



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

“ELEMENTOS DE LÍNEA DE FIBRA
ÓPTICA EN TELECOMUNICACIONES
E INSTRUMENTACIÓN”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES

P R E S E N T A :

LUIS ALONSO VÁZQUEZ ZÚÑIGA

ASESOR: DR. SERGEI KHOTIAINTSEV



CIUDAD UNIVERSITARIA,

MAYO 2005.

m.344011



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

“¿Qué es el insomnio sino la obstinación maniaca de nuestra inteligencia en fabricar pensamientos, razonamientos, silogismos y definiciones que le pertenezcan plenamente, qué es sino su negativa de abdicar a favor de la divina estupidez de los ojos cerrados o de la sabia locura de los ensueños? El hombre no duerme...rehusa con mayor o menor conciencia a confiar en el flujo de las cosas.”

Marguerite Yourcenar. Memorias de Adriano.

*“Cuando crucé la frontera pensé:
Más que mi casa, necesito la verdad.
Pero necesito mi casa también. Y desde entonces
La verdad ha sido para mí como una casa...”*

Bertolt Brecht.

*"...the thing is to find a truth which is true for me,
to find the idea for which I can live and die"*

Soren Kieskegaard

== AGRADECIMIENTOS

Quisiera agradecer en primer lugar a mis padres Esther Beatriz Zúñiga Vázquez y José Luis Vázquez Ceja por su apoyo en todos los aspectos para mi desarrollo profesional. A mi abuela querida por todo lo maravilloso que encierra tu persona; por contarme historias de tu vida cuando llegaba de la escuela para comer en tu casa. Gracias, a mi hermana Yuriria por compartir tantas cosas a lo largo de mi vida. A Zhivago, por entretenerme en los días de mayor estrés.

A la familia Peña Vázquez y Peña Cuellar, por mostrarme siempre tanto cariño. Aunque no nos veamos muy seguido, el sentimiento siempre esta presente.

A mis amigos de toda la vida y de la universidad con los cuales he pasado muy buenos momentos. Porque la realidad es más fácil vivirla con un poco de fantasía, gracias X-Yvonne Gómez, Royt Corleone, MoTo, Lilus Clementes, MemoHdz, Perro, Hugo. Gracias, por seguir entablando una buena amistad a lo largo de tanto tiempo.

Gracias a mi asesor de tesis, el Dr. Sergei Khotiaintsev por su apoyo y ayuda tanto para la realización de esta tesis así como para los artículos que se publicaron conjuntamente a lo largo de un año.

Gracias a PROBETEL por apoyarme económicamente durante la realización de la tesis y en especial a la maestra Artemisa por sus valiosos consejos durante este periodo de tiempo.

RESUMEN

El objetivo de la presente, es desarrollar un nuevo modelo matemático de la formación de la señal en un receptor heterodino óptico, enfocándose en la relación señal a ruido (*Signal-to-Noise Ratio*, *SNR*) de un sistema de anemometría láser Doppler, estudiando los efectos de los ruidos generados en los diversos elementos que integran dicho sistema.

La *SNR* es una característica importante en los sistemas de comunicación, ya que fija el límite de detección en una señal. Dicha relación nos permite conocer el nivel que debe tener una señal con respecto al ruido del sistema, para poder recuperar la información del sistema con una calidad deseada. En este trabajo se considera el receptor óptico heterodino de un instrumento de medición conocido como Anemómetro¹ láser Doppler con fibra óptica (*Laser Doppler Anemometer*, *LDA* ó *Fiber Optical Laser Doppler Anemometer*, *FOLDA*). El LDA es un instrumento que permite medir la velocidad de fluidos o gases de una manera no intrusiva, a partir del fenómeno conocido como efecto Doppler. El efecto Doppler es un cambio aparente en la frecuencia de una onda (sonora o luminosa), cuando la fuente de la onda y el observador están en movimiento relativo uno con respecto al otro. En un LDA, se mide el cambio en la frecuencia de la luz proveniente de una fuente láser que ilumina el movimiento de partículas en un flujo. Dicho fenómeno se utiliza en la banda óptica. La ventaja de operación en la banda óptica consiste en que los resultados son únicamente una función de la longitud de onda de la radiación láser y no dependen de los diferentes factores del medio ambiente como la temperatura o viscosidad del medio. Las aplicaciones de un LDA, incluyen procesos de medición de flujos de petróleo en oleoductos, flujos de agua en centrales hidroeléctricas, flujos de gas en centrales termoeléctricas, flujo sanguíneo en venas y arterias; mediciones en túneles de viento, en aerodinámica, en procesos de combustión, etc. Su campo de aplicación sigue creciendo en la industria, teniendo mayor desarrollo en lugares donde se requieren mediciones de flujo con difícil acceso.

¹ Anemómetro es sinónimo de Velocímetro, el cual es un instrumento para la medición de la velocidad.

En un FOLDA, la fibra óptica sirve como una guía para enviar la radiación óptica al área de medición y para conducir la radiación esparcida por el objeto en movimiento al receptor. El uso de fibras ópticas, nos permite realizar mediciones a larga distancia, lo cual es muy conveniente cuando los lugares de medición son de difícil acceso o de alto riesgo para el ser humano. Por otra parte, el uso de fibras ópticas, ayuda a evitar problemas de alineamiento entre los dispositivos ópticos que se encuentran en sistemas comunes de ALD. Sin embargo, hay varias fuentes de ruido incluyendo las de la fibra óptica que contribuyen a la degradación de la SNR dificultando el desarrollo de los FOLDA para diversas aplicaciones prácticas.

La integración de un nuevo modelo matemático sobre la formación de la señal en un FOLDA con receptor heterodino, así como la anexión de diversos ruidos presentes en el sistema en la relación señal a ruido, permite conocer la forma en como se afecta la calidad de la señal en el sistema a partir de distintos parámetros de los elementos del sistema como lo son la potencia de salida de la fuente láser, la atenuación y longitud de la fibra óptica, el esparcimiento de luz dentro de la fibra óptica, el tipo de fotodetector, el ancho de banda del sistema, etc.

La tesis se desarrolla en 6 capítulos más una sección donde se discuten los resultados obtenidos y otra más sobre las conclusiones generales del trabajo. El contenido de la presente, se resume a continuación.

El Capítulo 1, da una breve explicación de lo que es la técnica de la anemometría láser Doppler para la medición de fluidos, así como su importancia en el mercado. Muestra un estudio de los avances que dicha técnica ha tenido a lo largo de 40 años y sus aplicaciones en distintas ramas de la industria. Por último, señala las empresas que se dedican en la actualidad a la construcción e investigación de nuevos sistemas de anemometría láser Doppler.

El capítulo 2, da una descripción de las distintas fuentes de ruido que están presentes en los láseres, principalmente en los láseres de Helio-Neon y láseres semiconductores. Se señalan, algunas técnicas para la medición de algunas de las fuentes de ruido generadas en el láser, así como ciertas consideraciones para eliminar cualquier fuente de ruido externa al láser. También, se presenta un resumen de varios estudios publicados en los últimos años sobre los ruidos en láseres semiconductores, principalmente estudios sobre el ruido de intensidad relativa (RIN) en dichos láseres. Lo anterior, debido a que este ruido será integrado como la única fuente de ruido proveniente del láser en el análisis de la relación señal a ruido del sistema. Por último, al final del capítulo, se presenta una tabla de láseres comerciales con los distintos valores de ruido que presentan.

El Capítulo 3, explica los fenómenos que ocurren dentro de la fibra óptica que son causantes tanto de la atenuación como del esparcimiento de la señal que viaja en el núcleo de la fibra óptica. Se pone especial interés, en el fenómeno del esparcimiento, el cual será integrado como un ruido muy importante para el análisis de la señal en el Capítulo 5. La última parte de este capítulo, describe las características principales de los elementos

pasivos (conectores y acopladores) que se utilizan en los sistemas con fibras ópticas y que contribuyen a la degradación de la señal óptica.

El Capítulo 4, presenta un esquema general, de lo que ocurre con la señal óptica que llega a un fotodetector y de los distintos ruidos causantes de las fluctuaciones de corriente a la salida del fotodetector. Describe principalmente 3 mecanismos de ruido, el ruido de disparo, el ruido térmico y el ruido derivado por la corriente de oscuridad. En este mismo capítulo, se presenta la teoría sobre la SNR en los receptores ópticos. Se ejemplifica, tanto para los fotodiodos *p-i-n* como para los fotodiodos de avalancha. También se presentan otros factores que son de utilidad en el estudio de la calidad en la recepción de la señal como lo es la figura de ruido y la potencia equivalente de ruido.

El Capítulo 5, presenta el análisis de la señal que llega al fotodetector, así como de los ruidos vistos en los capítulos anteriores para formular un nuevo modelo matemático para la relación señal a ruido de un sistema de anemometría láser Doppler con fibra óptica (FOLDA) y receptor heterodino. Los principales avances en la formulación de dicho modelo, toman en cuenta el ruido ocasionado por el fenómeno de esparcimiento en las fibras ópticas y el ruido de intensidad relativo (RIN) producido en los láseres. La última parte del capítulo, presenta 3 modelos matemáticos, los cuales nos permitirán conocer la importancia del fenómeno del esparcimiento dentro de la fibra tanto para sus componentes que viajan con dirección hacia delante como con dirección hacia atrás. Los modelos presentados, nos permiten acceder a la SNR a partir de diversos parámetros que integran el modelo y conocer la forma en que cada uno de éstos altera la SNR del sistema.

El Capítulo 6 presenta los resultados de los cálculos hechos con los modelos matemáticos de la SNR del Capítulo 5 para distintos parámetros del láser, fibra óptica y fotodetector. Por último, se presentan el análisis de los resultados y las conclusiones generales para el trabajo de tesis.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN	1
1 ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER: ESTADO DEL ARTE	3
1.1 Sistemas de anemometría láser Doppler y su evolución	3
1.2 Áreas de investigación para la anemometría láser Doppler	7
1.2.1 Investigaciones y avances con fibras ópticas para sistemas de ALD	8
1.2.2 Aplicaciones e investigaciones de ALD con fluidos mecánicos en procesos industriales	9
1.2.3 Aplicaciones de ALD en aerodinámica	10
1.2.4 Aplicaciones de ALD en procesos de combustión	10
1.2.5 Aplicaciones de ALD en acústica	11
1.2.6 Avances para el procesamiento de datos en sistemas con ALD	11
1.3 Empresas involucradas en el desarrollo de sistemas de ALD	12
1.4 Conclusiones	13
1.5 Bibliografía del capítulo 1	13
2 RUIDO DE LÁSERES	16
2.1 Ruido en láseres	16
2.1.1 Ruido de intensidad	17
2.1.2 Ruido de frecuencia	18
2.1.3 Fuentes de ruido	18
2.2 Técnicas de medición del ruido en un láser	22
2.2.1 Medición del ruido de frecuencia	22
2.2.2 Medición del ruido de plasma	22
2.2.3 Medición del ruido de rizados eléctricos	23
2.3 Ruido en láseres semiconductores	23
2.4 Valores de ruido para láseres comerciales semiconductores y de He-Ne	27
2.5 Conclusiones	32
2.6 Bibliografía del capítulo 2	32

3 RUIDO Y ATENUACIÓN EN FIBRAS ÓPTICAS	35
3.1 Ruido modal en una fibra óptica	35
3.2 Atenuación en una fibra óptica	36
3.2.1 Pérdidas intrínsecas	37
3.2.2 Pérdidas de origen externo	40
3.3 Pérdidas por acopladores y conectores	41
3.3.1 Conexión en los extremos	41
3.3.2 Acopladores	41
3.3.3 Conectores	42
3.4 Conclusiones	43
3.5 Bibliografía del capítulo 3	43
4 RUIDO ELÉCTRICO DEL RECEPTOR	44
4.1 Ruido en el fotodetector	44
4.1.1. Ruido de disparo	46
4.1.2 Ruido de oscuridad	46
4.1.3 Ruido térmico	47
4.2 Relación señal a ruido (SNR)	47
4.2.1 SNR en el caso de un fotodiodo <i>p-i-n</i>	48
4.2.2 SNR en el caso de un fotodiodo de avalancha	48
4.3 Potencia Equivalente de Ruido (Noise Equivalent Power NEP)	49
4.4 Figura de ruido	49
4.5 Conclusiones	50
4.6 Bibliografía del capítulo 4	50
5 ANÁLISIS DE LA SNR PARA UN SISTEMA DE ALD CON FIBRA ÓPTICA Y RECEPTOR HETERODINO	52
5.1 Anemómetro láser Doppler con fibra óptica y receptor heterodino (FOLDA)	52
5.2 Análisis de la señal en el sistema FOLDA con receptor heterodino	54
5.2.1 Factores de atenuación en la señal del FOLDA	56
5.3 Fuentes de ruido	57
5.3.1 Fuentes de ruido en el fotodetector	57
5.3.2 Ruido por esparcimiento de Brillouin y Rayleigh	57
5.3.3 Ruido por esparcimiento de la interfase núcleo-recubrimiento	61
5.3.4 Ruido de intensidad	63
5.4 Relación señal a ruido en un anemómetro láser Doppler con fibra óptica	63

5.5 Conclusiones	66
5.6 Bibliografía del capítulo 5	66
6 SIMULACIÓN NUMÉRICA DEL MODELO DE LA SEÑAL A RUIDO DEL SISTEMA DE ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER CON FIBRA ÓPTICA	67
6.1 Parámetros de los elementos constitutivos de un FOLDA con receptor heterodino	68
6.1.1 Fotodetectores	68
6.1.2 Láser de He-Ne y diodos láser	69
6.1.3 Coeficiente de reflexión en la cara final de la fibra óptica	69
6.1.4 Coeficiente de reflexión de la partícula en movimiento	70
6.1.5 Coeficiente de atenuación en la fibra óptica	70
6.1.6 Longitud de la fibra óptica	70
6.1.7 Factores de atrapamiento (<i>trapping factors</i>)	70
6.1.8 Coeficiente de esparcimiento en la fibra óptica	71
6.1.9 Ancho de banda	71
6.2 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 630 nm	71
6.2.1 Cálculos de la SNR con una longitud de onda de 632 nm para un fotodiodo APD para distintos valores del factor de ruido en exceso F_A	76
6.3 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 830 nm con un APD	77
6.4 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 632 nm con un fotodiodo <i>p-i-n</i>	81
6.5 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 830 nm con un fotodiodo <i>p-i-n</i>	82
DISCUSIÓN DE RESULTADOS	84
Resultados de la SNR en una longitud de onda de 632 nm	84
Resultados de la SNR en una longitud de onda de 830 nm	86
Resultados de la SNR con un fotodiodo <i>p-i-n</i>	87
CONCLUSIONES GENERALES	88
ANEXO A. PRINCIPIOS BÁSICOS DE LA ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER	90
A.1 EL efecto Doppler	90
A.1.1 Caso 1: Observador móvil, fuente en reposo	91
A.1.2 Caso 2: Fuente en movimiento, observador en reposo	92
A.1.3 Caso 3: Fuente y observador en movimiento	93
A.2 Esquema de un anemómetro láser Doppler	94
A.2.1 Generación de las franjas	95
A.3 Referencias al Anexo A	95

ANEXO B. VALORES DE ATENUACIÓN EN ELEMENTOS ÓPTICOS	96
B.1 Fibras ópticas	96
Referencias al Anexo B	100
ANEXO D	101
CÓDIGO FUENTE (MATLAB)	103

== INTRODUCCIÓN

Las telecomunicaciones hoy en día, se han convertido en un elemento clave para el desarrollo económico, político, social, educativo y cultural de un país. Uno de los puntos más críticos en materia de telecomunicaciones, es el medio de transmisión, el cual es el recurso esencial, ya sea el espectro electromagnético por el número finito de canales de frecuencias, o bien el cableado existente en una ciudad como la nuestra, para una red de telefonía, por el alto costo de la inversión que representa.

Dentro de los medios de transmisión, las fibras ópticas han logrado tener un gran impacto tanto en la ciencia como en la tecnología, debido a sus características especiales como el ancho de banda, inmunidad al ruido, bajo peso, etc.

La anemometría láser Doppler ALD, permite medir la velocidad de fluidos o gases a partir del fenómeno conocido como efecto Doppler. Dichos sistemas, han tenido un importante avance tecnológico a lo largo de las últimas décadas, permitiendo en la actualidad tener sistemas de ALD tridimensionales muy precisos. La importancia de la fibra óptica en estos sistemas ha sido de gran utilidad para la medición de fluidos en zonas de difícil acceso como lo son los ductos de petróleo en el mar, túneles de viento, sistemas que manejan turbinas, etc.

El mejoramiento tanto en la construcción como en la disminución de la atenuación en las fibras ópticas ha permitido tener, mayores distancias entre receptor y emisor. Sin embargo, los distintos elementos que participan en los sistemas de fibra óptica, como lo son la fuente, los acopladores, los filtros, los dispositivos de acceso, el receptor y hasta la misma fibra óptica, generan ruido y atenuación, repercutiendo en la calidad de la señal que se quiere recuperar. Estos ruidos, representan un problema para el mejoramiento de los sistemas de comunicación óptica.

El análisis de la relación señal a ruido SNR en un sistema de comunicación, es muy importante, ya que determina la calidad de la señal que se obtiene a la salida del sistema. El estudio de los diferentes ruidos que contiene un sistema de fibra óptica y su integración en

un modelo matemático de la relación señal a ruido permitirá un conocimiento mayor del comportamiento de la señal en dichos sistemas, así como su mejoramiento.

En la actualidad, no hay modelos matemáticos (por lo menos hasta donde el autor ha investigado) que involucren los ruidos generados en los distintos elementos de un sistema de ALD con fibra óptica. La tesis propuesta, contempla el estudio de la SNR de un sistema de ALD con fibra óptica y receptor heterodino. En dicho modelo, se presentaran los efectos que produce la variación de parámetros involucrados con los elementos de dicho sistema. Los ruidos involucrados en el modelo, serán los provenientes de la fuente emisora, que en este caso será un láser, los fenómenos de esparcimiento y atenuación presentes en las fibras ópticas y los ruidos comúnmente conocidos dentro del receptor.

== CAPÍTULO 1

Anemometría láser Doppler: estado del arte

La anemometría láser Doppler (ALD), ha sido una de las técnicas más usadas en la medición de fluidos mecánicos. Su importancia y aceptación radica en ser una técnica no-intrusiva, con sensibilidad direccional, con gran resolución tanto espacial como temporal, y una alta precisión en sus mediciones [1]. El estudio de esta técnica de medición, lleva más de 40 años desarrollándose, por lo que en la actualidad, los sistemas de ALD son variados y han ido evolucionando hacia nuevas técnicas cuya base principal fue la ALD. El objetivo de este capítulo, es dar una breve explicación del funcionamiento de dichos dispositivos y presentar parte de la evolución de dichos sistemas y su situación actual dentro de la industria e investigación². La primera parte del capítulo da una pequeña descripción de los distintos modelos de ALD que se han utilizado y que sirven como referencia para la fabricación de modelos más avanzados de ALD. La segunda sección, recopila artículos científicos de los últimos 10 años sobre los estudios hechos en ALD, así como diversos sistemas que en la actualidad son usados en la industria. La última sección, presenta algunas de las empresas involucradas en la creación de los distintos sistemas de ALD presentes en el mercado.

1.1 Sistemas de anemometría láser Doppler y su evolución

Los anemómetros láser Doppler, miden la velocidad en un punto específico de un flujo, que contiene partículas diminutas, usando un rayo de luz. Dichos sistemas, son sensibles a las componentes de velocidad y miden éstas en una secuencia de muestras instantáneas.

² En el Anexo A, se puede consultar las bases del efecto Doppler y la forma de operación básica de los sistemas de anemometría láser Doppler.

