados mediante la deconvolución de estos espectros respecto de una señal láser de línea angosta usada como referencia (< 200 kHz), son graficados también contra la potencia de salida y presentados en la misma figura mediante los símbolos rojos, y cuyo ajuste es, de igual manera, representado por la curva 2. Del lado derecho de la gráfica se exponen los valores del factor de degeneración \mathcal{M} , calculados mediante la ecuación (3.11) para cada uno de los anchos

espectrales, tanto medidos como deconvolucionados, correspondientes. Estos valores serán de utilidad para el análisis estadístico posterior.

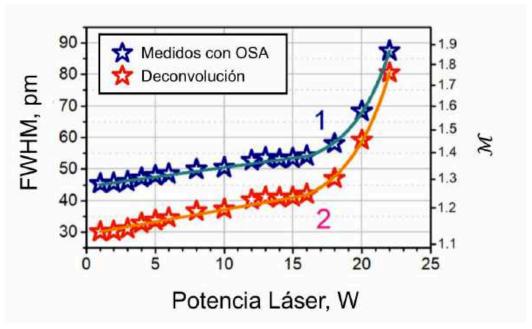


Figura 4.10. Anchos de banda FWHM del YDFL para diferentes potencias láser: Los símbolos corresponden a los datos experimentales y las líneas a sus respectivos ajustes teórico-matemáticos; las líneas 1 y 2 coresponden a los casos: de medición directa con el OSA antes y después de aplicarles deconvolución, respectivamente. La escala derecha presenta el número $\mathcal M$ de estados independientes de ASE para luz polarizada.

Como se puede observar en la Figura 4.10, para potencias bajas del láser (< 13 W), la pendiente observada en las dependencias es menor de hasta un orden de magnitud en comparación con la que se observa en las potencias más altas (> 18 W), mientras que en un rango intermedio bien definido (de 13 a 17 W), la pendiente se mantiene prácticamente igual a cero, es decir, el ancho espectral se conserva prácticamente constante. Es importante destacar que para valores de potencia cercanos a 18 W, por encima de los cuales la pendiente se altera dramáticamente, la longitud no lineal de la fibra L_{NL} , calculada mediante $(\gamma P)^{-1}$ [31] es de 7 m, es decir, casi ~2.5 veces menor que la longitud de la cavidad, considerando que $\gamma = n_2 \omega/c A_{eff}$ es el parámetro no-lineal, $n_2 = 4.3 \times 10^{-20}$ m²/W [32] es el índice de refracción no-lineal del sílice fundido para 1.06 µm, ω es la frecuencia angular de la luz y $A_{eff} = \pi (\text{MFD}/2)^2 = 34 \, \mu \text{m}^2$ es el área efectiva del haz de láser. Se debe aclarar que la P utilizada en este cálculo no es la potencia total de un pulso incidente denotada como P_o en la literatura [31], ya que la intención es la de verificar si la relación entre la longitud no lineal estimada con la potencia RMS en el extremo de salida es

lo suficientemente pequeña comparada con la longitud total de la cavidad como para que no exista influencia de efectos no lineales, lo cual, con la proporción calculada de 2.5 veces, claramente no se cumple. Adicionalmente, dado que la radiación dentro de la cavidad alcanza la potencia máxima en la sección del YDF adyacente a la salida del láser (referirse a la Figura 4 en la referencia [33] donde se simula un YDFL similar utilizando un modelo de ondas contrapropagantes), los efectos no-lineales también deben ser importantes en esta sección.

4.5. Análisis de coherencia óptica

En el Capítulo 2 se estableció la relación que existe entre la coherencia óptica de la señal y el tiempo de conteo para poder medir de forma aceptable las PDFs de conteos fotónicos a partir de las señales de ruido. También, se estableció que el tiempo de decaimiento del iterbio es casi 10 veces más corto que el de erbio y que, al operar en regímenes de potencias más altas, es más susceptible de fluctuaciones. Adicionalmente, en la fuente de semilla de erbio del Capítulo 3 las múltiples etapas de filtrado de ASE se agregaron en cascada través de circuladores, lo que permitió amplificar únicamente una reflexión proveniente de la primera etapa. En aquel arreglo, como cada etapa estaba aislada de la anterior, se evitaba que existiera propiamente una cavidad láser.

En esta ocasión para el láser de iterbio de la Figura 4.6 las condiciones son bastante diferentes. Aunque la LR FBG de 10% se fabricó para que fuera lo suficientemente débil como para que la señal de salida dominante sea la emisión ASE, ahora sí existe una cavidad láser formal y, por tanto siempre habrá un componente de la señal que corresponde a luz láser que va mezclada con la señal de ruido ASE de banda angosta de salida. Un análisis que se propone para entender el nivel de influencia de esta componente láser es el de la coherencia óptica.

Mediante la función de autocorrelación normalizada, calculada sobre las trazas de señal de salida del láser, que se corresponde directamente con la coherencia de segundo orden de dicha señal, es posible estimar el tiempo de coherencia para cada una de las potencias analizadas. La coherencia de segundo orden $g^{(2)}(\tau)$ puede ser calculada a partir de la traza de una señal en términos de potencia (proporcional a su intensidad luminosa) [34], mediante

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau)\rangle}{\langle I(t)\rangle^2} = \frac{\langle P(t)P(t+\tau)\rangle}{P_{mean}^2}$$
(4.1)

donde I(t) es la intensidad de la luz, P(t) es la potencia láser, P_{mean} es la media de la potencia del láser, y τ es el corrimiento en tiempo respecto de cada valor de t. Para este caso, la muestra analizada tiene un intervalo de duración de 312.5 μ s, que corresponde a las trazas más grandes que puede capturar el osciloscopio de 15.5 GHz en una sola toma, y que corresponden a 31.25 millones de puntos experimentales. Por otra parte, la coherencia de primer orden $g^{(1)}(\tau)$ puede ser determinada a partir de $g^{(2)}(\tau)$ mediante [35]:

$$\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2 = g^{(2)}(\tau) - 1$$
 (4.2)

En la Figura 4.11 (a) se presentan ejemplos de los picos de orden cero para $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$ calculados para tres casos representativos de potencias del láser, a 1 W, 4 W y 22 W. En estos casos, las muestras experimentales obtenidas mediante el cálculo numérico de la autocorrelación sobre cada señal de salida del láser (representadas con círculos) se pueden ajustar bastante bien utilizando la función de Lorentz (líneas sólidas), lo cual se corresponde con un ensanchamiento por colisiones en luz de tipo termal [21].

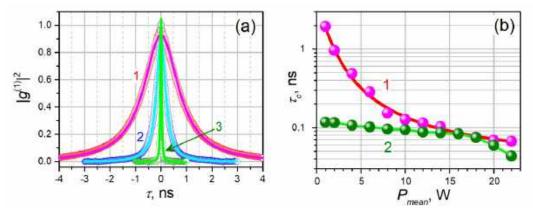


Figura 4.11. (a) Picos de orden cero para el cuadrado de la coherencia de primer orden. Las curvas 1, 2 y 3 corresponden a los casos de las potencias medias de 1 W, 4 W y 22 W, respectivamente. (b) Tiempo de coherencia como función de la potencia del YDFL. La curva 1 es obtenida a partir de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$, mientras que la curva 2 es calculada a partir de los espectros ópticos del YDFL presentados en la Figura 4.9.

Cabe aclarar que el tiempo de coherencia τ_c , fue considerado bajo el criterio de $1/e^2$ de estas curvas. La Figura 4.11 (b), por su parte, demuestra la dependencia de τ_c respecto de la potencia láser; la curva 1 corresponde a τ_c obtenida a partir de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$ mientras que la curva 2 describe τ_c calculada con base a los anchos espectrales presentados en la línea 2,

de la Figura 4.10. Como se observa en la Figura 4.11 (b), el τ_c calculado a partir de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$ (curva 1) sufre una caída de \sim 1.5 órdenes de magnitud, con el incremento de la potencia del láser; mientras que el τ_c calculado directamente a partir de los espectros ópticos (curva 2) decrece solamente en un nivel de \sim 2.5 veces. Nótese que el valor más pequeño de τ_c presentado en la curva 1 es definido por la frecuencia de corte que es capaz de sensar el conjunto conformado por el fotodetector y el osciloscopio (\sim 15.5 GHz).

La fuerte discrepancia en las gráficas de los tiempos de coherencia encontrados mediante los dos métodos se explica por un efecto observado en las trazas de señal experimentales: la señal se compone por ráfagas de pulsos de ruido cuyos anchos medios son diferentes para diferentes potencias. En los páneles superiores de la Figura 4.12, son presentadas instantáneas representativas de señal de 25 ns de duración para tres P_{mean} cuyas diferencias entre muestras fueron de \sim 6-7 dB (1 W (a), 4 W (b), y 22 W (c)); se puede observar que el ancho medio de los pulsos que conforman las señales YDFL decrecen drásticamente con el incremento de la potencia media.

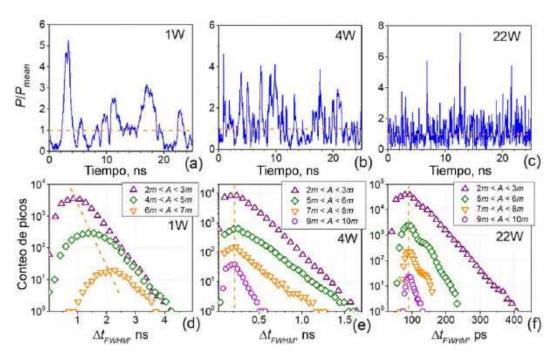


Figura 4.12. (a), (b) y (c) Trazas de osciloscopio para el ruido pulsado del YDFL dentro de un intervalo de 25 ns. Las líneas horizontales punteadas indican el valor medio de la potencia de cada señal, P_{mean} . (d), (e) y (f), PDFs de los anchos de pulsos del láser (Δt_{FWHM}). Las líneas verticales punteadas indican el valor más probable: de 1-2 ns en (d), ~ 220 ps en (e), y ~ 80-100 ps en (f).

Adicionalmente, se presentan en los páneles inferiores de la misma Figura 4.12, (d), (e) y (f), las PDFs construidas a partir de los valores FWHM de los pulsos de ruido, ΔtFWHM (asumiendo que estos tienen una forma de tipo Gaussiano [15]). Las PDFs para cada pánel fueron elegidas dentro de algunos rangos representativos de magnitudes de pulso (A) elegidos como entre km y (k+1)m, donde k es un entero y m es Pmean (ver Figura 3 en la referencia [15] para mayor detalle).

Como puede observarse a partir de los páneles superiores en la Figura 4.12 (a-c), mientras mayor sea la potencia láser, más "denso" es el patrón de ruido láser (asociado a la disminución de los anchos de pulso). La tendecia revelada es cuantificada mediante las respectivas PDFs en los páneles inferiores de la Figura 4.12 (d-f). Primero, se observa que, para todas las potencias láser y para todos los rangos de magnitud de pulso, los anchos de pulso se distribuyen dentro de un intervalo de \pm 20-50% (a un nivel de -3dB de las PDFs) con respecto a sus valores más probables. Segundo, nótese que, para bajas potencias ($P_{mean} = 1$ W), el ancho más probable de pulso aumenta de forma constante con el crecimiento de la magnitud de pulso, lo cual se denota con la línea punteada diagonal que va desde ~1 ns hasta ~2 ns en 4.12 (d); pero en contraparte, para potencias por encima de 2 W, prácticamente este ancho no varía con el nivel de magnitud, al menos de forma notable (e, f). Tercero, se nota que tanto los anchos de pulso Δt_{FWHM} , como su tiempo de coherencia τ_c (encontrado mediante $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$) decrecen de forma monótona con el incremento de la potencia láser, ambos en ~1.5 órdenes de magnitud en el rango completo de las potencias láser.

Un punto que merece la atención es la aparente proporción que existe entre los anchos de los pulsos de ruido y el tiempo de coherencia: Ver la Figura 4.13, en donde estas dos variables son parametrizadas de acuerdo con la potencia láser, misma que es marcada a un lado de los puntos experimentales. Nótese que los puntos experimentales obtenidos a 4 W y a 6 W son desplazados ligeramente a la izquierda del ajuste (representado en línea punteada), lo cual probablemente es un resultado de los fuertes efectos no-lineales observados en estos dos casos (ver Figura 4.17 y su correspondiente discusión, expuestas más adelante).

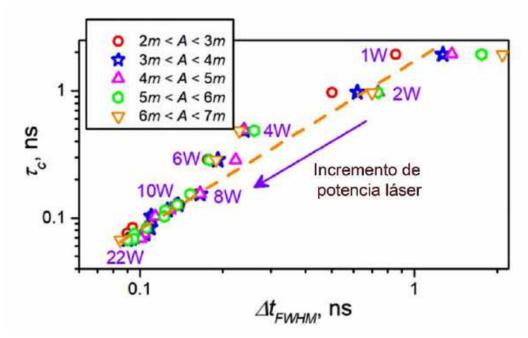


Figura 4.13. Tiempo de coherencia como función del ancho de pulso. Los símbolos representan los datos para diferentes intervalos de amplitud de pulsos (especificados en la leyenda). La tendencia creciente de la potencia láser es marcada mediante la flecha violeta (algunos valores de potencia láser son indicados cerca de sus correspondientes puntos experimentales). La línea punteada es un ajuste lineal dentro de la gráfica doble-logarítmica.

La Figura 4.14 (a) presenta tres ejemplos de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$, calculados usando los criterios de las ecuaciones de autocorrelación (4.1) y (4.2) y con ayuda de la herramienta analítica ©MatLab, para los mismos tres casos de señal representativos analizados en la Figuras 4.11 y 4.12, pero ahora usando un intervalo de tiempo más amplio, que varía entre los -20 μ s a los 20 μ s. Al igual que se hizo previamente para la gráfica de la Figura 4.11, el cálculo numérico de esta autocorrelación se llevó a cabo mediante una secuencia de sumatorias de los productos de cada uno de los puntos de magnitud de la señal por el total de puntos de la misma señal, y a su vez desplazando el punto muestra en cada paso, para así construir el areglo sucesivo de autocorrelación. Cada desplazamiento se realizó tomando el mismo intervalo de escala temporal de la señal, pero considerando el doble del intervalo total para construir una gráfica simétrica.

En la Figura 4.14 (a) las áreas verdes por debajo de los envolventes en rojo son en realidad un conjunto de picos separados por intervalos de ida vuelta en la cavidad, cuyo detalle es presentado para un intervalo de $\pm 1~\mu s$ en los tres páneles de la Figura 4.14 (b), y que corresponden a pulsos de ruido parcialmente sobrepuestos con duraciones $t_k = kRT =$

 $0.188~\mu s$ bajo las condiciones del experimento, donde k es un número entero y RT (Round Trip) es el intervalo de ida y vuelta.

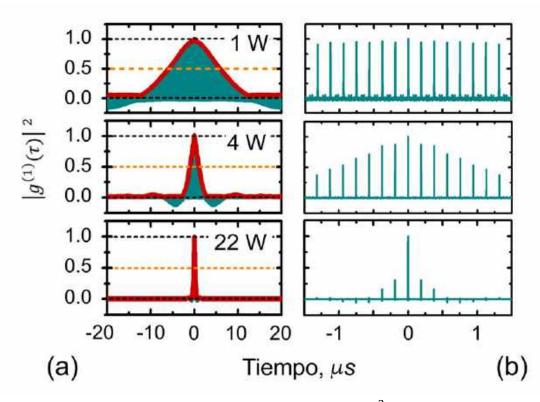


Figura 4.14. Funciones de autocorrelación ($\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$) obtenidas para tres potencias láser representativas (1, 4, y 22 W): (a) Presenta las funciones sobre un rango temporal extenso de ±20 μ s, la curva roja es el envolvente y la región verde se detalla en (b), que muestra las franjas de coherencia repetitivas para cada una de las tres potencias.

Se puede observar a partir de la Figura 4.14 (b) que las áreas entre los picos $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$ toman valores muy cercanos a cero; mientras que el pico de orden cero (k=0) es el caso presentado anteriormente en la Figura 4.11 (a). En esta ocasión lo que se observa en los patrones de la Figura 4.14 ya no es el efecto de la duración de los pulsos sobre la autocorrelación (como era el caso de la Figura 4.11) sino la periodicidad de la señal láser, la cual genera un patrón temporal recurrente cuya cantidad va disminuyendo con la potencia, y cuya periodicidad es el intervalo RT. Tanto en las gráficas de autocorrelación extensas de 4.14 (a), como en el detalle más fino de los páneles 4.14 (b) se puede notar que la magnitud de los picos de órdenes más altos que definen las colas de la gráfica (las cuales se pueden identificar como "laterales") tienden a disminuir en amplitud conforme se incrementa la potencia láser. Como antecedente, un patrón repetitivo de coherencia o franjas de

visibilidad en el patrón de interferencia similar a éste ha sido reportado anteriormente para un interferómetro de Michelson ajustable, cuando la diferencia de caminos ópticos es un número entero de intervalos de ida y vuelta [36].

En la Figura 4.15 se presenta la gráfica en tres dimensiones de la operación de autocorrelación para el cálculo de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$, realizada sobre las muestras de señal obtenidas experimentalmente para cada una de las potencias medidas. Como referencia, en la línea inicial se presenta la forma que tiene patrón de franjas repetitivas correspondiente a la potencia de 1 W, mientras que la superficie de colores muestra la variación del envolvente de cada uno de los patrones de franjas, es decir las líneas rojas de la Figura 4.14(a). La escala temporal de esta gráfica se presenta como múltiplos del intervalo RT, con la finalidad de observar el número de veces que se repite el patrón, y sus límites son determinados por la duración de las "colas" del patrón más amplio.

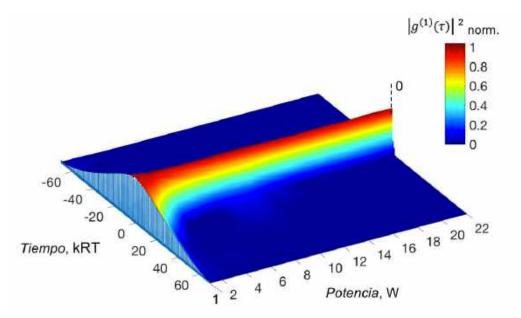


Figura 4.15. Gráfica 3D de la función de autocorrelación ($\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$) para el rango de potencias analizadas experimentalmente (de 1 a 22 W). Los colores representan el valor de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$ (coordenada z) de los envolventes. La escala de tiempo está representada mediante el número de intervalos RT.

Se puede observar que en el rango aproximado de 1 a 5 W existe un rápido adelgazamiento de los patrones de franjas, el cual se presenta con detalle en el análisis de la Figura 4.16. En esta figura, los puntos experimentales muestran el resultado del cálculo del FWHM de los envolventes de picos laterales para la magnitud de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$, cuando la potencia varía desde 1 W hasta 22 W.

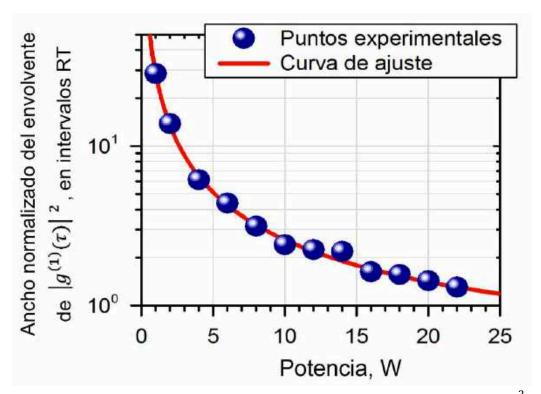


Figura 4.16. Dependencia del ancho del envolvente de picos de $\left|g^{(1)}(\tau)\right|^2$ obtenido para trenes largos de pulsos de ruido vs. potencia de salida del láser, con anchos normalizados respecto al número de intervalos RT. Los círculos muestran datos experimentales y la curva roja su ajuste de tipo sigmoidal.

El mejor ajuste, representado por la curva roja, fue realizado con la ayuda de una función de tipo sigmoidal. Como se puede ver, el FWHM para potencias bajas alcanza intervalos de hasta 30 RT, en potencias en el rango 10 de hasta 14 W, se alcanzan apenas 2 RT, mientras que para potencias altas ni siquiera llega a alcanzar el primer intervalo RT, lo cual indica que, conforme se sube la potencia, el patrón observado para el orden cero cada vez presenta menor correlación con algún otro patrón en toda la señal.

Para aclarar mejor este tópico, en la Figura 4.17 se incluyen los dos casos extremos de los trenes de pulsos de ruido del YDFL capturados dentro de un intervalo de aproximadamente tres intervalos de ida y vuelta. En ella, las dos gráficas superiores muestran los trenes de pulsos de ruido para potencia baja (1 W), mientras que las dos inferiores corresponden a los de potencia más alta (22 W); las gráficas de la izquierda y la derecha corresponden a luz polarizada y no polarizada, respectivamente (el polarizador fue colocado en la entrada del fotodetector).

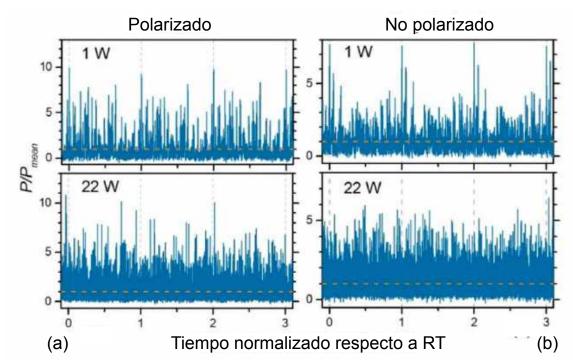


Figura 4.17. Trazas de osciloscopio capturadas para la salida de luz (a) polarizada y (b) no polarizada del YDFL. Las líneas punteadas horizontales marcan los niveles medios de la potencia láser; las líneas punteadas verticales delimitan los intervalos de cada intervalo RT. Cada gráfica es etiquetada con la potencia láser en que cada una de las trazas del osciloscopio fueron colectadas.

4.6. Modelado estadístico de los conteos fotónicos y espectros de RF

Para que un tren de pulsos sea considerado como una señal de "ruido" requiere tener una completa independencia estadística de sus fotoeventos relacionados, es decir que la probabilidad de ocurrencia de cierta magnitud, fase o duración de un fotoevento no tenga ninguna relación con el resto del conjunto de fotoeventos. En la sección anterior ya se abordaron los temas de la coherencia y autocorrelación, por lo que en este punto ya se tiene un buen marco de referencia para poder evaluar las densidades de probabilidad.

Para comenzar el análisis se verificó si el pulsado de ruido del YDFL puede ser descrito propiamente mediante la estadística de ASE de banda-angosta expuesta teóricamente en el Capítulo 2. Como sabe en este punto, dicha estadística es caracterizada por una PDF cuya forma depende básicamente de un número $\mathcal M$ de estados independientes de ASE de banda-angosta dentro de la cavidad. También se sabe que el número $\mathcal M$ para un espectro óptico

Gaussiano (revisar la escala de la derecha en la Figura 4.10) puede ser obtenido mediante la ecuación (2.68), es decir

$$\mathcal{M} = s \frac{\pi (B_{opt}/B_{el})^2}{\pi (B_{opt}/B_{el}) \operatorname{erf}[\sqrt{\pi} (B_{opt}/B_{el})] - [1 - \exp(-\pi (B_{opt}/B_{el})^2)]}$$
(4.3)

donde B_{opt} es el ancho de banda óptico en términos de los anchos espectrales deconvolucionados (línea 2 en la Figura 4.10) y s es el número de estados de polarización (1 o 2, para luz polarizada y luz no polarizada, respectivamente). Notar que el caso particular de $modo\ unitario\ (\mathcal{M}=1)$ sólo puede aproximarse cuando el espectro óptico es extremadamente angosto $(B_{opt}/B_{el}\ll 1)$.

En la Figura 4.18 se presentan ejemplos de las funciones de probabilidad de señal láser obtenidas para las potencias de 1 W, 4 W, 8W, 14 W, 18 W, y 22 W, representadas en forma de símbolos. Los valores del número \mathcal{M} , calculados mediante la ecuación (4.3) a partir de los anchos FWHM de los espectros Gaussianos (Figura 4.9) para luz polarizada, y para cada una de las potencias láser, fueron de 1.12, 1.15, 1.19, 1.23, 1.30 y 1.75, respectivamente (ver eje de la derecha de la Figura 4.10); mientras que los correspondientes valores de \mathcal{M} para luz no polarizada fueron dos veces más grandes. Las dependencias 1 y 2 en la Figura 4.18 corresponden a luces polarizada (s = 1) y a no polarizada (s = 2), respectivamente. Los ajustes (líneas sólidas) fueron encontrados mediante la distribución binomial negativa con factor de degeneración \mathcal{M} que fue explicada en el Capítulo 2 (Ec. 2.78),

$$P(n, \bar{n}, \mathcal{M}) = \frac{\Gamma(n+\mathcal{M})}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[1 + \frac{\mathcal{M}}{\bar{n}} \right]^{-n} \left[1 + \frac{\bar{n}}{\mathcal{M}} \right]^{-\mathcal{M}}$$
(4.4)

donde $P(n, \bar{n}, \mathcal{M})$ es la probabilidad que el fotodetector cuente n fotones de ASE en un período $T=1/B_{el}$, \bar{n} es la media general del conjunto general de conteos fotónicos, y \mathcal{M} es encontrado a partir de la ecuación (4.3) Notar que las magnitudes de n y de \bar{n} son proporcionales la potencia láser P(t) y a la potencia media P_{mean} , respectivamente.