Estas características, dan varias ventajas. Un sistema de ALD no crea perturbaciones en el flujo medido y puede ser utilizado en flujos turbulentos donde la velocidad cambia con el tiempo. Por otra parte, los sistemas de ALD presentan ciertas desventajas al ser instrumentos bastante caros en su fabricación, tener la necesidad de un flujo transparente a través del cual los rayos de luz pasen y el no dar señales continuas de velocidad.

Desde la aparición del primer instrumento láser Doppler en 1964 se han seguido desarrollando y estudiando diversos arreglos ópticos para los sistemas de ALD. Los 3 principales arreglos y que son la base para muchos de los sistemas actuales de ALD se presentan a continuación:

- a) *Modo con rayo de referencia (Reference beam mode)*: conocido también como modo heterodino con oscilador local. En este arreglo, el rayo láser se divide en un rayo con dispersión grande y otro rayo de intensidad débil que se usa como referencia. El rayo de referencia es dirigido a un fotodetector, donde se encuentra con la luz esparcida por las partículas que se mueven en el flujo al golpear la luz proveniente del rayo de mayor potencia; la frecuencia de la luz esparcida se modifica por el efecto Doppler y la interferencia con el rayo de referencia provee una frecuencia diferente la cual es proporcional a la velocidad de la partícula [2].
- b) *Modo del Rayo Doble (Dual Beam Fringe)*: Este modo, usa la intersección de dos rayos de igual intensidad para producir un patrón de interferencia dentro del volumen de intersección. Al cruzar las partículas la franja de interferencia, la intensidad de la luz dispersada en el fotodetector aumenta y disminuye con un promedio directamente proporcional a la velocidad [2].
- c) *Modo con Dos Rayos Esparcidos (Differential Doppler)*: Un único rayo láser es enfocado hacia un flujo determinado. La luz dispersada por las partículas en distintas direcciones es recogida simétricamente sobre el eje del sistema. Cuando los rayos con dispersión son combinados, la fase relativa de sus frentes de onda dependen de la distancia de la partícula con cada una de las aperturas de los colectores de luz; por tanto, conforme la partícula se mueve a través del rayo, los rayos con luz esparcida interfieren constructivamente y destructivamente dirigiendo la intensidad de luz en el foto-receptor, la cual varía con una frecuencia Doppler [2].

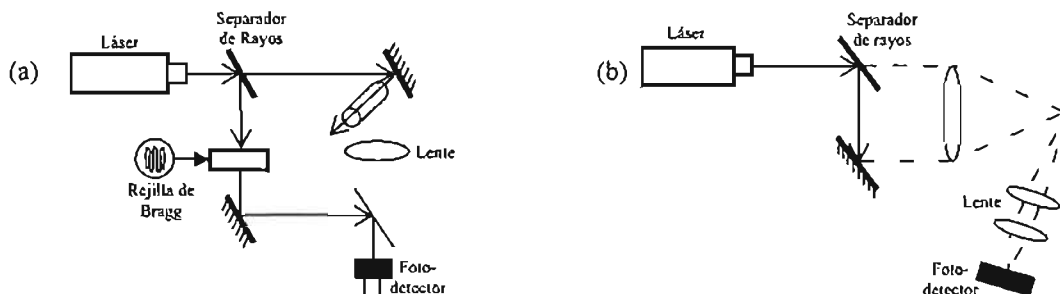


Fig. 1.1 Esquemas de anemómetros láser Doppler. (a) Configuración con rayo de referencia y (b) con rayo doble.

La configuración con un rayo de referencia para la ALD, fue la primera que se reportó en diversos experimentos. Dicha configuración, ha sido muy utilizada en mediciones con aplicaciones para la ingeniería y forma la base para los ALD- 3D (sistemas que pueden medir las 3 componentes ortogonales de velocidad en un fluido) [3]. Sin embargo, esta configuración sufre de varias limitaciones prácticas debido a que el cambio de frecuencia a medir depende de la dirección de la línea de visión, y es necesario un alineamiento riguroso para permitir una eficiente captación de la señal en el receptor.

Los sistemas con un rayo de referencia fueron poco a poco abandonados con forme se desarrollaron sistemas con configuraciones más complejas como los sistemas con modo de rayo doble o de doble esparcimiento. Otras configuraciones como el modo con dos rayos esparcidos fueron de gran ayuda debido a que la frecuencia medida ya no dependía de la dirección de la línea de vista sino sólo de la geometría de los rayos, con lo cual se podían utilizar aperturas más grandes para colectar la luz esparcida, y facilitaba los alineamientos en el sistema.

En la actualidad, los sistemas de ALD-3D, son los sistemas más avanzados. Dichos sistemas, requieren del uso de 3 distintos canales de medición. La demultiplexación de estos canales de medición se logra a partir de técnicas de multiplexaje por división de frecuencia o por multiplexaje por división de tiempo WDM y TDM por sus siglas en inglés respectivamente [4]. Para algunas aplicaciones, ésta técnica puede ser realizada a partir de la medición directa de las 3 componentes de velocidad por medio de 3 puntas distintas. Sin embargo, para aplicaciones donde es difícil el acceso óptico, una sola punta es la encargada de entregar los rayos del láser y recabar la luz esparcida. Con esta técnica, no es posible la medición directa de las 3 componentes ortogonales de velocidad, por lo que se realiza una técnica, donde la información se obtiene a partir de 3 canales de medición los cuales están inclinados con respecto al Sistema Coordinado Cartesiano de la punta [5]. Dicha técnica puede resultar en imprecisiones, sin embargo para cubrir estos problemas la tecnología láser Doppler se concentra en configuraciones que usan 2 canales Doppler diferentes para medir directamente los componentes de velocidad transversal, y una configuración con un rayo de referencia para medir directamente la velocidad en el eje [6].

El desarrollo de la ALD dio paso a otras técnicas de medición basadas en el mismo principio. En la tabla 1.1, se concentran las diversas técnicas que han surgido a partir de la técnica láser Doppler. Dichas técnicas han tenido un creciente aumento tanto en el área de investigación como en el área industrial. El crecimiento en el mercado de estas técnicas, va enmarcado por el constante mejoramiento en la precisión y mantenimiento de sus elementos, así como las mejoras y avances en las tecnologías ópticas y electrónicas.

Tab. 1.1 Técnicas de medición láser para flujos [1].

Nombre de la Técnica en Inglés	Abreviatura
Doppler Global Velocimetry	DGV
Global phase Doppler	GPD
Laser Doppler Velocimetry	LDV
Laser Flow Tagging	LFT
Laser Transit Velocimetry	LTV
Phase Doppler	PD
Planar Doppler Velocimetry	PDV

Las fibras ópticas, así como las fuentes y detectores semiconductores son componentes atractivos para la construcción de sistemas de ALD. El uso de fibras ópticas para entregar la luz y coleccionar la luz desde el punto a medir, nos permite que tanto la fuente como el receptor se localicen lejos de la región a medir. Los diodos láser son fuentes muy importantes para los sistemas de ALD debido a su eficiencia, costo relativamente bajo y por ser compactos.

La Fig. 1.2, muestra el esquema de un anemómetro láser Doppler con fibra óptica. Dicho instrumento, tiene como principales elementos un láser de onda continua, una rejilla de Bragg, lentes de enfoque, un filtro de interferencia y un fotodetector. El análisis de la señal se hace a partir de un procesador de señales. Sistemas más avanzados, incluyen sistemas transversales y codificadores de ángulo.

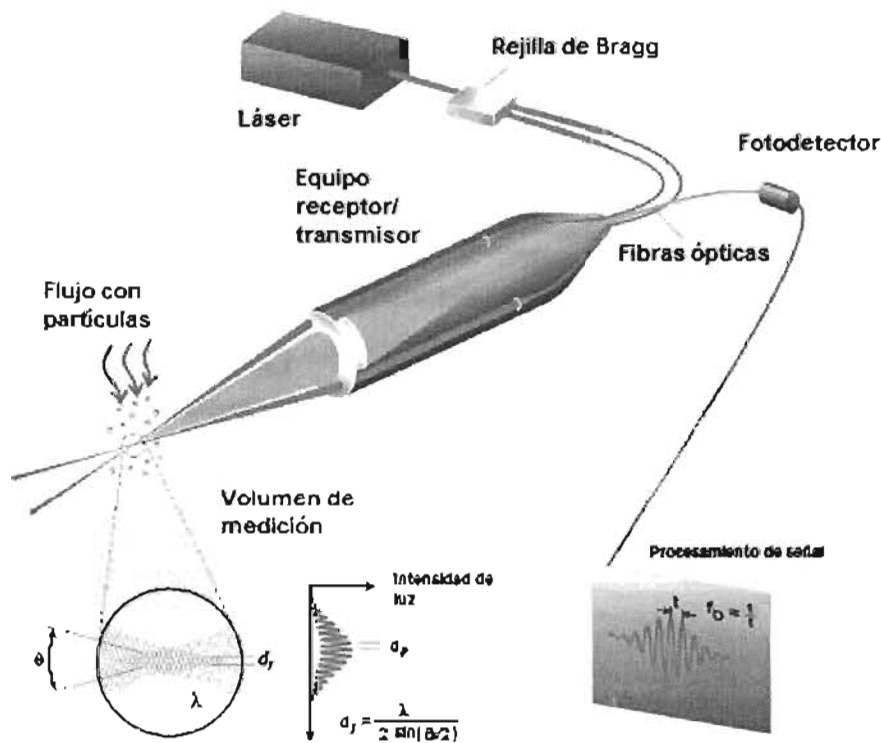


Fig. 1.2 Esquema de un anemómetro láser Doppler con fibra óptica. [33].

La rejilla de Bragg se usa para separar el rayo proveniente de la fuente láser. A la salida de la rejilla se presentan dos rayos de igual intensidad pero con frecuencias distintas (f_0 y f_D). Estos rayos son enfocados dentro de una fibra óptica y llevados a una punta de prueba. En la punta de prueba, los rayos de salida paralelos en las fibras, están enfocados por un lente para que se intersecten en el volumen de prueba, que se encuentra en el flujo que se quiere medir.

El volumen de prueba, es típicamente de unos pocos milímetros. La intensidad de la luz es modulada debido a la interferencia entre los rayos del láser. Esto produce planos paralelos con luz de alta intensidad, llamados franjas. La distancia entre franjas d_f esta definida mediante la ecuación (1.1) a partir de la longitud de onda de la luz del láser y el ángulo entre los rayos:

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (1.1)$$

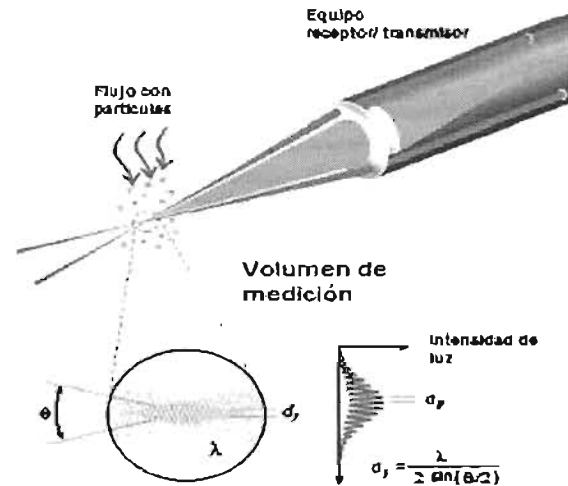


Fig. 1.3 Esquema del volumen de prueba [33].

Cada partícula que pasa por este volumen de prueba, esparrsa luz proporcional a la intensidad de la luz local. La información de la velocidad de flujo viene de la luz esparrsada por las pequeñas partículas que son transportadas en el fluido al moverse a través del volumen de prueba. La luz esparrsada contiene un cambio en la frecuencia debido al efecto Doppler, la cual es proporcional a la componente de velocidad perpendicular al bisector de los dos rayos. La luz esparrsada que contiene el cambio de frecuencia (f_D), se colecta por un lente receptor y es enfocada a un fotodetector. Un filtro montado enfrente del fotodetector deja pasar solamente la longitud de onda requerida al fotodetector. Esto remueve el ruido de la luz del ambiente y de otras longitudes de onda. El fotodetector convierte las fluctuaciones de la intensidad de luz a una señal eléctrica, la cual es senoidal con una envolvente Gaussiana debido al perfil de la intensidad de los rayos láser. Las ráfagas de la señal Doppler son filtradas y amplificadas en el procesador de señal, el cual determina la f_D para cada partícula a partir de un análisis de frecuencia usando algún algoritmo como la transformada rápida de Fourier. El espaciamento entre franjas d_f provee de información acerca de la distancia viajada por la partícula. La frecuencia Doppler f_D provee información acerca del tiempo: $t = 1/f_D$. Debido a que la velocidad es igual a la distancia dividida entre el tiempo, la expresión para la velocidad entonces se convierte en: $V = d_f \times f_D$.

1.2 Áreas de investigación para la anemometría láser Doppler

A lo largo de 40 años de estudio sobre esta tecnología, se han logrado varios avances en su desarrollo. En la actualidad, los sistemas de ALD y sistemas similares, tienen un impacto en el mercado muy grande, en especial en áreas como la aerodinámica, hidrodinámica, maquinarias de rotor, procesos de combustión y últimamente en el área de instrumentación médica, en especial para mediciones de flujo sanguíneo. Todo lo anterior,

va unido con desarrollos tecnológicos en el área del procesamiento de la información, tecnologías DSP, y diversos equipos ópticos para recepción y transmisión.

1.2.1 Investigaciones y avances con fibras ópticas para sistemas de ALD

Un alto porcentaje de sistemas láser Doppler que existen en el mercado traen consigo puntas de prueba hechas de fibra óptica, tanto en la parte transmisora como en la parte receptora del sistema. Una ventaja del uso de las fibras ópticas como guías de luz en estos sistemas de medición, es que permiten que la medición del flujo pueda realizarse de manera remota. El avance tecnológico en estos sistemas de ALD tiende a la miniaturización de las puntas de prueba para aplicaciones especiales. En algunos casos de sistemas novedosos, las fibras ópticas se han empleado como líneas de retraso o como amplificadores [1].

Como se mencionó anteriormente, el método por rayo de referencia, es uno de los más usados en ALD, sin embargo, este modelo al implementarse con componentes ópticos convencionales, presenta ciertos inconvenientes como lo son: el alineamiento entre la señal y el rayo de referencia dentro de unos pocos minutos de arco [7], polarizaciones iguales en ambos rayos y la potencia óptica. Con el uso de fibras ópticas se ha demostrado que se pueden solucionar varios de estos problemas [8], [9].

Un gran número de configuraciones de ALD de fibra óptica con rayo de referencia, se han reportado [8]; las más actuales, utilizan la luz reflejada, proveniente del extremo de una fibra óptica multimodo, como rayo de referencia. Esta técnica es de las más simples de implementar y tiene la ventaja significativa que las perturbaciones en la fibra óptica generadas por el transporte de la potencia óptica no tienen efecto en la señal recuperada como ocurre con otras configuraciones que emplean dos fibras separadas [10]. Sin embargo una limitante para este tipo de configuración, es que la magnitud de la potencia del rayo de referencia reflejado del final de la fibra tiene que ser arreglado.

La tecnología en la fabricación de fuentes ópticas, así como su estudio, han permitido que los sistemas de ALD empleen fibras ópticas de longitudes más grandes con promedios aceptables en la relación señal a ruido, así como también fibras multimodo, cuyo ventaja en los sistemas de ALD radica en poder transferir una mayor potencia en el volumen de medición del ALD.

A pesar de que la mayoría de los sistemas de ALD emplean fibras monomodo, para poder obtener una mejor señal Doppler en el receptor, se han reportado experimentos que emplean fibra multimodo para medidas de velocidad con alta especialidad, donde la longitud del volumen a medir es menor que el del volumen creado por la intersección de dos láseres [11].

Por otra parte, aún cuando una punta de prueba hecha de fibra óptica, es muy pequeña, existe cierta distorsión en el flujo a medir. Se ha comprobado que utilizando fuentes de luz de baja coherencia (diodos láser multimodo), así como interferómetros de

Michelson modificados [12], se pueden resolver en buena parte los problemas que presenta la fibra óptica en el flujo a medir.

1.2.2 Aplicaciones e investigaciones de ALD de fluidos mecánicos en procesos industriales

La medición de gradientes de velocidad en flujos líquidos es de gran interés en la mecánica de fluidos. Información detallada a cerca de la distribución de velocidades es un pre-requisito para el diseño definido de dispositivos como pipas, turbinas, micro-inyectores, etc. Dichas mediciones permiten la evaluación exacta del promedio de flujo y su comportamiento. Como se verá, los dispositivos más recientes de ALD usados en esta área, se combinan entre sistemas bidimensionales y tridimensionales que permiten el estudio específico de algún fenómeno de interés.

Dentro de los procesos industriales existen flujos con distintas fases. La medición de este tipo de flujos, a dado paso a técnicas que pueden medir simultáneamente tanto el tamaño como la velocidad de partículas no esféricas presentes en este tipo de flujos a partir de velocímetros láser Doppler VLD [13].

Sistemas más complejos de ALD basados en 4 rayos con fibra óptica, pueden verse en estudios de cruce de flujos o estudios experimentales sobre la evolución de remolinos en flujo de pipas [14]. La combinación de técnicas de ALD con fluorescencia inducida permite obtener medidas simultáneas de velocidades y trayectorias de concentraciones en canales [15].

La viscosidad de un fluido, esta ligado con la existencia de vórtices en el mismo flujo. Esto es, porque las partículas contenidas en el fluido, sólo se pueden poner en rotación por un desbalance causado por una tensión. Las mediciones de vortices, las cuales son escasas en la actualidad, pueden proveer información dinámica muy importante particularmente en flujos inestables. Los avances tecnológicos en la ALD y técnicas ópticas han logrado el desarrollo de puntas de prueba no-intrusivas para vorticidad, con resoluciones temporales y espaciales muy finas. En los últimos años, se han reportado diversos trabajos en la medición de vorticidad a partir de sistemas de ALD. Nueva técnica como el escaneo en tiempo real para la medición de vorticidad (Real Time Scanning RTS), permite mediciones de vorticidad instantánea sin intrusión en el fluido a medir. Esta nueva técnica, utiliza un sistema de ALD bi-dimensional 2D, el cual utiliza un escaneo circular alrededor de un punto de medición en un campo de flujo [16].

Otra parte muy importante de estudio para los sistemas que manejan fluidos, son las turbinas. Existen muchos estudios de mediciones del comportamiento de flujos en diversas configuraciones de turbinas. Ejemplos de esto se encuentran en pruebas de medición con VLD en aspas sencillas en túneles de agua, con lo que pueden ser observados los efectos de flujos viscosos [17]. Otro tipo de turbinas que han ido creciendo en su uso, son las turbinas radiales. Sus estudios en el comportamiento de los flujos, permite la optimización en su diseño, lo que genera pérdidas mínimas de energía. A pesar de que los estudios en este tipo de turbinas llevan alrededor de 15 años, las técnicas de ALD permiten tener mejores datos sobre el comportamiento de flujos, con lo cual las bases de datos pueden llegar a ser más

precisas. De los últimos estudios que se han realizado para estas turbinas, se tienen mediciones con VLD tridimensionales del flujo a la salida de turbinas radiales [18].

1.2.3 Aplicaciones de ALD en aerodinámica

La investigación y el desarrollo en la aerodinámica de aeronaves a sido fuertemente basado en investigaciones de túneles de viento, a pesar de que es conocido, que las facilidades de prueba empleadas imponen severas limitaciones en la información de diseño. Por instantes, los resultados de estudios en túneles de viento arrojan parámetros de diseño para las alas, que después deben ser corroborados en los vuelos experimentales. Estas tareas requieren de técnicas avanzadas de medición que no tengan contacto directo con los flujos a medir y que puedan soportar los ambientes adversos en vuelos. La ALD, ha sido una de las técnicas que ha funcionado muy bien para el desarrollo en esta área; sin embargo, los primeros sistemas de ALD no permitían realizar distintas mediciones de velocidades durante el vuelo. Actualmente, a partir de sistemas de ALD básicos, se han diseñado nuevos sistemas que permiten mediciones locales necesarias de velocidad durante el vuelo. Se tienen reportes de mediciones de flujos muy complejos e inestables en las juntas de las alas de los aviones a partir de VLD 3-D y 2-D [19], [20], [21], [22].

Por otra parte, empresas como ZARM han llevado con éxito mediciones de VLD a túneles de viento de baja velocidad, conocidos como LSWT por sus siglas en ingles. Esto lo han conseguido con el apoyo de DASA Airbus. El objetivo de las investigaciones se concentran en secciones conocidas como "*Engine air-foils*" para modelos de aviones específicos.

Las aplicaciones de ALD en la aerodinámica de carrocerías de coches, está presente en el estudio de flujos de aire alrededor de los espejos, llantas y el compartimiento del motor. El estudio de flujos de aire complejos en estas zonas, se realizan a partir de sistemas de ALD 3D. El estudio y medición de los flujos de aire tanto en el compartimiento de pasajeros como en el radiador, son muy importantes ya que permiten permite el perfeccionamiento de los sistemas de enfriamiento y calefacción de los coches. La ALD, se emplea muy seguido en la medición de estos flujos, ya que puede arrojar datos muy precisos de los complicados patrones de flujo en los compartimentos para pasajeros y del radiador, debido a su habilidad para medir la inversión de flujos.

1.2.4 Aplicaciones de ALD en procesos de combustión

Un conocimiento completo de los fenómenos involucrados en los procesos de combustión es necesario para poder seleccionar modelos físicos más apropiados para diseñar y optimizar los sistemas de combustión más avanzados en la industria. Para el año 2000, se habían diseñado y estudiado diversos sistemas como lo son las puntas para VLD 3D, diseñadas para observar los comportamientos de la combustión del carbón en situaciones industriales a larga escala [23].

1.2.5 Aplicaciones de ALD en acústica

El uso de VLDs, ha sido común en esta área a lo largo de varios años, sin embargo su funcionamiento en el campo acústico no ha sido completamente evaluado. Un estudio más profundo dentro del campo acústico es necesario, debido a que las características en las velocidades acústicas³ difieren significativamente de las obtenidas en fluidos; área en donde la VLD es, como ya se vio anteriormente, ampliamente utilizada. Un primer paso para el establecimiento de los VLD en el área acústica sin la presencia de flujos fue presentado en [24]. Trabajos más recientes, se centran en la medición de velocidades acústicas en campos libres [25]. Otros trabajos, proponen la posibilidad de explotar el efecto de modulación en amplitud con anemómetros para medir velocidades acústicas en campos de sonido con bajas frecuencias acústicas y con una alta amplitud de velocidad para partículas acústicas [26].

1.2.6 Avances para el procesamiento de datos en sistemas con ALD

En la actualidad, los procesadores de señales usan tecnología digital para analizar cada una de las ráfagas de información y extraer de ellas la frecuencia y por tanto la velocidad instantánea de la partícula. El avance en la tecnología del hardware y software, ha ayudado a crear sistemas más sofisticados para conseguir la medición de frecuencias más precisas. DANTEC Systems es de las principales empresas que ha desarrollado tanto software (BSA Flow Software y Particle Dynamic Analysis), como equipo hardware DSP y demás procesadores que pueden considerarse como estados de arte para la ALD.

Por otra parte, el desarrollo de nuevos análisis matemáticos sobre la recuperación de señales y de datos para la ALD están presentes en reportes y bibliografía reciente con lo cual se ayuda a mejorar el software. Investigaciones sobre el límite Cramer Rao (Cramer Rao Bound CRB⁴), son importantes ya que nos permite conocer el límite más bajo para la estimación de incertidumbre de la frecuencia Doppler con los datos disponibles. Sin embargo, no existe una expresión analítica exacta de la CRB en la medición de señales de ALD, debido a la complejidad de su señal, es decir, la presencia de la señal Doppler como ráfagas de información. Trabajos más recientes proponen nuevos métodos para presentar ecuaciones más sencillas y así facilitar el análisis de las señales Doppler [27].

Trabajos como el desarrollado en [28], presentan una evaluación sobre el funcionamiento de dos sistemas procesadores de señales, que miden la velocidad de partículas acústicas en el aire, mostrando los resultados y proponiendo modificaciones a los sistemas para un funcionamiento más exacto de éstos.

³ La velocidad de una partícula, o la velocidad de sonido de una partícula, es la velocidad de las partículas en el aire medida en m/s. Usualmente en acústica, la velocidad de una partícula es medida como un nivel de velocidad expresado en decibeles.

⁴ El límite de Cramer-Rao proporciona un límite inferior para la varianza de un estimador insesgado. La utilidad del límite de Cramer-Rao, es que si algún estimador insesgado alcanza dicho límite, entonces éste será óptimo.

En los últimos años, se han desarrollado códigos de computadora conocidos como Computacional Fluid Dynamics (CFD) para turbo-máquinas, capaces de realizar cálculos tridimensionales en campos de flujos a partir de mediciones con ALD. Lo anterior, se traduce en mejores bases de datos y un conocimiento más profundo del comportamiento de los fluidos en estas máquinas [29].

1.3 Empresas involucradas en el desarrollo de sistemas de ALD

Un número reducido, son las empresas que se dedican a la comercialización y construcción de sistemas de ALD. Una de las empresas con mayor presencia en el mercado es Dantec Dynamics, que ofrece un gran número de equipos de ALD. Los sistemas con los que cuenta esta empresa, son los sistemas ópticos receptores y transmisores conocidos como FiberFlow y FlowLite, así como el BSAFlow Software. Dichos sistemas presentan una gran posibilidad de elección en lentes, expansores de rayos y soportes para puntas de prueba para una máxima flexibilidad en la aplicación del sistema.

Empresas como Beta LaserMike [30] ofrecen servicios para sistemas de medición de gran precisión, así como para sistemas de control, fibra óptica y tubos. Dentro de la tecnología más novedosa que presenta, son los sensores LaserSpeed®, cuya tecnología se basa en velocímetros láser Doppler. Estos tipos de sensores que utilizan la tecnología VLD, pueden según su fabricante, tener una precisión mejor a $\pm 0.05\%$ en la medición de la velocidad de las partículas en un determinado flujo.

Otra compañía que desarrolla la técnica de ALD en varias ramas de la industria como la automotriz, aeronáutica, naval, de maquinaria y electrónica es Ono Sokki. Tiene dentro de sus dispositivos más sobresalientes, un vibrómetro láser Doppler [31], el cual permite la medición de vibraciones con una alta sensibilidad.

Empresas como CsiroEnergy & Termofluid Engineering (E&TE) tienen programas de investigación en áreas como son mezclas mecánicas y de agitación en moldes, así como estudios teóricos en diversas situaciones de flujos que incluyen mezclas de fluidos newtonianos y no newtonianos. Todas estas investigaciones, las realizan a partir de software especializado, visualización de flujos y velocímetros láser Doppler. Tanto el software de esta empresa como los VLD han permitido el análisis de fluidos newtonianos y no newtonianos en recipientes con mezclas, lo que permite la optimización y la configuración de recipientes para un proceso determinado de diseño [32].

1.4 Conclusiones

La anemometría láser Doppler, es una técnica bien establecida para la medición de la velocidad en flujos y gases. Esta técnica no intrusiva, permite tener mediciones con gran resolución tanto temporal como espacial, así como una alta precisión en las mediciones que se realizan. A lo largo de varios años de estudio estos sistemas de medición han evolucionado hasta llegar a sistemas de medición 3D, los cuales pueden medir las 3 componentes de velocidad en un flujo. La evolución de estos instrumentos ha ido ligada a la mejora en los dispositivos ópticos que integran dichos sistemas, así como una mejora en el análisis de la señal a partir de algoritmos de detección de la frecuencia Doppler.

En la actualidad, dicha técnica de medición llega a abarcar diversas áreas en la industria como la aeroespacial, la automotriz, la médica, la hidráulica, la química, etc. Ejemplos de las investigaciones en estas áreas son las mediciones de flujo para el diseño aerodinámico en aviones y automóviles, diseño de turbinas, ventilación en cabinas tanto de aviones como de automóviles, inyección de combustible en turbinas, medición del flujo sanguíneo, etc. La importancia de tener un sistema de anemometría láser Doppler con fibra óptica, radica en poder realizar mediciones remotas en lugares de difícil acceso. Sin embargo, es necesario conocer los distintos fenómenos que pueden degradar la señal en estos tipos de sistemas para tener una mejora en las mediciones de éstos.

1.5 Bibliografía del capítulo 1

- [1] Albrecht H.E. *et al.* Laser Doppler and Phase Doppler measurement techniques, Springer-Verlag, Alemania, 2003.
- [2] Durst F. *et al.* Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry. Academic Press, Londres, 1976.
- [3] Yeh Y., Cummings H.Z. “Localized fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer”. *Applied Physics Letters*. Vol. 4, No. 10, pp 176–178, 1964.
- [4] Jackson D.A., Paul D.M., “Measurement of supersonic velocity and turbulence by laser anemometry”. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* Vol. 4, pp 173–177, 1971.
- [5] Huffacker R.M., “Laser Doppler detection systems for gas velocity measurement”. *Appl. Opt.*, Volume 9, pp 1026–1028, 1970.
- [6] Egan D., Lockey R.A. “Fibre optic Reference Beam Laser Doppler Velocimetry”. *IEE Colloquium on Progress in the Fiber Optic Sensors and Their Applications*. pp 1-3, 1995.
- [7] Byrne G.D., James S. W. “A Bragg grating based fibre optic reference beam laser Doppler anemometer”. *Meas. Sci. Technol.* Vol. 12. pp 909-913, 2001.
- [8] James S W, Tatam R P and Elder R L. “Design considerations for a three dimensional fiber optic laser Doppler velocimeter for turbomachinery applications”. *Rev. Sci. Instrum.* Vol 68. pp 3241–3246, 1997.
- [9] Grattan K.T.V, Meggitt B.T. Optical Fiber Sensor Technology Vol 2—Devices and Applications. Kluwer Academic Publishers ,1999.

- [10] Pannell C.N., Jones J.D.C., Jackson DA. “The effect of environmental acoustic noise on optical fibre based velocity and vibration sensor systems”. *Meas. Sci. Technol.* Vol 5. pp 412-417, 1994.
- [11] Buettner L., Czarske J. “A multimode fibre laser Doppler anemometer for highly spatially resolved velocity measurements using low coherence light”. *Meas. Sci. Technol.* Vol 12. pp1891—1903, 2001.
- [12] Ning, Y.N., Liu, Y, Grattan, K.T.V, Weir, K, “Relation between the coherence length and modal noise in a graded-index multimode fibre for white light interferometric systems” *Opt Lett.* Vol 19. p.p, 372-374, 1994.
- [13] Yurteri C. *et al.* “A new approach using transit time for simultaneous measurement of size and velocity of non-spherical particles”. Case Western Reserve Univ., Cleveland, OH. Dept. of Mechanical and Aerospace Engineering, Mar 1996.
- [14] Rocklage-Marliani G., Schmidts M. y Venkatesa I. “Three-Dimensional Laser-Doppler Velocimeter Measurements in Swirling Turbulent Pipe Flow”. *Flow, Turbulence and Combustion.* Vol 70 pp 43-67, 2003.
- [15] Shiono K., Tong F. “Turbulence measurements of dye concentration and effects of secondary flow on distribution in open channel flows”. *Journal of Hydraulic Engineering.* Vol 5, pp 373-384, 2003.
- [16] Laser anemometry, advances and applications: Symposium on laser anemometry, 1994. Lake Tahoe, Nevada / Editado por Huang, T. T., Otugen M. V. American Society of Mechanical Engineers, 1994.
- [17] Jessup Stuart D. “Propeller blade flow measurement using LDV”. Reporte para el Departamento de Marina de EU. Carderock Division, CD/NSWC Bethesda, Maryland.
- [18] Murugan D.M., Tabakoff W., Hamed A. “Three-component LDV measurements of the flow field at the exit of a radial turbine”. ASME Fluid Engineering Conference, Symposium on Laser Anemometry Advances and Applications, Lake Tahoe, Nevada, Junio, 1994.
- [19] Khan M.J., Ahmed A., “Laser Doppler Velocimetry bias in wing- body juncture flow”. ASME Fluid Engineering Conference, Symposium on Laser Anemometry Advances and Applications, Lake Tahoe, Nevada, 1994.
- [20] Kuhlman J.M., “Turbulence measurements in annular jets using laser velocimetry”. ASME Fluid Engineering Conference, Symposium on Laser Anemometry Advances and Applications, Lake Tahoe, Nevada, 1994.
- [21] Wolfgang B., Mahnken M., Egbers C., Milde U. “LDV measurements on wing/engine interferences”. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 10th International Symposium, Lisbon, 2000.
- [22] . Becker S., Lienhart H., Durst F. “In-flight boundary layer investigations on a airplane wing using LDA measuring techniques. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 10th International Symposium, Lisbon, 2000.
- [23] Most J-M., Trouillet P., Jallais S., Mandin P., Marchand F. “Development of a LDV probe for velocity measurements in a 600mw pulverized coal power plant”. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 10th International Symposium, Lisbon, 2000.
- [24] Valière J.C., Herzog P. “ Acoustic velocity measurements in the air by means of laser Doppler velocimetry : dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements”. *J. Sound Vib.* 229(3) : 607-626, 2000.

- [25] Poggi S., Gazengel B., Bruneau A.M., Rouquier Ph. "Development of a LDV system for measuring acoustic particle velocities in enclosed or free fields". *Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 10th International Symposium, Lisbon, 2000.
- [26] Cullen J.S., Greated C.A, Campbell D.M. "LDA measurement of sound: amplitude modulation of laser doppler signals". *Measurement in Science and Technology*. Vol 10. pp 812-923, 1999.
- [27] Wei- Qun Shu. "Cramer Rao Bound of Laser Doppler Anemometer". *IEEE transactions on instrumentation and measurement*. Vol 50. No. 6, 2001.
- [28] Gazengel B., Poggi S. y Valiere J.C. "Evaluation of the performance of two acquisition and Signal processing Systems for measuring acoustic particle velocities in air by means of laser Doppler velocimetry". *Measurement in Science and Technology*. Vol. 14 pp. 2047-2064, 2003.
- [29] Romano G.P. "The measurement of structure functions with LDA". *Ninth International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Department of Mechanical Engineering. Vol 2. pp 32.5.1. 32.5.8., 1998.
- [30] Beta LaserMike. Precision Measurements & Control Systems. Página de Internet de la empresa. URL <http://www.betalasermike.com/>
- [31] ONO SOKKI. Catálogo de productos de la empresa. [Documento WWW]. URL http://www.onosokki.co.jp/English/hp_e/whats_new/Catalog/PDF/overseas.pdf
- [32] Devenport W.J. "Experiment 4-laser Doppler Anemometry." [DocumentoWWW]. URL <http://www.aoe.vt.edu/~devenpor/aoe3054/manual/expt4/text.html>.
- [33] Dantec Synamics. "Measurement Principles of LDA". [Documento en HTML] URL <http://www.dantecdynamics.com/LDA/Princip/Index.html>

== CAPÍTULO 2

Ruido de láseres

La fuente láser, es uno de los elementos que integran un sistema de anemometría láser Doppler (ALD). La importancia de conocer las distintas fuentes de ruido que se generan en un láser, nos permite tener un mayor control de las fluctuaciones de la señal. La primera sección del capítulo se enfoca en las distintas fuentes de ruido que se presentan en los láseres de Helio-Neon y láseres semiconductores. Se hace la clasificación de dichas fuentes de ruido en dos áreas: fuentes que generan ruido de intensidad y fuentes que generan ruido de frecuencia en el láser. La segunda sección, presenta algunas técnicas que se han utilizado para la medición del ruido láser, así como ciertas consideraciones a tomar en cuenta para eliminar cualquier fuente de ruido externa al láser. La tercera sección, presenta trabajos de estudios realizados en las últimas décadas sobre ruido en láseres semiconductores. La cuarta y última sección, muestra una tabla de láseres comerciales con los distintos valores de ruido que presentan. Dicha característica, no es muy común encontrarla dentro de las hojas de especificaciones de los láseres, y el único valor dado en algunos casos es el referente al ruido de intensidad relativo o RIN por sus siglas en inglés. Cabe señalar que el enfoque que se dará para el estudio de ruido en los láseres semiconductores, no presentará la parte teórica sobre ruido de fotones y ruido cuántico generado en las cavidades ópticas, debido a que no es el fin principal en esta tesis. Estudios muy precisos de estos temas, se pueden leer en las referencias [1-7].

2.1 Ruido en láseres

El ruido de un láser, se puede definir como cualquier variación de la potencia de salida del láser por cualquier causa. Dicha variación, dependerá en muchos casos del tipo de láser con el cual se está trabajando, así como del método de excitación que se emplea. Un láser puede presentar ruido tanto en intensidad como en frecuencia [8]. Fuera de las medidas con resoluciones muy altas como las que se utilizan en espectroscopia, el ruido de intensidad, siempre será mayor que el ruido de frecuencia.

2.1.1 Ruido de intensidad

El ruido de intensidad en un láser, se refiere a las fluctuaciones de potencia que se presentan en un láser. Este ruido de intensidad contamina tanto de forma aditiva como multiplicativa las mediciones en un láser. Como ejemplo para explicar lo anterior, se considera un espectrómetro conectado a un láser que está dirigido a una celda de gas. El espectro que se obtiene, consiste de la absorción de líneas sobre una línea base. El ruido de intensidad, causa que la línea base, fluctúe (ruido aditivo) pero también causa la absorción de picos que hace que fluctúen en magnitud (ruido de intermodulación o ruido multiplicativo) [8].

Dentro de las hojas de especificaciones de láseres, se presentan dos ruidos de intensidad, el ruido de intensidad relativo o RIN por sus siglas en inglés y el ruido de amplitud. Ambos ruidos, se toman como ruido de intensidad por sus características.

Ruido de Intensidad Relativa (RIN)

El RIN (Relative Intensity Noise) representa las fluctuaciones de intensidad en la salida del láser. Está determinado por la relación entre la potencia media cuadrática total del ruido en un ancho de banda unitario a una frecuencia específica y la potencia promedio de salida del láser. Dicha relación, se presenta en términos de decibeles por Hertz y esta dada por la siguiente ecuación [3]:

$$RIN = \frac{\langle p_n^2 \rangle}{p^2 B} \quad (2.1)$$

donde

$\langle p_n^2 \rangle$ es la potencia media cuadrática total de las fluctuaciones de intensidad o ruido

p^2 es la potencia promedio de la salida del láser y

B es el ancho de banda unitario.

Existen fórmulas más complejas para determinar el RIN en láseres semiconductores. Sin embargo estas fórmulas implican un estudio del comportamiento cuántico de los elementos que se encuentran en la cavidad del láser. Dichos estudios, no son relevantes para esta tesis, por lo que no se tomarán en cuenta.

Debido a que el RIN en láseres semiconductores depende principalmente de la emisión espontánea, éste decrece con el incremento de la potencia óptica promedio de salida. Los diodos láser, por lo general tienen un bajo RIN, la medida típica de RIN para un láser de semiconductor es de -130dB/Hz a 1mW de potencia. Existen sistemas de disco de rayo azul, que requieren de láseres (azul-violeta) con un RIN menor a los -125dB/Hz .

Ruido de amplitud

El ruido de amplitud, es más común encontrarlo en las hojas de especificaciones para láseres de gas, como los de Helio-Neon (He-Ne). Dicho ruido mide la relación en porcentaje que tiene la amplitud RMS del ruido de la señal con respecto a la amplitud RMS de la señal del láser.