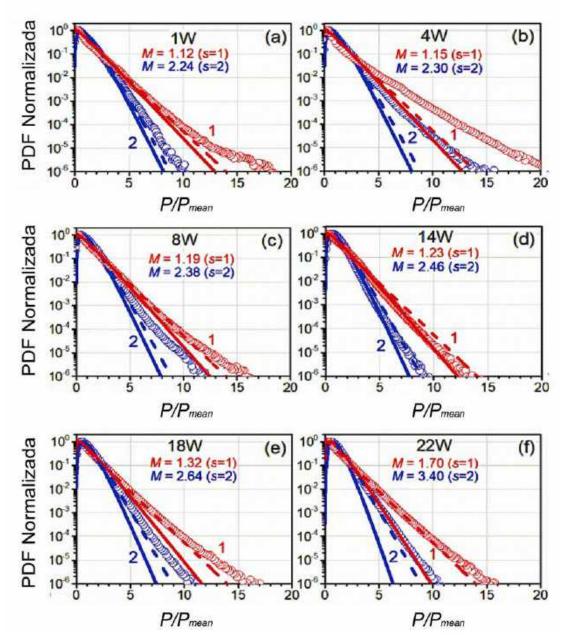


Figura 4.18. PDFs normalizadas de las señales del fotodetector obtenidas para luces polarizada (líneas y símbolos rojos, marcados como 1) y no polarizada (líneas y símbolos azules, marcados como 2). Los símbolos representan puntos experimentales; las líneas sólidas son las PDFs teóricas, calculadas mediante la ecuación (4.4) con valores $\mathcal M$ coincidentes con los de la Figura 4.9 (después de deconvolución), y las líneas punteadas representan las referencias de modo unitario, $\mathcal M=1$ (para luz polarizada) y $\mathcal M=2$ (para luz no polarizada), respectivamente.

Como se puede observar en la Figura 4.18, la mejor concordancia entre los ajustes de la ecuación (4.4) y los puntos experimentales se observa cuando la potencia está en valores cercanos a los 14 W (ver gráfica (d)), lo que significa que para estas potencias, el láser opera en un régimen muy parecido al de ASE de banda-angosta (o en otras palabras, en un régimen de luz termal). Sin embargo, en potencias fuera de este rango, los PDFs difieren respecto a sus contrapartes simuladas: las colas de la gráfica tienden a estar siempre por encima de los modelos teóricos, representados en líneas punteadas. Cuando la potencia láser está entre 2 y 8 W, las colas de las PDFs experimentales son incluso mayores a las PDFs teóricas calculadas para los casos extremos, $\mathcal{M}=1$ y $\mathcal{M}=2$ (para luces polarizada y no polarizada, respectivamente), mientras que para valores de potencia alta (> 18 W) las PDFs experimentales son más bien cercanas a estos casos extremos.

Con lo anterior, se puede concluir que los eventos de alta potencia pueden ser asociados a ondas gigantes o sus semillas [37-39], que surgen más frecuentemente de lo que se puede predecir de lo estimado a partir de las Ecuaciones (4.3) y (4.4), para su correspondiente ancho de banda óptica. Para potencias altas de láser, las estadísticas de fotones son bastante bien descritas con las PDFs encontradas en condiciones de modo unitario, es decir $\mathcal{M}=1$ para luz polarizada o $\mathcal{M}=2$ para luz no polarizada; lo cual corresponde a luz con envolvente Gaussiano (es decir, la distribución de fotones de campo luminoso es Gaussiana) como se asume, por ejemplo, dentro de la teoría de turbulencia de ondas para un régimen ligeramente no-lineal [40,41], a pesar de que el espectro óptico no es lo suficientemente angosto y la condición $B_{opt}/B_{el} \ll 1$ no se satisfaga.

Abundando un poco sobre las posibles razones de las discrepancias entre los PDFs experimentales y sus ajustes; en primer lugar, se debe tener en cuenta que, a potencias láser relativamente bajas existe una longitud más larga de interacción no lineal de la onda láser con la fibra óptica, debido al gran número de duraciones RT de onda láser a lo largo de la cavidad (ver Figuras 4.14 y 4.15), en las que el patrón de ruido se preserva. A potencias muy bajas (1 W), la discrepancia discutida es pequeña, debido a la magnitud baja en los pulsos de ruido que la conforman. Para potencias por encima de 1 W y hasta niveles cercanos a los 10 W, el efecto se vuelve aún más pronunciado que al principio, debido a que la longitud de la interacción no lineal es todavía relativamente larga, mientras que los pulsos de ruido se van haciendo cada vez mayores en magnitud. Así progresivamente, se alcanza un máximo en los eventos de gran energía a una potencia de 4 W (ver Figura 4.17 (b)), en la cual se puede apreciar un equilibrio entre la longitud de la interacción no lineal (aún considerable) y la magnitud relativamente grande de los picos de en los pulsos de ASE conforme estos van comprimiéndose; es decir, que por encima de esta condición, las colas tienden a hacerse más cortas. A potencias láser "medias", es decir de 12 W a 16 W, a las

cuales el espectro óptico no cambia prácticamente su ancho (ver Figura 4.10), la interacción efectiva es relativamente corta (entre 1 a 2 intervalos RT) pero la potencia láser aún no es lo suficientemente grande para que exista una fuerte interacción no lineal; en este caso, los histogramas del ruido láser empatan bastante bien con la distribución binomial negativa de Bose-Einstein (ver Figura 4.18 (d)). Para las potencias más altas alcanzadas en los experimentos, la longitud efectiva de interacción es corta (uno o ningún intervalo RT) y las ondas láser interactúan fuertemente con la fibra cuando las magnitudes de los picos de ruido son lo suficientemente altas, produciendo un modo unitario que mantiene su forma exponencial, independientemente del ancho espectral.

Otra observación importante se relaciona con el espectro de RF de la señal láser (Figura 4.19), el cual varía dramáticamente con el incremento de las potencias láser. Como se puede notar, a bajas potencias (~ 1 W), existe un patrón de picos espectrales angostos separados por el recíproco de un intervalo RT (5.3 MHz), el cual es usualmente atribuído a frecuencias de batido de modos en operación quasi-CW o al efecto de Amarre de Modos (*Mode Locking*, ML). En esta circunstancia, los picos surgen debido a la repetición del patrón de ruido en cada múltiplo del intervalo RT.

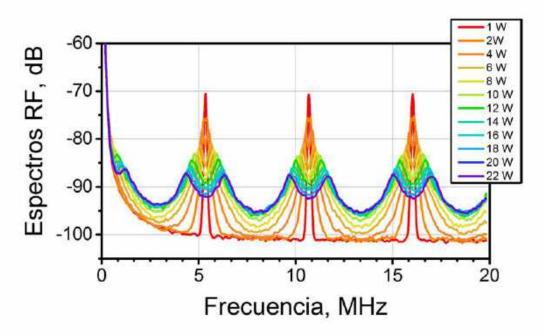


Figura 4.19. Espectros de RF de las señales de salida del YDFL, después de promediar 100 trazos, medidos a diferentes potencias láser (ver recuadro). En todos los casos, la potencia láser en la entrada del fotodetector fue atenuada a un mismo nivel de referencia (1 mW).

Con el incremento de la potencia láser, cada pico espectral se va dividiendo en un par de sub-picos de menor magnitud, ubicados de forma simétrica alrededor de la frecuencia de batido de modos sobre la cual se va acentuando el hundimiento del nivel espectral que los separa, lo cual puede ser referido como una especie de quemado de huecos en el dominio de RF, resultando en una pérdida parcial de periodicidad. A medida que aumenta la potencia del láser, el hundimiento intermedio se acentúa, los picos laterales se desvían cada vez más, el piso de ruido aumenta y el intervalo entre los valores espectrales máximo y mínimo disminuye drásticamente, desde 31 dB (limitado por el ruido del fotodetector) en el nivel más bajo de potencia láser, hasta los 7 dB para la potencia láser más alta. Con base en esta tendencia, se puede asumir que para potencias de láser más altas (no alcanzables en la versión actual de YDFL) el espectro de RF tenderá a hacerse cada vez más plano, sin ningún tipo de periodicidad; condición inherente a los pulsos de ruido completamente aleatorio o de ruido blanco.

4.7. Conclusiones

En esta sección se presentaron los resultados de un estudio experimental basado en las características de ruido de un láser de fibra óptica dopada con iterbio de doble-revestimiento, con una cavidad del tipo Fabry-Perot compuesta por dos FBGs. Se demostró que el espectro óptico del láser, el cual define sus estadísticas de fotones, se incrementa desde un ancho de ~ 30 pm, para la potencia menor del láser (1 W), hasta ~ 80 pm, en su potencia mayor (22 W). Se encontró que la pendiente de esta dependencia sufre un crecimiento dramático, de más de un orden de magnitud, para la potencia láser de ~ 18 W, potencia en donde la longitud no lineal de la fibra se equipara con la longitud de la cavidad.

Se demostró que el láser opera en un régimen de pulsos de ruido con magnitudes y duraciones aleatorias, no en un verdadero régimen CW o quasi-CW como podría esperarse. El ancho de dichos pulsos de ruido decae de forma abrupta desde los ~600 ps hasta los ~80 ps con el incremento en la potencia láser desde 1W a 22 W, respectivamente. En el extremo más alto de potencia (22 W), los anchos de los pulsos de ruido son muy cercanos a su límite por transformada.

También se ha mostrado que la función de autocorrelación implementada para una traza larga de señal láser presenta un patrón de picos repetitivos separados por un período de un viaje de ida y vuelta (RT) de la señal a lo largo de la cavidad. El tiempo de coherencia láser τ_c , relativo al pico de orden cero también sufre una variación abrupta, desde 2 ns hasta los \sim 80 ps, como consecuencia del incremento de la potencia láser desde 1 a 22 W; en el nivel

más alto de potencia láser, el valor de τ_c es muy cercano a el ancho más probable de los pulsos de ruido.

La existencia de un patrón de picos laterales en la gráfica de autocorrelación revela que el láser "memoriza" el patrón de pulsos de ruido, establecido durante un intervalo RT, lo cual significa que dicho patrón es replicado durante una secuencia de intervalos RT. La profundidad de esta "memoria" decae rápidamente conforme la potencia del láser se incrementa: desde aproximadamente 30 intervalos RT en su nivel más bajo (1 W) hasta un intervalo RT o menos para sus niveles más altos (de ~12 a 22 W). Con base en lo anterior, se puede concluir que para altas potencias no se observa ningun tipo de correlación en la señal, lo cual significa que, para estas condiciones, el láser oscila completamente en un régimen de pulsos de ruido aleatorio.

También se observa que los histogramas de conteos fotónicos (PDFs) son bien descritos por la distribución de Bose-Einstein bajo ciertas condiciones muy específicas: ya sea a muy bajas potencias (~ 1 W) o en un rango "medio" de potencias (~ 12 W a 15 W), lo cual conlleva a concluir que en tales condiciones el láser opera bajo un régimen estadístico similar al de ASE de banda-angosta. En otros valores de potencia, las estadisticas de fotones presentan colas más largas que las estimadas mediante la estadística de Bose-Einstein, lo cual proviene del hecho de que, en tales circunstancias, las fluctuaciones en los pulsos de ruido de altapotencia surgen con una mayor frecuencia que la predicha en las estadísticas de fotones clásicas de luz termal de banda angosta.

Finalmente, el estudio se adentró en el comportamiento del espectro de RF de la señal láser, el cual también sufre fuertes alteraciones con el incremento en la potencia de salida del láser. A bajas potencias, dicho espectro está conformado por picos angostos, con frecuencias de repetición recíprocas a los intervalos RT en sus armónicos, lo cual es inherente a un patrón de ruido pulsado que se replica de forma periódica cada período RT. Con el incremento de la potencia láser, un hundimiento espectral surge entre los armónicos de la frecuencia de repetición, de forma simultánea con una pérdida de periodicidad en los patrones de pulsado de ruido. A potencias altas, el espectro RF es aún más plano, con mucho menos variaciones entre máximos y mínimos que su equivalente en potencias bajas. Este último detalle confirma el hecho de que el ruido pasa a ser completamente aleatorio, condición inherente a la operación en alta potencia del láser.

Referencias

- [1] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," Opt. Express, vol. 12, no. 25, pp. 6088–6092, Nov. 2004.
- [2] J. Zheng, W. Zhao, B. Zhao, C. Hou, Z. Li, G. Li, Q. Gao, P. Ju, W. Gao, S. She, P. Wu, and W. Li, "4.62 kW excellent beam quality laser output with a low-loss Yb/Ce co-doped fiber fabricated by chelate gas phase deposition technique," *Opt. Mater. Express*, vol. 7, no. 4, pp. 1259–1266, 2017.
- [3] A. D. Guzman Chavez, A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov, and N. N. Il'ichev, "Reversible photo-darkening and resonant photobleaching of Ytterbium-doped silica fiber at in-core 977-nm and 543-nm irradiation," *Las. Phys. Lett.*, vol. 4, no. 10, pp. 734–739, Oct. 2007.
- [4] H. Gebavi, S. Taccheo, D. Milanese, A. Monteville, O. Le Goffic, D. Landais, D. Mechin, D. Tregoat, B. Cadier, and T. Robin, S. Taccheo, D. Milanese, A. Monteville, O. Le Goffic, D. Landais, D. Mechin, D. Tregoat, B. Cadier, and T. Robin, "Temporal evolution and correlation between cooperative luminescence and photodarkening in ytterbium doped silica fibers," *Opt. Express*, vol. 19, vol. 25, pp. 25077–25083, Dec. 2011.
- [5] A. V. Kir'yanov, M. Paul, Y. O. Barmenkov, S. Das, M. Pal, and L. Escalante-Zarate, "Yb³⁺ concentration effects in novel Yb doped lanthano-alumino-silicate fibers: experimental study," *IEEE Quant. Electron.*, vol. 49, no. 6, pp. 528–544, June 2013.
- [6] S. Jetschke, A. Schwuchow, S. Unger, M. Leich, M. Jäger, and J. Kirchhof, "Deactivation of Yb³⁺ ions due to photodarkening," *Opt. Mater. Express*, vol. 3, no. 4, pp. 452–458, Apr. 2013.
- [7] F. Xie, C. Shao, M. Wang, Q. Zhou, F. Lou, W. Xu, C. Yu, S. Feng, and L. Hu, "Photodarkening-resistance improvement of Yb³⁺/Al³⁺ co-doped silica fibers fabricated via sol-gel method," *Opt. Express*, vol. 26, no. 22, pp. 28506–28516, Oct. 2018.
- [8] Y. Wang, C. Gao, X. Tang, H. Zhan, K. Peng, L. Ni, S. Liu, Y. Li, C. Guo, X. Wang, L. Zhang, J. Yu, L. Jiang, H. Lin, J. Wang, F. Jing, and A. Lin, "30/900 Yb-doped aluminophosphosilicate fiber presenting 6.85-kW laser output pumped with commercial 976-nm laser diodes," J. Lightw. Technol., vol. 36, no. 16, pp. 3396-3402, Aug. 2018.
- [9] A. Ferin, V. Gapontsev, V. Fomin, A. Abramov, M. Abramov, and D. Mochalov, "31.5 kW CW fiber laser with 100 μm delivery," presented in *15th International Conference "Laser Optics 2012*", St. Petersburg, Russia, 26-28 June 2012, paper TuSY1-1.4.
- [10] E. A. Shcherbakov, V. V. Fomin, A. A. Abramov, A. A. Ferin, D. V. Mochalov, and V. P. Gapontsev, "Industrial grade 100 kW power CW fiber laser," in *Advanced Solid-State Lasers Congress Technical Digest*, San Diego, California, USA, 29 Jan. 1 Feb. 2013, paper ATh4A.2.
- [11] M. N. Zervas, "High power ytterbium-doped fiber lasers fundamentals and applications," Int. J. Mod. Phys. B, vol. 28, no. 12, art. no. 1442009, May 2014.
- [12] S. I. Kablukov, E. A. Zlobina, E. V. Podivilov, and S. A. Babin, "Output spectrum of Yb-doped fiber lasers," Opt. Lett., vol. 37, no 13, pp. 2508-2510, July 2012.

- [13] H. Ying, Y. Yu, J. Cao, Z. Huang, Z. Pan, Z. Wang, and J. Chen, "2 kW pump-light-stripper-free distributed side-coupled cladding-pumped fiber oscillator," Las. Phys. Lett., vol. 14, no. 6, art. no. 065102, June 2017.
- [14] A. E. Bednyakova, O.A. Gorbunov, M.O. Politko, S.I. Kablukov, S.V. Smirnov, D.V. Churkin, M. P. Fedoruk, and S.A. Babin, "Generation dynamics of the narrowband Yb-doped fiber laser," Opt. Express, vol. 21, no. 7, pp. 8177–8182, Apr. 2013.
- [15] P. Muniz-Cánovas, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "ASE narrow-band noise pulsing in erbium-doped fiber amplifier and its effect on self-phase modulation," Opt. Express, vol. 27, no. 6, pp. 8520–8528, Mar. 2019.
- [16] J. A. Minguela-Gallardo, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, and G. Beltrán-Pérez, "Photon statistics of actively Q-switched erbium-doped fiber laser," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 34, no. 7, pp. 1407–1414, July 2017.
- [17] P. H. Reddy, A. V. Kir'yanov, A. Dhar, S. Das, D. Dutta, M. Pal, Y. O. Barmenkov, J. A. Minguella-Gallardo, S. K. Bhadra, and M. Chandra Paul, "Fabrication of ultra-high numerical aperture GeO₂-doped fiber and its use for broadband supercontinuum generation," Appl. Opt., vol. 56, no. 33, pp. 9315–9324, Nov. 2017.
- [18] A. Mussot, A. Kudlinski, M. Kolobov, E. Louvergneaux, M. Douay, and M. Taki, "Observation of extreme temporal events in CW-pumped supercontinuum," *Opt. Express*, vol. 17, no. 19, pp. 17010–17015, Sep. 2009.
- [19] C. Larsen, D. Noordegraaf, P. M. W. Skovgaard, K. P. Hansen, K. E. Mattsson, and O. Bang, "Gain-switched CW fiber laser for improved supercontinuum generation in a PCF," *Opt. Express*, vol. 19, no. 16, pp. 14883–14891, Aug. 2011.
- [20] M. J. F. Digonnet (Ed.), "Optical properties of rare earth ions in glasses", in *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd Edn, New York: Marcel Dekker, pp. 144-146, 1993.
- [21] V. Ter-Mikirtychev, Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers, Switzerland: Springer International Publishing, pp. 50-52, 2014.
- [22] H. M. Pask, R. I. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, "Ytterbium-doped silica fibre lasers: versatile sources for the 1-1.2μm region," IEEE J. of Select. Top. Quant. Electron., 1 (1), pp. 2-13, 1995.
- [23] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, H. J. Hoffman, and S. K. T. Tammela, "Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers," Opt. Express 14, 11539-11544 (2006).
- [24] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, "Double clad, offset core Nd fiber laser" in Optical Fiber Sensors, Vol. 2 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1988), paper PD5.
- [25] D. Kouznetsov and J. V. Moloney, "Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. Broken circular symmetry", J. Opt. Soc. Am. B 19 (6), pp. 1259, 2002.
- [26] D. Kouznetsov and J. V. Moloney, "Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. III: Calculation of modes", J. Opt. Soc. Am. B 19 (6), 1304, 2003.
- [27] D. C. Hanna, M. J. McCarthy, P. J. Suni, "Thermal considerations in longitudinally pumped fibre And miniature bulk lasers," Proc. SPIE 1171, Fiber Laser Sources and Amplifiers, 1990.

- [28] Y. Feng, P. G. Rojas-Hernández, S. Zhu, J. Wang, Y. Feng, H. Lin, O. Nilsson, J. Sun, and J. Nilsson, "Pump absorption, laser amplification, and effective length in double-clad ytterbium-doped fibers with small area ratio," Opt. Express 27, pp. 26821-26841, 2019.
- [29] H. Zellmer, A. Tünnermann, H. Welling, and V. Reichel, "Double-clad fiber laser with 30 W output power," in *Optical Amplifiers and Their Applications*, Optical Society of America p. FAW18, 1997.
- [30] A. Liu and K. Ueda, "The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers," Opt. Commun. 132, 511–518, 1996.
- [31] Agrawal, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. 3rd ed. San Diego: Academic Press, pp. 44, 63, 64 136, 2001.
- [32] Cimek, J. et al. Experimental investigation of the nonlinear refractive index of various soft glasses dedicated for development of nonlinear photonic crystal fibers. Opt. Mater. Express **7**, 3471–3483 (2017).
- [33] I. Kelson and A. Hardy, "Optimization of strongly pumped fiber lasers," J. Lightw. Technol., vol. 17, no. 5, pp. 891-897, 1999.
- [34] T. A. Kuusela, "Measurement of the second-order coherence of pseudothermal light," Am. J. Phys., vol. 85, no. 4, pp. 289–294, Apr. 2017.
- [35] R. Loudon, The Quantum Theory of Light. New York: Oxford University Press, 2000.
- [36] J. J. ten Bosch and M. J. A. de Voigt, "Interferometric Study of the Modes of a Visible-Gas Laser with a Michelson Interferometer," *Am. J. Phys.*, vol. 34, no. 6, pp. 479–482, June 1966.
- [37] N. Akhmediev, B. Kibler, F. Baronio, M. Belić, W. Zhong, Y. Zhang, W. Chang, J. M. Soto-Crespo, P. Vouzas, P. Grelu, C. Lecaplain, K. Hammani, S. Rica, A. Picozzi, M. Tlidi, K. Panajotov, A. Mussot, A. Bendahmane, P. Szriftgiser, G. Genty, J. Dudley, A. Kudlinski1, A. Demircan, U. Morgner, S. Amiraranashvili, C. Bree, G. Steinmeyer, C. Masoller, N. G. R. Broderick, A. F. J. Runge, M. Erkintalo, S. Residori, U. Bortolozzo, F. T. Arecchi, S. Wabnitz, C. G. Tiofack, S. Coulibaly, and M. Taki, "Roadmap on optical rogue waves and extreme events," J. Opt., vol. 18, no. 6, art. no. 063001, June 2016.
- [38] C. Lecaplain and P. Grelu, "Rogue waves among noiselike-pulse laser emission: An experimental investigation," *Phys. Rev. A*, vol. 90, no. 1, art. no. 013805, July 2014.
- [39] S. K. Turitsyn, S. A. Babin, E. G. Turitsyna, G. E. Falkovich, E. V. Podivilov, and D. V. Churkin, *Advances in wave turbulence*, book chapter in "Advances in Wave Turbulence," in *World Scientific Series on Nonlinear Science Series A*, vol. 83, V. Shrira and S. Nazarenko Ed. Singapore: World Scientific, 2013, pp. 113–164.
- [40] A. Picozzi, J. Garnier, T. Hansson, P. Suret, S. Randoux, G. Millot, and D. N. Christodoulides, "Optical wave turbulence: Towards a unified nonequilibrium thermodynamic formulation of statistical nonlinear optics," *Physics Reports Review Section of Physics Letters*, vol. 542, no. 1, pp. 1–132, Sep. 2014.
- [41] G. Xu, J. Garnier, A. Mussot, S. Trillo, D. Churkin, N. Tarasov, S. Turitsyn, and A. Picozzi, "Weak Langmuir optical turbulence in a fiber cavity," *Phys. Rev. A*, vol. 94, no. 1, art. no. 013823, July 2016.

Capítulo 5

Láser con cavidad de bajo factor Q basado en fibra DC de iterbio

El concepto de Q-switching utilizado para un resonador láser fue introducido por primera vez por Robert Hellwarth en 1961 [1], y experimentalmente demostrado por el propio Hellwarth y por F. J. McClung un año después. La idea principal de una cavidad láser de Q-switching es que el láser produce un pico de alta potencia seguido de varios pulsos cortos si su factor-Q, entendido como la medida de amortiguación de los modos del resonador, se conmuta rápidamente desde su más alto valor a su valor más bajo (por ejemplo, cuando el nivel de pérdidas dentro de la cavidad pasa de un valor alto a uno bajo). Durante la condición de factor-Q bajo, la potencia de bombeo construye la inversión de población; y cuando esta última alcanza su valor pico, el factor Q de la cavidad láser se conmuta rápidamente a un valor alto (por ejemplo, cuando las pérdidas en la cavidad son removidas). Mientras el factor-Q es alto, se empieza a generar radiación dentro del resonador láser a partir de su emisión espontánea. Después de cierto tiempo (de construcción o retardo) y debido al alto valor en la inversión de población, el láser genera dinámicamente (mediante la ASE) un pulso de alta intensidad dentro de un período corto de tiempo, el cual es conocido como pulso láser de Q-switch o pulso gigante.

Cuando el factor-Q de un láser de iterbio es alto, sus regímenes de operación más comunes suelen ser del tipo de CW o de quasi-CW, las cuales se caracterizan por poseer un excesivo ruido fotónico [2,3] que ya ha sido ampliamente documentado en los capítulos anteriores de este trabajo, y que puede ser descrito adecuadamente mediante la distribución binomial negativa [2,4]. Sin embargo, los YDFLs con cavidades de bajo factor-Q presentan un régimen de operación muy diferente, que se caracteriza por pulsos aleatorios con magnitudes en el orden de los kW, y que es denominado como Auto-Q-Switching (*Self Q-Switching*, SQS). Estos pulsos son mayormente ocasionados por un efecto no-lineal conocido como dispersión estimulada de Brillouin (SBS), el cual ha sido motivo de múltiples estudios [5-10]. Recientemente, los YDFLs de esta naturaleza, han sido propuestos como una forma simple de bombeo de pulsos de duración en el orden de los nanosegundos, para la generación de supercontinuo de banda amplia [7,10,11] o, también, como osciladores para generación de ondas viajeras [9]. Ciertamente, dichos láseres pueden presentar una alternativa robusta y

económica para SCG en comparación con otros sistemas, cuyas configuraciones suelen estar basadas en esquemas de mode-lock más costosos, del orden de picosegundos [12,13].