2.1.2 Ruido de frecuencia

El ruido de frecuencia, se refiere a las fluctuaciones aleatorias que toman lugar en la frecuencia de un rayo láser. El ruido de frecuencia para un láser se puede describir a partir del ruido que genera un oscilador, ya que éste es parte fundamental de los elementos de un láser. Un oscilador está compuesto de un amplificador más un dispositivo que determina la frecuencia, por lo general, un resonador. Las fluctuaciones que ocurren en el resonador, pueden deberse a fenómenos como vibraciones de ventiladores, turbulencias en el agua de enfriamiento, aumento de temperatura dentro de la cavidad resonante, etc [8].

El ruido de frecuencia en los diodos láser, consiste de al menos dos componentes: el ruido blanco que depende de la potencia y el ruido de parpadeo $1/f$ (flicker) que es independiente de la potencia. Dado que el primero degrada el desempeño en la tasa de errores de bits de un sistema de comunicaciones ópticas coherentes es importante su determinación y mecanismos para su reducción en ésta área.

Dentro de los estudios con ruido de frecuencia, se tiene a [1], donde se trabaja con diodos láser con anchos de línea angostos. Estas investigaciones sobre el ruido de frecuencia, sirven por lo general, para disminuir los anchos de línea de los láseres. Los láseres manejados en [1] son diodos láseres de cavidad externa (External Cavity Diode Laser ECDL). Los ECDL, exhiben diferentes formas de ruido de frecuencia tanto de fuentes ambientales, como fundamentales y artificiales. Los ruidos ambientales incluyen ruido entre las frecuencias de 50 a 60 Hz, así como ruido de acoplamiento acústico en frecuencias correspondientes a resonancias mecánicas. Los ruidos fundamentales están típicamente dominados por el ruido blanco a altas frecuencias y por el ruido de parpadeo (flicker noise) también conocido como ruido rosa o de bajas frecuencias. La frecuencia de parpadeo en este ruido es por lo general un componente dominante del ancho de línea, razón por la cual es muy común tratar de estabilizar un láser a partir de una frecuencia de referencia externa con un etalón de Fabry-Perot.

2.1.3 Fuentes de ruido

La cantidad de estudios realizados en las pasadas décadas sobre ruido en láseres, especialmente en láseres de semiconductores, hacen difícil englobar y explicar en este trabajo las distintas teorías y experimentos que se han realizado. Para tener una mejor comprensión de las diversas fuentes de ruido que existen dentro de un láser, en esta sección se presentan las fuentes de ruido, que ya han sido estudiadas a detalle y de las cuales se

tiene suficiente información en libros⁵. Como primer punto, hay que señalar, que las fuentes causantes de ruido, tanto pueden ser internas como externas y éstas pueden generar tanto ruido de frecuencia como de intensidad.

Fuentes de ruido internas

a) Modo de Barrido (Mode Sweeping)

Esta fuente de ruido, es una variación de frecuencia muy pequeña en la potencia de salida causada por la variación en la longitud de la cavidad por efectos térmicos. Como se sabe, la longitud de la cavidad, debe ser igual a 2π radianes para que exista una frecuencia de oscilación. Este ruido, aparece como ciclos repetidos de brillantez gradual y atenuación a la salida con forme el láser se calienta o se enfría. Realizará varios ciclos de estos, si el láser se calienta sólo unos pocos grados. Estas fluctuaciones en la potencia, ocurren con un promedio más rápido cuando el láser empieza a funcionar y van haciéndose más lentas con forme se calienta [9].

Una variación de este ruido, se conoce como “*pulling*”. Este ruido se presenta debido a los cambios pequeños en la longitud de la cavidad del láser y a pequeñas cantidades acumuladas de contaminación en los espejos. Estos cambios en la cavidad, hacen que la frecuencia de oscilación cambie para preservar el viaje de ida y vuelta de la fase [8]. El efecto no es usualmente observable en un láser largo, en cambio, este efecto es más notorio en un láser corto. Los diodos láser, son los que más sufren este tipo de ruidos, ya que su cavidad es corta y sus espejos no son muy finos.

b) Ruido de Plasma (Plasma Noise)⁶

Las fluctuaciones de corriente a bajas frecuencias, ocurren por lo general en láseres con bombeo de corriente directa y láseres con cátodos fríos. Los láseres de He-Ne, desafortunadamente, tienen estas características. Por encima de un valor de umbral definido tanto por la corriente, como por la presión del gas, como por la longitud de descarga y el diámetro del tubo, se presentan variaciones en la densidad de corriente que acoplan ruido en la potencia de salida a través de variaciones macroscópicas en la ganancia. Esto puede modular la potencia del rayo a una profundidad de hasta 20 o 30 % p-p en un caso extremo, sin embargo este porcentaje es mucho menor [10]. En varios casos, este ruido no es ningún problema desde cualquier punto de vista.

c) Ruido de Ancho de Banda

Si la corriente de entrada se lleva a niveles muy altos, se entra a una zona donde el láser empieza a generar ruido blanco, el cual va y viene conforme la corriente se incrementa. Este ruido se ve muy desorganizado en un osciloscopio y es normalmente más

⁵ En distintas publicaciones estas fuentes de ruido, son descritas como ruidos en si. En este trabajo, sólo se identificaran dos ruidos, el de intensidad y el de frecuencia, los cuales son generados a partir de las distintas fuentes de ruido contenidas en el láser.

⁶ Este ruido, se presenta principalmente en láseres de gas. Dentro de los estudios que tratan el ruido en láseres de semiconductores, no existe algún ruido con el que se pueda comparar o equiparar este ruido.

fuerte que el ruido de plasma. Este ruido no presentará problemas en las aplicaciones, si la corriente de entrada es operada conforme a las recomendaciones del láser [9].

d) Ruido por emisión espontánea

Un electrón puede absorber una cantidad discreta de energía (fotón), pasando a una órbita superior. El electrón ha pasado a un estado excitado, aunque sólo se puede mantener en él durante un tiempo muy breve - del orden de milisegundos. Al caer de nuevo a su órbita previa ó estado fundamental, emite un nuevo fotón, lo que se conoce como emisión espontánea. En los láseres, lo que se presenta es una emisión estimulada de fotones dada por una inversión de población en los niveles de energía y por la cavidad resonante. Dicha emisión estimulada, es la causa de que las fuentes láser produzcan emisiones de luz coherentes, monocromáticas y de baja divergencia. Sin embargo, dentro de la cavidad resonante, se puede generar la emisión espontánea de fotones, que da paso al ruido que lleva su mismo nombre.

Las características espectrales en un láser están directamente relacionadas a las fluctuaciones de fase del campo óptico. Las fluctuaciones de fase surgen debido al ruido por emisión espontánea, por lo cual al aumentar la potencia del láser, el ancho de línea del láser decrece, esto debido a que la emisión espontánea se vuelve menos significativa a densidades más grandes de fotones. También el ancho de línea decrece con el incremento de la longitud del láser porque las pérdidas efectivas por unidad de longitud decrecen.

En la Fig 2.1, se puede observar lo dicho en el párrafo anterior; las fluctuaciones de potencia en el láser, que pueden traducirse en RIN, disminuyen conforme aumenta la corriente, debido a que la emisión espontánea dominante en un láser semiconductor decrece al haber una densidad más grande de fotones.

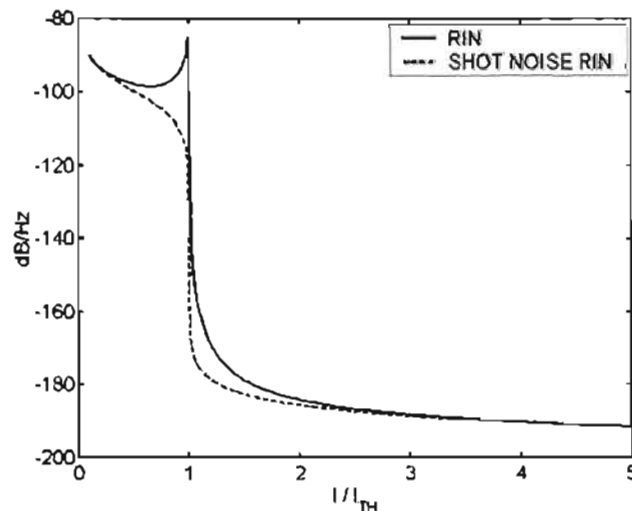


Fig 2.1. Ruido de Intensidad Relativa (RIN) para un láser de cascada cuántico como función de la corriente de manejo (*bias current*) [11].

e) Saltos de Modo

La mayoría de los láseres tienen un número muy grande de posibles modos de oscilación dentro de la curva de ganancia del medio. Idealmente, uno de estos modos debería dominar sobre los otros modos, sin embargo, lo anterior no siempre ocurre debido a un fenómeno conocido como “*spatial hole burning*”. Dicho fenómeno, reduce la ganancia del modo más fuerte sin reducir la ganancia de los demás modos de igual forma [8]. Por lo tanto, es muy fácil para el láser cambiar de un modo a otro con cualquier perturbación. Estos cambios de modo, por lo general, ocurren durante el calentamiento del láser.

Para este tipo de ruido, los diodos láser son por lo general muy sensibles, ya que sus cavidades no son tan buenas como las de los láseres de gas (reflectividad del 40% contra 99.5 % en láseres de He-Ne). Una reflexión espuria del orden de 1 entre 10^6 puede poner a un diodo láser en un estado de “saltos de modo”. El mecanismo para los saltos de modo, es una complicada interacción entre lo térmico y los comportamientos de la corriente en el diodo. Cada uno de estos elementos está muy relacionado, por lo que un cambio en uno, afectará al otro. El salto de modos, es obviamente un fenómeno de ruido de frecuencia, pero resulta también en una intensidad de ruido (0.1 a 1%), debido a que las ganancias del sistema láser en los modos adyacentes no son iguales.

Fuentes de ruido externo

a) Fuente de alimentación

La fuente de alimentación, crea ruido en la salida del láser. Este ruido se debe a las variaciones de corriente a través del láser. La fuente más importante de variación, y conocida como “rizo de corriente”, se da con el encendido de la fuente de poder. La salida del láser, depende de la ganancia que este disponible y dependerá de la fuente de alimentación. Esto por lo general es peor en láseres largos de gas, cuyos requerimientos de potencia hacen más difíciles la construcción de fuentes de voltaje. Los diodos láser, tienen una alta eficiencia en la conversión eléctrica a óptica, por lo que la corriente de ruido en la fuente se transforma más o menos directamente en ruido de emisión espontánea [9].

Un ruido que también puede ser incluido como fuente de alimentación, es el ruido de bombeo (*pump noise*). Para evitar el ruido de bombeo, es recomendable, enfriar el láser con lo que puede bajarse el umbral de la corriente y operar en modo de alta impedancia con corriente constante, acción que suprime dicho ruido [4].

b) Línea de corriente alterna

Esta fuente de ruido, ocurre a 120 Hz. Generalmente, este tipo de ruido es menor al 2% p-p y no es de mucha importancia. Sin embargo, están disponibles en la actualidad fuentes alimentadoras que eliminan esta fuente de ruido [9].

c) Superficies que generan retroesparcimiento⁷

Se debe estar seguro de que no haya alguna superficie en el sistema óptico que pueda hacer que cierta parte de la luz esparcida en esta superficie regrese al láser provocando un salto en el modo del láser.

e) Vibraciones por sonidos

Las vibraciones por sonido en el ambiente, o turbulencias por agua de enfriamiento o ventiladores, pueden generar una modificación en la longitud de la cavidad láser, provocando un ruido de frecuencia. Este tipo de ruidos, se conocen en inglés como *microphotonics* [8]. Los láseres cuyos espejos están posicionados firmemente, son menos propensos a este problema.

2.2 Técnicas de medición del ruido en un láser

La medición del ruido de un rayo láser, se hace al poner un fotodetector en el trayecto del rayo y conectándolo al osciloscopio. Sin embargo, se han desarrollado técnicas específicas para la medición de ruidos tanto de fase como de intensidad. En esta sección, se presentan varias técnicas para la medición de algunos ruidos descritos con anterioridad.

2.2.1 Medición del ruido de frecuencia

Las mediciones ópticas directas para el ruido de frecuencia, usan un discriminador de frecuencia óptico para convertir la modulación en frecuencia a una modulación de intensidad. Ejemplos de esto se encuentran en [12] y [13]. Estas técnicas pueden ser convenientes y con un bajo costo. Sin embargo, dichos discriminadores ópticos de frecuencias por lo general no reconocen entre fluctuaciones de frecuencia y de intensidad. El reconocimiento de estos dos tipos de fluctuaciones, es muy importante al realizar los análisis de ruido en frecuencia para los diodos láser.

El ruido de frecuencia en un láser, también puede medirse a partir de una técnica heterodina usando 2 láseres. Este método es comúnmente usado para obtener una medida del ancho de línea del láser.

2.2.2 Medición del ruido de plasma

Las características del ruido de plasma para un láser de gas, pueden ser conocidas a partir de un fotodetector (seguido por un filtro de bloqueo para una parte del espectro) y un analizador de espectro. Si el espectro del ruido de corriente también quiere ser examinado,

⁷ Este tipo de ruido, también se puede generar dentro de la cavidad láser si alguna de las superficies no están perfectamente alineadas o si presentan alguna impureza.

un resistor de precisión para bajo ruido es necesario. Para la medición de este ruido, es importante que el láser se opere por encima del umbral para asegurar que el ruido de plasma sea detectado. El espectro a la salida del fotodiodo se mide directo de la pantalla del analizador de frecuencia [10]. Alternativamente, el ruido del voltaje desarrollado a través de un resistor de precisión debe ser desplegado en el analizador de espectro.

El factor de correlación cruzada entre la corriente y el ruido láser puede ser determinado a partir de la relación:

$$C = \langle V_1 * V_2 \rangle_{ave} / \left(\langle V_1^2 V_2^2 \rangle_{ave} \right)^{1/2} = |C| e^{j\theta}, \quad (2.2)$$

donde V_1 es el ruido RMS desarrollado por el fotodetector en el intervalo de frecuencia a medir y V_2 es el voltaje de ruido RMS proporcional a la descarga de corriente en el mismo intervalo de frecuencia. Midiendo $\langle (V_1 + V_2)^2 \rangle$ y $\langle (V_1 - V_2)^2 \rangle$ se puede determinar la parte real de C . Repitiendo las mediciones pero ahora con el cambio de fase en V_2 por $\pi/4$ y combinando con los resultados previos, se puede computar $|C|$ y θ .

2.2.3 Medición del ruido de rizados eléctricos

La medición de rizados eléctricos o de ruido al láser se hace al colocar un pequeño resistor, generalmente 100Ω , en serie con el cátodo del láser y conectando un osciloscopio a través de esto.

Otros estudios, para medir el ruido de intensidad y el correspondiente ruido de disparo, se realizan a partir de una detección balanceada con un par de fotodiodos balanceados de alta eficiencia cuántica, en ambos lados del divisor del rayo. La suma de las dos fotocorrientes es proporcional al ruido de intensidad, mientras que la diferencia es proporcional al correspondiente ruido de disparo. En caso de que los modos tengan polarizaciones ortogonales lineales, no es posible obtener el ruido de disparo a partir del par de foto-diodos, sino que se utiliza uno sólo [14].

2.3 Ruido en láseres semiconductores

Existen en la actualidad infinidad de trabajos sobre análisis de ruido en láseres de semiconductores tanto teóricos como prácticos, los cuales dan una idea del avance en el estudio del ruido tanto de intensidad como de frecuencia que se presenta en los láseres por distintos factores. Los cálculos teóricos sobre el ruido en láseres semiconductores son cada vez más complejos conforme se toman en cuenta mayores efectos dinámicos y detalles estructurales en los mismos [15]. En trabajos como [16], [17] y [18] se ha demostrado la reducción del ruido de intensidad por debajo del nivel de ruido de disparo. En principio, el mecanismo de bombeo en los láseres semiconductores permite una conversión óptima de los electrones de la corriente de manejo a fotones para la luz de salida. Otros trabajos se han enfocado en el estudio de los efectos multi-modales [19] en el comportamiento del ruido, tanto en régimen clásico como en un régimen cuántico para modos longitudinales

[20] y modos de polarización [21]. Otros como [22] se enfocan en la influencia de los modos transversales en la intensidad de ruido para láseres semiconductores.

El estudio teórico sobre ruido en láseres semiconductores, parte de las ecuaciones conocidas como “*rate equations*” [25], a las cuales se les agrega un término de ruido conocido como fuerza de Langevin. Dichas fuerzas se asume que tienen un proceso aleatorio Gaussiano con media cero. Estudios como en [3], además de incorporar las ecuaciones de Langevin, incorporan otras ecuaciones como lo es la matriz de densidad, ecuaciones cuya teoría esta fuera de los objetivos de este trabajo.

Como ejemplo, se presenta en la Fig. 2.2, un esquema para el ruido de disparo de un semiconductor láser propuesto por Harder y Katz [23].

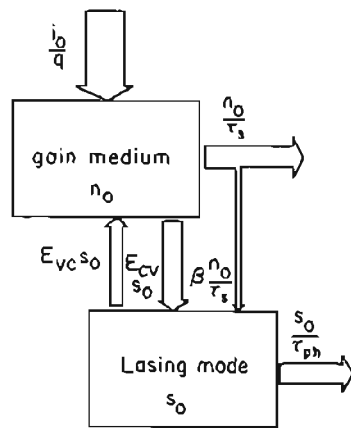


Fig. 2.2. Modelo para el ruido de disparo de un láser semiconductor [25].

El modelo anterior, es obtenido de los estudios hechos por McCumber[25], donde cada cambio en la población de los fotones (s_0) y electrones (n_0), está asociado con un impulso de ruido de determinada intensidad. Dependiendo de los parámetros a ser considerados dentro del estudio de ruido en el láser, las ecuaciones para las fuentes de ruido de Langevin, así como las expresiones para la densidad espectral se modifican. Las abreviaturas de la figura 2.2, se refieren a: g la ganancia dada por la diferencia entre $E_{cv} - E_{vc}$, donde E_{cv} es la emisión estimulada, y E_{vc} es la absorción estimulada. $\beta n_0/\tau_s$ representa a la emisión espontánea acoplada en el modo de laseo, i_0/q la razón de bombeo, τ_s el tiempo de vida espontáneo y τ_{ph} el tiempo de vida del fotón.

Como se mencionó en los párrafos anteriores, los estudios sobre ruido son cada vez más precisos y complejos. Ejemplo de esto, son los estudios donde se toma en cuenta las características estructurales del láser en la dirección lateral, partiendo de las ecuaciones de Maxwell- Bloch para el campo óptico. El estudio completo de este análisis de ruido, se puede leer en [7]. Más adelante, se presentan parte de los resultados obtenidos en este trabajo, para mostrar los niveles de ruido obtenidos en estos láseres.

Otro punto a atacar en el estudio del ruido en láseres, tiene que ver con la coherencia temporal. Dicha característica, necesita ser mejorada para su uso en los sistemas de medición óptica. La evaluación de esto, requiere la medición de la estabilidad en la frecuencia, así como de un analizador de tiempo y frecuencia que permita realizar este tipo de mediciones y cuya función principal, será el conteo y registro durante un intervalo continuo de tiempo de los cruces por cero de la señal de frecuencia intermedia.

El siguiente ejemplo, nos da una idea de cómo se puede medir el RIN en un láser semiconductor. En este estudio, se calcula el RIN para un diodo VCSEL a distintas corrientes a partir de un experimento hecho en [24].

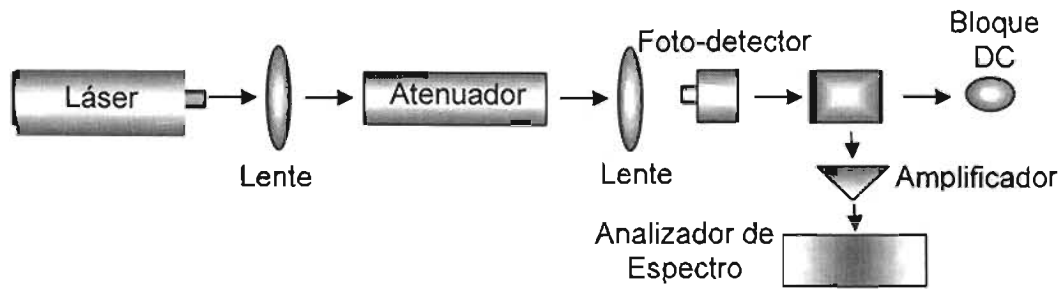


Fig. 2.3. Esquema para la medición del RIN en un láser semiconductor.

La primera etapa del experimento, cubre la conversión de la señal óptica recibida a una señal eléctrica a partir de un fotodetector, que incluye un monitor para observar la corriente directa (DC) para la señal de salida. Para la segunda etapa, la salida del fotodetector se pasa a través de un bloque de DC y dos amplificadores de banda ancha antes de ser desplegada la información en un analizador de espectro de RF. Los resultados de este experimento, se muestran en la Fig 2.4.

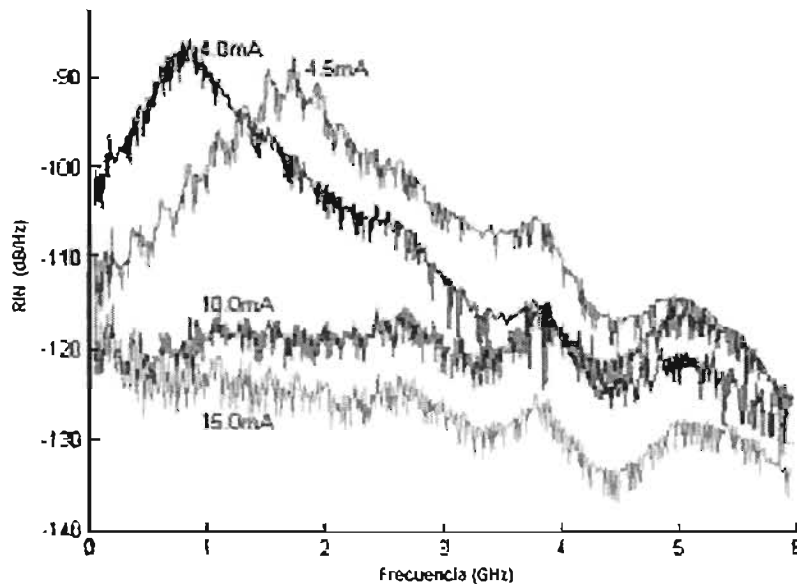


Fig 2.4. Valores experimentales de RIN contra frecuencia para un láser VCSEL marca Honeywell modelo HFE4080-321 a distintas corrientes: 4.0mA, 4.5mA, 10.0mA y 15.0mA [24].

La figura anterior, nos muestra algunas de las características del RIN. Una de éstas, es que el RIN tendrá un pico en la frecuencia de relajación del láser, valor que aumentara conforme la corriente de manejo se decremente. Este pico es claramente visible alrededor de 1GHz con una corriente de 4mA y cambia aproximadamente a 2GHz en 4.5mA. Conforme la corriente de manejo aumenta, este pico ya no es visible a lo largo del ancho de banda del sistema. Otra característica es que el valor del RIN decrecerá con forme la corriente de manejo aumente. Un valor de RIN de aproximadamente -121 dB/Hz se puede observar para una corriente de 10mA, lo cual está en concordancia con las especificaciones en la hoja de datos para este tipo de láser. Este valor de RIN permitirá una tasa de datos buena a 2Gb/s.

La comprensión del ruido en láseres semiconductores tiene una gran importancia en campos que abarcan desde las telecomunicaciones ópticas a la espectroscopía de alta sensibilidad. Los métodos para resolver o evitar la retroalimentación óptica y reducir el ruido en el láser para diferentes sistemas, por lo general utilizan componentes ópticos o electrónicos muy caros que por lo general no son posibles de instalar en paquetes o áreas muy pequeñas, como lo es en la Holografía. En [1], se propone un disco de $\frac{1}{4}$ de onda (QWP) que se añade al sistema para rotar la polarización de la retroalimentación del láser de forma que sea ortogonal al estado de polarización en la emisión. Dentro de los experimentos realizados en [1] se comparó el ruido láser con retroalimentación ortogonal y con el de la retroalimentación coherente. La gráfica de lo anterior, se presenta a continuación. El nivel de retroalimentación que tomaron en cuenta para este estudio, fue de 2.5% el cual es un nivel que ocasiona niveles de ruido muy altos. En la imagen, se puede observar como se reduce el ruido al usar el QWP.

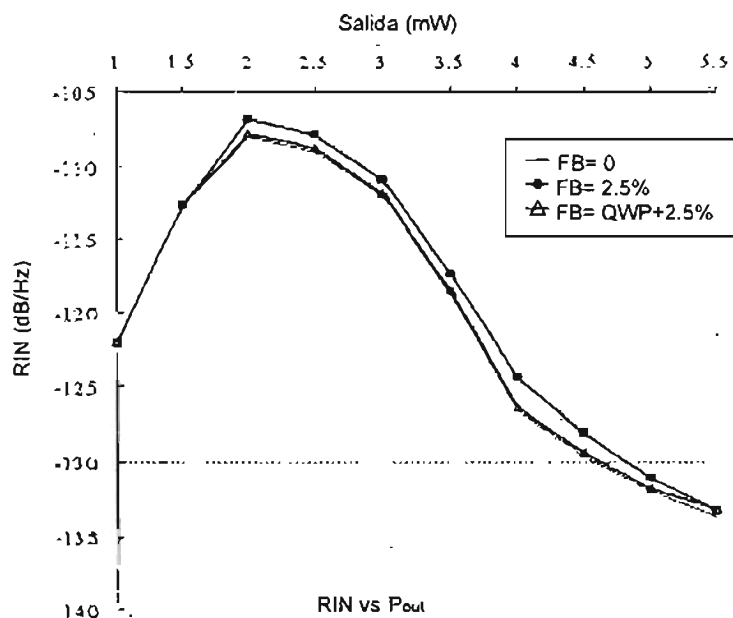


Fig 2.5 RIN contra potencia de salida de un láser con retroalimentación ortogonal y con retroalimentación coherente. Resultados de mediciones de RIN para un láser de ganancia guiada (gain guided) [1].

El RIN en los diodos láser es una especificación muy importante para uso de datos ópticos [5]. Sistemas como los lectores de CD requieren de un nivel de RIN menor a -125dB/Hz . En las siguientes gráficas, se presenta un estudio de la dependencia del RIN con y sin una modulación en alta frecuencia como una función de la potencia de salida. Debido a que el RIN se debe en gran parte a emisiones espontáneas, éste decrece relativamente con el incremento de la potencia total de salida.

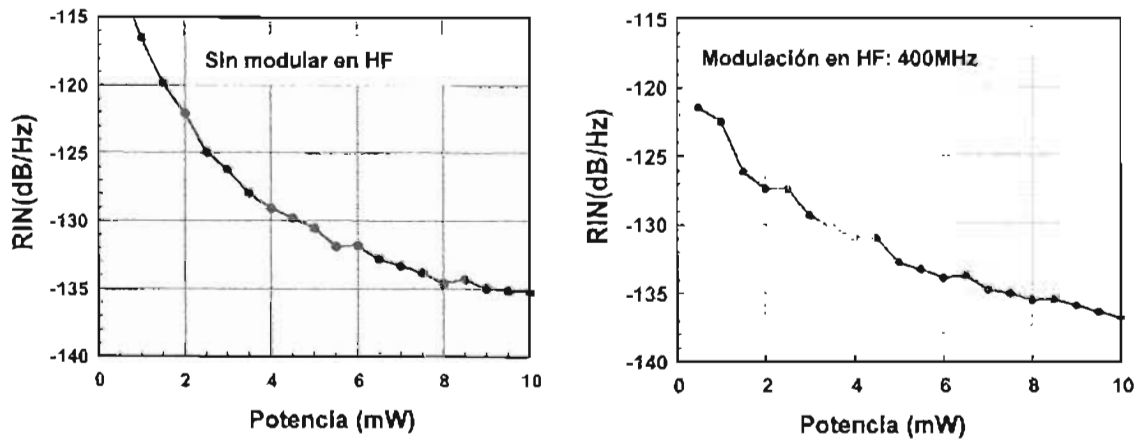


Fig 2.6 Gráfica del RIN en función de la potencia de salida para láseres MQW, (a) sin modulación a alta frecuencia y (b) con modulación a 400 MHz [5].

Las gráficas de la Fig 2.6, se obtuvieron de diodos de pozo cuántico múltiple (*Multiple Quantum Well* MQW). Para este tipo de láseres, se observa que el valor de RIN es menor a -126 dB/Hz a partir de 3.0 mW de potencia de salida (Fig. 2.6 a). En cambio, con una modulación a 400MHz el RIN se puede reducir más hasta -129 dB/Hz para 3.0 mW de potencia de salida (Fig. 2.6 b).

Por lo general, los estudios de ruido en láseres semiconductores sólo toman en cuenta la estructura del láser en la dirección de los espejos en la zona activa. Sin embargo, existen estudios sobre las características del ruido en láseres semiconductores de ganancia guiada y de ganancia indexada tomando en cuenta la estructura de los láseres en las direcciones laterales [7]. La Fig. 2.7, muestran los resultados obtenidos al calcular el RIN con 3 tipos de láseres diferentes: a) de ganancia guiada, b) con índice débil guiado (*weakly-index-guided*) y c) con índice fuerte guiado (*strongly-index-guided*). Las gráficas muestran que la intensidad de ruido en los 3 láseres se modifica debido al mecanismo de confinamiento lateral del láser.

2.4 Valores de ruido para láseres comerciales semiconductores y de He-Ne

Las dos tablas que se presentan en esta sección, dan las especificaciones de ruido para ciertos láseres comerciales de diversas compañías dedicadas al mundo de la optoelectrónica. Dichos valores, se obtuvieron de las hojas de especificaciones que las compañías ofrecen al consumidor sobre el producto que venden. Los campos que se pueden observar en ambas tablas son: el fabricante, el modelo o serie del láser, la longitud de onda a la cual emite el láser, la potencia de salida, la estructura del modo y el ruido característico del láser.

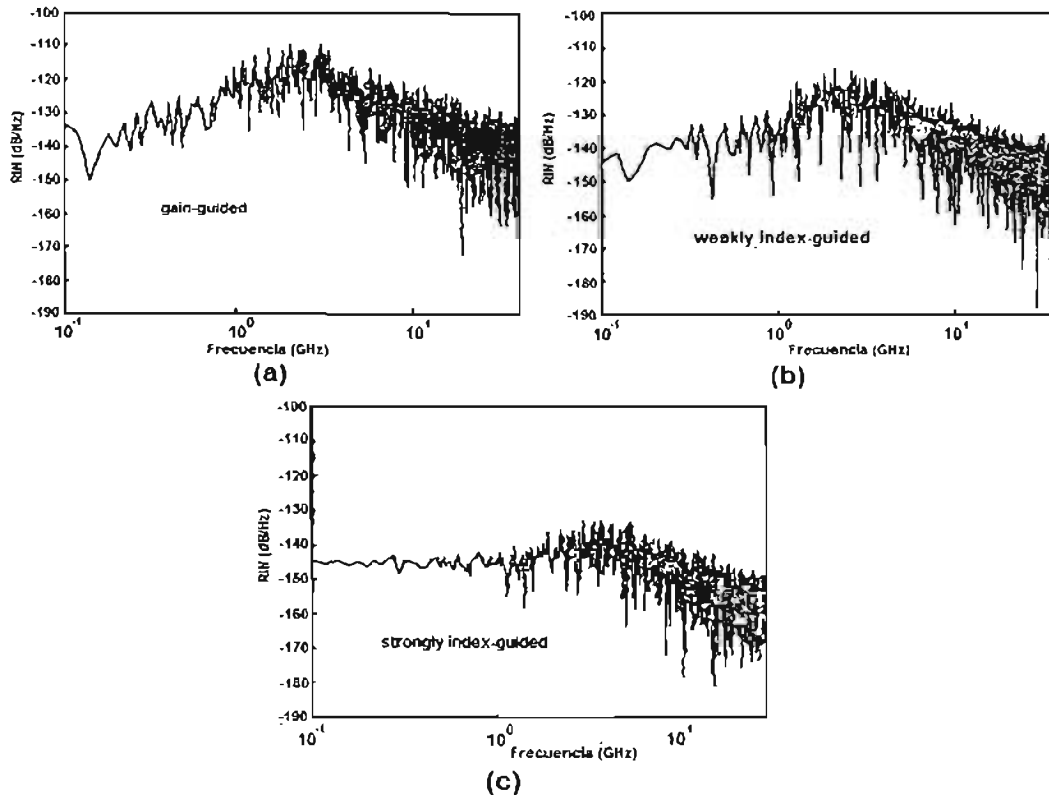


Fig 2.7 Espectro del RIN para láseres semiconductores de (a) ganancia guiada, (b) índice débil guiado (weakly-index-guided), (c) índice fuerte guiado (strongly-index-guided) [7].

La Tabla 1, contiene las especificaciones de ruido para láseres de He-Ne. Los valores de ruido se presentan como ruido de amplitud, el cual es un porcentaje del valor total de la amplitud RMS de la potencia de salida del láser dentro de un ancho de banda definido. La Tabla 2, muestra los valores de ruido para láseres semiconductores. En este tipo de láseres, el ruido que se especifica es ruido de intensidad relativo o RIN. Dicho ruido, se especificó en la sección 2.1.1.

Tabla 2.1. Especificaciones de láseres de He-Ne

FABRICANTE	SERIE / MODELO	LONGITUD DE ONDA (nm)	POTENCIA DE SALIDA (mW)	ESTRUCTURA DE MODO	RUIDO DE AMPLITUD
Edmund Industrial Optics	NT61-315	632.8	0.5	TEM ₀₀ (> 95%)	(30Hz – 10MHz) 1 % RMS
Edmund Industrial Optics	NT61- 317	632.8	0.5	TEM ₀₀ (>95%)	(30Hz – 10MHz) 0.1 % RMS
JDS Uniphase	1100/ 1101/P	632.8	1.5	TEM ₀₀	(30Hz – 10MHz) 0.1% RMS
JDS Uniphase	1100/ 1125/P	632.8	5	TEM ₀₀	(30Hz – 10MHz) 0.2% RMS
JDS Uniphase	1100/ 1144/P	632.8	15	TEM ₀₀	(30Hz – 10MHz) 0.5% RMS
Melles Griot	25 LHR 213 ⁴	632.8	0.5	TEM ₀₀ (> 95%)	(30Hz – 10MHz) < 0.5% RMS
Melles Griot	05 STP 901	632.8	1	TEM ₀₀ (>90%)	(30Hz – 10MHz) < 0.05% RMS
Melles Griot	05 STP 909 ⁵	632.8	0.5	TEM ₀₀	(30Hz – 10MHz) < 0.1% RMS
Melles Griot	56 ICS-Series CleanBeam™	635	3.0	-----	(10 Hz – 2 MHz) <2% RMS
National Laser Company	NLC 600 /	633	0.5	TEM ₀₀ (>90%)	(30Hz – 10MHz)

⁴ Los modelos especificados como el 25LHP 111, 25 LHR 121, 25 LHR 691, 25 LHR 171, 25 LHR 991 van aumentando en la potencia de salida, sin embargo el ruido en las especificaciones es el mismo que para el modelo descrito en la tabla.

⁵ Esta serie viene integrada con una fuente de energía, un láser y un controlador de frecuencia. Todo lo anterior integrado en un pequeño paquete.

National Laser Company	NLC 600	633	10	TEM ₀₀ (> 95%)	< 1 % RMS (30Hz – 10MHz) < 0.5 % RMS
National Laser Company	NLC 700	543	0.5, 0.75 y 1.	TEM ₀₀	(25Hz – 1MHz) < 0.5 % RMS
Research Electro Optics, Inc	LHRR- 1701 ⁶	633	17	TEM ₀₀	(30Hz – 10MHz) < 1% RMS
SIOS Meßtechnik GMBH	SL 03	632.99	≥ 0.8	TEM ₀₀	(30Hz – 10MHz) 0.2% RMS

Tabla 2.2 Especificaciones de láseres semiconductores

FABRICANTE	SERIE / MODELO	LONGITUD DE ONDA [nm]	POTENCIA DE SALIDA [mW]	ESTRUCTURA DEL MODO	RUIDO RIN [dB/Hz]	RUIDO DE AMPLITUD
Laser Components	Specdilas V	763	0.5	TE ₀₀	I _{op} = 4mA; f= 5KHz -110	-----
LightWave Electronics	126-1064-XXX	1064	100,200, 500, 700	TEM ₀₀	< -165 por encima de 10Mhz	10Hz a 2 Mhz < 0.2 % RMS
LightWave Electronics	126-1064-XXX	1319	100, 250, 350	TEM ₀₀	< -165 por encima de 10Mhz	10Hz a 2 Mhz < 0.2 % RMS

⁶ Los láseres de la serie 633, varían en valores de potencia, espaciamiento entre modos longitudinales, o estructuras de modo, sin embargo, el ruido que se especifica en todos, es el mismo. Otros modelos de la misma serie son:

LHRR-0200, LHRR-0201, LHRR-0500, LHRR-0501, LHRR-1200, LHRR-1201, LHRR-1700, LHRR-1701, LHRR-0500M, LHRR-0800, LHRR-1400M, LHRR-1800M.

Roithner LaserTechnik	RLT 808100GS	808 +/- 3	110mW	TEM ₀₀	< -110	-----
Lambda Photometrics	DPSS DPGL/S	532	1—100	TEM ₀₀		< +/- 0.5% partes periódicas < 1%
Sumitomo Electric	SLV4260 (optic transmission)	1310	5	-----	- 145	-----
Cyoptics	10Gbps Indi7um	1550	+ 2 dBm	-----	(10MHz 8.5 Ghz)	-----
FITEL	FOL15DDBJ	1550	10	-----	- 120	-----
Triquina Optoelectronics, Inc	A370- Type Analog	1550	1	-----	5MHz a 300MHz -140	-----

2.5 Conclusiones

Los ruidos en láseres se presentan como fluctuaciones en la potencia de salida y pueden ser tanto de intensidad como de frecuencia. Dentro de los ruidos más importantes que se presentan en los láseres, está el ruido de intensidad relativa (RIN), el cual representa las fluctuaciones de intensidad en la salida del láser. Se define como una relación entre la potencia media cuadrática total del ruido en un ancho de banda unitario y la potencia promedio de salida del láser. En este capítulo, se presentaron diversos trabajos de estudios de RIN en láseres semiconductores donde se muestran los valores que pueden llegar a tener dichos dispositivos y las mejoras que se pueden hacer en estos para disminuir este ruido. En la actualidad, los láseres semiconductores presentan valores de RIN entre los -120dB/Hz y -160dB/Hz (Tabla 2.2). Otro ruido que se señala en las hojas de especificaciones de los láseres de gas, es el ruido de Amplitud. Dicho ruido, representa el porcentaje de intensidad RMS que tiene la señal de ruido con respecto a la intensidad RMS de salida del láser. Para láseres de gas, este tipo de ruido llega a ser menor a 1% de la intensidad RMS de un láser. (Tabla 2.1)

Para el estudio de la relación señal a ruido (SNR) del sistema de anemometría láser Doppler con fibra óptica, el ruido RIN será tomado en cuenta como único ruido perteneciente a la fuente láser. Los estudios detallados sobre el RIN en láseres semiconductores en los últimos años y los valores presentados, en este capítulo, nos facilitan en integrar y tener un rango de valores de RIN sobre los cuales se pueda hacer cálculos de la SNR.