Como se ha mencionado, los pulsos SBS-SQS (en adelante solamente "pulsos SBS") se caracterizan por ser de gran amplitud, así como por presentar fluctuaciones en los retardos temporales o *jitter*, producto de la naturaleza estocástica del proceso SBS. Ambos factores se convierten en serias limitantes para la mayoría de las aplicaciones prácticas. Sin embargo, al buscar soluciones para lidiar con el tema del jitter, se ha observado que esta fluctuación temporal de los pulsos SBS tiende a disminuirse conforme se incrementan las pérdidas dentro de la cavidad [7]. Otra alternativa que se ha propuesto, es el uso de esquemas de láser pulsados con Retroalimentación Distribuida (*Distributed Feed-Back*, DFB) como fuente de semilla de pulsos estables que activen a los pulsos SBS [14]. En este caso, los pulsos SBS producidos por las semillas se consiguen usando un esquema de varios pasos de amplificación el cual, si bien permite mitigar el jitter, no termina de eliminarlo completamente. El inconveniente que presenta esta última opción es que introduce elementos adicionales que hacen que el sistema pierda su simplicidad y que incremente su costo, sin aportar una solución definitiva del problema.

En este trabajo se parte de algunas definiciones relativas al efecto SBS, para posteriormente demostrar de forma experimental que un YDFL con bajo factor-Q opera con una coexistencia de dos subregímenes pulsados (que se intercalan entre sí de forma intermitente): pulsado QCW y pulsado SBS. La probabilidad de cada subrégimen depende del nivel de bombeo: para bajos niveles, la probabilidad de pulsado QCW es mucho más alta que la del SBS y por el contrario, para niveles altos, el estado dominante es el pulsado SBS. También se discutirán algunas características del láser para cada subrégimen y el efecto de las ventanas QCW intermitentes como fuentes de inestabilidad (fluctuaciones) que derivan en la generación de los pulsos SBS.

5.1. Proceso físico de la dispersión estimulada de Brillouin

La dispersión molecular de la luz fue un tema que generó intensivos estudios entre las décadas de 1920 y 1930. La dispersión producida por fonones de origen óptico, entendidos como estados cuantizados de vibración en la estructura, es conocida como *proceso Raman*, mientras que la interacción de la luz con fonones de origen acústico reciben su nombre a partir del físico francés Léon Brillouin [15]. En paralelo con Raman en la India, y Brillouin en Francia, la dispersión molecular fue abordada también por Landsberg y Mandel'shtam en

Rusia, Smekal en Austria, y Wood en Estados Unidos. La autoría y los créditos de ambos efectos han sido motivo de debate histórico hasta nuestros días [16].

Así, el efecto conocido como dispersión estimulada de Brillouin es uno de los más prominentes fenómenos ópticos no-lineales, pudiendo ser observado de forma experimental por primera ocasión hasta en 1964 [17], y que a partir de entonces, ha sido tema recurrente de múltiples investigaciones [18-27]. Este efecto suele ser descrito, de manera clásica, como un proceso espontáneo que se genera a partir de una onda incidente de luz que se desdobla en un fotón y en un fonón, entendido este último como un estado cuantificado de vibración estructural del material. La onda producida en la dispersión sufre un corrimiento en frecuencia, mismo que es denominado como Stokes (en honor a George Stokes, científico británico que explicó estos corrimientos en el proceso de luminiscencia en el siglo XIX). En un principio, la porción de sección de corte sobre la que incide la luz de Stokes es muy pequeña; sin embargo, en el caso particular de las fibras ópticas, estas ondas pueden propagarse hasta en decenas de kilómetros sin sufrir una atenuación significativa.

Lo anterior hace que la dispersión de Stokes sea un efecto frecuentemente indeseable en las redes de fibra óptica de comunicaciones. Aunque la luz dispersada posee en principio una distribución angular estocástica, la geometría de la fibra hace que ésta adopte sólo dos direcciones preferentes: hacia adelante y hacia atrás sobre el eje logitudinal de la guía. Posteriormente se demostrará que la dispersión de Brillouin que se produce hacia adelante en fibras ópticas es muy débil, lo que lleva a que la gran mayoría de ondas de Stokes se propaguen principalmente en la dirección opuesta a las ondas de entrada o, para el caso de los amplificadores de fibra, en dirección contraria a las ondas de bombeo. Al alcanzar cierto nivel de potencia, el proceso se convierte en estimulado, es decir, que existe una dependencia directa del bombeo o, en otras palabras, se da una conversión eficiente de la energía en la entrada de luz hacia la onda dispersada en sentido contrario a su propagación.

El origen más frecuente del proceso se encuentra en un fenómeno físico denominado *electrostricción* [28,29], la cuál es una propiedad inherente de los materiales dieléctricos, y que consta de la generación de pequeñas deformaciones en la estructura del material ocasionadas por desplazamiento de iones, cuando éste es expuesto a un campo eléctrico. El fenómeno se caracteriza por variaciones periódicas en la densidad del medio ocasionadas por la acción de la luz. Así, la luz dispersada hacia atrás (compuesta por múltiples desplazamientos de Stokes) genera una onda de tipo acústico, lo que se traduce en que la luz propagante produce una especie de rejilla de Bragg *virtual*, y que ésta a a su vez, refleja una porción de dicha luz en la dirección contraria a su propagación.

Los corrimientos de Stokes también pueden ser explicados mediante el efecto Doppler, de la manera en que se esquematiza en la Figura 5.1. Con el incremento en la intensidad de una onda de Stokes, el patrón de interferencia se vuelve más pronunciado, y la onda acústica asociada incrementa a su vez en magnitud. Como se mencionó antes, la onda acústica desplazada hacia adelante actúa a manera de una rejilla de Bragg la cual, con el incremento de su potencia, refleja cada vez más luz en la dirección opuesta.

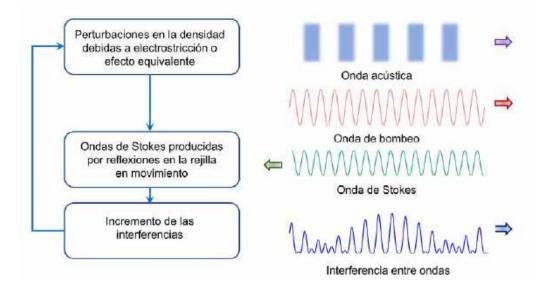


Figura 5.1. Ilustración esquemática del proceso de dispersión estimulada de Brillouin. La absisa de las curvas es la coordenada a lo largo de la longitud del medio y la ordenada son las amplitudes de las ondas participantes en el proceso. La amplitud de la onda acústica es proporcional a la intensidad óptica. La interferencia entre la onda de bombeo y la de Stokes (producida originalmente por electrostricción u otra pertubación electromagnética equivalente) refuerza a la onda acústica, generando un proceso retroalimentado.

Si es formulado en términos de mecánica cuántica, el proceso SBS puede ser tratado como una aniquilación del fotón incidente que da lugar a la creación de un fotón dispersado, así como de un fonón acústico. Como tanto la energía como el momentum se deben conservar durante cada evento de dispersión, los vectores de onda y las frecuencias de las tres ondas actuantes en el proceso se relacionan mediante [30]

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s,\tag{5.1}$$

$$\mathbf{k}_A = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s \tag{5.2}$$

donde ω_p y ω_s son las frecuencias y \mathbf{k}_p y \mathbf{k}_s son los vectores de onda, del bombeo y de las ondas de Stokes, respectivamente. Las relaciones anteriores se pueden presentar en un diagrama de dispersión como el de la Figura 5.2, dentro de un plano coordenado (ω, \mathbf{k}) . Las leyes de conservación (5.1) y (5.2) conforman un diagrama de dispersión cerrado entre los vectores de onda \mathbf{k} .

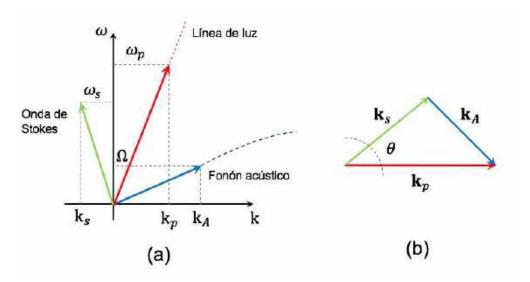


Figura 5.2. (a) Generación de luz dispersada ilustrada mediante un diagrama vectorial. La frecuencia de dispersión y el fonón acústico pueden ser aproximadas mediante una relación lineal como la expresada en (5.2). (b) Diagrama de conservación del momentum utilizada para ejemplificar la codependencia existente entre los tres vectores de onda.

Por otro lado, la frecuencia de Brillouin Ω_B y el vector de onda \mathbf{k}_A de la onda acústica satisfacen la ecuación de dispersión estándar,

$$\Omega = v_A |\mathbf{k}_A| \approx 2v_A |\mathbf{k}_p| \sin(\theta/2),$$
 (5.3)

donde θ es el ángulo entre los campos de bombeo y de Stokes, \mathbf{v}_A es la velocidad acústica, y se asume que la frecuencia angular de Brillouin se da en el punto en que se equiparan las magnitudes de los vectores de onda, es decir cuando $|\mathbf{k}_p| \approx |\mathbf{k}_s|$ en la ecuación (5.2). La ecuación (5.3), muestra que el desplazamiento de Stokes depende del ángulo de dispersión, y de aquí se puede deducir que Ω toma su valor máximo (Ω_B) en la dirección de contrapropagación ($\theta=\pi$) y su mínimo en la dirección de propagación ($\theta=0$). Ya se comentó que para una fibra óptica monomodo, solamente son relevantes las direcciones hacia adelante y hacia atrás del eje óptico, por lo que, de acuerdo a lo anterior, la SBS sólo ocurrirá en la dirección contraria a la propagación. Si se considera que la magnitud del

vector de onda de bombeo es $|\mathbf{k}_p| = 2\pi n_p/\lambda_p$, donde n_p es el índice modal efectivo a la longitud de onda de bombeo λ_p entonces, a partir de la Ecuaciones (5.1) a (5.3), el desplazamiento de Brillouin estará dado por

$$v_B = \Omega_B / 2\pi = 2n_p v_A / \lambda_p. \tag{5.4}$$

A pesar de que las Ecuaciones (5.3) y (5.4) son útiles para simplificar el hecho de que la SBS ocurre principalmente en contrapropagación en las fibras ópticas monomodo, es importante comentar que una porción de la dispersión espontánea de Brillouin también ocurre en la dirección de la propagación. Esto sucede porque la naturaleza guiada de las ondas acústicas en las fibras ópticas conlleva una relajación del vector de onda que ocurre en ambas direcciones.

5.2. Ecuaciones de acoplamiento y espectro de ganancia de Brillouin

Al ser un efecto dependiente de las propiedades del material, la onda de Stokes producida por el proceso SBS es caracterizada por un espectro de ganancia de Brillouin $g_B(\Omega)$, cuya forma depende del acoplamiento no-lineal entre las tres ondas que interactúan: la de bombeo, la contrapropagante de Stokes y la acústica [29]. Partiendo de los resultados expresados anteriormente en las Ecuaciones (5.1) y (5.2), pero ahora incluyendo la definición de la magnitud del vector de onda como $|\mathbf{k}_i| = n\omega_p/c$, la frecuencia máxima de Stokes (o frecuencia de línea de Brillouin) puede ser escrita de la siguiente forma

$$\Omega_B = \frac{\mathbf{v}_A}{c/n} (\omega_p + \omega_s). \tag{5.5}$$

Por otra parte, a partir de la ecuación (5.1) se sabe que la frecuencia de Brillouin puede ser calculada mediante

$$\omega_{\rm S} = \omega_p - \Omega_B. \tag{5.6}$$

Consolidando los resultados de las últimas dos ecuaciones, se puede establecer que el valor de la frecuencia de Brillouin en términos de la frecuencia de bombeo ω_p , estará dado por

$$\Omega_B = \frac{\frac{2\mathbf{v}_A}{c/n}\omega_p}{1 + \frac{\mathbf{v}_A}{c/n}} \approx \frac{2\mathbf{v}_A}{c/n}\omega_p; \tag{5.7}$$

siendo la anulación del segundo término del denominador una consecuencia de que la velocidad del sonido (v_A) es de un orden mucho menor que c/n para todos los materiales conocidos. Asimismo se tiene que, si la onda acústica en la frecuencia de Brillouin alcanza el nivel de la onda de bombeo, y si además en este punto contrarresta la onda de contrapropagación de Stokes, entonces se deduce que, a la frecuencia de Brillouin se da la siguiente relación

$$\mathbf{k}_A = 2\mathbf{k}_p. \tag{5.8}$$

Ahora bien, el modelo para espectro de ganancia no se restringe únicamente al caso en que se igualan las frecuencias de bombeo y de Stokes, sino que se extiende a un marco más amplio de ondas propagantes y antipropagantes. Para este análisis se puede partir de un esquema general como el presentado en la Figura 5.3.

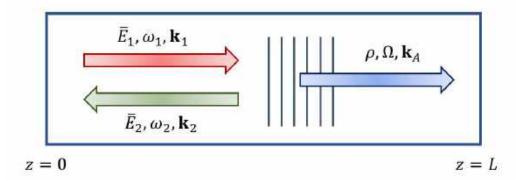


Figura 5.3. Esquema del proceso SBS. Los vectores \bar{E}_1 , ω_1 , \mathbf{k}_1 representan los parámetros de una onda propagante en dirección del bombeo. Los vectores \bar{E}_2 , ω_2 , \mathbf{k}_2 son los parámetros de la onda contrapropagante generada por SBS. Finalmente, los vectores ρ , Ω , \mathbf{k}_A , representan los parámetros de propagación de la onda sónica.

En la figura anterior, la frecuencia de una onda acústica genérica incidente, vendrá dada por

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2,\tag{5.9}$$

la cual es una frecuencia genérica que no debe ser confundida con la Ω_B expresada en la ecuación (5.5). Por su parte, los campos ópticos involucrados se pueden representar, de forma clásica, mediante

Capítulo 5. Láser con cavidad de bajo factor Q basado en fibra DC de iterbio

$$\bar{E}_1(z,t) = A_1(z,t)e^{i(k_1z - \omega_1t)} + c.c.$$
 (5.10.1)

$$\bar{E}_2(z,t) = A_2(z,t)e^{i(k_2z - \omega_2t)} + c.c.$$
 (5.10.2)

donde c.c. denota el complejo conjugado de cada término.

Adicionalmente, el campo acústico se puede expresar siguiendo la misma lógica, en términos de la distribución de la densidad a lo largo del material, como

$$\bar{\rho}(z,t) = \rho_0 + \left[\rho(z,t)e^{i(k_A z - \Omega t)} + c.c. \right]. \tag{5.11}$$

Si se asume que el cambio de la densidad en el material se ajusta al modelo del movimiento ocasionado por las variaciones de una onda de presión, y que a su vez estos cambios están determinados por el campo acústico incidente, entonces su ecuación de onda característica se puede escribir como

$$\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma_A \nabla^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} - v_A^2 \nabla^2 \bar{\rho} = \nabla \cdot \mathbf{f}, \tag{5.12}$$

donde $\bar{\rho}=\rho-\rho_0$ es el cambio en la densidad local respecto a su valor promedio ρ_0 , v_A es la velocidad del sonido, Γ_A es un parámetro de amortiguamiento acústico (ver Apéndice E), y $\nabla \cdot \mathbf{f}$ representa la divergencia de la fuerza por unidad de volumen, debida a los campos eléctricos presentes.

Para resolver esta ecuación (5.12), se deben substituir las definiciones de los campos expresadas en las Ecuaciones (5.10) y (5.11), de la forma en que se detalla en el apéndice E. El resultado al que se llega en dicho desarrollo matemático es

$$(-2i\Omega + \Gamma_B)\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B)\rho - 2ik_A v_A^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\gamma_e k_A^2}{4\pi} A_1 A_2^*, \tag{5.13}$$

siendo $\Gamma_{\!B}$ la tasa de amortiguamiento de la onda o ancho de línea de Brillouin dada por

$$\Gamma_B = k_A^2 \Gamma_A; \tag{5.14}$$

mientras que su recíproco, $T_B = \Gamma_B^{-1}$ es el tiempo de vida del fonón. Siendo coherentes con el análisis previo, la onda acústica será excitada de manera eficiente sólo cuando ω_2 sea elegida de forma tal que la diferencia $|\Omega - \Omega_B|$ sea del mismo orden o menor, que el ancho de línea de Brillouin Γ_B . Para materiales en bulto, la ecuación (5.12) puede ser simplificada si se omite el tercer término del lado izquierdo, mismo que describe la propagación de los fonones, ya que éstos son fuertemente amortiguados dentro del material y sus distancias de propagación resultan muy cortas antes de ser completamente absorbidos. Por lo anterior, en la descripción del efecto SBS, el término afectado por $\partial \rho / \partial z$ suele tener muy poca influencia si se compara con la distancia sobre la cual el término generador del lado derecho sufre una variación significativa, de acuerdo con lo establecido por Chiao en 1965 [17] y por Kroll y Kelley en 1971 [20].

Un importante supuesto que se usa para la simplificación de la ecuación característica SBS (5.13), es la condición de estado estable. Bajo esta condición, no existen variaciones en la densidad del material en el tiempo; en otras palabras, se desvanece el término $\partial \rho/\partial t$ en dicha ecuación. Para este caso, la amplitud de la onda acústica estará dada por la relación

$$\rho(z,t) = \frac{\gamma_e k_A^2}{4\pi} \frac{A_1 A_2^*}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_B}.$$
 (5.15)

Una vez que se ha definido la evolución espacial de la onda acústica, se debe hacer lo propio para los campos ópticos. Al aplicar varias aproximaciones estándares similares a las utilizadas en la derivación de la ecuación de propagación óptica no-lineal, las ecuaciones de Maxwell pueden ser reducidas a la siguiente ecuación de campo eléctrico [29]:

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{\varepsilon_L}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2} = 0, \tag{5.16}$$

donde ε_L es la parte lineal de la constante dieléctrica y \bar{P} es la polarización no-lineal inducida por la interacción acusto-óptica, la cual será definida más adelante. Si se considera que el índice de refracción relativo del medio lineal puede ser calculado mediante $n=\sqrt{\varepsilon_L\mu_L}$, y que para las frecuencias ópticas $\mu_L\approx 1$, entonces se puede hacer la aproximación $n^2\approx \varepsilon_L$, entonces la ecuación (5.15) aplicada a los dos campos ópticos actuantes, adopta la forma

$$\frac{\partial^2 \bar{E}_i}{\partial z^2} - \frac{1}{(c/n)^2} \frac{\partial^2 \bar{E}_i}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{P}_i}{\partial t^2}, \quad i = 1, 2,$$
 (5.17)

donde la polarización no-lineal $ar{P}$ actúa como término generador, y viene dada por

$$\bar{P} = \Delta \chi \bar{E} = \frac{\partial \epsilon}{4\pi} \bar{E} = \frac{1}{4\pi \rho_0} \gamma_e \bar{\rho} \bar{E}. \tag{5.18}$$

Si se consideran solamente aquellas contribuciones de \bar{P} que concuerdan en fase con los términos generadores de los campos láser y de Stokes, dichas contribuciones deberán estar dadas por los componentes que tengan la mismas dirección y frecuencia que los campos originarios, es decir

$$\bar{P}_i(z,t) = p_i e^{i(k_i z - \omega_i t)} + c.c., \qquad i = 1,2;$$
 (5.19.1)

donde

$$p_i = \frac{\gamma_e}{4\pi\rho_0} \rho A_i, \qquad i = 1, 2.$$
 (5.19.2)

De esta forma, si se usan las ecuaciones de los campos expresadas en (5.10) y las de las contribuciones no-lineales expresadas en (5.19), dentro de la ecuación de onda general (5.17) y se considera la aproximación de variación lenta en amplitud, se llega a las siguientes dos expresiones

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{c/n} \frac{\partial A_1}{\partial t} = \frac{i\omega \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho A_2, \tag{5.20.1}$$

$$-\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{c/n} \frac{\partial A_2}{\partial t} = \frac{i\omega \gamma_e}{2nc\rho_0} \rho^* A_1. \tag{5.20.2}$$

En estas ecuaciones, ρ está dada por la solución a la ecuación (5.14); y adicionalmente, se ha eliminado la pequeña diferencia existente entre las frecuencias angulares, al aplicar la aproximación $\omega=\omega_1\approx\omega_2$.

Ahora considérense las condiciones de estado estable, bajo las cuales los términos afectados por las derivadas respecto al tiempo pueden eliminarse, y ρ puede calcularse mediante la ecuación (5.15). Las ecuaciones de acoplamiento de amplitud toman la forma

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{i\omega k_A^2 \gamma_e^2}{8\pi n c \rho_0} \frac{|A_2|^2 A_1}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_B},$$
(5.21.1)

Capítulo 5. Láser con cavidad de bajo factor Q basado en fibra DC de iterbio

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{-i\omega k_A^2 \gamma_e^2}{8\pi n c \rho_0} \frac{|A_1|^2 A_2}{\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega \Gamma_B}.$$
 (5.21.2)

De estas últimas ecuaciones, se puede observar que la dispersión estimulada de Brillouin es un proceso que produce ganancia pura, ya que se da por un acoplamiento automático de fase entre las ondas que lo producen.

Se sabe que la intensidad óptica está dada por $I_i = (nc/2\pi)A_1A_1^*$, y si se aplica esto a las ecuaciones anteriores adoptan la siguiente forma

$$\frac{dI_1}{dz} = -g_B I_1 I_2 \quad y \quad \frac{dI_2}{dz} = -g_B I_1 I_2. \tag{5.22}$$

sendo g_B un factor de ganancia que puede ser bien aproximado mediante un perfil Lorentziano dado por la expresión

$$g_B(\Omega) = \frac{g_p(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2},$$
 (5.23)

la cual tiene su valor máximo centrado en $\Omega=\Omega_B$, y cuyo ancho espectral es pequeño (~10 MHz) debido a que se relaciona con el tiempo de amortiguamiento de las ondas acústicas, o de otra forma, con el tiempo de vida del fonón (T_B). Dicho máximo estará dado por

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{\gamma_e^2 \omega^2}{n_p \rho_0 c^3 \mathbf{v}_A \Gamma_B} = \frac{8\pi^2 \gamma_e^2}{n_p \lambda_p^2 \rho_0 c \mathbf{v}_A \Gamma_B}.$$
 (5.24)

En donde, $\gamma_e \approx 0.902$ es la constante electrostrictiva del sílice y $\rho_0 \approx 2210 \ \mathrm{kg/m^3}$ es su densidad promedio [31]. El ancho de banda FWHM del espectro de ganancia se relaciona con la tasa de amortiguamiento como $\Delta \nu_B = \Gamma_B/(2\pi)$, mientras que el tiempo de vida del fonón (T_B) , bajo estas condiciones, es típicamente menor a 10 ns.

Desde la década de 1950 se han realizado mediciones de la ganancia de Brillouin sobre sílice en bulto; pero no fue hasta 1979 que un láser de argón mostró que $v_B=34.7~{\rm GHz}$ y $\Delta v_B=54~{\rm MHz}$, para un bombeo centrado en $\lambda_p=486~{\rm nm}$ [32]. En estos mismos experimentos, se observó que Δv_B depende del desplazamiento de Brillouin y varía ligeramente más rápido que Δv_B^2 , la dependencia cuadrática esperada a partir de la teoría. Nótese que v_B , en la ecuación (5.3) ($v_B=2n_p v_A/\lambda_p$) varía de forma inversa a λ_p , mientras que la variación

 $\Delta \nu_B$ que se puede obtener a partir de (5.24), tiene una dependencia respecto del cuadrado inverso de la longitud de onda de bombeo (λ_p^{-2}). Este encogimiento del perfil de ganancia de Brillouin con el incremento de λ_p cancela la aparente reducción de la ganancia en la misma ecuación (5.24). Como resultado, el pico de ganancia de g_p es prácticamente independiente de la longitud de onda de bombeo. Si se aplican los parámetros típicos de las fibras de sílice monomodo, g_p se encontrará en el rango de entre 3×10^{-11} a 5×10^{-11} m/W, un valor de casi tres órdenes mayor si se compara con el coeficiente de ganancia Raman obtenido con los mismos parámetros [33].

Ahora bien, para una intensidad de bombeo constante, la solución única para el sistema de Ecuaciones (5.22) será

$$I_2(z) = I_2(L)e^{g_B I_1(L-z)}. (5.25)$$

De aquí que a una longitud L, se puede observar que la onda de Stokes inyectada al medio experimenta un crecimiento exponencial conforme se va propagando.

El espectro de Ganancia de Brillouin para fibras de sílice puede diferir significativamente si se compara con el sílice en bulto, debido a la naturaleza guiada de los modos ópticos, así como a la presencia de dopantes en el núcleo. De hecho, dada la naturaleza guiada de las fibras, las ecuaciones de acoplamiento expresadas en (5.22) se deben modificar tomando en consideración las pérdidas en la fibra. Adicionalmente, se debe considerar que la potencia de bombeo no permanece constante a lo largo de la fibra, y también la interacción no lineal entre las ondas de bombeo y de Stokes. Cuando estos efectos son incluidos, el proceso SBS es gobernado por las siguientes dos ecuaciones:

$$\frac{dI_1}{dz} = -g_B I_1 I_2 - \alpha I_1 \tag{5.26.1}$$

$$-\frac{dI_2}{dz} = g_B I_1 I_2 - \alpha I_2, (5.26.2)$$

las cuales asumen de forma implícita que las ondas contrapropagantes de bombeo y de Stokes son linealmente polarizadas a lo largo de la misma dirección, y que a la vez mantienen su estado de polarización a lo largo de la fibra.