2.6 Bibliografía del capítulo 2

- [1] Turner L.D., Weber K.P., Hawthorn C.J., Scholten R.E. “*Frequency noise characterization of narrow line-width diode lasers*”. Elsevier, Optics Communications 201, pp. 391-397, 2002.
- [2] Morgado J A.P., Cartaxo A.V.T. “*Impact of laser and booster noises in repeater-less IM/DD systems with optical post-and pre-amplifiers*”. Lasers and Electro-Optics. Vol. 2, pp. 497-498,1999.
- [3] Yamamoto Y. “*AM and FM quantum Noise in Semiconductor Lasers—Part I: Theoretical Analysis*”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-19, No. 1, pp 34-36, 1983.
- [4] Edwards P.J., Ganeshkumar G, Cheung W.N. “*Inter-Facet Noise Correlation Measurements as a Diagnostic Tool for Semiconductor Laser Studies*”. 1998 Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices, Ed. L. Faraone, IEEE (1999) pp 236-239.

- [5] Uchida S., Takeya M., Ikeda S., et.al., “Recent Progress in High Power Blue Violet Lasers”. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 9, No.5, pp 1252-1259, 2003.
- [6] Vey J.L., Gallion P., “Semi-classical Model of Semiconductor Laser Noise and Amplitude Noise Squeezing—Part II: Application to Complex Laser Structures”. IEEE Journal of Quantum electronics, Vol. 33, No.11, pp 2097-2104, 1997.
- [7] Zrifkar A, Falahatpisheh A, Moravvej-Farshi M.K. “Semiconductor Laser noise analysis including spatial variations in the lateral direction”. Iran Telecommunication Research Center (ITRC). CAOL 2003, Crimea, Ukraine.
- [8] Hobbs Phillip C.D. *Building Electro-Optical Systems: Making it all Work*. IBM Thomas J. Watson Research Center.
- [9] Página de Meredith Instruments. Artículo de Elden Peterson, *The Helium Neon Laser and power Supply Their Characteristics and Use*, 1993. Voltex Inc. URL(<http://www.milasers.com/elden.html>)
- [10] Heard, Harry G. *Laser Parameter Measurements Handbook*. New York: Wiley, 1968. 489p.
- [11] Darcenac D., Carroll J.E. “Modeling of intensity noise including squeezing in DFB and Fabry Perot semiconductor laser diodes”. IEEE J. Quantum Electronics, vol. 30, No. 9, pp. 2064-2072, 1994.
- [12] M.Kourogi, M. Ohtsu, “FM Noise Reduction and Subkilohertz Linewidth of an AlGaAs Laser by negative Electrical Feedback” IEEE J. Quantum Electron. Vol 26, No. 2, pp. 231-241, 1990.
- [13] Willis A.P., Ferguson A.I. “External cavity laser diodes with frequency-shifted feedback”. Optical Communications, Vol. 116, No.1-3, pp. 87-93, 1995.
- [14] Tromborg B., Lassen H. E., Olesen H. “Traveling Wave Analysis of Semiconductor Lasers: Modulation Responses, Mode Stability and Quantum mechanical Treatment of noise Spectra”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 30. No. 4, pp. 939-956, 1994.
- [15] Ram R.J, Cox III C.H. “Semiconductor Lasers: Device Physics and Applications”. Part 1, Section 3, Chapter 4. Publicación en la red de: The Research Laboratory of Electronics at MIT. Documento en PDF. URL (<http://tleweb.mit.edu/Publications/pr141/acrobat/Rep141-i.3.4.pdf>).
- [16] Machida S., Yamamoto Y. “Observation of amplitude squeezing in a constant current driven semiconductor laser”. Phys. Rev. Lett. Vol. 58, No. 10, pp. 1000-1003, 1987.
- [17] Wang H., Freeman M.J., Steel D.G., “Squeezed light from injection-locked quantum well lasers”. Phys. Rev. Lett. Vol. 71, No. 24, pp. 3951-3954, 1993.
- [18] F. Marin, A. Bramati, E. Giancobino, et-al. *Squeezing and intermode correlations in laser diodes*. Phys. Rev. Lett. 75, 1995.
- [19] Smith A.W., Armstrong J.A. “Intensity noise in multimode GaAs laser emission”. IBM Journal of Research and Development. Vol 10, No. 3, pp. 225-232, 1996.
- [20] Becher C., Gehring E., Boller K.J. “Spectrally asymmetric mode correlation and intensity noise in pump-noise-suppressed laser diodes”. Physical Review A. Vol. 57, pp. 3952-3960, 1998.
- [21] Kilper D.C., Steel D.G., Craig R., Scifres D.R. “Polarization-dependent noise in a photon-number squeezed light generated by quantum-well lasers”. Optics Letters. Vol. 21, No. 16, pp. 1283-1285, 1996.
- [22] Hermier J.P., Bramati A., Houry A.Z., Giacobino E. “Spatial quantum noise in semiconductor lasers”. J. Opt. Soc. Am. B. Vol 16, No. 11, pp 2140, 1999.

- [23] Harder C, Katz J, Margalit S., Shacham J., Yariv A. "*Noise Equivalent Circuit of a Semiconductor Laser Diode*". IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-18, No. 3, pp. 333-337, 1982.
- [24] Obarski G. E., Hale P. D., "*How to measure relative intensity noise in lasers,*" Laser Focus World, pp. 273-7, 1999.
- [25] McCumber D.E. "*Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillations*". Phys. Rev., Vol. 141, No. 1, pp. 306-322, 1966.

==CAPÍTULO 3

Ruido y atenuación en fibras ópticas

En un sistema de fibra óptica, las pérdidas ópticas totales deben ser calculadas para que la señal recuperada sea confiable. Al trabajar con fibras ópticas, existen fenómenos que contribuyen a degradar la señal óptica, de modo que en la recepción las características de la señal no son las deseadas. Este capítulo explica los fenómenos que ocurren dentro de la fibra óptica que son causantes tanto de la atenuación como del esparcimiento de la señal que viaja dentro de la fibra óptica. La primera sección del capítulo, describe un ruido muy importante en las fibras ópticas y que ha sido muy estudiado en los últimos años; se trata del ruido modal o “*speckle noise*”. Aunque este ruido sólo se presenta en fibras multimodo y no debe estar presente en el sistema con fibra óptica monomodo como el que se analizará en el Capítulo 5, se considera importante dar una pequeña descripción de este fenómeno presente en la fibra óptica y las formas para reducirlo. La segunda sección, presenta los principales fenómenos que generan atenuación dentro de la fibra óptica. Dichos fenómenos como se verá, pueden ser tanto de origen externo como de origen interno. La tercera y última sección, describe las características principales de los elementos pasivos (conectores y acopladores) que se utilizan en un sistema de conexión con fibra óptica y que también contribuyen a la degradación de la señal óptica. El anexo B de este trabajo, presenta diversas gráficas y valores de atenuación para varios elementos descritos en esta sección, principalmente para fibras ópticas monomodo y acopladores.

3.1 Ruido modal en una fibra óptica

El ruido modal, está asociado con la interferencia de varios modos de propagación a lo largo de una fibra multimodo. Si la diferencia entre el tiempo de retraso de varios modos de propagación es menor que el tiempo de coherencia de la emisión del láser, entonces estos modos pueden interferir y crear un patrón de puntos (*speckle*) en un plano de la fibra dado. Este patrón de puntos cambiará con las variaciones en el espectro de la fuente, así

como con la modificación de los modos de propagación. Estas modificaciones se pueden presentar al usar un acoplador en la fibra o con un empalme con desalineamiento lateral. El ruido modal aparecerá como una perturbación aleatoria en la intensidad óptica detectada a la salida de la fibra [1].

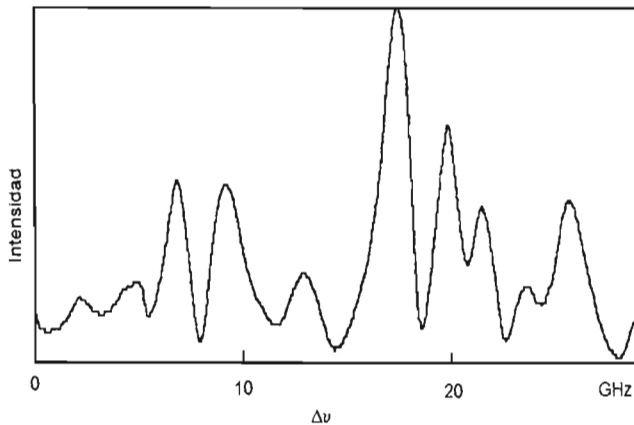


Fig. 3.1 Ejemplo de ruido modal a la salida de una fibra óptica multimodal producida por las variaciones de corriente en una fuente láser [1].

La Fig. 3.1, muestra un ejemplo del patrón de ruido modal, en el extremo de una fibra óptica multimodo producido por las variaciones de la corriente de alimentación en una fuente láser. En dicho experimento, la variación de intensidad del ruido modal, se detectó en el plano donde se produce la imagen en la cara de salida de la fibra por un fotodetector *p-i-n*, junto con un “pinhole” menor al tamaño de la imagen esparcida [1].

El ruido modal puede ser separado en componentes de frecuencia bajas y altas. El primero, se refiere a cambios lentos en el patrón de puntos, que pueden ser causados por una distorsión física o vibración de la fibra, microcurvaturas y acoplamiento de modos. Por otro lado, el ruido modal de alta frecuencia, es causado por fluctuaciones de frecuencia en el espectro de la fuente de emisión y por dispersión modal, que resulta en rápidos cambios en el patrón de puntos. En sistemas prácticos, las distorsiones físicas de la fibra y las fluctuaciones de frecuencia en el espectro de la fuente emitida son fuentes dominantes para la variación de patrón de puntos. En resumen, el ruido modal, es una función de las características de la fibra (dispersión, número de modos de propagación), así como de las propiedades de la fuente (longitud de onda, número de modos longitudinales), así como de los conectores y pérdidas de juntas.

3.2 Atenuación en una fibra óptica

La atenuación en el interior de una fibra óptica, se define como la relación entre las potencias luminosas de salida y de entrada en la fibra. Está expresada en decibelios y calculada para una determinada longitud de onda λ [4].

$$P(\lambda) = 10 \log \frac{P_s}{P_e} \quad [dB], \quad (3.1)$$

donde P_s es la potencia a la salida de la fibra y P_e la potencia a la entrada de la fibra.

Por otra parte, el coeficiente de atenuación $\alpha(\lambda)$ se define como la atenuación por unidad de longitud L , a determinada longitud de onda λ .

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{L} 10 \log \frac{P_s}{P_e} \quad (3.2)$$

La atenuación total en una fibra óptica, se pueden deber a diversos factores tanto intrínsecos como extrínsecos; sin embargo, los fenómenos principales que incrementan la atenuación en una fibra óptica son dos: la absorción y el esparcimiento o “scattering”. Ambos fenómenos, se tomarán en cuenta para el modelo de la relación señal a ruido S/N. Dicho análisis se expondrá en el Capítulo 5.

3.2.1 Pérdidas intrínsecas

- **Absorción en la banda infrarroja y ultravioleta**

El fenómeno de absorción, se presenta por las vibraciones de las moléculas del núcleo de la fibra, a consecuencia de su interacción con los fotones de la luz. La absorción debida a la componente de radiación ultravioleta, decrece exponencialmente con la longitud de onda, y es casi despreciable a partir de los 1000nm. La absorción debida a los rayos infrarrojos se origina por vibraciones entre átomos de silicio y oxígeno, creciendo exponencialmente con la longitud de onda y no es apreciable hasta los 1400nm.

La Fig. 3.3, muestra una gráfica de las pérdidas generadas en una fibra óptica debido al fenómeno de la absorción, tanto por rayos ultravioleta como por infrarrojos.

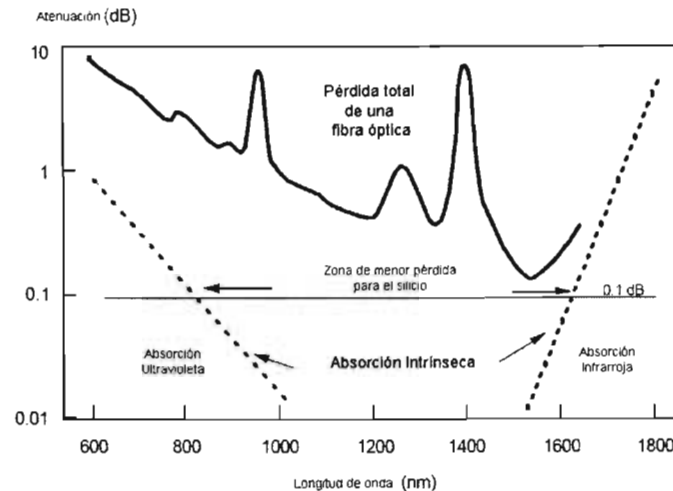


Fig. 3.3 Absorción debida a rayos ultravioletas e infrarrojos con respecto a la longitud de onda [5].

En la gráfica anterior, se observa que entre los 800 nm y 1600nm se encuentra la región con menor pérdida por la absorción de UV e IR. Es por esto, que los sistemas de comunicaciones con fibras ópticas trabajan en este rango.

- **Pérdidas por esparcimiento (scattering)**

Cuando una onda electromagnética pasa a través de un gas o un sólido y no se absorbe, una pequeña fracción de la radiación incidente se esparce en todas direcciones; algunas con la misma frecuencia y otras con distinta frecuencia. A este fenómeno se le conoce como esparcimiento o scattering y es posible dividirlo en dos: lineal y no lineal. En la primera, se encuentra el scattering Rayleigh, mientras que en la segunda se encuentra el scattering de Brillouin y el scattering de Raman.

La importancia de estos fenómenos radica en que la luz que se esparce dentro de una fibra óptica, es atrapada dentro del núcleo y puede viajar en ambas direcciones, contribuyendo a una degradación de la señal transmitida. A continuación, se da una breve explicación de cada uno de estos fenómenos.

Esparcimiento de Rayleigh

Este fenómeno es dominante en un rango de frecuencias aproximado de entre 400 y 1100 nm. Se produce cuando la luz encuentra en su camino partículas extrañas al medio continuo, cuyo diámetro es mucho menor que la longitud de onda de la señal. La difracción resultante absorbe parte del espectro energético de la señal y produce una pérdida de energía que decrece exponencialmente con la cuarta potencia de la longitud de onda. Dicho fenómeno se puede describir por la siguiente ecuación:

$$\alpha_r = \frac{A_r}{\lambda^4} \quad dB / Km, \quad (3.3)$$

donde λ es la longitud de onda expresada en μm y A_r es el coeficiente del esparcimiento de Rayleigh, el cual es una constante para un material dado. El coeficiente A_r depende tanto del perfil del índice de refracción de la fibra como del dopado usado para alcanzar un determinado índice de refracción en el núcleo.

Para una fibra de índice escalonado de germanio el coeficiente A_r esta dado por [5]:

$$A_r = 0.63 + 2.06NA \quad dB / km, \quad (3.4)$$

donde NA representa la apertura numérica de la fibra óptica.

Para una fibra con índice casi parabólico el coeficiente A_r esta dado por [5]:

$$A_r = 0.63 + 1.75NA \quad dB / km \quad (3.5)$$

donde NA representa la apertura numérica de la fibra óptica.

Esparcimiento de Brillouin

El esparcimiento de Brillouin se refiere a la interacción de la luz en un medio (agua o cristal) con variaciones de densidad que generan un cambio en la trayectoria de ésta. Las variaciones de densidad se pueden deber a modos acústicos (ondas sonoras que viajan por el medio) o gradientes de temperatura. Desde un punto de vista cuántico, el proceso puede ser considerado como la interacción de los fotones de la luz con cuantos

(fonones) acústicos o vibracionales. En las fibras ópticas, el efecto puede llegar a ser fuerte debido a que la luz esparcida interfiere con el rayo original generando una modulación en intensidad.

Las componentes esparcidas por el fenómeno de esparcimiento de Brillouin, dan un cambio de frecuencia que esta en función del ángulo de esparcimiento θ . Este cambio de frecuencia tiene un valor máximo en la dirección contraria a la componente esparcida y esta dada por la siguiente ecuación [6]:

$$\nu_B = \frac{2n\nu_a}{\lambda_p} \quad (3.6)$$

donde ν_B es la velocidad acústica en la fibra óptica, n es el índice de refracción y λ_p es la longitud de onda del láser. Los trabajos [6] y [7] reportan valores de ~ 11 GHz para el cambio máximo de frecuencia para la radiación del esparcimiento de Brillouin para una longitud de frecuencia de $1.5\mu\text{m}$. La intensidad de la radiación del esparcimiento de Brillouin y el cambio de frecuencia relacionado puede variar con la temperatura y las tensiones. De acuerdo al la ecuación (3.6) la velocidad acústica será de 5.96 Km/s y un cambio de frecuencia de ~ 20 GHz en una fibra óptica de silicio a una longitud de onda de $0.6\mu\text{m}$.

Esparcimiento de Raman

El esparcimiento de Raman se refiere a la interacción que sufren las ondas ópticas con las vibraciones moleculares del material. Los fotones incidentes interactúan con las moléculas del material, de cierta manera que la energía tanto se gana como se pierde por lo que los fotones esparcidos cambian en su frecuencia óptica. Este desplazamiento de frecuencia coincide precisamente con la frecuencia de vibración de las moléculas (llamada frecuencia de Stokes). Para nuestro modelo matemático, este modelo no se tomará en cuenta.

La Fig. 3.4, muestra una gráfica de las pérdidas que puede generar el fenómeno de esparcimiento en una fibra óptica. Dichas pérdidas, se comparan con las pérdidas totales que tiene la fibra óptica.

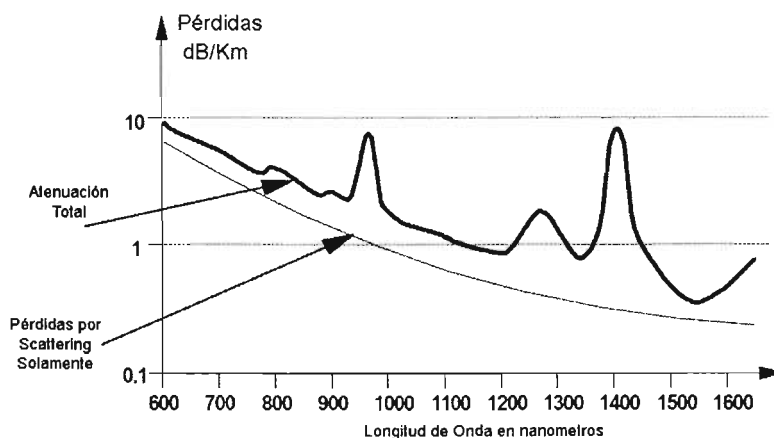


Fig. 3.4 Pérdidas por scattering en función de la longitud de onda, y atenuación total de una fibra [5].

3.2.2 Pérdidas de origen externo

- **Absorción debido a impurezas (óxidos metálicos y por OH)**

Las impurezas por óxidos metálicos originan una pérdida de 1 dB/Km si su concentración es de una parte por millón, sin embargo, en el proceso de fabricación esto se puede reducir al mínimo. Con respecto a los iones OH, se considera que las impurezas iónicas no deben exceder de 30 partes por cada cien mil millones. La amplitud pico de absorción OH⁻ no excede nunca de 1 dB/Km [8].