Con fines de estimar el umbral de Brillouin, se puede usar la condición de frontera $I_1(z) = I_1(0)e^{-\alpha z}$ y posteriormente integrar la ecuación (5.26.2) sobre la longitud de la fibra L, el crecimiento exponencial de la onda de Stokes ahora queda como

$$I_2(0) = I_2(L)e^{g_B P_0 L_{eff}/A_{eff} - \alpha L}, (5.27)$$

donde $P_0=I_1(0)A_{eff}$ es la potencia de entrada, A_{eff} es el área de modo efectiva y la longitud de efectiva L_{eff} está definida como

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha. \tag{5.28}$$

La ecuación (5.27) demuestra que la señal de Stokes incidente en z=L crece en la dirección inversa debido a la amplificación que sucede como resultado de la SBS. En la práctica, generalmente no se alimenta dicha señal a menos que la fibra se utilice como un amplificador de Brillouin, y la onda de Stokes crezca a partir del ruido generado por la SBS producida a lo largo de la fibra. En este caso, la potencia de ruido es equivalente a inyectar un fotón ficticio por modo, a una distancia donde la ganancia iguale a las pérdidas en la fibra. Para valores típicos asociados con el esparcimiento de Brillouin en fibras de bajas pérdidas, el umbral de Brillouin puede ser de utilidad para determinar la potencia crítica (P_{cr}) a partir de la cual se dispara el proceso [23], mediante la siguiente aproximación

$$\frac{g_B P_{cr} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 21. ag{5.29}$$

Estudios recientes indican que el espectro de ganancia de Brillouin depende de forma importante de las concentraciones de los dopantes y de las características de diseño de la fibra y que, además, puede constar de varios picos a diferentes frecuencias, cuyo origen depende directamente de los múltiples modos acústicos soportados por dicha fibra. En experimentos documentados anteriormente se han observado espectros con tres picos de ganancia para diferentes velocidades acústicas en las regiones del núcleo y el revestimiento [34]; de cuatro picos en espectros de fibra compensadora de dispersión (*dispersion compensating fiber*, DCF) con 18% de concentración de GeO_2 [35]; o de cinco picos, al estudiar el efecto SBS en varias fibras con diferentes diámetros de núcleo y diferentes concentraciones de GeO_2 en el mismo (variaciones de entre 3.6 y 20%), así como con variantes en su geometría [36]. Como se observa en la ecuación (5.3), como cada modo tiene una diferente velocidad de onda acústica asociada ν_A , deberá tener a su vez un diferente desplazamiento de Brillouin, produciendo variaciones en el espectro de ganancia SBS de la ecuación (5.23).

Como es estableció anteriormente, la ecuación (5.23) para la ganancia de Brillouin asume condiciones de estado estable y es válida para bombeos tanto en el régimen de CW, como de quasi-CW, es decir, cuando $T_o\gg T_B$, entendiendo T_o como la duración de un pulso de bombeo; y también cuando el ancho espectral del pulso de bombeo excede al de Brillouin ($\Delta v_p > \Delta v_B$). Para pulsos con ancho $T_o < T_B$, la ganancia se reduce sustancialmente en comparación con la obtenida con la ecuación (5.23). De hecho, si el período del pulso de bombeo es menor que el tiempo de vida del fonón ($T_o < 1$ ns), la ganancia de Brillouin se reduce a niveles menores que la ganancia Raman. Los pulsos producidos en este caso generan simultáneamente pulsos Raman que viajan en el mismo sentido de la propagación.

Inclusive para bombeos de tipo CW, la ganancia de Brillouin puede ser reducida significativamente a partir exclusivamente de variaciones en el ancho de banda de bombeo, es decir, al cumplir con la condición $\Delta v_p > \Delta v_B$. Esto se puede conseguir cuando se usa un láser multimodo como fuente de bombeo, o también, cuando se usa un láser monomodo cuya fase varíe de forma más rápida, en escala de tiempo, que el tiempo de vida del fonón T_B . Se ha documentado a través de detallados cálculos en las referencias [37-39], que la ganancia de Brillouin bajo condiciones de bombeo de banda ancha, depende de las magnitudes relativas de la longitud de coherencia del bombeo, definida como $L_{coh}=$ $c/(n_p\Delta\nu_p)$ y de la longitud de interacción L_{int} , definida como la distancia sobre la cual la amplificación de Stokes varía apreciablemente. Si $L_{coh}\gg L_{int}$, el proceso SBS es independiente de la estructura de modos del láser de bombeo, siempre y cuando el espaciamiento entre modos longitudinales exceda Δv_B ; con esto, la ganancia de Brillouin será casi la misma que para un láser de modo único después de unas pocas longitudes de interacción. De forma contraria, la ganancia se reducirá de forma significativa si $L_{coh} \ll$ $\mathcal{L}_{int}.$ Esta última situación aplica a fibras ópticas, donde la longitud de interacción se puede comparar con la longitud total de la fibra L, ya que las pérdidas a lo largo de la misma no son muy grandes. En el caso de un láser de bombeo con espectro de forma lorentziana de ancho Δv_p , el espectro de ganancia seguirá estando de acuerdo a la ecuación (5.23) pero el pico de la ganancia de Brillouin será reducido por un factor de $1+\Delta v_p/\Delta v_B$. Como resultado, el umbral SBS se multiplica por un factor grande cuando $\Delta v_p \gg \Delta v_B$.

5.3. Láseres de Brillouin e influencia de las pérdidas en la cavidad

La ganancia de Brillouin en fibras ópticas puede ser utilizada para fabricar láseres. Las configuraciones más típicas estudiadas son aquellas en las que se agregan segmentos de fibra pasiva dentro de una cavidad con geometrías tanto de anillo como Fabry-Perot [40-42]. El factor clave para el diseño de estos dispositivos radica en que el umbral de potencia

de bombeo requerido para las oscilaciones del láser es considerablemente más pequeño que el que se mencionó en la ecuación (5.29), ya que la retroalimentación de las ondas de bombeo y de Stokes es proporcionada por la propia cavidad.

En el caso más simple, utilizando una cavidad de anillo, en donde la condición de frontera está dada por $P_s(L) = R_m P_s(0)$, la condición de umbral se puede escribir como

$$R_m \exp\left[\frac{g_B P_{th} L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L\right] = 1$$
 (5.30)

donde L es la longitud de la cavidad del anillo, R_m es la fracción de la potencia de Stokes que se retroalimenta en cada viaje de ida y vuelta, y P_{th} es el valor de umbral de la potencia de bombeo. Al usar valores de fibra de 100 m o menos, las pérdidas en la fibra pueden ser despreciadas. El factor de 21 de la ecuación (5.29) se puede reemplazar por un número en el rango de 0.1 a 1, dependiendo del valor de R_m .

El caso más complejo de láseres de Brillouin es cuando éstos son construidos con una cavidad Fabry-Pérot, presentando características cualitativamente muy diferentes a los de anillo ya citados. La principal diferencia es la presencia simultánea de componentes que viajan tanto en dirección de propagación como de contrapropagación, asociados con ondas tanto de bombeo como de Stokes. Las ondas de Stokes de mayor orden son generadas por un efecto SBS de cascada, proceso en el cual cada sucesiva onda de Stokes bombea a la subsecuente componente de mayor orden, una vez que su potencia es lo suficientemente grande para alcanzar el umbral de Brillouin. Al mismo tiempo, son generadas componentes anti-Stokes, las cuales se producen debido a la mezcla de 4 ondas entre el bombeo contrapropagante y las ondas de Stokes.

En la Figura 5.4 se presenta un ejemplo del espectro para un láser con una cavidad Fabry-Pérot de iterbio compuesta por un segmento de fibra dopada de 7 m, documentado en 2007 [43]. Como se demuestra en este trabajo, el número de líneas de Stokes y de anti-Stokes depende directamente de la potencia de bombeo y, como se estableció anteriormente, el nivel de su umbral es menor si su ancho de banda es más angosto. En la misma Figura 5.4 se identifican hasta 30 órdenes de ondas de Stokes en cascada y hasta 10 órdenes en anti-Stokes. El espaciamiento entre líneas de Stokes reportado es de 0.06 nm, lo que corresponde a un desplazamiento en frecuencia de 16 GHz. Como nota interesante, en el mismo artículo se reportan los daños en la fibra dopada debidos a los pulsos gigantes generados por el láser, esta es una razón por la cual la gran mayoría de los láseres de Brillouin de fibra óptica usan una cavidad de anillo.

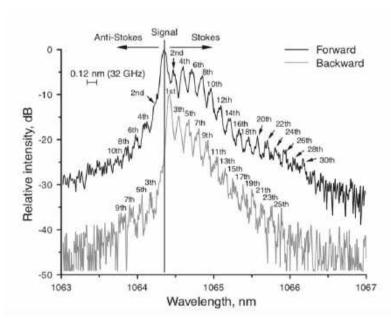


Figura 5.4. Ejemplo de espectro de salida de un láser de Brillouin Fabry-Pérot presentando las cascadas SBS hacia adelante y hacia atrás de la línea láser [Ref. [43].

El estudio mencionado, al igual que algunos otros sobre el tema [9,44-46], dejan en evidencia que el proceso SBS puede generarse en una cavidad Fabry-Perot de forma intrínseca y sin necesidad de agregar fibra pasiva en la cavidad. Esto es posible gracias al uso fibra de iterbio de doble-revestimiento como elemento activo, la cual es capaz de confinar una gran cantidad de energía en el núcleo, favoreciendo el surgimiento de los fenómenos no-lineales como SBS o SRS (*Stimulated Raman Scattering*), entre otros.

En cavidades Fabry-Pérot de bajas pérdidas se han observado efectos no lineales para valores pequeños de potencias de bombeo [47]. En estos casos, se observa que al no existir la potencia suficiente para bombear toda la fibra, el exceso de absorción crea inestabilidades que funcionan como "semillas" del efecto SBS que, como fue explicado anteriormente, tiene componentes tanto acústicos como de Stokes que se acoplan al campo eléctrico, produciendo el efecto retroalimentado que deriva en la generación de pulsos de alta energía. Estos pulsos se distribuyen a lo largo de un rango amplio de frecuencias, generando múltiples líneas de Stokes y deformando el espectro láser CW. En otras palabras, el proceso se inicia a partir de una absorción saturable de la porción débilmente bombeada, de manera similar a la operación Q-switch. En estos casos, los efectos no-lineales se van desvaneciendo conforme la fibra se va bombeando en su totalidad.

En otros trabajos se ha demostrado experimentalmente que existe una relación entre las pérdidas de la cavidad y el efecto SBS [48,49]. Si lo que se desea es la generación de estos pulsos gigantes auto-inducidos en un rango amplio de potencia de bombeo, una opción es la de conservar permanentemente la condición de bajas pérdidas dentro de la cavidad. En la referencia [49] se ha llevado un estudio experimental que permite ver la influencia de las pérdidas en la cavidad con la dinámica del láser de iterbio para una potencia de bombeo fija de 2 W y una longitud de 4 m en la YDF. El estudio presenta la evolución de la potencia de salida en una cavidad con una rejilla de reflexión fuerte (~99%) en un extremo y un espejo con un atenuador variable en el otro. La gráfica de la Figura 5.5 presenta la potencia de salida conforme se va variando la reflexión del lado del atenuador.

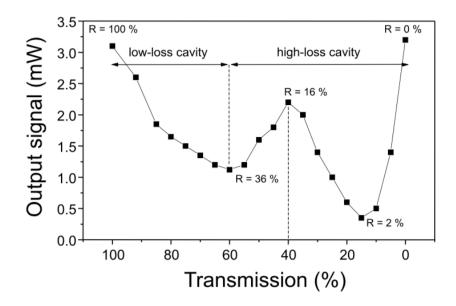


Figura 5.5. Evolución de la potencia promedio de la señal como función de la transmisión de un atnuador variable intracavitario [49].

En la región etiquetada como de *bajas pérdidas* (low-loss) el comportamiento sería el esperable en operación CW, es decir, a mayor pérdida menor potencia de salida; en esta zona, el pulsado SBS sólo se observa en bajas potencias de bombeo; conforme sube el nivel de bombeo, este comportamiento se va desvaneciendo hasta que desaparece totalmente. En la región identificada como de *altas pérdidas* (high-loss) en el rango de 36% a 2% de reflexión en la rejilla débil, se observa que empieza a darse un crecimiento en la potencia de salida; en esta región hay un nivel de potencia de bombeo ($^{\sim}1$ W) donde se alcanza el umbral de Brillouin (P_{cr}), observándose la generación de inestabilidades en la evolución temporal de la señal de salida. En R = 16% es donde se presenta un número máximo de componentes de Stokes (cerca de 20), coincidiendo con el valor máximo de potencia de

salida en la región no-lineal de la gráfica. Los pulsos SBS se observan hasta el límite de 2%, y después de este punto la señal de ASE domina a la emisión del láser; por lo que existe un muy mal coeficiente de acoplamiento a través de la FBG, elevando nuevamente la potencia de salida.

5.4. Arreglo experimental, eficiencias y espectros del láser

La Figura 5.6 presenta el arreglo experiental de un YDFL basado en una cavidad Fabry-Perot, que fue montado en el laboratorio. La YDF utilizada fue una fibra estándar de DC de 8 m de longitud, con una absorción de $^{\sim}$ 1.65 dB/m a 975 nm, apertura numérica NA=0.12, y diámetro de campo modal $MFD\approx6.5~\mu\text{m}$, para la longitud de onda de operación del láser (1061.5 nm). El láser fue bombeado mediante un LD comercial de 975 nm a través de un combinador de bombeo.

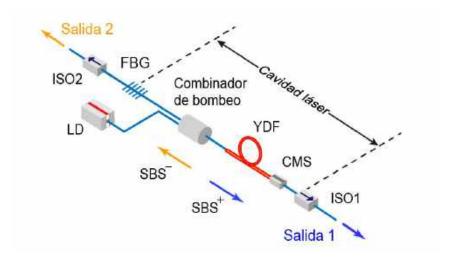


Figura 5.6. Arreglo experimental; el eje z está ubicado a lo largo de la cavidad láser con su 0 de referencia en la posición del reflector FBG.

La cavidad láser estuvo conformada por una FBG fabricada en el laboratorio y colocada en el extremo izquierdo, así como por un aislador ISO1 con una reflexión muy débil (pérdidas en reflexión de 50 dB) colocado en el extremo derecho; la longitud total de cavidad, L_c , fue de 12.7 m y se buscó que la FBG tuviera una reflexión relativamente baja (\approx 10% a 1061.4 nm) que, en combinación con la muy débil retroalimentación en el lado opuesto de la cavidad, produjo una pérdida intracavitaria muy alta (\approx 60 dB), es decir, un factor-Q muy bajo. Para eliminar el bombeo residual se utilizó un difusor de modos de revestimiento (cladding mode stripper, CMS) y mediante la inclusión de dos aisladores (ISO1 e ISO2) se

protegió al láser contra los reflexiones parásitas de los elementos conectados fuera de la cavidad, que fueron utilizados para el registro y medición de las señales del láser en las salidas 1 y 2.

Las señales láser fueron registradas por fotodetectores InGaAs de 5 GHz (Thorlabs, modelo DET08CFC), conectados a un osciloscopio de 8 GHz (LeCroy, modelo 804HD-MS). Todas las potencias del láser CW se ajustaron a un valor ~ 0.5 mW mediante el acoplamiento aéreo con un conector genérico de fibra multimodo montado sobre una mesa de ajuste micrométrico de tres dimensiones, con la finalidad de conseguir la separación adecuada y para garantizar el funcionamiento de los fotodetectores por debajo de sus niveles de saturación. La potencia del láser se midió en ambas salidas con un medidor de potencia con cabezal térmico; mientras que los espectros ópticos se registraron mediante OSA (Yokogawa, modelo AQ6370D). Con fines de identificación se usan los identificadores SBS+ and SBS- de la Figura 5.6, los cuales denotan las ondas láser que se propagan en las direcciones derecha ("sentido positivo") e izquierda ("sentido negativo") a lo largo de la cavidad.

En la Figura 5.7 se presentan las gráficas de eficiencia obtenidas en las dos salidas del láser. El umbral en que se empieza a detectar potencia del láser (QCW) en la salida 1 fue de $^{\sim}$ 0.7 W y su eficiencia general, calculada como la relación entre la potencia total (suma de las potencias medidas en ambos extremos del láser) y la potencia de bombeo, P_p , alcanzó un valor cercano a $^{\sim}$ 70%, valor alcanzado para bombeos de entre 7 y 8 W. Las eficiencias individuales para la salida 1 y para la salida 2, se distribuyeron en 50% para cada una, en el punto de máxima eficiencia. Nótese también que para potencias muy bajas ($P_p \leq 2$ W), la eficiencia de la salida 2 fue prácticamente cero.

En complemento, en la Figura 5.8 se presentan algunos casos de espectros ópticos obtenidos en valores de bombeo representativos: El espectro medido justo por encima del umbral muestra un pico estrecho de láser QCW (observar la curva verde etiquetada como "QCW") con ancho FWHM de 27 pm (42 pm antes de deconvolución) sobre un pedestal de ASE. A mayores potencias de bombeo, el espectro láser se amplía dramáticamente debido al surgimiento de supercontinuo espurio, el cual es generado en la YDF y en los tramos de fibra pasiva por la acción de pulsos SBS producidos por el láser (curvas azul y naranja etiquetadas en la figura como "Salida 1" y "Salida 2", respectivamente). Hay que considerar que estos espectros son el resultado de la convolución de los espectros de supercontinuo reales y los de transmisión de los aisladores (curva etiquetada como "ISO"); lo que indica que los SC reales son todavía más amplios.

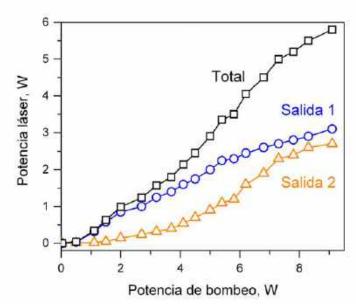


Figura 5.7. Potencia láser vs. potencia de bombeo: Las curvas identificadas como *Salida* 1, *Salida* 2 denotan las potencias medidas en los puntos correspondientes de la Figura 5.6. La curva marcada como *Total* es la suma de la potencia en ambas salidas.

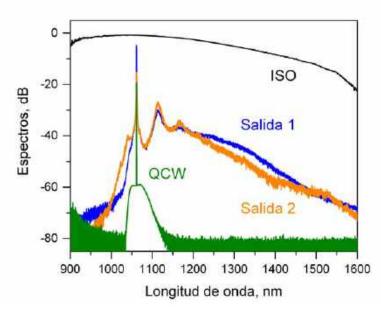


Figura 5.8. Espectros ópticos. Los espectros identificados como Salida 1 y Salida 2 corresponden a las mediciones en ambas salidas del láser, registradas con el bombeo máximo de 9.1 W. El espectro denominado QCW fue registrado en la salida 1, ligeramente arriba del umbral del láser (donde existe solamente QCW), mientras que el espectro identificado como ISO presenta el espectro del aislador óptico, en transmisión.

5.5. Régimen de operación experimental, dualidad QCW y SBS

La Figura 5.9 (a) presenta la traza de osciloscopio de una señal recolectada a P_p = 0.73 W, en la cual el láser opera exclusivamente en modo QCW; la curva gris es la traza original compuesta por 20 M de puntos con espaciamiento de 50 ps, y la azul una versión suavizada mediante un algoritmo de media móvil, reducida 5 veces. La razón por la que se aplicó este suavizado fue para remover ruido y poder identificar el nivel cero de la señal, y así poder distinguir con claridad los segmentos que correspondían a QCW y a SBS.

En estos valores bajos de bombeo, cercanos al umbral, el régimen láser se caracteriza por pulsos (o mejor dicho, por formas "espigadas" de oscilaciones de relajación) cuyos anchos FWHM, de alrededor de 3 μ s, exceden casi 25 veces el tiempo de ida y vuelta en la cavidad (~120 ns); lo cual es un elemento importante para afirmar que existe una operación de tipo QCW.

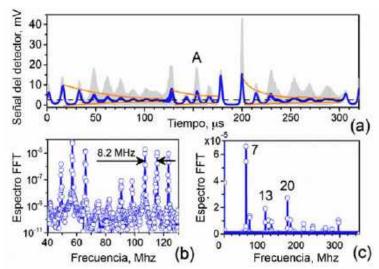


Figura 5.9. Operación en régimen QCW. (a) Tren de oscilaciones en los pulsos de relajación colectados a $P_p = 0.73$ W. Las líneas naranjas presentan el despliegue de oscilaciones de relajación. La línea punteada horizontal presenta la potencia media del láser (300 mW). El pulso A es utilizado para realizar un análisis FFT, presentado en las gráficas (b) y (c). (b) Sección del espectro FFT del pulso A en escala lin-log. Los modos adyacentes predominantes demuestran estar separados por 8.2 MHz. (c) El espectro FFT presentado en escala lin-lin. Los picos espectrales más potentes corresponden a los batidos prominentes de los modos láser separadas por 7, 13 y 20 intervalos intermodales.

Nótese que algunas de estas espigas QCW son más altas en varios órdenes que la potencia media CW: basta comparar el pulso instantáneo observado en 200 μ s y la potencia media

de la señal láser, denotada en la figura mediante una línea punteada. Más adelante se demostrará que la PDF de este subrégimen es bastante estable, por lo que es posible estimar con un buen grado de precisión la magnitud de los picos máximos.

A partir del espectro FFT tomado de la espiga A (ver Figuras 5.9 (b) y 5.9 (c)), se puede notar que la frecuencia de batido de modos es ~ 8.2 MHz y que la señal láser está compuesta de una gran cantidad de modos longitudinales con sus componentes espectrales más potentes desplazados por 7, 13 y 20 intervalos intermodales. Hay que mencionar que aunque este ejemplo muestra la estructura local de una de las espigas QCW y que dicha estructura es similar en todas ellas, las características específicas en la duración temporal y en la separación de los intervalos intermodales difiere significativamente entre muestras.

En la Figura 5.10 se presenta una gráfica de la PDF que caracteriza al subrégimen QCW. Para asegurar la validez estadística de la muestra, fueron colectados en el osciloscopio de 8 GHz tres histogramas individuales obtenidos mediante el fotodetector de 5 GHz, mismos que están identificados como S1, S2 y S3. Cada uno de estos histogramas están compuestos por 15 millones de trazas individuales de 200 ns de duración, y en ellos se puede observar con claridad que los valores máximos de los pulsos generados por las espigas QCW a una profundidad 5×10^{-7} en la PDF, alcanzan valores de casi 25 veces la potencia media.

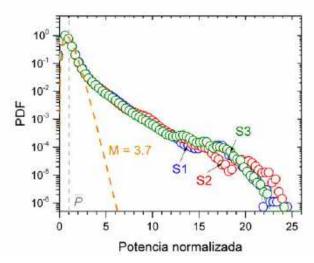


Figura 5.10. Muestras de tres histogramas normalizados que caracterizan el modo de operación QCW cuando la potencia de bombeo es $P_p = 0.73$ W (cercana al umbral del láser). Los círculos representan tres histogramas de conteos relativos experimentales (S1, S2 y S3), normalizados respecto de la potencia media del láser \bar{P} . La línea punteada naranja corresponde a la PDF equivalente de Bose-Einstein para el ancho espectral de 27 pm (medido por el OSA para este nivel de bombeo).

También en la Figura 5.10, las PDFs experimentales son comparadas con el modelo de Bose-Einstein que caracteriza a la ASE de banda angosta. Para poder evaluar este caso, se han considerado las condiciones actuales del arreglo experimental ($\Delta\lambda\approx27~pm,\,B_e\approx5~GHz$, y luz no polarizada), con las cuales se obtiene un número $\mathcal{M}=3.7$, valor con el que la PDF toma la forma que se presenta en línea punteada naranja dentro de la figura. En valores cercanos a la potencia media, las gráficas se ajustan bastante bien con el modelo teórico, por lo que la estadística observada hasta una profundidad de 0.1 es muy similar a luz termal de banda angosta; sin embargo, debajo de este nivel los picos se van alejando de dicho patrón, alcanzando potencias de los fotoeventos que llegan a ser de \sim 4 veces el valor máximo estimado en el punto de profundidad experimental máxima de la PDF.

Como se ha mencionado anteriormente, los dos subregímenes de operación, QCW y SBS, coexisten en potencias de bombeo por encima del umbral. Esta característica es confirmada por un estudio llevado a cabo sobre un grupo de muestras largas (10 ms) de señal láser, colectadas para un rango de potencias de bombeo que va desde el nivel de umbral (cuando el régimen QCW prevalece), hasta los 9.1 W (en donde el láser oscila en un subrégimen muy estable de pulsos SBS, casi libre de cualquier inserción de ventanas del subrégimen QCW). Tres ejemplos de dichas trazas de señal son presentados en la Figura 5.11 (para simplificar la visualización de la estructura de pulsos, se exponen aquí fragmentos parciales de 1 ms).

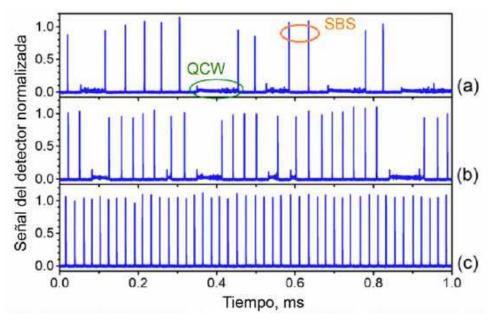


Figura 5.11. Trazas de señal láser colectadas en la Salida 1, para potencias de bombeo de (a) 3.8 W, (b) 5.0 W, y (c) 6.2 W. Las elipses denotan la ocurrencia de los subregímenes QCW y SBS.

A partir de esta Figura 5.11, se puede observar que los pulsos SBS resultan mucho más grandes en magnitud que las espigas QCW, y que los trenes de pulsos SBS son intercalados aleatoriamente por ventanas del subrégimen QCW. Tales ventanas (i.e. intervalos entre un último pulso del tren SBS y un primer pulso QCW) tienen intervalos de separación muy similares al tiempo entre dos pulsos SBS consecutivos dentro de los trenes. Para niveles bajos de bombeo, los intervalos de las ventanas QCW varían en un rango que va desde una fracción de intervalo, hasta un número grande de intervalos entre pulsos SBS.

Desde un punto estadístico se aprecia claramente el contraste de los dos subregímenes. En la Figura 5.12 se presentan tres histogramas de conteos fotónicos: uno identificado con puntos violetas que representa una muestra experimental de pulsado SBS obtenido a 9.1 W (máximo del rango); una línea punteada azul marino presentando de forma continua al conjunto experimental S3 de la Figura 5.10 que corresponde al subrégimen QCW medido a 0.73 W y finalmente, en puntos naranjas el modelo teórico equivalente para luz termal, con el ancho espectral observado para la misma potencia inicial.

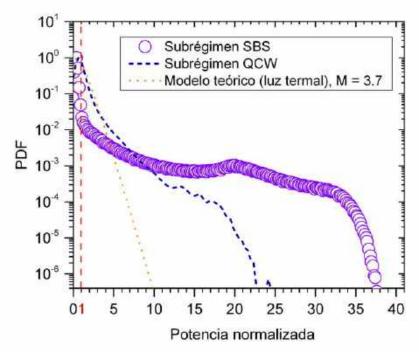


Figura 5.12. Histogramas comparativos entre los subrégimenes SBS (puntos experimentales en violeta), QCW (línea azul marino punteada) y modelo teórico equivalente para luz termal (línea punteada naranja) previamente utilizado en la Figura 5.10.

Es interesante notar que para el histograma del subrégimen pulsado SBS existe una ligera cresta en el rango de entre 20 y 25 veces la potencia media, la cual se apreció en todos los

histogramas en este subrégimen registrados para diferentes valores de potencia. Coincidentemente, esta cresta se equipara con los valores máximos de amplitud del subrégimen QCW, lo cual confirma que, por un lado, los pulsos SBS presentan una dinámica temporal peculiar que por su importancia en esta discusión, será abordada en detalle a continuación y, por el otro lado, que nunca llega a desaparecer del todo el subrégimen QCW, mismo que siempre afecta la estadística de los fotoeventos de la señal.

Un ejemplo de los trenes intermitentes de subrégimen QCW y de pulsos regulares SBS (I, II, III, etc.) se presenta en escala lin-log en la Figura 5.13(a), después de llevar a cabo un proceso de suavizado. Se puede ver que el pulso A próximo al pulso SBS es mucho más pequeño en magnitud.

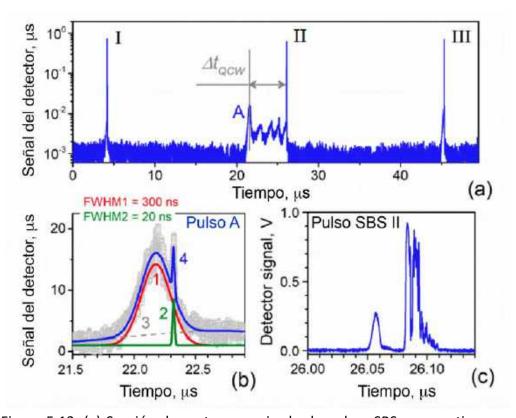


Figura 5.13. (a) Sección de un tren suavizado de pulsos SBS que contiene un intervalo corto de laseo QCW, en escala lin-log. La potencia de bombeo de este ejemplo es de 7.9 W. Los eventos I, II y III son pulsos regulares SBS, y el pulso A es del tipo QCW. (b) Acercamiento al detalle del pulso A, en escala lin-lin. Los círculos son puntos experimentales, las líneas 1 (roja) y 2 (verde) son ajustes Gaussianos de una espiga compuesta por oscilaciones de relajación y por un pulso pequeño SBS, respectivamente; la línea punteada 3 denota el cambio en el nivel de referencia, y la línea 4 (azul) un ajuste acumulativo. (c) Pulso SBS II.

En la Figura 5.13 (b) se presenta un acercamiento al pulso A, en escala lin-lin. Se puede notar que el pulso A está compuesto por una espiga completa de oscilaciones de relajación (cuyo ajuste Gaussiano se denota como "1"), así como por una pequeña espiga similar a los pulsos SBS (denotada como "2") remamente del pulso SBS precedente I; la cual es incapaz de conformar un pulso SBS regular. Los FWHM temporales de estas dos espigas de diferente naturaleza difieren casi 15 veces entre sí (~ 300 ns y ~ 20 ns, respectivamente).

Es importante notar que, en la potencia de bombeo ejemplificada en la Figura 5.13 (P_p = 7.9 W), el ancho de los pulsos QCW es menor hasta en un orden en comparación con el ancho para potencias bajas (Figura 5.9), pero considerablemente más grande (~ 2.5 veces) que un intervalo RT. En contraste, los pulsos SBS regulares (I, II, III, etc.) pueden llegar a ser hasta de ~ 2 órdenes de magnitud más grandes que los pulsos QCW.

Por su parte la Figura 5.13 (c) presenta un pulso SBS (denotado como II) que surge justo al final de la ventana QCW (con duración de $\Delta t_{QCW} \sim 5~\mu s$: referente a la Figura 7(a)). Su forma (al igual que la de otros pulsos SBS) es irregular porque, de hecho, dichos pulsos son producidos por procesos SBS de múltiples órdenes y por polarizaciones aleatorias. Hay que tener en cuenta que tal pulso SBS "retrasado" se despliega en lugar de un pulso SBS regular dado que la semilla para este último (la espiga "2" en la Fig. 5.13(b)) tiene una densidad espectral insuficiente (debido a una gran cantidad de modos longitudinales que lo integran) y, probablemente, debido a una inversión de población parcialmente debilitada en su formación, así como a fluctuaciones del estado de polarización de la onda láser que influyen en el umbral de los pulsos SBS [50].

La relación entre la suma de todas las ventanas QCW encontradas en una traza larga de osciloscopio, $t_{QCW} = \Sigma(\Delta t_{QCW})$, y la longitud total de la traza (T= 10 ms) será utilizada para posteriormente calcular la probabilidad de ocurrencia del régimen QCW, como t_{QCW}/T ; en consecuencia, la probabilidad del subrégimen SBS fue encontrada utilizando $1 - (t_{QCW}/T)$. Dichas probabilidades son graficadas en la Figura 5.14 (a). Como se puede observar, la probabilidad del subrégimen QCW decrece desde un 100% en valores cercanos al umbral del láser ($P_p \approx 0.7$ W) hasta fracciones de 1% en los niveles más altos de potencia ($P_p > 6$ W); de forma contrataria, la probabilidad del subrégimen SBS se incrementa desde 0 hasta casi el 100% conforme sube la potencia de bombeo, pero sin llegar a alcanzarlo del todo (al menos en el rango de potencias alcanzables con el uso de este arreglo experimental).

Las eficiencias parciales, medidas como la relación entre la potencia láser en las salidas 1 y 2 y la potencia de bombeo, son presentadas en la Figura 5.14 (b) mediante las curvas 1 y 2,

respectivamente; mientras que la eficiencia general del láser (compuesta por la suma de las dos parciales) es presentada en la misma Figura mediante la curva 3.

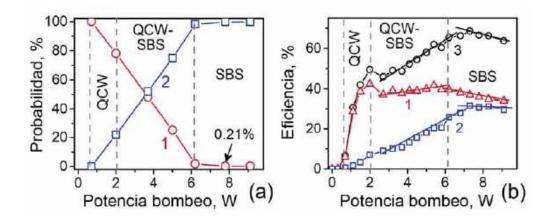


Figura 5.14. (a) Probabilidad de ocurrencia temporal de subrégimen QCW (curva 1) y de pulsado SBS (curva 2). (b) Eficiencia del YDFL vs. potencia de bombeo: Las curvas 1 y 2 corresponden a las salidas del láser 1 y 2, respectivamente; la curva 3 presenta la eficiencia total del láser. Las líneas verticales identifican tres regiones: una en la que predomina QCW, otra que presenta la mezcla de los dos subregímenes y la última, en la que predomina el pulsado SBS.

A partir de la la Figura 5.14 (b) se puede apreciar que existen tres tendencias, cada una de ellas con una diferente pendiente de eficiencia, y que se pueden caracterizar como sigue:

- (i) En niveles de potencia de bombeo bajos (P_p < 2W, etiquetado como QCW, con predominio del subrégimen QCW), la eficiencia de la salida 1 se incrementa signficativamente con el crecimiento de la potencia de bombeo; en cambio, la eficiencia de la salida 2 es inferior en aproximadamente un orden. Esto sucede porque existe una marcada asimetría en la cavidad láser, dado que la reflexión del aislador ISO1 es 40 dB menor que la de la FBG. Nótese que este tipo de comportmiento es explicado en términos de un modelo láser de dos ondas contra propagantes [51], aplicable al régimen QCW en el cual la contribución de la salida 2 es de hasta dos órdenes menor a los de la salida 1. En otras palabras, el crecimiento en la potencia láser (y de su eficiencia) en la salida 2 se debe mayormente a la creciente probabilidad del subrégimen SBS.
- (ii) En niveles de potencia de bombeo medios ($2W < P_p < 6W$, etiquetado como QCW-SBS, donde las contribuciones de ambos subregímenes son comparables),

la eficiencia en la salida 1 se mantiene virtualmente en un mismo valor, mientras que la correspondiente a la salida 2 va creciendo con una pendiente prácticamente constante. Esto se puede explicar debido un decrecimiento gradual en la probabilidad del subrégimen QCW, mismo que va diluyendo sus intermitencias dentro del pulsado SBS (ver Figura 5.11), y también al crecimiento lineal del subregimen SBS.

(iii) En niveles de potencia de bombeo altos (> 6W, etiquetado como SBS, donde dicho regimen predomina), la eficiencia general del YDFL alcanza su nivel máximo (~ 70%) en el punto P_p ~ 7 a 8 W; sin embargo, arriba de este valor la pendiente de todas las eficiencias pasa a ser negativa. Esto último ocurre debido a la predominancia de los pulsos SBS en las salidas del láser, que literalmente se desparraman en forma de SC de banda ancha (como se observó previamente en la Figura 5.8). En esta región la mayor parte de las componentes espectrales son suprimidas por el filtrado óptico pasa-banda de los aisladores (también presentados en la Figura 5.8) y por ende, se vuelven menos detectables.

5.6. Análisis de la estadística temporal de los pulsos SBS

Otro detalle importante se relaciona con la periodicidad de los pulsos SBS. En la Figura 5.15, se muestran dos conjuntos de dependencias que permiten conocer cómo se comportan los intervalos medios entre pulsos SBS adyacentes y su tasa de repetición conforme se incrementa la potencia de bombeo.

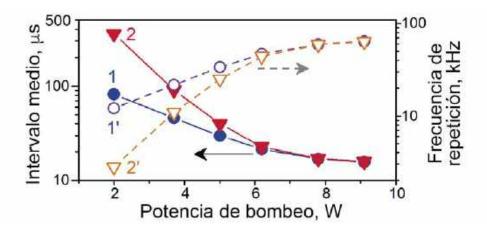


Figura 5.15. Intervalo medio entre pulsos SBS (escala izquierda) y tasa de repetición de pulsos (escala derecha) vs. potencia de bombeo.

El primer grupo de dependencias (curvas 1 y 2: denotadas con símbolos rellenos conectados por líneas sólidas) revelan una disminución en el intervalo medio entre pulsos SBS, ΔT_{mean} , con el incremento en la potencia de bombeo. Nótese que, mientras que la curva 1 fue obtenida usando el valor medio de los intervalos entre pulsos SBS en regiones en donde no surgen ventanas QCW (dichas ventanas simplemente no fueron tomadas en cuenta), la curva 2 fue conseguida como una relación formal de la longitud total de una traza larga de señal láser y el número de pulsos SBS contenidos en ella. Como se presenta, estas dos dependencias, obtenidas aplicando diferentes métodos, difieren significativamente a bajas potencias de bombeo, y prácticamente coinciden en potencias altas.

En consecuencia, el segundo grupo de dependencias (curvas 1' y 2') representan las tasas de repetición de los pulsos SBS. Éstas son calculadas directamente como los recíprocos de los intervalos medios correspondientes y muestran tendencias opuestas a los primeros. La reducción del intervalo medio entre pulsos SBS (aumento de la tasa de repetición), con el aumento de la potencia de bombeo parece provenir de un aumento consecuente de la tasa de carga de la YDF a un umbral de la inversión de población en el sistema de iones Yb³⁺, lo que permite una ganancia suficiente para la generación con éxito de pulsos SBS.

Las propiedades estadísticas de los pulsos SBS son ilustradas, para dos potencias representativas de bombeo, en la Figura 5.16; en donde los páneles (a) y (b) correponden a las distribuciones de los eventos experimentales presentados dentro de un espacio de referencia (δT , δA), siendo $\delta T = \Delta T/\Delta T_{mean}$ las desviaciones normalizadas de los intervalos entre pulsos, y $\delta A = A/A_{mean}$ las respectivas amplitudes de los pulsos asociados a cada desviación (A_{mean} es la magnitud media de los pulsos SBS).

Naturalmente, estas dos variables (δT , δA) pueden utilizarse para medir tanto los tiempos como las magnitudes del jitter del sistema pulsado. Nótese que las potencias de bombeo a las cuales se recolectaron los datos están identificadas en las esquinas superior derecha de ambos páneles. Los círculos vacíos y rellenos representan, de manera correspondiente, los casos de ausencia y presencia del subrégimen QCW. En el extremo derecho de dichas gráficas se presentan los histogramas de δA ajustados mediante distribuciones Gaussianas; mientras que en la parte superior se presentan los histogramas de δT ajustados mediante dos criterios: funciones de Gauss (presentadas sobre los círculos vacíos) y decaímientos exponenciales (presentados sobre los círculos rellenos). Es importante notar que los anchos FWHMs para los ajustes Gaussianos de las distribuciones normalizadas de δA y δT son prácticamente iguales para el mismo nivel de bombeo.

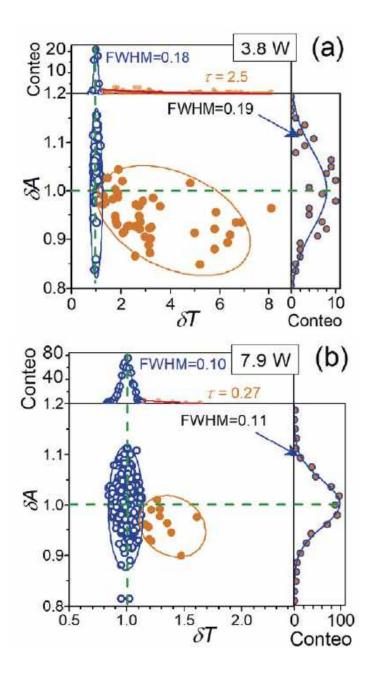


Figura 5.16. Las gráficas (a) y (b) representan dos casos de puntos experimentales, tomados en dos valores representativos de potencia de bombeo y graficados en un espacio (δT , δA). Los recuadros a la derecha son los histogramas de δA ; los recuadros en la parte superior son los histogramas de δT (expuestos de forma separada como círculos vacíos o rellenos, respectivamente). Las potencias de bombeo son identificadas en la parte superior de las dos gráficas.

En la misma Figura 5.16 se puede observar que los circulos vacíos (que simbolizan el caso de ausencia del subrégimen QCW) se han agrupado mediante el uso de círculos concisos (que toman la forma de elipses debido a las diferencias de escala en los ejes), cuyos diámetros dependen de la potencia de bombeo (a un mayor nivel de bombeo, dicho diámetro es menor). Por ejemplo, los FWHM de los ajustes Gaussianos de los histogramas relevantes decrecen en aproximadamente dos veces conforme se incrementa la potencia de bombeo, desde 3.8 W hasta 7.9 W. La mayor parte de los símbolos rellenos (que caracterizan la presencia del subrégimen QCW) son agrupados dentro de las elipses concisas graficadas en la parte inferior derecha de los páneles. Un dato interesante que surge de estas gráficas es que las magnitudes de la gran mayoría de los pulsos SBS que se dan justo al final de las ventanas del subrégimen QCW, son menores que los valores medios de amplitud asociados a cada bombeo.

Como se puede notar, las largas colas en los histogramas de δT que son inherentes a los intervalos de las ventanas QCW, se caracterizan por un decaimiento constante, τ , que viene dado como función de la potencia de bombeo. Dicho τ decrece hasta en un orden de magnitud, desde 2.5 hasta 0.27, cuando la potencia de bombeo se incrementa desde 3.8 hasta 7.9 W. Ahora bien, si se considera el valor de T_{mean} para estos dos ejemplos, que se pueden obtener a partir de la Figura 5.15 (de 46 μ s y 17 μ s, respectivamente), la mayor parte de los intervalos es menor a los 115 μ s en el primer caso, y a los 4.5 μ s en el segundo. En otras palabras, el límite superior de los intervalos de subrégimen QCW decrece hasta 25 veces conforme la potencia de bombeo se incrementa desde 3.8 hasta 7.9 W. Esta observación es consistente con la tendencia general de disminución de probabilidad del subrégimen QCW con el incremento de la potencia de bombeo (presentada previamente en la Figura 5.14).

En complemento con lo anterior, la Figura 5.17 presenta un diagrama de color con la caracterización del jitter entre pulsos SBS contra la potencia de bombeo, dentro del rango experimental analizado. Los diagramas fueron obtenidos después de ajustar todos los histogramas de distribución δT mediante funciones Gaussianas, y posteriormente fueron normalizadas al máximo de dichos ajustes. En la gráfica se presenta una normalización que se distribuye en torno al valor central del intervalo de separación de pulsos, y se puede notar que el ancho de las distribuciones decrece hasta \sim 3 veces conforme se varía la potencia de bombeo, desde 2 hasta 9.5 W. En el valor máximo de potencia de bombeo, el FWHM normalizado llega casi a 0.1; para este caso, el intervalo de pulsos SBS tiende a ajustarse, hasta alcanzar valores de \pm 5% de su valor medio (ΔT_{mean}).

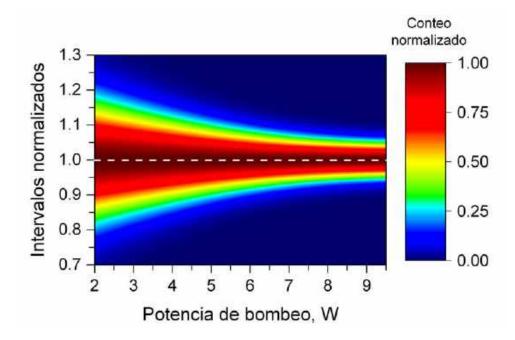


Figura 5.17. Mapa de color de la distribución Gaussiana de los intervalos normalizados de los pulsos SBS, como función de la potencia de bombeo.

5.7. Relación entre las pérdidas en los reflectores y las componentes de Stokes

Como se comentó previamente, una de las características más importantes del efecto SBS se relaciona con la contribución de las componentes de Stokes de órden múltiple en la evolución de los pulsados; dicho efecto ha sido estudiado de manera reciente en las referencias [52,53] y experimentalmente observado en un amplificador de varias etapas basado en YDF, e inseminado mediante un láser DFB; ver referencia [14].

Para abordar esta cuestión, considérese la distribución espectral del láser CW a lo largo de la cavidad, analizada en el marco teórico de un modelo de dos ondas-contrapropagantes dentro de un medio de ganancia fija de un YDF [49], como es presentado en la Figura 5.18(a). Se debe tener en cuenta que, dado que los pulsos en el subrégimen QCW son lo suficientemente largos, el uso de una aproximación de estado estacionario (CW) es aceptable para el caso de estudio.

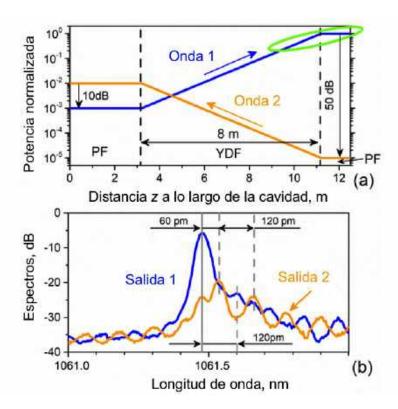


Figura 5.18. (a) Esquema teórico de la distribución de la intensidad de las ondas a lo largo de la cavidad láser. La distancia cero corresponde a la longitud de onda central de la FBG. Las áreas laterales identificadas como PF coresponden a las secciones de fibra pasiva. (b) Espectros ópticos medidos en ambas salidas del láser. La línea sólida vertical indica la longitud de onda del láser. La resolución del OSA en estos espectros es de 32 pm.

Operando como QCW, la ganancia de un viaje de ida y vuelta en la YDF iguala a las pérdidas en la cavidad de dicho viaje (60 dB para este caso); como consecuencia, la ganancia en un solo sentido es de 30 dB. A partir de esto, las potencias contenidas por las dos ondas contrapropagantes 1 y 2 (moviéndose en direcciones opuestas de acuerdo con el esquema de la Figura 5.6) consiguen una ganancia equivalente de 30 dB cada una, durante un paso a través de la YDF de 8 m. De acuerdo a las condiciones de frontera, la potencia dentro de la cavidad se cae en 10 dB después de una reflexión en la FBG (z = 0) y en 50 dB después de una reflexión con el aislador ($z = L_c$), de acuerdo con el esquema del proceso en la Figura 5.18 (a).

Como se aprecia también en la Figura 5.18(a), el láser alcanza su máxima potencia en la sección de fibra localizada más cerca del aislador ISO1 cuando viaja en la dirección "positiva" (onda 1); esta sección es resaltada mediante una elipse verde. Cuando esta onda

alcanza una intensidad igual al umbral de SBS estimado mediante la ecuación (5.29), empieza a producir una onda SBS en la dirección opuesta ("negativa") a una longitud de onda que se encuentra desplazada \sim 60 pm (primer componente de Stokes); esta componente, a su vez, produce otra onda SBS, con un segundo desplazamiento de \sim 60 pm (segunda componente de Stokes), y así sucesivamente. Como la YDF es cargada en un nivel relativamente alto de inversión y permite una ganancia lo suficientemente grande para activar e impulsar la generación de SBS, cada onda SBS se manifiesta en forma de un pulso corto (con duración de nanosegundos). Ciertamente, los pulsos SBS que surgen de ondas de Stokes de orden impar se propagan en el dirección negativa del eje z (hacia la salida 2), mientras que aquellas que surgen de ondas de Stokes de orden par, se propagan en dirección positiva (hacia la salida 1). Este escenario es confirmado por el espectro óptico colectado a partir de las salidas láser presentado en la Figura 5.18 (b).

A partir de la misma Figura 5.18 (b), se puede notar que ambos espectros muestran picos en la longitud de onda láser (1061.4 nm), así como una cascada de picos laterales que se separan de la longitud de onda central mediante un número entero de desplazamientos de Stokes. Los picos ubicados en la longitud de onda central difieren en magnitud en aproximadamente 20 dB, lo cual coincide con las diferencias en potencia de las dos ondas láser presentadas en la Figura 5.18(a): la potencia de la onda 1 en $z = L_c$ es mayor por dos órdenes que la de la onda 2 en z = 0. Vale la pena mencionar que la mayor porción de la potencia láser en la longitud de onda central es contenida dentro de las ventanas del subrégimen QCW, mismas que surgen de forma esporádica e intermitente entre los trenes de pulsos SBS (consultar Figuras 5.11 y 5.13); esta es la razón de por qué la potencia en esta longitud de onda es tan solo una pequeña parte de la señal láser en la salida 2. Adicionalmente, el espectro medido en la salida 2 (curva naranja) comprende a un conjunto de picos en los órdenes impares de Stokes (1º, 3º, 5º, etc.) mientras que el medido en la salida 1 (curva azul) comprende a los picos de los órdenes pares de Stokes (2º, 4º, 6º, etc.). Notar que los picos en el tercer y quinto orden surgen debido a reflexiones muy pequeñas de las componentes correspondientes a la onda 2 en los picos espectrales laterales de la FBG. Es interesante destacar que los espectros de las señales láser medidos en las salidas 1 y 2 revelan la generación de pulsos SBS también en longitudes de onda anti-Stokes: que son de orden par en la salida 1 y de orden impar en la salida 2. Sin embargo, sus magnitudes son por un orden menores a las de los componentes de Stokes. Un patrón similar de respuesta espectral debida a un proceso SBS ha sido reportado en Ref. [14] para un amplificador de fibra de múltiples pasos inseminado por un láser de una sola frecuencia.

5.8. Generación de supercontinuo

Cuando los pulsos ópticos se propagan a través de una fibra óptica, su evolución tanto temporal como espectral son afectadas no solamente por una serie de efectos no lineales como SPM, XPM, SBS, SRS o FWM, sino también por las propiedades dispersivas de la fibra. Todos estos efectos no-lineales son capaces de generar nuevas frecuencias a partir del espectro pulsado. Inclusive, si los pulsos llegan a ser muy intensos, su espectro se pude extender alcanzando rangos de hasta 100 THz. La formación de estos ensanchamientos extremos es conocida como *generación de supercontinuo* (SCG) y es un fenómeno que fue observado por primera vez en medios gaseosos no-lineales en el año de 1970 [54,55].

Esta generación de supercontinuo pudo ser demostrada experimentalmente a partir de los pulsos producidos por el láser experimental de la Figura 5.6. Para esto, se empalmaron en la salida 1 varios segmentos de fibra óptica pasiva de diferente longitud, de 30, 50 y 200m; de los cuales se decidió considerar solamente los últimos dos casos, debido a que para 30 m el espectro de supercontinuo no se llegaba a formar completamente, y en su lugar sólo se observaba un conjunto disperso y aleatorio de componentes de Stokes. Estos espectros medidos con el OSA en la salida 1 son presentados en la Figura 5.19.