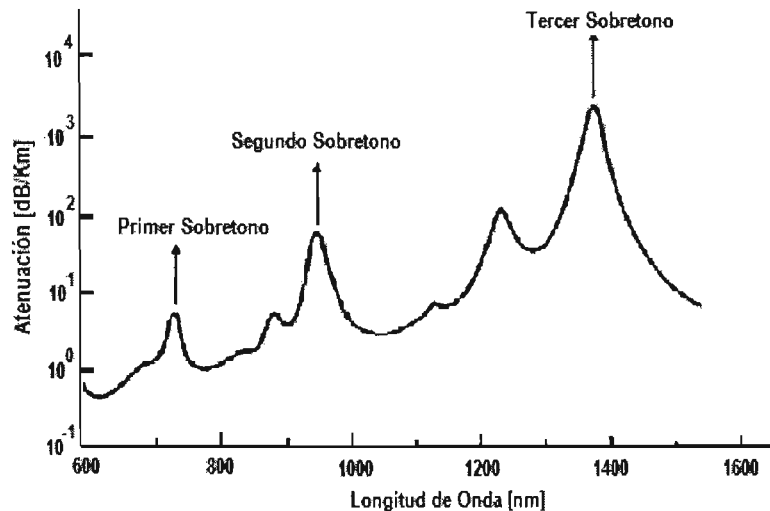


Fig. 3.5 Atenuación en una fibra óptica por iones OH en función de la longitud de onda [5].

- **Curvaturas de la fibra**

Los embobinados o tendidos que sufren las fibras son causa de cierta atenuación adicional en la fibra por el hecho de que la interfaz núcleo–revestimiento deja de ser geoméricamente uniforme. La luz se refleja en algunos puntos con ángulos diferentes de los inicialmente calculados, por lo que deja de verificarse en ellos el principio de reflexión total. Estas pérdidas son inapreciables hasta que se sobrepasa una curvatura crítica.

- **Microcurvaturas**

Son las irregularidades entre el núcleo y el revestimiento, las fluctuaciones de diámetro (error de elipticidad) y, fundamentalmente el error de concentricidad.

- **Atenuación por tendido y envejecimiento**

La fibra óptica, también se enfrenta a factores climáticos y a cierta fatiga estática provocada por el tendido, que contribuye en mayor o menor grado a incrementar las pérdidas y acotar la vida de la fibra.

3.3 Pérdidas por acopladores y conectores

3.3.1 Conexiones en los extremos

La eficiencia del acoplamiento entre un emisor y un fibra, depende simultáneamente, de los parámetros del emisor (superficie, perfil de índice), de las características de la fibra (diámetro del núcleo, perfil de índice, apertura numérica) y del medio que separa al emisor de la fibra (índice de refracción y distancia emisor fibra). Todos estos parámetros tienen influencia sobre la transferencia de flujo energético del emisor hacia la fibra. El acoplamiento debe tener por objetivo lograr que se transfiera la mayor cantidad de flujo energético al núcleo de la fibra para que pueda propagarse [8].

Lo mismo ocurre con la conexión fibra-detector. La eficiencia del acoplamiento, dependerá de los parámetros de la fibra, así como de las características del detector y del medio que separa a la fibra del detector. El acoplamiento fibra-detector, trata de lograr que toda la luz que sale de la fibra entre al detector [8].

3.3.2 Acopladores

Los acopladores de fibras ópticas son dispositivos ópticos pasivos que conectan 3 o más puntas de fibra óptica. Dichos elementos, pueden hacer lo anterior dividiendo una entrada en dos o más salidas, o combinando 2 o más entradas en una salida. Los tipos de acopladores más usuales son: Acopladores M×N, acopladores tipo T y acopladores tipo estrella. Los acopladores, pueden ser tanto unidireccionales como bidireccionales. La Fig. 3.6, muestra la forma de dichos acopladores.

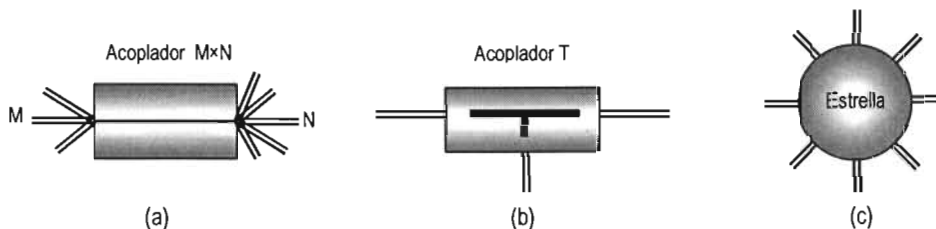


Fig. 3.6 Tipos de acopladores. (a) Acoplador M×N, (b) Acoplador tipo T y (c) Acoplador Tipo estrella.

Parámetros característicos de los acopladores

- **Pérdidas de inserción**

Cuando se inyecta luz por un puerto “a” y se recupera por un puerto “b”, hay una disminución del flujo energético. Dicha pérdida se puede calcular a partir de [8]:

$$D_i(a \rightarrow b) = 10 \lg \frac{P(a,b)}{P_0} \quad (3.7)$$

donde $D_i(a \rightarrow b)$ es la pérdida de inserción en decibeles para la luz que entra en “a” y sale por “b”. $P(a,b)$ es el flujo energético que sale en “b” proveniente de “a” y P_0 es el flujo energético que entra en “a”.

• Pérdida de repartición

Si un acoplador reparte en igual forma el flujo energético que entra por un puerto hacia N puertos de salida, el flujo energético que sale es N veces más débil en cada puerto de salida en relación con el puerto de entrada. Se calcula, por tanto, la *pérdida de repartición* como [8]:

$$D_r = 10 \lg \frac{1}{N} , \quad (3.8)$$

donde D_r es la pérdida mínima de inserción que puede esperarse para un acoplador que reparte el flujo energético uniformemente entre todos los puertos. La pérdida de inserción, es por lo general de 1 a 3 dB mayor que la pérdida de repartición. La pérdida de inserción la da el fabricante y es la pérdida real. Dicho parámetro es el que interesa al usuario.

3.3.3 Conectores

Los conectores, son elementos pasivos que tienen como función los enlaces punto a punto. En la actualidad, el número de conectores comercializados es muy grande. El precio de cada uno está en función de la pérdida por acoplamiento. Los conectores con pérdidas inferiores a 1 dB son caros. En cambio, los conectores para fibras multimodo con pérdidas del orden de 3 dB, para enlaces cortos, son relativamente baratos.

Los conectores más frecuentes, son del tipo ST, SC y FC. La siguiente tabla, muestra algunas de las características de acopladores existentes en el mercado.

Tabla 3.1. Ejemplos de conectores utilizados en el mercado.

Conectores	Acoplamiento	Tipo de Fibra Óptica	Pérdida de Conectores
ST	Bayoneta	SM y MM ¹¹	0.30 dB SM – 0.40dB MM
SMA	Rosca	MM	0.60dB MM
FC/PC	Guía + rosca	SM y MM	0.20dB SM -0.15dB MM
SC	Push-Pull	SM y MM	0.20dB SM -0.15dB MM

¹¹ SM (Single Mode) para fibra óptica monomodo y MM (Multi Mode) para fibra óptica multimodo

3.4 Conclusiones

La fibra óptica como medio de transmisión, presenta varios factores tanto intrínsecos como extrínsecos que contribuyen a la atenuación de la señal óptica que viaja a través de ella. Dentro de estos factores se encuentran principalmente la absorción y el fenómeno de esparcimiento o scattering. Este último, llega a representar un porcentaje alto en la atenuación total de la fibra (80%), razón por la cual se considera de mayor importancia para el estudio de la relación señal a ruido del anemómetro láser Doppler con fibra óptica. Dentro de los fenómenos de esparcimiento (Rayleigh y Brillouin), sólo el esparcimiento de Brillouin presenta un cambio de frecuencia en su componente de retro-esparcimiento. Este cambio en frecuencia se da en el rango de los GHz. Conocer este cambio de frecuencia es importante debido a que la ALD también presenta un cambio en la frecuencia, sin embargo este cambio se da en el orden de los MHz, por lo que con un filtro paso banda, es posible discriminar el cambio en frecuencia por el esparcimiento de Brillouin.

Otros factores que influyen en la atenuación de la señal, son los elementos de línea presentes en la fibra óptica. Dichos elementos, abarcan los acopladores láser/fibra, acopladores fibra/receptor y conectores, los cuales dependiendo del fabricante presentan determinadas características y valores de atenuación.

3.5 Bibliografía del capítulo 3

- [1] Peterand C., Tjeng T.T. “*Bit error rate performance for optical fiber systems with modal noise*”. Journal of Lightwave Technology. Vol 7, no. 9, 1989.
- [2] Ohtsubo J., Kourogi M. “*Frequency Correlation Function of Modal Noise in Multimode Optical Fibers*”. Journal of Lightwave Technology, Vol. 7, no. 9, pp 1300-1307, 1989.
- [3] Boates K., Hudgings J. “*Modal Noise in Optical Communication Systems*”. Mount Holyoke College Physics Department. 2000.
- [4] Donati Sivano. *Photodetectors. Devices, Circuits and Applications*. Prentice Hall PTR, 2000.
- [5] Farrell Gerald. “*Optical Communications Systems. Attenuation in Optical Fibres*”. Instituto Tecnológico de Dublín, 2002. Disponible en línea (Formato PDF) <<http://www.electronics.dit.ie/staff/gfarrell/FibrePrinciples/6AttenOptFibre.pdf>>
- [6] Maughan S.M., et.al., “*Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter*”, Meas. Sci. Technol., vol 12, no. 7, 2001.
- [7] Tkach R.W., Chraplyvy A.R., Derosier R.M., “*Spontaneous Brillouin scattering for single mode optical fiber characterization*” Electron. Lett., vol. 22, pp 1011-1012, 1986.
- [8] Nerou, Jean Pierre. *Introduction to Fiber Optics*. Sainte-Foy, Quebec: Les Editions Le Griffon D'Argile, 1988.

== CAPÍTULO 4

Ruido eléctrico del receptor

En los capítulos anteriores, se han visto los distintos ruidos que se generan en los elementos que conforman a un sistema de fibra óptica (láser y fibra óptica). Estos ruidos, irán degradando la señal recibida en el receptor óptico el cual, como se verá en este capítulo, también presenta un conjunto de ruidos que llegan a afectar la señal.

Los receptores ópticos convierten la potencia óptica incidente en una corriente eléctrica. Sin embargo, esta conversión presenta fundamentalmente dos mecanismos de ruido que son el ruido térmico y el ruido de disparo. La primera parte del capítulo, presenta un esquema muy generalizado de lo que ocurre con la señal que llega al fotodetector y describe los principales ruidos causantes de las fluctuaciones de corriente en el fotodetector. Estas fluctuaciones de corriente tendrán un peso muy importante en el desempeño del foto-receptor, por lo que la segunda parte del capítulo, discute la importancia de realizar el análisis de la relación señal a ruido (SNR) en los receptores ópticos. Se presentaran los casos tanto para los fotodiodos *p-i-n*, como para los fotodiodos de avalancha. También se presenta en el capítulo otros parámetros que pueden ayudar a mejoras las condiciones de ruido en el receptor como es la figura de ruido y la potencia equivalente de ruido o NEP por sus siglas en inglés.

4.1 Ruido en el fotodetector

El conjunto “fotodiodo-preamplificador” tiene como función convertir el flujo energético P_{in} que llega al detector en una tensión E_s . Dicha transformación debe ser lineal debido a que E_s debe tener las mismas variaciones en el tiempo que P_{in} . En el detector óptico, el flujo energético P_{in} se transforma primero en una corriente I_p , a partir de la relación expresada en la ecuación (4.1):

$$I_p = RP_{in}, \quad (4.1)$$

donde R es la respuesta o “responsivity” del fotodiodo.

La tensión E_s que se genera en los extremos de R_L debido a la corriente I_p se amplifica después para producir otra señal E_s en la salida del pre-amplificador. Ver Fig. 4.1

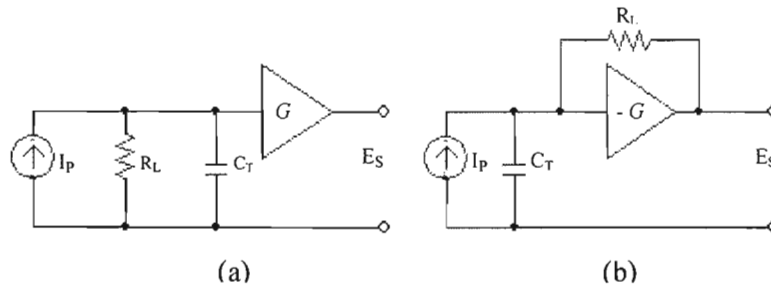


Fig. 4.1 Circuito equivalente para el conjunto “fotodiodo-preamplificador” de (a) alta impedancia y (b) transimpedancia. El fotodiodo se modela como una fuente de corriente en ambos casos [3].

La relación en la ecuación (4.1) asume que dicha conversión está libre de ruido. Sin embargo, esto no es el caso ni si quiera para un receptor perfecto. Puesto que el ruido es una variable aleatoria, ésta se presenta como el promedio del cuadrado de la amplitud del ruido sobre un gran periodo de tiempo, y se designa como σ^2 . A esta magnitud se le llama potencia de ruido, aunque no tiene dimensiones de potencia [2].

La Fig.4.2, muestra un esquema de las distintas fuentes de ruido que surgen al paso de una señal por el fotodetector.

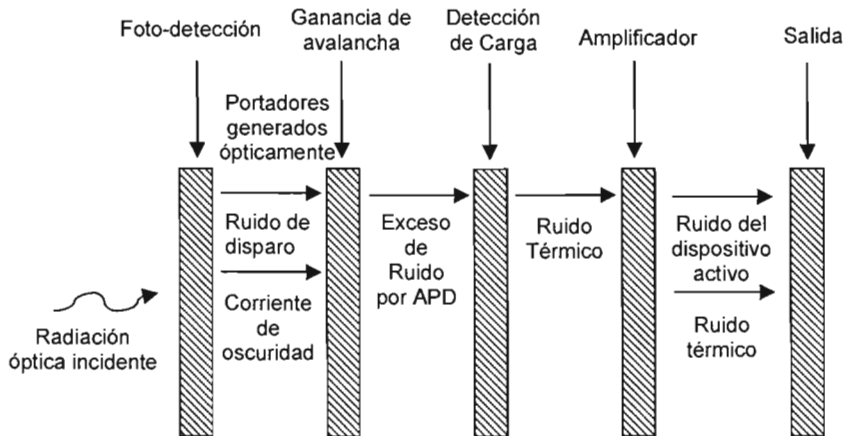


Fig. 4.2 Esquema de fuentes de ruido en un receptor óptico APD [2].

Acorde a la Fig. 4.2, en la primera etapa de detección, se presentan 2 fuentes de ruido. Uno de éstos, aparece debido a la naturaleza cuántica (fotones) de la luz; dicha fuente de ruido se conoce como ruido de disparo. La otra fuente de ruido, se debe a la generación de corriente en los fotodiodos aún en la ausencia de luz; esta corriente de oscuridad presenta, al igual que el ruido de disparo, una fluctuación estadística. En los fotodiodos de avalancha (APD) por sus siglas en inglés, se presenta un exceso de ruido como resultado del proceso de ganancia. El amplificador externo del detector de la señal, contribuye con ruido térmico por la resistencia de carga y también con ruido asociado con el componente activo del amplificador.

Las siguientes subsecciones, tienen como función dar una explicación más detallada de cada uno de los ruidos presentados en el esquema anterior.

4.1.1 Ruido de disparo

El ruido de disparo es una manifestación del hecho de que una corriente eléctrica consiste en un flujo de electrones que son generados de manera aleatoria. La fotocorriente generada en respuesta a una señal óptica constante puede escribirse como

$$I(t) = I_p + i_s(t), \quad (4.2)$$

donde I_p es la corriente promedio y $i_s(t)$ es una fluctuación de la corriente relacionada con el ruido de disparo.

El ruido de disparo dentro de un ancho de banda Δf esta dado por la ecuación (4.3):

$$\sigma_{SN} = (2e\Delta f \cdot I_p)^{1/2}, \quad (4.3)$$

donde Δf es el ancho de banda y e es la carga del electrón equivalente a $1.6 \cdot 10^{-19}$ C. La cantidad σ_{SN} representa el valor de la raíz media cuadrática (RMS) de la corriente de ruido inducida por el ruido de disparo [3]. Se observa, que este ruido depende de la corriente promedio que genera el fotodetector.

4.1.2 Ruido de oscuridad

Dentro de las fluctuaciones de corriente que integran a $i_s(t)$ se encuentra la corriente de oscuridad. Dicha corriente fluye en el fotodetector aún en ausencia de una señal óptica. Esta corriente se debe a los electrones que son excitados desde el semiconductor a los electrodos por efectos ajenos (generalmente térmicos) a la llegada de fotones del exterior. Como la corriente de oscuridad I_d también genera ruido de disparo, dicha corriente puede describirse por la ecuación (4.4):

$$\sigma_d = (2e\Delta f I_d)^{1/2}, \quad (4.4)$$

donde I_d es la parte de origen térmico de la corriente de oscuridad (amperes) en un fotodiodo. El valor de la corriente de oscuridad I_d , se señala dentro de las hojas de especificaciones de un fotodiodo y varía de acuerdo a la temperatura.

4.1.3 Ruido térmico

A una temperatura por arriba del cero absoluto, los electrones se mueven aleatoriamente en un conductor. El movimiento térmico aleatorio de los electrones en un

resistor se manifiesta como una corriente que fluctúa aún en la ausencia de un voltaje aplicado. La resistencia de carga en el conjunto “fotodiodo-preamplificador” (ver Fig. 4.1) agrega fluctuaciones a la corriente generada por el detector óptico. Esta componente adicional de ruido se conoce como ruido térmico o ruido de Johnson y está descrito por la ecuación (4.5):

$$\sigma_T = \left(\frac{4kT}{R_L} \Delta f \right)^{1/2}, \quad (4.5)$$

donde Δf es el ancho de banda efectivo del circuito, k es la constante de Boltzman, T es la temperatura absoluta y R_L es la resistencia de carga. La ecuación (4.5) incluye el ruido térmico generado en la resistencia de carga. Sin embargo, en un receptor actual se tienen otras componentes eléctricas las cuales pueden agregar ruido adicional. Una aproximación simple que toma en consideración el ruido generado por dichos elementos (amplificadores, resistencias, etc) agrega a la ecuación (4.5) un factor F_n , conocido como figura de ruido del amplificador[3]:

$$\sigma_T = \left(\frac{4kT}{R_L} F_n \cdot \Delta f \right)^{1/2} \quad (4.6)$$

F_n físicamente representa el factor por el cual el ruido térmico se incrementa por los resistores usados tanto en el preamplificador como en el amplificador central.

La corriente total de ruido se puede obtener al agregar las contribuciones tanto del ruido de disparo como del ruido térmico. Debido a que los ruidos son procesos aleatorios independientes éstos se pueden sumar dando como resultado la ecuación (4.7)

$$\sigma^2 = \sigma_{SN}^2 + \sigma_T^2 = 2e(I_p + I_d)B + (4kT / R_L)F_n \Delta f \quad (4.7)$$

4.2 Relación señal a ruido (SNR)

El SNR fija el límite de detección de una señal, es decir, para un ruido determinado representa la señal más pequeña que permite recuperar la información con la calidad deseada. El SNR de cualquier señal eléctrica se define como

$$SNR = \frac{\text{promedio de la potencia de la señal}}{\text{potencia de ruido}} = \frac{I_p^2}{\sigma^2}, \quad (4.8)$$

donde se usa el hecho de que la potencia eléctrica varía con el cuadrado de la corriente.

4.2.1 SNR en el caso de un fotodiodo *p-i-n*

Usando la ecuación (4.7) en (4.8) junto con $I_p = RP_{in}$, el SNR se relaciona con la potencia óptica incidente como

$$SNR = \frac{R^2 P_{in}^2}{2e\Delta f(I_p + I_d) + (4k\Delta fTF_n / R_L)} \quad (4.9)$$

donde $R = \eta e/h\nu$ es la respuesta o “responsivity” del fotodiodo *p-i-n*.