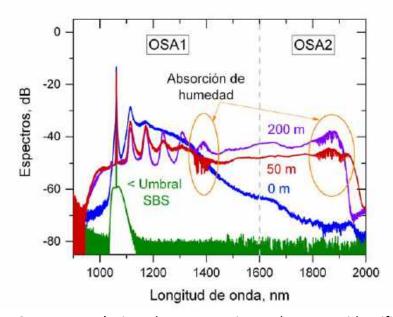


Figura 5.19. Espectros ópticos de supercontinuo. El espectro identificado como 0 m (azul) es el que corresponde al caso ya analizado en la salida 1, y cuya fibra pasiva es únicamente la de la salida del aislador ISO1. Los casos identificados como 50m (rojo) y 200 m (violeta) corresponden a las longitudes de los segmentos de fibra pasiva empalmados al final de este extremo de la salida 1.

Los segmentos utilizados a manera de *fibra dispersiva no lineal*, fueron de marca Fibercore SM980, con apertura numérica NA = 0.18, diámetro de núcleo de 5.8 µm, ancho de revestimiento de 125 µm, longitud de onda de corte de 980 nm y diámetro de campo modal $MFD \approx 4.5 \mu m$. El sector identificado como OSA1 en la Figura 5.18 fue medido con el mismo analizador usado para obtener los espectros de la Figura 5.8 (de rango 600-1700 nm), mientras que el sector extendido OSA2 fue medido con la ayuda de un segundo OSA (Yokogawa, modelo AQ6375D, con rango 1200-2400 nm).

A partir de las gráficas de la Figura 5.19, se puede notar como los espectros en SC tienden a disminuir su pico máximo de laseo y a distribuir su energía espectral hasta valores por encima de los 1900 nm, a la vez que se van modificando el número de sus máximos locales conforme se agregan segmentos más largos de fibra. También se aprecia que los espectros extendidos presentan cortes abruptos en ~ 1900 nm (el de 200 m) y a ~ 1950 nm (el de 50 m), los cuales pueden ser atribuidos a la combinación de tres factores: (i) Las pérdidas inherentes en el infrarrojo que tiene el sílice; (ii) la absorción de agua (humedad) en ~ 1900 nm (en el infrarrojo cercano, el agua líquida tiene bandas de aborción en 1950 nm, 1450 nm, 1200 nm y 970 nm), y (iii) pérdidas debido a las curvaturas de la espira de fibra agregada (con radio de curvatura constante de 8.9 cm). Es interesante notar que el caso de 200 m de fibra añadida (color violeta), que en general muestra un mayor nivel de potencia en su espectro que el de 50 m (color rojo), tiene un corte menor en el espectro extendido de SC, lo cual se atribuye a que, al ser segmentos de fibra idéntica, el primero posee una mayor carga de humedad y también un mayor esfuerzo mecánico relativo al mayor número de vueltas en la espira.

5.9. Conclusiones

En esta sección se han discutido diferentes aspectos operativos de un YDFL basado en fibra de DC con una pérdida intracavitaria muy alta (~ 60 dB). Se ha demostrado que en este tipo de láser, dos subregímenes pulsados, QCW y SQS activado por SBS, coexisten en cualquier potencia de bombeo. Con el aumento de la potencia de bombeo, la probabilidad de ocurrencia del subrégimen QCW disminuye desde un nivel de ~100% (justo después del umbral del láser, a ~0.7 W) hasta ~0.2% (a la potencia máxima de bombeo, de 9.1 W), mientras que, en contraparte, la probabilidad de ocurrencia del subrégimen SBS-SQS crece desde ~0% hasta ~99.8%. Aparte de la caracterización de los subregímenes QCW y SBS-SQS, se ha demostrado que el mismo láser posee una fuerte SCG de banda ancha que se extiende mucho allá de la longitud de onda de emisión, y que se da como resultado de una

combinación de los efectos no lineales en la YDF y en la fibra pasiva (ambas con dispersión normal).

También se discutieron los resultados de un análisis estadístico sobre las fluctuaciones, tanto en tiempo como en amplitud, de los pulsos SBS. Se ha demostrado, a partir de los datos experimentales, que los puntos representados por los intervalos entre pulsos SBS y las magnitudes de pulso (ambas variables consideradas como las medidas de la fluctuación en tiempo y amplitud) se agrupan, en el espacio conformado por dichas variables, dentro de dos áreas correspondientes a dos tipos de distribución muy diferentes. Específicamente, los puntos relacionados con los intervalos de pulsación SBS "pura" son descritos de forma adecuada por una distribución Gaussiana, mientras que los puntos correspondientes a ventanas estocásticamente intermitentes del subrégimen QCW obedecen a una ley de distribución exponencial. De este análisis se desprende el hecho de que el ancho en la distribución de los intervalos con ventanas del subrégimen QCW es mucho más amplio (en un orden de magnitud) que el de los intervalos inherentes a la pulsación SBS pura. Con el aumento de la potencia de bombeo, los intervalos y las amplitudes de los pulsos SBS se van haciendo más estables, con una distribución de anchos FWHM que llega a alcanzar un valor de apenas el 10%. En otras palabras, se ha corroborado estadísticamente que el jitter del pulsado SBS se disminuye significativamente con la potencia de bombeo.

También se ha demostrado que el YDFL genera dos series de pulsos SBS que se propagan selectivamente en dos direcciones diferentes: aquellos que son originados por órdenes pares de Stokes viajan hacia un lado de la cavidad, mientras que los originados por órdenes impares de Stokes, hacia el lado opuesto. La dirección de propagación obedecida por las diferentes componentes de Stokes es definida, finalmente, por las condiciones de frontera de la cavidad: las ondas de Stokes impares seleccionan la dirección en la que el acoplador de cavidad "funciona peor" (reflexión desde el interior del aislador, de \sim -50 dB) mientras que las ondas de Stokes pares eligen la dirección de mejor reflexión (la del acoplador FBG, de \sim -10 dB).

Los resultados reportados pueden ser útiles para una comprensión profunda de la física detrás de la pulsación SBS-SQS en YDFL con cavidades de factor Q bajo, que, a su vez, muestran su validez para ser usados en algunas líneas de aplicación. Dentro de estas líneas, se identifican el diseño de fuentes de bombeo para SCG, así como una propuesta simple y barata para generación de pulsados de nanosegundos o para posible la generación de ondas viajeras.

Referencias

- [1] R. W. Hellwarth, J. R. Singer, "Control of fluorescent pulsations", in Advances in Quantum Electronics, New York: Columbia University Press, pp. 334-341, 1961.
- [2] P. Muniz-Cánovas, Y. O. Barmenkov, A. V. Kir'yanov, J. L. Cruz, and M. V. Andrés, "Ytterbium-doped fiber laser as pulsed source of narrowband amplified spontaneous emission," Sci. Rep. 9, 13073, 2019.
- [3] A. E. Bednyakova, O. A. Gorbunov, M. O. Politko, S. I. Kablukov, S. V. Smirnov, D. V. Churkin, M. P. Fedoruk, and S. A. Babin, "Generation dynamics of the narrowband Ybdoped fiber laser," Opt. Express, vol. 21, no. 7, pp. 8177–8182, 2013.
- [4] J. W. Goodman, Statistical Optics. New York: Wiley, chap. 6, 2000.
- [5] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor, and V. P. Gapontsev, "Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser," Opt. Lett., vol. 22, no. 5, pp. 298–300, 1997.
- [6] L. Pan, I. Utkin, R. Lan, Y. Godwal, and R. Fedosejevs, "High-peak-power subnanosecond passively Q-switched ytterbium-doped fiber laser," Opt. Lett., vol. 35, no. 7, pp. 895–897, 2010.
- [7] A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov, and M. V. Andres, "An experimental analysis of self-Q-switching via stimulated Brillouin scattering in an ytterbium doped fiber laser," Las. Phys. Lett., vol. 10, no. 5, art. no. 055112, 2013.
- [8] X. Luo, Z. Xu, J. Peng, L. Yang, N. Dai, H. Li, and J. Li, "Simple open-cavity pulsed Brillouin fiber laser with broadband supercontinuum generation," Appl. Phys. B, vol. 123, no. 10, art. no. 259, 2017.
- [9] P.-H. Hanzard, M. Talbi, D. Mallek, A. Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, T. Godin, and A. Hideur, "Brillouin scattering-induced rogue waves in self-pulsing fiber lasers," Sci. Rep., vol. 7, art. no. 45868, 2017.
- [10] D. Hua, J. Su, W. Cui, Y. Yan, and P. Jiang, "All-fiberized SBS-based high repetition rate subnanosecond Yb fiber laser for supercontinuum generation," Las. Phys. Lett., vol. 11, no. 12, art. no. 125103, 2014.
- [11] R. Ma, Y. J. Rao, W. L. Zhang, X. Zeng, X. Dong, H. Wu, and Z. N. Wang, "Backward supercontinuum generation excited by random lasing," IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., vol. 24, no. 3, art. no. 0901105, 2014.
- [12] J. Gao, T. Ge, W. Li, H. Kuang, and Z. Wang, "GHz high power Yb-doped picosecond fiber laser and supercontinuum generation," Appl. Opt., vol. 53, no. 36, pp. 8544-8548, Dec. 2014.
- [13] N. Wang, J.-H. Cai, X. Qi, S.-P. Chen, L.-J. Yang, and J. Hou, "Ultraviolet-enhanced supercontinuum generation with a mode-locked Yb-doped fiber laser operating in dissipative-solitonresonance region," Opt. Express, vol. 26, no. 2, pp. 1689-1696, Jan. 2018.

- [14] Z. Pan, L. Meng, Q. Ye, H. Cai, Z. Fang, and R. Qu, "Repetition rate stabilization of the SBS Q-switched fiber laser by external injection," Opt. Express, vol. 17, no. 5, pp. 3124-3129, 2009.
- [15] L.Brillouin, "Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène," Ann. Phys. 17, 88, 1922.
- [16] I. L. Fabelinskii, "The discovery of combination scattering of light in Russia and India," Phys. Usp. 46, pp. 1105-1112, 2003.
- [17] R. Y. Chiao, C. H. Townes & B. P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves", Phys. Rev. Lett. 12, pp. 592-595, 1964.
- [18] E. Garmire & C.H. Townes, "Stimulated Brillouin Scattering in Liquids". Appl. Phys. Lett. 5(4), pp. 84, 1964.
- [19] N.M. Kroll, "Excitation of Hypersonic Vibrations by Means of Photoelastic Coupling of High-Intensity Light Waves to Elastic Waves," J. Appl. Phys. 36, pp. 34, 1965.
- [20] N. M. Kroll and P. L. Kelley, "Temporal and Spatial Gain in Stimulated Light Scattering," Phys. Rev. A 4, pp. 763, 1971.
- [21] C. L. Tang, "Saturation and Spectral Characteristics of the Stokes Emission in the Stimulated Brillouin Process," J. Appl. Phys. 37, pp. 2945, 1966.
- [22] E. P. Ippen and R. H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," App. Phys. Lett. 21(11), pp. 539-541, 1972.
- [23] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering," Appl. Opt. 11, pp. 2489-2494, 1972.
- [24] D. Cotter, "Transient stimulated Brillouin scattering in long single-mode fibers", Electron. Lett., vol. 18, no. 12, pp. 504, 1982.
- [25] E. Lichtman, R.G. Waarts, A.A. Friesem, "Stimulated Brillouin scattering excited by modulated pump wave in single-mode fibers," J. Lightwave Technol., vol. 7, no. 1, pp. 171, 1989.
- [26] X. P. Mao, "Stimulated Brillouin threshold dependence on fiber type and uniformity," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, no. 1, pp. 66, 1992.
- [27] D.A. Fishman, J.A. Nagel, "Degradations due to stimulated Brillouin scattering in multigigabit intensity-modulated fiber-optic systems," J. Light. Technol, vol. 11, no. 11, pp. 1721-1728, 1993.
- [28] R. E. Newnham, V. Sundar, R. Yimnirun, J. SuQ and M. Zhang, "Electrostriction: Nonlinear Electromechanical Coupling in Solid Dielectrics," J. Phys. Chem. B, 101, 48, pp. 10141-10150, 1997.
- [29] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd edn, San Diego, CA: Academic Press, chap. 9, 2003.
- [30] A. Kobyakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," Adv. Opt. Photon. 2, pp. 1-59, 2010.

- [31] A. Melloni, M. Frasca, A. Garavaglia, A. Tonini, and M. Martinelli, "Direct measurement of electrostriction in optical fibers," Opt. Lett. 23, pp. 691-693, 1998.
- [32] D. Heiman, D. S. Hamilton, and R. W. Hellwarth, "Brillouin scattering measurements on optical glasses," Phys. Rev. B 19, pp. 6583, 1979.
- [33] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. 3rd edn, San Diego, CA: Academic Press, chap. 8, 2001.
- [34] Y. Azuma, N. Shibata, T. Horiguchi, M. Tateda, "Wavelength dependence of Brillouin-gain spectra for single-mode optical fibers", Electron. Lett., vol. 24, pp. 250-252, 1988.
- [35] A. Yeniay, J.-M. Delavaux, and J. Toulouse, "Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering Gain Spectra in Optical Fibers," J. Lightwave Technol. 20, pp. 1425-, 2002.
- [36] Y. Koyamada, S. Sato, S. Nakamura, H. Sotobayashi, and W. Chujo, "Simulating and Designing Brillouin Gain Spectrum in Single-Mode Fibers," J. Lightwave Technol. 22, pp. 631-, 2004.
- [37] G. Valley, "A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser," IEEE J. Quantum Electron 22(5), pp. 704-712, 1986.
- [38] P. Narum, M. D. Skeldon, and R. W. Boyd, "Effect of laser mode structure on stimulated Brillouin scattering," IEEE J. Quantum Electron. 22, pp. 2161, 1986.
- [39] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, H. H. Yaffe, "Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers", J. Opt. Soc. Am. 4, pp. 1397, 1987.
- [40] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, "CW Brillouin laser," App. Phys. Lett. 28, pp. 608, 1976.
- [41] K. O. Hill, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "CW generation of multiple Stokes and anti-Stokes Brillouin-shifted frequencies," App. Phys. Lett. 29, pp. 185, 1976.
- [42] B. S. Kawasaki, D. C. Johnson, Y. Fujii, and K. O. Hill, "Bandwidth-limited operation of a mode-locked Brillouin parametric oscillator," App. Phys. Lett. 32, pp. 429, 1978.
- [43] A. Hideur, T. Chartier, C. Özkul and F. Sanchez, "Dynamics and stabilization of a high-power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser," Opt. Commun. 186 (4–6), pp. 311-317, 2000.
- [44] C. Ye, P. Yan, L. Huang, Q. Liu and M. Gong, "Stimulated Brillouin scattering phenomena in a nanosecond linearly polarized Yb-doped double-clad fiber amplifier," Laser Phys. Lett. 4, pp. 376, 2007.
- [45] B.N. Upadhyaya, Usha Chakravarty, A. Kuruvilla, S.M. Oak, M.R. Shenoy, K. Thyagarajan, "Self-pulsing characteristics of a high-power single transverse mode Yb-doped CW fiber laser," Opt. Commun. 283(10), pp. 2206-2213, 2010.
- [46] L. Chen, R. Song, C. Lei, W. Yang, F. He, and J. Hou, "Influences of position of ytterbium-doped fiber and ASE pump on spectral properties of random fiber laser," Opt. Express 27, pp. 9647-9654, 2019.

- [47] A. V. Kir'yanov, Y. O. Barmenkov and Miguel V. Andres, "An experimental analysis of self-Q-switching via stimulated Brillouin scattering in an ytterbium doped fiber laser," Laser Phys. Lett. 10, pp. 055112, 2013.
- [48] M. Salhi, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, C. Ozkul and F. Sanchez "Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser," Optics Letters 27 (15), 2002.
- [49] B. Ortaç, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, M. Salhi and F. Sanchez, "Influence of cavity losses on stimulated Brillouin scattering in a self-pulsing side-pumped ytterbium-doped double-clad fiber laser," Optics Commun. 215 (4-6), pp. 389-395, 2003.
- [50] R. H. Stolen, "Polarization Effects in Fiber Raman and Brillouin Lasers," IEEE Quant. Electron. 15(10), pp. 1157-1160, 1979.
- [51] I. Kelson and A. Hardy, "Optimization of strongly pumped fiber lasers," J. Lightw. Technol. 17(5), pp. 891-897, 1999.
- [52] S. Hou, Y. Lou, N. Zhao, P. Chen, F. Zhang, Y. Chen, F. Lin, J. Li, L. Yang, J. Peng, H. Li, and N. Dai, "Robust Q-switching based on stimulated Brillouin scattering assisted by Fabry-Perot interference," Opt. Express 27(4), pp. 5745-5754, 2019.
- [53] D. Boukhaoui, D. Mallek, A. Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, T. Godin, and A. Hideur, "Influence of higher-order stimulated Brillouin scattering on the occurrence of extreme events in self-pulsing fiber lasers," Phys. Rev. A, 100(1), art. no. 013809, 2019.
- [54] F. Shimizu, "Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse," Phys. Rev. Lett. 19, pp. 1097, 1967.
- [55] Q.Z. Wang, P.P. Ho and R.R. Alfano (Ed.), in *The Supercontuum Laser Source*, New York: Springer, Chap. 2, 1989.

Capítulo 6 Conclusiones

Con lo revisado en el transcurso del proyecto, se ha dado respuesta al problema de investigación planteado al demostrar que es factible diseñar láseres y amplificadores basándose en una señal de salida compuesta predominantemente por ruido de emisión espontánea estimulada que, aparentemente, es de naturaleza aleatoria. Durante el trabajo se he podido comprobar que existen métodos que permiten controlar la estadística de la señal de salida en los láseres de dicho ruido de ASE, volviendo previsible la distribución de los picos de su emisión, la forma y el ancho de sus pulsos, su dinámica temporal y sus amplitudes máximas, haciendo de estas tecnologías una opción viable de implementar en diversas aplicaciones.

Se ha demostrado que para emisiones de fibra dopada con erbio que son bombeadas directamente por el núcleo y a potencias bajas, la estadística de ASE se puede inferir con un excelente nivel de ajuste usando el modelado clásico de luz termal, el cual se basa en una distribución binomial negativa o distribución de Bose-Einstein. Asimismo, se observa que la calidad del ajuste estadístico de dicha distribución se encuentra determinada por un factor de degeneración $\mathcal M$ que, a su vez, tiene una dependencia de la relación que existe entre el tiempo de coherencia de la señal óptica y el tiempo de muestreo del método de fotodetección.

Un factor determinante para poder realizar el modelado teórico-experimental a lo largo del proyecto fue el método de conteo. Hay que tener en cuenta que para poder reconstruir la señal de ruido de ASE con una buena calidad, el tiempo de conteo requiere ser mucho menor al tiempo de coherencia óptica. Si no se cumple dicha condición, no se podría conseguir un modelado estadístico adecuado, ya que el valor de $\mathcal M$ se hace mucho mayor a la unidad y por tanto la forma estadística tiende a ajustarse mejor usando una función de Poisson. Esta función de Poisson explica solamente la parte condicional de la señal (como se detalló en el Capítulo 2) pero no así las fluctuaciones inherentes explicadas mediante el modelo de Mandel, haciendo imposible analizar los detalles del ruido. Con un osciloscopio con una frecuencia de muestreo del orden de loa 15.5 GHz (límitado por transformada de

Fourier), con un fotodetector de InGaAs 25 GHz y con filtros ópticos conformados por rejillas de Bragg con anchos espectrales menores a los 50 pm, se pudo llevar a cabo un novedoso estudio de la estadística de ruido cuando el parámetro $\mathcal M$ se aproxima mucho a la unidad. La importancia de esta condición radica en que la distribución de Bose-Einstein tiene un grado de degeneración mínimo, o de otra manera, que la estadística se ve muy poco influenciada por las limitaciones del método de conteo de fotones.

La distribución estadística lograda con la fuente de semilla de erbio y que fue denominada en su momento como de modo unitario ($\mathcal{M} \to 1$, para luz polarizada y $\mathcal{M} \to 2$, para luz no polarizada) fue el sujeto completo de estudio de uno de los artículos publicados como parte de esta tesis. Bajo la condición de $\mathcal{M}=1.13$ se pudieron analizar aspectos morfológicos de las señales obtenidas, entre los que se destacan los siguientes: (i) Cada pulso dentro del tren que conforma la señal de ruido puede ser ajustado mediante una función Gaussiana, y dicho tren se construye mediante la superposición de cada una de las funciones Gaussianas individuales. Es interesante en esta parte destacar que, de acuerdo con la distribución binomial negativa, el valor máximo de la función de densidad de probabilidad se encuentra prácticamente en el nivel cero, y que esto lleva a inferir que la media estadística siempre se encuentra por encima de este valor. En la realidad el máximo está determinado por el nivel de ruido del detector, por lo que la influencia de este ruido en valores debajo de la media es grande y, por esta razón, se decidió centrar el análisis en los pulsos que se encuentran por encima de este nivel medio. (ii) Con base en los ajustes Gaussianos de los pulsos, se observó que los valores máximos de amplitud alcanzados presentan una PDF muy similar a la esperada para luz termal, salvo que la pendiente de su cola estadística se mantiene en un valor ligeramente mayor que la modelada mediante la función binomial. Adicionalmente, se observó que el comportamiento también se traslada a la dinámica temporal de separación entre los pulsos, en la cual se presenta una dependencia de acuerdo a una ley exponencial. De acuerdo a los analisis efectuados al categorizar las separaciones entre pulsos de acuerdo con su potencia relativa a la media, se pudo notar que a mayor magnitud de pulso, su espaciamiento es cada vez mayor y que, en general, esta regla se respeta de acuerdo con leyes exponenciales simples. Los dos puntos anteriores llevan a concluir que el modelo de distribución binomial para la condición de modo unitario conlleva ajustes de tipo exponenciales tanto para los conteos fotónicos, para la distribución de sus valores máximos y para los espaciamientos entre pulsos en rangos de potencia por encima de la media.

Haciendo el análisis de los anchos temporales de los ajustes Gaussianos de los pulsos bajo la condición de modo unitario, se observó que la dinámica temporal de esta característica no se pude modelar de forma tan simple como las mencionadas en los puntos (i) y (ii) y que

la forma de sus distribuciones estadísticas dependen del nivel de potencia relativa de los pulsados. Como se estableció en el Capítulo 3, aquellos pulsos que se encuentran por debajo de 4 veces el valor medio presentan un ancho temporal asimétrico, cuya pendiente a la izquierda del valor máximo puede ser modelada mediante un ajuste logarítmico y cuya pendiente a la derecha del máximo sigue una forma exponencial. Esta asimetría en la PDF se va perdiendo conforme suben las magnitudes de los pulsos llegando a observar que para pulsos con potencias por encima de 9 veces la media, sus distribuciones tienden a seguir una ley Gaussiana y sus colas laterales tienden a estrecharse a un valor promedio (para las condiciones de la fuente estudiada este valor fue de ~400 ps). Lo anterior llevó a una importante conclusión del presente trabajo: los pulsos más energéticos obtenidos mediante la condición de modo unitario tienden a ser de anchos muy similar. Si esta conclusión se conjunta con el análisis previo de espaciamiento temporal entre pulsos, ahora se sabe que los pulsos de alta energía presentan anchos por lo general bastante estables, mientras que sus separaciones siguen una ley de tipo exponencial. Lo enunciado explica totalmente la estadística de la dinámica temporal de la señal de ruido de ASE de banda angosta.

Otro hallazgo relevante obtenido a partir de la fuente de semilla de erbio se presentó al adicionar una etapa de amplificación y empalmar a su salida a un segmento de fibra de comunicaciones. Bajo estas condiciones, se observó un ensanchamiento espectral que pudo ser modelado mediante el cálculo de diferenciales de las señales de ruido y el posterior cálculo de su PDF. Al aplicar estas operaciones, se pudo ver que la señal de ruido ASE se ensancha siguiendo una forma de tipo triangular en escala semilogarítimica. Dicha distribución de diferenciales se corresponde con la variación del índice de refracción no lineal producido por el efecto de auto-modulación de fase, el cual es de gran utilidad para láseres de potencias de moderadas a altas.

Varios de estos resultados de la fuente de erbio se pueden contrastar con el análisis estadístico llevado a cabo sobre el láser de iterbio del Capítulo 4, en el cual se tiene un escalamiento importante en potencia debido al uso de fibra dopada de doble revestimiento. Este escalamiento alcanzó un par de decenas de vatios de una señal de salida compuesta principalmente por ruido fotónico. En este caso, el ancho espectral de la señal de salida tuvo un crecimiento muy moderado hasta los 18 W, pero posteriormente sufrió un crecimiento abrupto cuasi-exponencial. En el estudio se atrubuyó este ensanchamiento al hecho de que, a la potencia donde se presenta la inflexión, la longitud no lineal se equipara con la longitud de la cavidad láser.

El láser de iterbio, al tener un reflector pobre (tan sólo 10%) en un lado de la cavidad, y al ser de un ancho espectral angosto, en el orden de unas pocas decenas de picómetros, se

comporta como un emisor de ruido de ASE, más que como un láser de CW o de quasi-CW. Bajo estas condiciones la señal de salida observada mediante el mismo mecanismo de fotodetección usado para la fuente de erbio, está compuesta por un tren de pulsos que, en un principio, se observan como de forma aleatoria. Conforme se incrementa la potencia de bombeo y como consecuencia la potencia de salida, los pulsos mencionados tienden a adelgazarse en escala temporal, e incrementar no sólo su magnitud, sino también su densidad. Experimentalmente se pudo observar que este adelgazamiento de los pulsos fue de ~7.5 veces al pasar de 1 W a 22 W (de ~600 ps hasta los ~80 ps), siendo el valor más alto en potencia muy próximo a su límite calculado por transformada. Es interesante en este punto mencionar que el ancho inicial de los pulsos de iterbio llega a estar en el mismo orden de los de la fuente de erbio (que para las potencias moderadas de la fuente de semilla, eran de ~400 ps de ancho), condición que cambia radicalmente a potencias más altas.

Entendiendo que el láser de iterbio no es exactamente una fuente de ASE como la fuente de semilla de erbio, en el estudio se identificó la influencia de las resonancias de la cavidad para ver en qué proporción se tiene una mezcla de luz termal con luz de tipo láser. Inicialmente se asumía que la emisión del YDFL era desde el principio del tipo aleatorio, pero al hacer un análisis de coherencia de segundo orden de la señal aplicando el cálculo de la función de autocorrelación de las intensidades muestreadas, este supuesto se vino abajo. Experimentalmente se observó que el tiempo de coherencia varía significativamente desde los 2 ns a una potencia de 1 W, hasta alcanzar los ~80 ps en el límite de 22 W. Como se pudo apreciar, a altas potencias el tiempo de coherencia de segundo orden prácticamente coincide con el ancho más probable de los pulsos.

Analizando en su totalidad el resultado de la autocorrelación se esperaría que, si la señal estuviera compuesta completamente por ruido de ASE, la gráfica de autocorrelación no debería ser más que una delta de Dirac ubicada en el centro, es decir, en el punto en que la señal traslapa exactamente consigo misma, y una línea horizontal nula en el resto de los valores, indicando que en absoluto existe otro punto de autocorrelación. Aunque no se mencionó en el texto, esta prueba fue realizada sobre la señal más próxima al *modo unitario* de la fuente de erbio del Capítulo 3 y, efectivamente, cumplió cabalmente con la condición. Sin embargo, como fue explicado en las conclusiones del Capítulo 4, esto no se cumplió de inicio para el láser de ruido de iterbio y, en cambio, se observó en la autocorrelación un patrón repetitivo de picos laterales separados en tiempo por un intervalo constante de ida y vuelta en la cavidad. Conforme la potencia de salida se fue incrementando, el número de picos laterales cuyo envolvente fue disminuyendo de acuerdo con una ley de decaimiento de tipo sigmoidal cuasi-exponencial, de tal forma que para el rango de 12 a 22 W prácticamente desaparecieron (su orden de magnitud fue despreciable en comparación con

el valor central). De acuerdo con estas observaciones se puede concluir que, para conseguir un láser de ruido ASE de iterbio basado en una cavidad Fabry-Pérot, se requiere de subir la potencia del láser hasta que no exista ninguna influencia de las oscilaciones dentro de la cavidad, es decir, cuando la función de autocorrelación presente valores marginales en las magnitudes de sus picos laterales.

Con base en lo anterior, resulta de interés unificar los resultados obtenidos a partir del análisis de coherencia con el análisis de los conteos fotónicos. Como fue comentado ampliamente en el Capítulo 4, se pudo notar que las PDFs obtenidas para las señales a potencias bajas difirieron bastante del modelado de luz termal realizado a partir de la distribución binomial negativa o de Bose-Einstein. Para las potencias desde 1 W hasta los 11 W se observó que las PDFs experimentales exhibieron colas largas que en todos los casos, las cuales rebasaban en magnitud a los modelos teóricos esperados para luz termal. En su momento, se atribuyeron estas colas a fluctuaciones que surgen con una mayor frecuencia que las predichas en el modelo. En el rango de los 12 a los 15 W la forma de las PDFs obtenidas experimentalmente se ajustan muy bien con el modelado de luz termal, lo que llevó a concluir que existe una región en que el láser empieza a operar bajo este régimen. Finalmente, por encima de estos valores y hasta los 22W se observa que las colas vuelven a crecer y prácticamente coinciden con el caso de modo unitario de Bose-Einstein, es decir que, independientemente de la potencia, no se presenta degeneración. Este último resultado se atribuye a que por un lado, se empieza a producir ensanchamiento acelerado del espectro debido al efecto no-lineal de SPM y, por el otro, a que por la velocidad creciente y el correspondiente adelgazamiento de los pulsos, se alcanza la condición de que el tiempo de coherencia coincide o sobrepasa el límite por transformada del tiempo de conteo, haciendo que $\mathcal{M} \to 1$, independientemente del ancho espectral de la señal.

En este punto es aún prematuro decir que existe una correspondencia entre los diferentes factores analizados: el comportamiento estadístico relativo a la referencia de la luz termal, la condición de coherencia de segundo orden sin picos laterales y el ancho espectral de la señal; sin embargo, de acuerdo con los experimentos reportados, todo apunta a la existencia de una región de confluencia de los tres factores. En dicha región se observa que el modelo teórico representado en la función binomial negativa con grado de degeneración ${\mathcal M}$ se ajusta de mejor manera con los datos experimentales, además en esta misma región se observa una "planicie" aparente del ancho espectral que conincide con la región donde la autocorrelación de la señal se aproxima más a la esperada para ruido completamente aleatorio, en esta misma región es donde se presenta un hundimiento espectral entre los armónicos de la frecuencia de repetición de los espectros de RF y, adicionalmente, donde se cumple la condición de que la frecuencia óptica es más pequeña que la frecuencia de

conteo (necesaria para el modelado estadístico), condición que se pierde al subir más la potencia, en donde la frecuencia óptica alcanza el límite por transformada del conteo. La confirmación de este conjunto de condiciones para lograr un modelado eficiente sobre el láser de ruido de iterbio es, sin duda alguna, un tema que merece ser abordado en futuros trabajos.

En todos los experimentos realizados con el láser de ruido de iterbio del Capítulo 4 se procuró estar revisando permanentemente los espectros completos en un rango de hasta 1700 nm, para verificar que no existieran picos o componentes adicionales al propio pico de laseo que pudieran darse como consecuencia de algún efecto no-lineal tan común en el uso de fibras de doble revestimiento. Este no fue el caso del láser del Capítulo 5, en el cual se buscó de antemano que se dieran estos efectos y así poderlos aprovechar. Como fue expuesto en detalle en la sección 5.3, se encuentra ya muy documentada la relación existente entre ciertos efectos no linales (como las dispersiones de Raman y de Brillouin) y las pérdidas en una cavidad láser. A partir de estos antecedentes, se buscó utilizar de forma práctica el efecto de Brillouin para poducir un modo de láser pulsado de bajo costo. El esquema utilizado fue también el de Fabry-Pérot, pero en esta ocasión fue conformado por elementos reflectores de muy altas pérdidas (una FBG de apenas 10% y un aislador de 60 dB), con lo que se consiguió un láser capaz de operar en un régimen de auto-Q-switch.

A partir del diseño propuesto, se obtuvo una salida pulsada que, por sus anchos temporales pudo ser caracterizada mediante un fotodetector más lento que los presentados en los Capítulos 3 y 4, de tan solo 5 GHz, así como con un osciloscopio de 8 GHz para el conteo. Dichos pulsos fueron identificados dentro de dos subregímenes de operación: (i) En el primer subrégimen el espectro óptico se caracteriza por un solo pico ubicado en la longitud de onda de los reflectores, el cual está montado sobre el pedestal de la emisión del iterbio; en este subrégimen se observan pulsados de potencias moderadas con amplitudes máximas en el orden de hasta 25 veces el valor medio, y por una estructura espigada que se va reduciendo en magnitud hasta estabilizarse en un lapso de aproximadamente 300 ns, acompañado de oscilaciones de relajación; este subrégimen se identificó en el estudio como QCW. (ii) En el segundo subrégimen, los espectros se caracterizan por oscilaciones periódicas observadas a ambos lados de la longitud de onda central, en las que claramente se ha alcanzado el umbral de Brillouin. Temporalmente, este subrégimen se caracteriza por pulsos grandes (de más de dos órdenes respecto a la potencia promedio) que de inicio se producen en intervalos aleatorios, estos pulsos están separados por espacios donde el nivel de potencia es el del ruido del fotodetector; a este subrégimen se le identificó en el estudio como SBS-SQS.

En primeras versiones del láser SQS se pudo observar que al sustituir la FBG del 10% por un corte recto en la fibra (con reflexión de Fresnel de ~3.5%) el subrégimen QCW predomina en valores iniciales de potencia de bombeo pero, a partir de cierto punto, se produce el cambio abrupto hacia el régimen SBS. La razón por la que no se mantuvo esa configuración fue porque el corte recto produce un movimiento periódico en la longitud de onda central al hacer la medición con el OSA. Sobre esta base fue realizado el diseño final, en el cual se pudo observar que desde potencias bajas de bombeo se aprecia una coexistencia de ambos subregímenes, la cual fue caracterizada para diferentes niveles de potencia de bombeo, y cuyos detalles fueron documentados ampliamente en el Capítulo 5. En una primera etapa, en donde predomina el comportamiento QCW, la potencia de la señal intracavitaria aún no alcanza del todo el umbral de Brillouin, haciendo que la probabilidad de los pulsos SBS sea pequeña. Con el incremento de la potencia de bombeo esta tendencia cambia y el subrégimen predominante es SBS hasta que, a una potencia de 6 W de bombeo, el subrégimen QCW prácticamente desaparece. A partir de estos niveles de bombeo se puede establecer que el láser opera exclusivamente en un régimen de pulsos de gran potencia, en el cual se aprecia que los períodos temporales de separación entre estos pulsados tienden a hacerse de magnitud cada vez más estable, o de otra forma, se disminuye progresivamente el jitter, llegando a alcanzar una frecuencia de repetición de unos 65 kHz para el límite máximo de bombeo. De inicio, la dinámica temporal de los subregímenes del láser dependerán de la longitud de la cavidad y a otros factores que determinan la ganancia de Brillouin. El modelado matemático de dicha dinámica queda como un tema interesante para un estudios futuro.

Una importante aportación del estudio del Capítulo 5 es la forma en que se distribuyen los intervalos temporales de operación de cada subrégimen con respecto a las magnitudes de los pulsos. Se pudo identificar que mientras que para el subrégimen QCW la distribución sigue una ley exponencial, el subrégimen SQS-SBS se ajusta más a una forma Gaussiana; y que además, la duración del subrégimen QCW es mayor en más de un orden de magnitud que la correspondiente subrégimen SBS. Conjuntando este resultado con lo comentado en el párrafo anterior, se puede concluir que la potencia tiene una distribución estadística bien definida y que es característica de cada subrégimen; mientras que en QCW los picos son mucho menos intensos que en SBS, su duración temporal es significativamente más grande.

La aplicación del láser pulsado como fuente para la generación de supercontinuo fue uno de los principales factores que motivaron el estudio del Capítulo 5, y dicha aplicación pudo ser demostrada cabalmente. Al probar adicionando segmentos de fibra de dispersión normal empalmados en la salida del láser SQS, se pudo observar que cuando el medio dispersivo es de una longitud insuficiente (por debajo de 100 m), se aprecian componentes

de Stokes aislados de muy alta intensidad ocasionados como consecuencia de efectos no lineales, y que inclusive pueden llegar a dañar la fibra dopada desde el propio núcleo; más sin embargo, cuando la longitud de la fibra agregada alcanza un umbral adecuado, se genera un supercontinuo bastante amplio y estable, compuesto por cuatro o cinco picos en las regiones Raman ubicados en el rango que va desde los 1.10 μ m hasta los 1.40 μ m, y que posteriormente se extiende de forma casi constante hasta más allá de las 2 μ m.

Otra parte importante del análisis sobre el láser SQS se realizó sobre las componentes de Stokes que se producen en ambos extremos del arreglo. En esta parte, se pudo notar que los pulsos SBS son originados por una serie de componentes de Stokes producidas como consecuncia del efecto no lineal, los de órdenes par viajan en una dirección de la cavidad y los de órdenes impar en dirección opuesta. De acuerdo lo observado, se puede establecer que las ondas de Stokes impares seleccionan el reflector de mayor pérdidas, que para este caso fue el del aislador de -50 dB, y las pares el de menor pérdida, es decir, la FBG de -10 dB. Si conjuntamos estos resultados con las gráficas de eficiencia del láser y con la probabilidad en la existencia de los dos subregímenes ya descritos, se puede concluir lo siguiente: A valores bajos de potencia, cuando se presenta una probabilidad más alta del subrégimen QCW, la potencia de salida tiende a ser mayor del lado del reflector de más altas pérdidas debido a el efecto conjunto de la salida QCW y de las componentes impares de Stokes; conforme la potencia va creciento, la probabilidad de ocurrencia del subrégimen QCW tiende a irse desvaneciendo y a partir de cierto umbral (que para estos experimentos fue de ~6 W de salida) las potencias de las componentes pares tienden a equipararse en mayor medida con las impares, haciendo que las potencias en ambos extremos llegue a equilibrarse bastante. De cualquier forma es importante notar que, aunque el régimen QCW tiende a disminuir en niveles de potencia altos, nunca llega a desaparecer del todo, por lo que el pico de orden cero contribuye a que siempre exista un ligero desbalanceo en las potencias de salida en el lado del reflector más pobre.

Finalmente y para redondear la respuesta al problema de investigación, se puede establecer que desde un punto estadístico, la fuente de semilla de erbio permitió un modelado muy aceptable del ruido de ASE, y a partir de ahí se pudo profundizar en varias de sus caractacterísticas morfológicas para, de esta manera, tener una caracterización bastante detallada de su pulsado. A partir de estos resultados se pudo modelar la emisión de un láser de iterbio de potencia moderada, en el cual la estadística proporciada por las fluctuaciones no cumplió cabalmente con los modelos de luz termal propuestos; pero que sin embargo, si sirvió para proponer varias explicaciones de esta diferencia a partir del entendimiento de que, en última instancia, la emisión no está conformada exclusivamente por ruido de ASE sino que, más bien, la señal de salida conjuntaba componentes de luz tanto termal como

láser. A pesar de lo anterior se pudo establecer que, a ciertos niveles de potencia en donde aún no se alcanza el umbral para que existan ensanchamientos por SPM, es posible tener condiciones de ruido casi completamente aleatorio que sí se llega a ajustar con el modelo de luz termal. De forma similar a la fuente de erbio, estos resultados permitieron caracterizar los pulsos de ruido desde un punto de vista estadístico tanto en amplitud como en tiempo, mediante la aplicación de diversas herramientas matemáticas. Finalmente, los aprendizajes obtenidos en los dos primeros experimentos fueron de utilidad para modelar la estadística de un láser de Brillouin con cavidad de altas pérdidas. En este último se pudieron demostrar estadísticamente las probabilidades de ocurrencia temporal de dos subregímenes completamente diferentes (QCW y SBS) dependiendo de la potencia del láser. Dentro de este estudio se pudieron identificar las relaciones entre dichos subregímenes con las eficiencias obtenidas en los extremos del láser, conciendo plenamente cuáles eran las componentes de Stokes en ambos lados de la cavidad y, lo más importante, conociendo en detalle la tendencia estadística en tiempo y en amplitud de cada subrégimen individual. Todo lo anterior sirvió como base para el diseño y la construcción de una fuente bastante económica de supercontinuo, cuyos espectros alcanzan un rango superior a 2 micras, así como una posible fuente para la generación de pulsos de alta energía de gran utilidad para el estudio de las ondas viajeras.

León, Gto. a 10 de septiembre de 2020.

Apéndice A

Análisis de número ${\mathcal M}$ para un espectro de perfil Gaussiano

Partiendo de la definición general de \mathcal{M} de la ecuación (2.65),

$$\mathcal{M} = \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \Lambda\left(\frac{\tau}{T}\right) |\boldsymbol{\gamma}(\tau)|^2 d\tau \right]^{-1}.$$
 (A.1)

y considerando que la función $\Lambda(\tau/T)$ determina un rango de integración simétrico de $-T \le \tau \le T$, dicha ecuación toma la forma

$$\mathcal{M} = \left[\frac{1}{T} \int_{-T}^{0} \left[1 + \frac{\tau}{T}\right] |\boldsymbol{\gamma}(\tau)|^2 d\tau + \frac{1}{T} \int_{0}^{T} \left[1 - \frac{\tau}{T}\right] |\boldsymbol{\gamma}(\tau)|^2 d\tau\right]^{-1}.$$
 (A.2)

Ahora bien, si se analiza el término de coherencia $|\gamma(\tau)|^2$, se tiene que para un espectro Gaussiano, la coherencia de primer orden viene dada por

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau - \frac{\pi}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^2} : |g^{(1)}(\tau)|^2 = e^{-\pi\left(\frac{\tau}{\tau_c}\right)^2}.$$
 (A.3)

Para la luz de tipo termal, la correlación puede ser expresada en términos de una coherencia de segundo orden de los campos. Si se toma el resultado expresado en la ecuación (2.51), se tiene que

$$|\gamma(\tau)|^2 = g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 = 1 + e^{-\pi(\frac{\tau}{\tau_c})^2}.$$
 (A.4)

Agregando este resultado en (A.2), se llega a

$$\mathcal{M} = \left[\frac{1}{T} \int_{-T}^{0} \left[1 + \frac{\tau}{T} \right] \left(1 + e^{-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_{c}} \right)^{2}} \right) d\tau + \frac{1}{T} \int_{0}^{T} \left[1 - \frac{\tau}{T} \right] \left(1 + e^{-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_{c}} \right)^{2}} \right) d\tau \right]^{-1}$$

$$= \left\{ \frac{1}{T} \left[\frac{\tau_{c}}{2} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\pi} \frac{\tau}{\tau_{c}} \right) + \frac{\tau_{c}^{2}}{2\pi T} e^{-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_{c}} \right)^{2}} - \frac{\tau^{2}}{2T} + \tau \right]_{-T}^{0} + \frac{1}{T} \left[\frac{\tau_{c}}{2} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\pi} \frac{\tau}{\tau_{c}} \right) - \frac{\tau_{c}^{2}}{2\pi T} e^{-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_{c}} \right)^{2}} + \frac{\tau^{2}}{2T} + \tau \right]_{0}^{T} \right\}^{-1}, \tag{A.5}$$

donde $\operatorname{erf}(x)$ es la función integral de error estándar, dada por

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz.$$
 (A.6)

Una propiedad importante de esta función es que es de naturaleza impar, es decir, $\operatorname{erf}(-z) = -\operatorname{erf}(z)$. Si a la ecuación (A.5) se le aplica este criterio y se evalúan los respectivos límites de integración y se simplifica, se llegará a

$$\mathcal{M} = \left[\frac{\tau_c}{2} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\pi} \frac{T}{\tau_c} \right) + \frac{1}{\pi} \left(\frac{\tau_c}{T} \right)^2 \left(1 - e^{-\pi \left(\frac{T}{\tau_c} \right)^2} \right) \right]^{-1}. \tag{A.7}$$

Apéndice B

Desarrollo matemático para obtener la PDF de conteos fotónicos de luz termal con intervalo de conteo arbitrario

Partiendo de la forma integral de la PDF obtenida en la ecuación (2.77),

$$P(n) = \int_0^\infty \frac{[aW]^n}{n!} e^{-aW} \left(\frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^M \frac{W^{\mathcal{M}-1} \exp\left(-\mathcal{M}\frac{W}{\overline{W}}\right)}{\Gamma(\mathcal{M})} dW. \tag{B.1}$$

Se procede con su integración de la siguiente manera

$$P(n) = \frac{1}{n!} \left(\frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^{\mathcal{M}} \frac{1}{\Gamma(\mathcal{M})} \int_{0}^{\infty} (aW)^{n} W^{\mathcal{M}-1} \exp\left(-aW - \mathcal{M}\frac{W}{\overline{W}}\right) dW, \tag{B.2}$$

si se quiere conservar una sola notación mediante funciones Gamma, se puede usar la identidad $n! = \Gamma(n+1)$ por lo que la expresión queda como

$$P(n) = \left(\frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^{\mathcal{M}} \frac{1}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} a^n \int_0^\infty W^{n+\mathcal{M}-1} \exp\left[-W\left(a + \frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)\right] dW. \tag{B.3}$$

La integral a la izquierda de esta última ecuación puede ser resuelta mediante la definición de la función Gamma, que consiste en

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} e^{-t} dt. \tag{B.4}$$

Sin embargo, para usar tal definición, es necesario hacer los cambios de variable respectivos, es decir

$$t = W\left(a + \frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)$$

$$dt = \left(a + \frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right) dW = \left(\frac{a\overline{W} + \mathcal{M}}{\overline{W}}\right) dW$$

$$W = \left(\frac{\overline{W}}{a\overline{W} + \mathcal{M}}\right) t$$

$$t^{n+M-1} = \left(\frac{a\overline{W} + \mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^{n+M-1} W^{n+M-1}, \tag{B.5}$$

de igual manera, se deben adecuar los límites de integración a los cambios en las variables:

$$t_1 = (0)\left(a + \frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right) = 0$$
 , $t_2 = (\infty)\left(a + \frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right) = \infty$ (B.6)

y añadiendo los factores que compensan el cambio de variables, la ecuación (B.3) queda de la siguiente manera:

$$P(n) = \left(\frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^{\mathcal{M}} \frac{1}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[\frac{a\overline{W} + \mathcal{M}}{\overline{W}}\right]^{-n-M} a^{n} \int_{0}^{\infty} t^{n+\mathcal{M}-1} e^{-t} dt$$

$$= \left(\frac{\mathcal{M}}{\overline{W}}\right)^{\mathcal{M}} \frac{1}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[\frac{a\overline{W} + \mathcal{M}}{\overline{W}}\right]^{-n-M} a^{n} \Gamma(n+\mathcal{M})$$

$$= \frac{\Gamma(n+\mathcal{M})}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[\frac{a\overline{W} + \mathcal{M}}{a\overline{W}}\right]^{-n} \left[\frac{a\overline{W} + \mathcal{M}}{\mathcal{M}}\right]^{-\mathcal{M}}, \tag{B.7}$$

y finalmente, si se aplica el cambio de variables $\bar{n}=a\bar{W}$, la forma definitiva que tiene la función de densidad probabilidad queda en su forma canónica

$$P(n) = \frac{\Gamma(n+\mathcal{M})}{\Gamma(n+1)\Gamma(\mathcal{M})} \left[1 + \frac{\mathcal{M}}{\bar{n}} \right]^{-n} \left[1 + \frac{\bar{n}}{\mathcal{M}} \right]^{-\mathcal{M}}.$$
 (B.8)

Apéndice C

Método para la fabricación de rejillas de período largo usando un láser de UV

El objetivo final del arreglo presentado en la Figura 3.5 es el de producir una señal muy estable compuesta exclusivamente por ASE, misma que posteriormente es filtrada a través de un conjunto de rejillas de Bragg de diferentes anchos espectrales hasta producir una línea espectral angosta (empezando desde unos pocos picómetros) centrada en ~1544 nm, es decir una señal de *semilla*, por lo que cualquier otro pico de laseo que se genere podría llegar a ocasionar daños en los componentes, así como resultados erróneos en el análisis de conteos fotónicos.

En el proceso de pruebas experimentales se observó que, antes de colocar FBG1 y al subir la potencia de bombeo de la primera etapa de amplificación a valores por encima de los 180 mW, se empezaban a generar laseos parásitos en los puntos de menor pérdidas de la fibra de sílice, es decir, a 1530 nm y a los 1555 nm, respectivamente (Figura C.1), ocasionados por las mútiples fuentes de reflexión mencionadas en la sección 3.3.

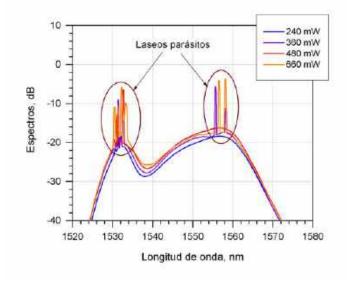


Figura C.1. Espectros de la etapa 1 en la emisión de erbio para diferentes potencias de bombeo, antes de poner las rejillas de Bragg y la de período largo.

Para resolver el problema, se fijó como meta complentaria la de diseñar un mecanismo para la grabación de rejillas de período largo en fibra fotosensible, que pudieran usarse como filtros supresores en las frecuencias donde se producen estos laseos indeseables [1]. Al analizar las posibles opciones y, con base en el material disponible en laboratorio, se determinó usar el proceso de grabación de LPGs mediante la técnica de punto a punto, el cual es uno de los métodos más eficaces utilizados actualmente, ya que la fibra óptica fotosensible usada para la grabación no sufre daños o alteraciones físicas por aplicación de temperaturas excesivas o esfuerzos mecánicos, además de contar con gran flexibilidad en la selección tanto del período de la rejilla, como de los tiempos de grabación de cada punto [2-4]. Para poderlo ejecutar, se hizo uso del arreglo para la grabación de rejillas de Bragg disponible en laboratorio, el cual comprende un láser de argón a 488 nm Innova 90C FreD con un cristal doblador de frecuencia óptica de borato de bario beta (BaB₂O₄ o BBO), cuya salida efectiva es de 244 nm, un espejo, una lente cilíndrica, una estructura de soportes de montaje y, como elemento clave, el motor de la rampa micrométrica de grabación. Este arreglo, así como detalles de sus componentes se muestran en la Figura C.2.

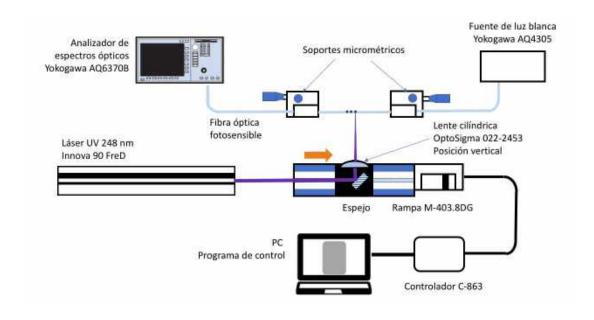


Figura C.2. Montaje experimental para la grabación de rejillas de período largo.

Para poder controlar todo el proceso se desarrolló un software que permitiese configurar los parámetros principales de las LPGs a grabar y que operara sobre el controlador de la rampa en donde se fijan tanto el espejo de dirección, como la lente cilíndrica concentradora del haz (ver Figura C.2). El desarrollo de esta software consiste de 15 objetos funcionales desarrollados en ©Visual Basic Ver. 6.0. con una interfaz gráfica como la que se muestra en

la Figura C.3 (a), a través de la cual el usuario puede configurar el período, la longitud total de la rejilla y el tiempo de grabación.

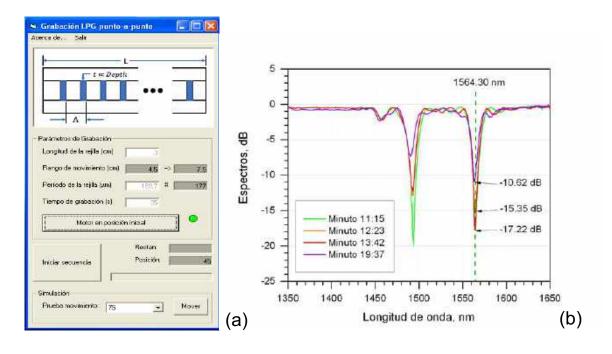


Figura C.3. (a) Interfaz gráfica del software de grabación de rejillas de período largo. (b) Ejemplo de los espectros de formación de una FBG en diferentes momentos del proceso de grabación. En el pico de mayor profundidad de la alcanzado por la LPG en cada momento es inidicado.

Para conocer el tamaño del punto de grabación se tuvieron dos restricciones: (i) la orientación de la lente cilíndrica debía ser transversal a la fibra (la orientación longitudinal, es la que se suele emplear para las máscaras de grabación de FBGs), lo que permite realizar la grabación puntual y (ii) no era posible modificar la distancia de separación del haz hacia la fibra fotosensible para no alterar el proceso de grabación actual de las FBGs. Con base en estas restricciones, se realizaron algunas estimaciones numéricas del ancho de cintura del haz Gaussiano a la distancia de grabación actual, usando la relación [5]

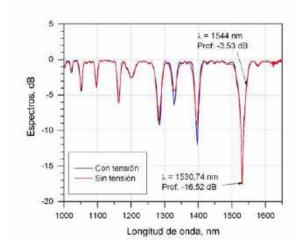
$$d_o = \frac{4\lambda f}{\pi D},\tag{C.1}$$

donde λ es la longitud de onda del láser excímero de UV, de 248 nm, f es la distancia focal de la lente cilíndrica de 200 mm, y D es el diámetro del haz que se está enfocando (en este caso el ancho del haz transversal de grabación), que de acuerdo con las especificaciones del fabricante del láser es de 0.75 mm. Con estos datos, la cintura del haz calculada en el punto

focal fue de 83.86 μ m. Sin embargo, la distancia de separación fija entre la lente y la fibra en el arreglo actual era menor, de 168 mm, por lo que, aplicando las proporciones geométricas correspondientes, el haz máximo bajo estas condiciones fue de 280 μ m, es decir, más de 3 veces el ancho del haz de en la cintura focal. A pesar de no ser el enfoque más fino, durante la fase de pruebas se pudo determinar que los órdenes de grabación de las LPGs se encontraban entre 300 y 600 μ m de separación entre puntos para eliminar longitudes de onda cercanas a los 1550 nm, por lo que los 280 μ m de diámetro de punto estaban dentro de un rango aceptable.

En la Figura C.3 (b) se presenta un ejemplo de los espectros producidos durante el proceso de grabación en diferentes instantes. Durante la grabación se notó que los valles alcanzan una profundidad máxima en cierto instante específico y que, al continuar marcando puntos en la LPG, esta profundidad empieza a reducirse mientras que las profundidades de los armónicos de órdenes menores aumentan; esto se puede observar en el minuto 11:15, donde el armónico más profundo se encontraba alrededor de 1490 nm. También, se aprendió en las pruebas que el proceso se debe interrumpir en el instante en que la profundidad máxima empieza a disminuir, ya que ésta quizás no sea alcanzada nuevamente. El tiempo registrado en la tabla de dicha figura representa el momento en que el proceso se tuvo que interrumpir.

En la Figura C.4 se presenta el espectro en transmisión de la LPG utilizada en el arreglo experimental de la Figura 3.5 en dos versiones: antes de ser liberada de los soportes (con tensión, en azul) y después de hacerlo (sin tensión, en rojo), mientras que en la tabla de la derecha se presentan los parámetros considerados para dicha grabación.



Período de la LPG	531.2 μm		
Longitud máxima	2.5 cm		
Duración de cada punto	35 s		
Fibra utilizada	Fibercore 980		
Potencia de láser UV	72 mW		
Duración de la	~ 15:25 minutos		
grabación			

Figura C.4. Espectro de transmisión y parámetros de la FBG experimental.

En esta Figura C.4 se puede notar que para el valle más pronunciado en transmisión, la profundidad máxima a la longitud de onda de laseo a 1530 nm fue de 16.5 dB. Mientras que a la longitud de onda en donde se centra la semilla del láser, a ~1544 nm, se observa que existe también una pérdida más ligera, de 3.53 dB, la cual está ubicada en otro punto de este mismo valle.

Finalmente, al colocar FBG1 en el arreglo y después de varias rondas de prueba con diferentes LPGs elaboradas usando este método, se observó que con la LPG de la Figura C.4, se lograron suprimir los laseos parásitos a 1530 nm. Además, al hacer pruebas adicionales modificando las longitudes de la fibra dopada, se pudo lograr que no fuera necesaria una segunda LPG a 1550 nm. Con base en estas consideraciones fue como, una vez colocadas tanto la FBG1 como la LPG, se consiguió obtener un espectro libre de laseos, lo cual derivó en el diseño final de la primera etapa del arreglo como se presenta en la Figura 3.5, y cuyo espectro es presentado en la Figura C.5., indicando los cambios espectrales relevantes después de esta optimización.

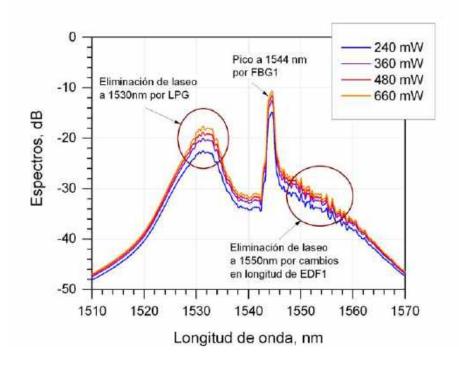


Figura C.5. Espectro de salida de la primera etapa de amplificación del arreglo de la Figura 3.5, después de incluir la LPG a 1530 nm y de optimizar la longitud del segmento de fibra dopada.

Referencias

- [1] Vengsarkar, A.M. et al. "Long-period fiber grattings as band rejection filters", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, pp. 58-65, 1996.
- [2] Partridge, M., James, S. W., Barrington, J. & Tatam, R. P., "Overwrite fabrication and tuning of long period gratings", *Optics Express 22346*, Vol. 24, No. 20, pp. pp. 22345-22356, 2016.
- [3] Othonos, A., Kyriacos, K., "Fiber Bragg Gratings. Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing", *Artech House, Inc.*, pp. 142-143, 1999.
- [4] Erdogan T., "Cladding-mode resonances in short- and long- period fiber grating filters", *Journal Optical Society of America*, Vol. 14, No. 8, pp. 1760-1773, 1997.
- [5] Ghatak, A. Thyragaran, K., "Introduction to fiber optics", Cambridge University Press, Cambridge, UK, pp.25-27, 1998.

Apéndice D

Sistema de caracterización espectral para rejillas de Bragg angostas

En este anexo de detalla el procedimiento usado para la caracterización de las rejillas de Bragg angostas usadas como FBG3 en el arreglo experimental de la Figura 3.5. Al momento de su fabricación (realizada en la Universidad de Valencia), se sabía que estas FBGs se encontraban por debajo de las resoluciones mínimas de los analizadores de espectros disponibles para el proyecto, es decir, en el orden de pocas decenas de picómetros de ancho espectral. Revisando el manual del OSA Yokogawa AQ6370B, se observó que la exactitud máxima en el rango de 1520 a 1580 nm, es de ±20 pm; lo cual para anchos espectrales muy finos puede resultar insuficiente para obtener una buena caracterización.

Por lo anterior, se diseñó un sistema de medición especial basado en el control de un láser sintonizable de línea angosta (TUNICS-Plus Tunable Cavity Laser, CL/WB), un circulador a 1550 nm, un fotodetector de InGaAs tipo p-i-n (New Focus, 2053-FS) y un multímetro digital controlable (Agilent, modelo 34401A) como el que se presenta en la Figura D.1.

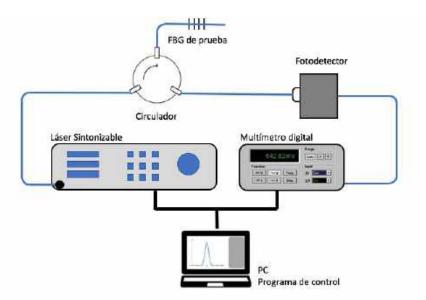


Figura D.1. Arreglo experimental para la caracterización de FBGs muy angostas (del orden de los picómetros).

El láser sintonizable utilizado permite variaciones de longitudes de onda de hasta 1 pm, manteniendo una potencia fija de hasta 15 mW. La señal del láser se hace pasar a través de un circulador hacia la FBG que se está evaluando, y cuyo extremo libre se corta en ángulo y se mete en agua para evitar cualquier reflexión que no sea producida por la propia rejilla. A la salida del circulador se empalma un conector del tipo FC/APC (de tipo angulado para proteger el fotodetector) que se atornilla al fotodetector de InGaAs. Posteriormente, la salida del fotodetector se conecta a un voltímetro que registra una medición individual.

Como este proceso permite pasos muy cortos (cada 1, 2 o 5 pm), el número de muestras necesarias para registrar todo el espectro de reflexión puede ser grande como para realizarlo de forma manual. Para este fin, se procedió a desarrollar un programa de control para el láser sintonizable que permitiese cambiar las longitudes de onda por pasos, así como configurar la duración de cada paso (Figura D.2). Por el otro lado, el programa se sincroniza con el voltímetro, de tal forma que se va construyendo una secuencia de mediciones totalmente automatizada. Finalmente, la tabla obtenida al concluir la secuencia completa es almacenada en un formato de texto.

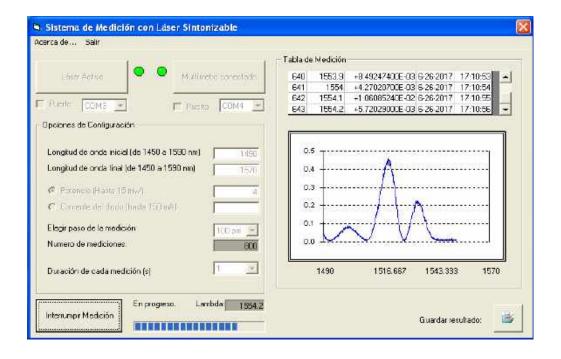


Figura D.2. Interfaz gráfica del programa de control del sistema de caracterización de FBGs picométricas, del lado izquierdo están los parámetros de configuración de la grabación (longitudes de onda de inicio y final, potencia, tamaño del paso y tiempo de cada paso), del lado derecho se presenta la gráfica en reflexión, así como los valores de voltaje almacenados.

Para realizar dicho programa fue necesario el desarrollo de 23 objetos funcionales en ©Visual Basic Ver. 6.0., los cuales permiten la obtención de espectros en todo el rango del láser, desde 1480 nm hasta 1590 nm, con elección de pasos de 1 pm a 50 pm. Para que pudiera operar, fue necesario además el diseño de un cable de comunicación especial RS-232, de acuerdo con las especificaciones técnicas del manual del láser.

Los espectros obtenidos con este sistema fueron comparados con los obtenidos con la ayuda del OSA utilizado en los experimentos (Figura D.3.). Como se puede observar, la medición llevada a cabo con el láser sintonizable tiene una forma mucho mejor definida que el espectro más fino del OSA, permitiendo recuperar inclusive los lóbulos laterales del espectro de las FBGs.

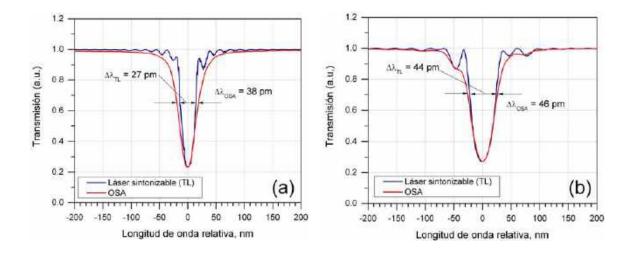


Figura D.3. Comparación de los espectros de transmisión de dos FBGs delgadas obtenidas con el sistema de caracterización (línea azul) y con el OSA (línea roja). El caso (a) fue realizada sobre una FBG de $^{\sim}$ 30 pm y el caso (b) sobre una de $^{\sim}$ 45 pm.

Con fines del presente estudio se debe destacar que para el caso de rejillas con anchos menores a 50 pm, como el presentado en D.3 (a), el sistema propuesto aporta una calidad muy superor al OSA. Sin embargo, conforme los anchos FWHM se aproximan a 50 pm, el valor del envolvente obtenido con el OSA no difiere en demasía del obtenido por medio del sistema. A pesar de lo anterior, el valor del ancho espectral de la FBG más angosta, de 27 pm (antes de deconvolución del ancho espectral del láser sintonizable), tiene una importancia fundamental en el estudio, ya que es a partir del filtro de ASE más fino que se obtiene el mayor acercamiento a la condición estadística de *modo unitario*, revisada en el transcurso del Capítulo 3.

Apéndice E

Derivación de la ecuación de onda característica de Brillouin

En esta sección se presentan la derivación de la ecuación característica (5.13), con base en las ecuaciones de Maxwell que representan los campos de bombeo y de Stokes (5.10), en conjunto con la ecuación de distribución de densidad del material u onda acústica (5.11). El análisis se inicia con la ecuación general de interacción no-lineal (5.12), es decir

$$\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma_A \nabla^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} - v_A^2 \nabla^2 \bar{\rho} = \nabla \cdot \mathbf{f}, \tag{E.1}$$

donde $\bar{\rho}=\rho-\rho_0$ es el cambio en la densidad local respecto a su valor promedio ρ_0 , v_A es la velocidad del sonido y Γ_A es un parámetro de amortiguamiento acústico, que viene dado por la expresión [Mencion Boyd]

$$\Gamma_A = \frac{1}{\rho} \left[\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b + \frac{\kappa}{C_p} (\gamma - 1) \right], \tag{E.2}$$

en donde η_S es el coeficiente de viscosidad de corte, η_b es el coeficiente de viscosidad aparente, κ es la conductividad térmica, y γ es el denominado índice adiabático, y representa la relación entre el calor específico medido a presión constante (C_p) , y el calor específico medido a volumen constante (C_V) . Para simplificar el análisis, hay que decir que en la expresión (E.2), la contribución del tercer término en la expresión de Γ_A es de un orden mucho menor que las primeras dos, por lo que se puede hacer la aproximación

$$\Gamma_A \approx \frac{1}{\rho} \left[\frac{4}{3} \eta_S + \eta_b \right].$$
 (E.3)

En la ecuación (E.1), el término a la derecha de la igualdad consiste en la divergencia de la fuerza por unidad de volumen (f), que se puede obtener mediante

$$\mathbf{f} = \nabla p_{st}, \qquad p_{st} = -\rho \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho}\right) \frac{\langle \bar{E}^2 \rangle}{8\pi} \equiv -\gamma_e \frac{\langle \bar{E}^2 \rangle}{8\pi},$$
 (E.4)

donde p_{st} es la contribución a la presión sobre el material debida a la presencia de un campo eléctrico, y $\gamma_e = \rho (\partial \epsilon/\partial \rho)_{\rho=\rho_0}$ es conocida como la constante electrostictiva del material. Cabe notar en (E.4) que p_{st} es de valor negativo, lo que implica que la presión total es menor en las regiones donde la fuerza de campo es más grande.

Aplicando las definiciones de los campos en (5.10), el término de la derecha en la ecuación (E.1) queda como

$$\nabla \cdot \mathbf{f} = \nabla \left(-\gamma_e \frac{\langle \bar{E}^2 \rangle}{8\pi} \right) = \frac{\gamma_e k_A^2}{4\pi} \left[A_1 A_2^* e^{i[(k_1 - k_2)z - (\omega_1 - \omega_2)t]} + c. c. \right]$$

$$= \frac{\gamma_e k_A^2}{4\pi} \left[A_1 A_2^* e^{i[k_A z - \Omega t]} + c. c. \right].$$
(E.5)

Ahora se analizarán los términos a la izquierda de la ecuación general (E.1), para esto se tratará cada término por separado, de la siguiente forma:

$$\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma_A \nabla^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} - v_A^2 \nabla^2 \bar{\rho} = \mathcal{A} - \mathcal{B} - \mathcal{C}$$
 (E.6)

• Término \mathcal{A} .

Como los términos de fase que interesan en el análisis son aquellos cuya contribución está en ele eje de la propagación, se usará para el análisis la notación

$$S = e^{i[k_A z - \Omega t]} + c.c. \tag{E.7}$$

Partiendo de la definición de la onda acústica acoplada con los campos:

$$\bar{\rho} = \rho - \rho_0 = \rho(z, t)e^{i[k_A z - \Omega t]} + c.c. = \rho(z, t)S + c.c,$$
 (E.8)

donde el término *c.c.* se refiere al complejo conjugado que, para simplificar el análisis, se omitirá en las formulaciones subsecuentes y sólo se agregará en las formas finales.

La primera derivada respecto al tiempo, está dada por

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho(z, t)S) = S \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - i\Omega \rho \right), \tag{E.9}$$

donde:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -i\Omega S; \tag{E.10}$$

por su parte, la segunda derivada respecto al tiempo, será

$$\frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left[S \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - i \Omega \rho \right) \right] = \frac{\partial S}{\partial t} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - i \Omega \rho \right) + S \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - i \Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \tag{E.11}$$

por lo que (E.10) queda como

$$\frac{\partial^{2} \bar{\rho}}{\partial t^{2}} = -i\Omega S \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - i\Omega \rho \right) + S \left(\frac{\partial^{2} \rho}{\partial t^{2}} - i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)$$

$$= S \left[-i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} - \Omega^{2} \rho + \frac{\partial^{2} \rho}{\partial t^{2}} - i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] = S \left(\frac{\partial^{2} \rho}{\partial t^{2}} - 2i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} - \Omega^{2} \rho \right)$$
(E.12)

La variación de la onda acústica es lenta, tanto en la dirección de la propagación (eje z), como en el tiempo, por lo que aquellos términos con derivadas de segundo o mayor orden respecto tanto de t como de z pueden ser descartados de la ecuación. Así, al aplicar este criterio en (A.12), el valor del término \mathcal{A} así:

$$\mathcal{A} = \frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial t^2} = S\left(-2i\Omega\frac{\partial \rho}{\partial t} - \Omega^2 \rho\right) \tag{E.13}$$

• Término B.

Para obtener este término, se debe recordar que para el modelo de guía de onda utilizado, se parte del supuesto de que las ondas acústicas que se desplazan sobre el eje de la propagación son mucho más significativas que sus componentes trasversales. Con lo anterior, el factor laplaciano $\nabla^2 = \partial^2/\partial z^2 + \nabla_T^2$, donde $\nabla_T^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, se puede reducir simplemente a $\nabla^2 = \partial^2/\partial z^2$.

El término \mathcal{B} se puede ir construyendo a partir de

$$\nabla^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[S \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - i \Omega \rho \right) \right]. \tag{E.14}$$

Si se tiene en cuenta que

$$\frac{\partial S}{\partial z} = ik_A S; \tag{E.15}$$

la primera derivada respecto de $\partial \bar{\rho}/\partial t$, respecto de z es

$$\begin{split} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right) &= \frac{\partial}{\partial z} \left[S \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - i \Omega \rho \right) \right] = i k_A S \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - i \Omega \rho \right) + S \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial z \partial t} - i \Omega \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \\ &= S \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial z \partial t} - i \Omega \frac{\partial \rho}{\partial z} + i k_A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \Omega k_A \rho \right) \end{split} \tag{E.16}$$

y su segunda derivada es

$$\frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left[S \left(\frac{\partial^{2} \rho}{\partial z \partial t} - i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial z} + ik_{A} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \Omega k_{A} \rho \right) \right]
= ik_{A} S \left(\frac{\partial^{2} \rho}{\partial z \partial t} - i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial z} + ik_{A} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \Omega k_{A} \rho \right)
+ S \left(\frac{\partial^{3} \rho}{\partial^{2} z \partial t} - i\Omega \frac{\partial^{2} \rho}{\partial z^{2}} + ik_{A} \frac{\partial^{2} \rho}{\partial z \partial t} + \Omega k_{A} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)
= S \left(\frac{\partial^{3} \rho}{\partial^{2} z \partial t} - i\Omega \frac{\partial^{2} \rho}{\partial z^{2}} - k_{A}^{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + i\Omega k_{A}^{2} \rho \right).$$
(E.17)

Por último, se puede aplicar el criterio de variación lenta para eliminar todos los términos con derivadas de órdenes mayores a 1 y (E.17) quedará como

$$\frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right) = S \left(-k_{A}^{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + i\Omega k_{A}^{2} \rho \right). \tag{E.18}$$

Finalmente, el valor del término ${\mathcal B}$ queda así

$$\mathcal{B} = \Gamma_A \nabla^2 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = \Gamma_A \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \right) = S\Gamma_A \left(-k_A^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + i\Omega k_A^2 \rho \right). \tag{E.19}$$

• Término \mathcal{C} .

Para este término se usará el mismo criterio del Laplaciano que para el anterior, es decir, sólo considerando las derivaciones en z. De esta forma, el Laplaciano del tercer término se reduce a

$$\nabla^2 \bar{\rho} = \frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial^2 z} = \frac{\partial^2}{\partial^2 z} [\rho(z, t)S]. \tag{E.20}$$

Empezando por la primera derivada, se tiene que

$$\frac{\partial}{\partial z}[\rho(z,t)S] = S\left(\frac{\partial \rho}{\partial z} + ik_A \rho\right); \tag{E.21}$$

y posteriormente obteniendo la segunda derivada, se tiene que

$$\frac{\partial^{2} \bar{\rho}}{\partial^{2} z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[S \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} + i k_{A} \rho \right) \right] = i k_{A} S \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} + i k_{A} \rho \right) + S \left(\frac{\partial^{2} \rho}{\partial z^{2}} + i k_{A} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \\
= S \left(\frac{\partial^{2} \rho}{\partial t^{2}} + 2i k_{A} \frac{\partial \rho}{\partial z} - k_{A}^{2} \rho \right). \tag{E.20}$$

Eliminando las derivadas de orden superior a 1, el término $\mathcal C$ queda como sigue

$$C = v_A^2 \nabla^2 \bar{\rho} = S v_A^2 \left(2i k_A \frac{\partial \rho}{\partial z} - k_A^2 \rho \right). \tag{E.21}$$

Finalmente, si conjuntamos los tres resultados obtenidos en E.13, E.19, E.21, se tiene que la expresión general (A.6) toma la siguiente forma

$$\frac{\partial^{2} \bar{\rho}}{\partial t^{2}} - \Gamma_{A} \nabla^{2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} - v_{A}^{2} \nabla^{2} \bar{\rho} = \mathcal{A} - \mathcal{B} - \mathcal{C}$$

$$= S \left(-2i\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t} - \Omega^{2} \rho \right) - S \Gamma_{A} \left(-k_{A}^{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + i\Omega k_{A}^{2} \rho \right)$$

$$- S v_{A}^{2} \left(2ik_{A} \frac{\partial \rho}{\partial z} - k_{A}^{2} \rho \right)$$

$$= S \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \left(-2i\Omega + \Gamma_{A} k_{A}^{2} \right) + \left(-\Omega^{2} - i\Omega \Gamma_{A} k_{A}^{2} + v_{A}^{2} k_{A}^{2} \right) \rho$$

$$- \frac{\partial \rho}{\partial z} (2ik_{A} v_{A}^{2}) \right]$$
(E.22)

Reagrupando los términos, incluyendo el término al lado derecho previamente obtenido en (E.5) y eliminando el factor común *S*, la forma general de la ecuación SBS queda como

$$(-2i\Omega + \Gamma_{A}k_{A}^{2})\frac{\partial\rho}{\partial t} + (v_{A}^{2}k_{A}^{2} - \Omega^{2} - i\Omega\Gamma_{A}k_{A}^{2})\rho - 2ik_{A}v_{A}^{2}\frac{\partial\rho}{\partial z} = \frac{\gamma_{e}k_{A}^{2}}{4\pi}A_{1}A_{2}^{*}, \quad (E.23)$$

De acuerdo con la definición estblecida en (5.3), se tiene que la frecuencia de Brillouin está dada por $\,\Omega_B = {\rm v}_A k_A.\,$ Por otro lado, si se define el factor de amortiguamiento acústico de Brillouin como $\Gamma_B = \Gamma_A k_A^{\ 2}$, la ecuación general tomará la forma

$$(-2i\Omega + \Gamma_B)\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\Omega_B^2 - \Omega^2 - i\Omega\Gamma_B)\rho - 2ik_A v_A^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\gamma_e k_A^2}{4\pi} A_1 A_2^*, \tag{E.24}$$