4.2.2 SNR en el caso de un fotodiodo de avalancha

Los receptores ópticos que emplean APDs por lo general presentan un mayor SNR. El mejoramiento de dicho parámetro, se debe a la ganancia interna del fotodiodo que incrementa la foto-corriente por un factor multiplicativo M por lo que la fotocorriente I_p queda expresada por la ecuación (4.10)

$$I_p = MRP_{in} \quad (4.10)$$

El SNR en un APD mejoraría por un factor M al ser comparado con el SNR de los fotodiodos *p-i-n* si el ruido en el receptor no se viera afectado por el mecanismo de ganancia interna del APD. Desafortunadamente, el ruido de un APD también aumenta y el mejoramiento del SNR se reduce considerablemente.

En un APD, el ruido de disparo se verá afectado de la siguiente manera:

$$\sigma_{SN}^2 = 2eM^2 F_A (RP_{in} + I_d) \Delta f, \quad (4.11)$$

donde F_A es el factor de exceso de ruido para un APD y esta dado por[3]:

$$F_A(M) = k_A M + (1 - k_A)(2 - 1/M), \quad (4.12)$$

donde k_A es un parámetro adimensional conocido como relación del coeficiente de ionización¹²; sus valores oscilan en un rango de 0 a 1. La Fig. 4.3, muestra una gráfica del factor de exceso de ruido F_A como función de la ganancia M de un APD. La relación k_A debe tener un valor muy bajo para que el funcionamiento de un APD sea el óptimo.

En la práctica, el SNR para un receptor APD es peor que el de los receptores *p-i-n* cuando el ruido de disparo domina debido al exceso de ruido generado dentro del APD. La dominancia del ruido térmico es lo que hace atractivo a un APD. El SNR para un receptor APD esta dado por [3]

$$SNR = \frac{I_p^2}{\sigma_{SN}^2 + \sigma_T^2} = \frac{(MRP_{in})^2}{2eM^2 F_A (RP_{in} + I_d) \Delta f + 4(KT / R_L) F_n \Delta f} \quad (4.13)$$

¹² Ionization-coefficient ratio.

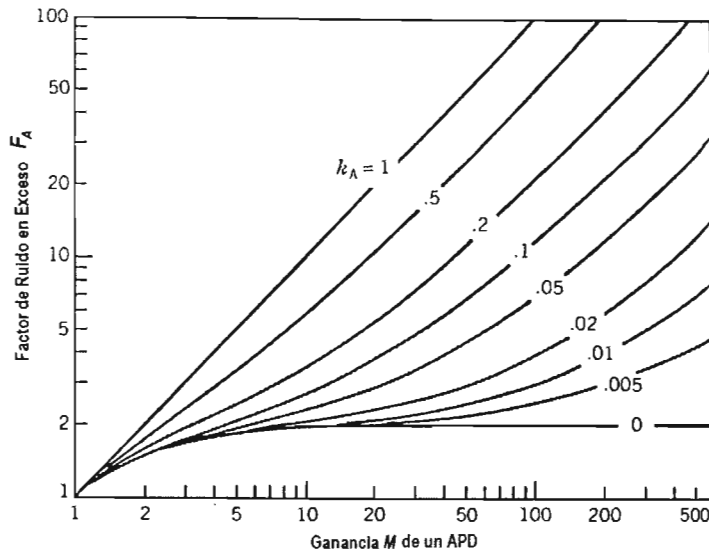


Fig. 4.3 Factor del ruido en exceso F_A como función de la ganancia M de un APD para distintos valores de la relación del coeficiente de ionización k_A [3]

4.3 Potencia Equivalente de Ruido (*Noise Equivalent Power NEP*)

La comparación de ruido en diferentes fotodetectores no debe hacerse a partir de las corrientes de ruido que generan, ya que estos dispositivos varían en sus ganancias y mecanismos [5]. Por lo anterior, es común convertir el ruido en una potencia equivalente de ruido o NEP. El NEP se define como la potencia de señal óptica en un fotodetector que genera una foto-corriente igual a la corriente de ruido [4]. Lo anterior genera un SNR=1 dentro de un ancho de banda definido. El NEP tiene como unidades el W/\sqrt{Hz} y esta se puede representar como

$$NEP = \frac{I_{th}}{R}, \quad (4.14)$$

donde R es la respuesta o *responsivity* en A/W del fotodetector e I_{th} es el ruido total del fotodetector dado en A/\sqrt{Hz} . Los valores de NEP pueden variar desde $10^{-11} W/\sqrt{Hz}$ para fotodetectores con áreas activas grandes hasta $10^{-15} W/\sqrt{Hz}$ para fotodetectores con áreas activas pequeñas.

4.4 Figura de ruido

La figura de ruido F , se puede ver como una relación entre el SNR de entrada y el SNR de salida del sistema expresada generalmente en decibeles (dB).

$$NF = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}} \quad (4.15)$$

$$F = 10 \log(NF) \quad (4.16)$$

Valores típicos de figuras de ruido van desde los 0.5 dB para dispositivos con ruidos muy bajos, hasta sistemas con 4 u 8 dB de figura de ruido. En algunos sistemas, i.e. sistemas heterodinos, la potencia total del ruido a la salida, incluye el ruido proveniente de otras fuentes térmicas, tales como contribuciones espurias de la transformación de la “*frecuencia imagen*”, pero el ruido de estas fuentes no se considera para determinar la figura de ruido. [5]

4.5 Conclusiones

En el fotodetector, se produce un cambio proporcional de la señal óptica recibida en una señal de corriente. En dicho cambio, se presentan 2 principales ruidos que son causantes de las fluctuaciones de la señal. Estos ruidos son, el ruido de disparo o *shot noise*, y el ruido térmico. El primero, es un ruido blanco cuya variancia es directamente proporcional a la corriente en el fotodetector y por lo tanto a la potencia óptica incidente. Dentro de este ruido, también se presenta el ruido de oscuridad, el cual es una corriente presente en el fotodetector, aún en la ausencia de luz. El segundo, es un ruido que no depende de la corriente del fotodetector, y esta relacionado con el movimiento térmico aleatorio de los electrones. En el caso de un resistor dicho ruido se manifiesta como una corriente que fluctúa aún en la ausencia de un voltaje aplicado. Estas fluctuaciones, tienen una gran importancia en el desempeño del fotodetector y en el SNR del sistema.

El SNR, representa la relación entre el promedio de la potencia de la señal y la potencia de ruido y varía dependiendo del fotodetector. Esto se puede observar en las ecuaciones (4.6) y (4.10). La diferencia entre estas 2 ecuaciones está en los factores de ganancia M y de ruido en exceso F_A del APD. Dichos factores, influyen de distinta manera dependiendo del límite en el cual trabaje el fotodetector. En el caso donde predomina el ruido térmico, el SNR mejora con respecto al SNR del fotodiodo *p-i-n* debido a la ganancia M con la que se incrementa la foto-corriente. Sin embargo, cuando predomina el ruido de disparo, la SNR se deteriora en un factor F_A . Entre más grande sea este factor, la SNR será menor.

4.6 Bibliografía del capítulo 4

- [1] Nerou, Jean Pierre. *Introduction to Fiber Optics*. Sainte-Foy, Quebec: Les Editions Le Griffon D'Argile, 1988.
- [2] Hoobs Philip C.D.. *Bulding Electro-optical Systems: making it all work*. John Wiley & Sons, New York, 2000.
- [3] Agrawal G. P., *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, New York, 1997.

[4] Photodiode Characteristics. Centrovision, an OSI systems Company [en línea].
Documento en PDF. URL:

http://www.polytec-pi.fr/centrovision/pdf/AppNotesFolder/AN2-Photodiode%20Charac_45F3B.pdf

[5] Donati Silvano. *Photodetectors. Devices, Circuits and Applications*. Prentice Hall PTR, New Jersey, 2000.

== CAPÍTULO 5

Análisis de la SNR para un sistema de ALD con fibra óptica y receptor heterodino

El presente capítulo, muestra un nuevo modelo matemático de la formación de la señal en un sistema de anemometría láser Doppler de fibra óptica (*fibre optic laser Doppler Anemometer* FOLDA) con receptor heterodino y su correspondiente análisis de la relación señal a ruido. Este modelo considera diversas fuentes de ruido presentes en un FOLDA incluyendo aquellas asociadas con las fibras ópticas usadas en sistemas de ALD. Los capítulos anteriores (2 al 4), permitieron señalar varios de los ruidos que se tomaran en cuenta para este capítulo y que pueden expresarse en una ecuación matemática que permita acceder a la SNR como una función de diversos parámetros ópticos, así como de las características tanto de la fuente láser como del receptor óptico. Los principales avances en la formulación de dicho modelo matemático, toman en cuenta el ruido ocasionado por el fenómeno de esparcimiento o “scattering” en las fibras ópticas y el ruido de intensidad producido en los láseres.

La primera parte del capítulo, presenta el diseño del FOLDA que se quiere estudiar y los diversos dispositivos ópticos presentes en dicho sistema. La segunda parte, hace un análisis de la formación de la señal óptica heterodina en el sistema y las respectivas atenuaciones que sufre la señal a lo largo del mismo. La tercera parte hace un análisis de los ruidos en el sistema y su anexión al modelo matemático de la SNR. Por último, se presenta el análisis de la SNR para el esquema de FOLDA propuesto en la primera parte del capítulo.

5.1 Anemómetro láser Doppler con fibra óptica y receptor heterodino (FOLDA)

La operación de un anemómetro láser Doppler (ALD) se basa en un cambio de frecuencia de un esparcimiento de radiación óptica por un objeto en movimiento debido al efecto Doppler. Dicho de otra manera, la luz proveniente de una fuente láser, al golpear ciertas partículas en movimiento esparce luz la cual tiene un cambio de frecuencia. Dicho

cambio de frecuencia, es lo que se conoce como efecto Doppler. La frecuencia Doppler contiene información de la velocidad del objeto o partícula en movimiento y puede ser observada en un analizador de espectros. El cambio de frecuencia, ν_D , se relaciona con la velocidad de la partícula por [1]

$$\nu_D = \frac{2 \cos(\theta)}{\lambda} V \cos(\beta), \quad (5.1)$$

donde θ es el ángulo medio entre las direcciones de iluminación y de vista, λ es la longitud de onda de la luz incidente, V es la velocidad de la partícula y β es el ángulo entre el vector velocidad de la partícula y el bisector de las direcciones de vista e iluminación. Los ángulos especificados en la ecuación (5.1), pueden observarse en la Fig. 5.1 (b).

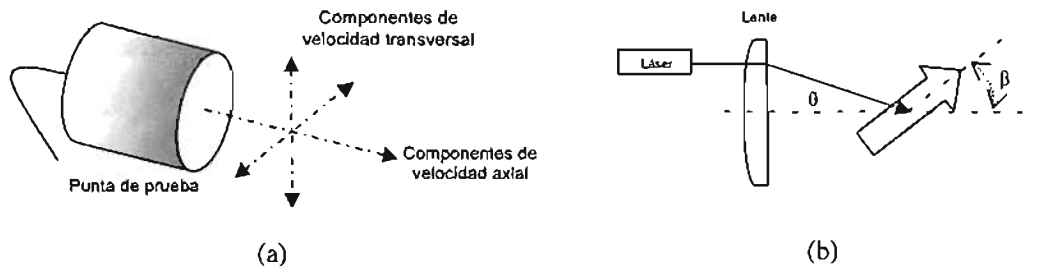


Fig. 5.1 (a) Diagrama esquemático de las componentes de velocidad transversal y axial. (b) Diagrama esquemático de un anemómetro láser donde se señalan los ángulos θ y β representados en la ecuación 5.1, donde θ es el ángulo medio entre las direcciones de iluminación y de vista y β es el ángulo entre el vector velocidad de la partícula y el bisector de las direcciones de vista e iluminación

En el caso de un ALD, donde se utiliza un modo de recolección de luz a partir del esparcimiento generado hacia atrás (*backscatter*), las direcciones de vista e iluminación son colineales y la ecuación (5.1) se reduce a

$$\nu_D = \frac{2 V \cos(\beta)}{\lambda}, \quad (5.2)$$

tal que la frecuencia Doppler es sensible sólo a la componente de velocidad.

Debido a que los ALD no tienen contacto con el objeto a medir y pueden realizar mediciones a distancia vía fibras ópticas [2], los ALD son muy atractivos para diversas aplicaciones. Estas aplicaciones, pueden ir desde la medición de fluidos sanguíneos en venas o arterias hasta la medición de flujos en oleoductos. Sin embargo, debido a los múltiples puntos de esparcimiento presentes en los fluidos, la señal Doppler es muy compleja. Esto presenta algunas dificultades fundamentales para determinar con precisión la velocidad instantánea del fluido. En el caso de un ALD con fibra óptica, la fibra óptica causa algunas distorsiones adicionales en la señal Doppler, reduciendo aún más la precisión de nuestro sistema de medición. Por lo anterior, dichos fenómenos deben de tomarse en cuenta para mejorar el funcionamiento de los sistemas de ALD con fibras ópticas.

El sistema de ALD que se presenta para ser analizado, se describe en la Fig. 5.2. Dicho sistema, emplea un láser CW monomodo, una fibra óptica monomodo equipada con una punta de prueba y un reflector variable al final de la fibra, un acoplador direccional de fibra óptica, dos acopladores (láser/fibra y fibra/receptor), un fotodetector y un sistema con

filtro paso banda. En este esquema, la misma fibra óptica sirve para la iluminación de las partículas en movimiento por la luz del láser y para la entrega de la luz esparcida por las partículas al fotodetector.

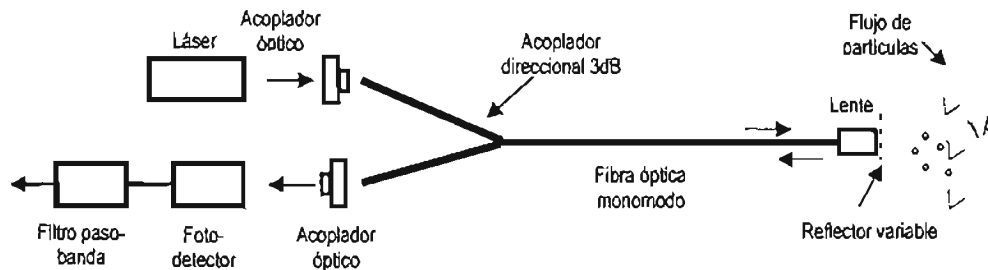


Fig. 5.2 Diagrama esquemático del sistema de anemometría láser Doppler con fibra óptica (FOLDA).

5.2 Análisis de la señal en el sistema FOLDA con receptor heterodino

En el sistema FOLDA con receptor heterodino, el fotodetector recibe 2 componentes principales de luz. Una de ellas, es la luz proveniente del láser que experimenta una reflexión parcial en el reflector variable puesto en el extremo final de la fibra óptica; esta componente juega el papel de oscilador local. La otra componente, es la señal generada por la luz del láser que sale de la fibra y es esparcida por las partículas en movimiento que pasan a través del volumen de medición del FOLDA y que puede ser recapturada por el núcleo de la fibra. La Fig. 5.3, muestra un esquema de la formación de estas dos componentes en la fibra óptica.

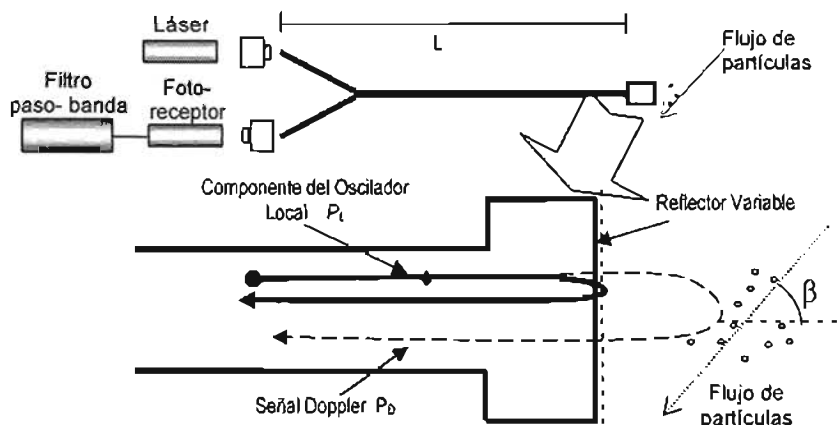


Fig. 5.3 Diagrama esquemático de la formación de las componentes del oscilador local P_L y de la señal de información P_D en la fibra óptica.

La componente del oscilador local $E_L(t)$ tiene una frecuencia láser ω_L , mientras que la señal $E_D(t)$ obtenida de la luz esparcida, contiene la señal de información ω_D . Dichas componentes, pueden describirse a partir de las siguientes ecuaciones [3]

$$E_L(t) = A_L \cdot \cos(\omega_L t + \Phi_L) = A_L \cdot e^{j(\omega_L t + \Phi_L)} \quad y \quad (5.3)$$

$$E_D(t) = A_D \cdot \cos(\omega_D t + \Phi_D) = A_D \cdot e^{j(\omega_D t + \Phi_D)}, \quad (5.4)$$

donde A_L y A_D , son las amplitudes del oscilador local y la señal Doppler y Φ_L y Φ_D son las fases del oscilador y señal Doppler respectivamente. El campo total en la superficie del fotodetector es la suma de los campos $E_L(t)$ y $E_D(t)$ y la foto-corriente producida por la detección del campo total de la potencia óptica $P_o(t)$ es

$$i_f(t) = \frac{e\eta}{h\nu} P_o(t) = RP_o(t), \quad (5.5)$$

donde η es la eficiencia cuántica, ν es la frecuencia óptica, e es la carga del electrón, h es la constante de Planck y R es la respuesta (*responsivity*) del fotodetector, con

$$P_o(t) = \frac{A}{2Z_o} [E_L(t)^2 + E_D(t)^2] + \frac{A}{2Z_o} [2E_L(t) \cdot E_D(t) \cos[(\omega_L - \omega_D)t + (\Phi_L - \Phi_D)]], \quad (5.6)$$

donde A es la superficie del fotodetector y Z_o es la impedancia característica. Usando la ecuación (5.6) en (5.5) se tiene

$$i_f(t) = \frac{A}{2Z_o} R \cdot E_L(t)^2 + \frac{A}{2Z_o} R \cdot E_D(t)^2 + \frac{A}{Z_o} R \cdot E_L(t) \cdot E_D(t) \cos[(\omega_L - \omega_D)t + (\Phi_L - \Phi_D)], \quad (5.7)$$

tomando como potencias individuales a

$$P_L(t) = \frac{A}{2Z_o} E_L(t)^2 \quad y \quad (5.7a)$$

$$P_D(t) = \frac{A}{2Z_o} E_D(t)^2, \quad (5.7b)$$

la ecuación (5.7) puede quedar representada como

$$i_f(t) = RP_L(t) + RP_D(t) + 2R\sqrt{P_L(t)P_D(t)} \cos(\omega_{FI} + \Phi_{FI}), \quad (5.8)$$

donde $\omega_{FI} = \omega_L - \omega_D$ y $\Phi_{FI} = \Phi_L - \Phi_D$.

La ecuación (5.8) representa la foto-corriente generada por la detección de la potencia incidente en un fotodiodo *p-i-n*. Para el caso de un fotodiodo de avalancha (*avalanche photodiode* APD), la ecuación (5.8) se multiplicaría por el factor de ganancia M , dando por resultado

$$i_f(t) = RMP_L(t) + RMP_D(t) + 2RM\sqrt{P_L(t)P_D(t)} \cos(\omega_{FI} + \Phi_{FI}). \quad (5.9)$$

En las ecuaciones (5.8) y (5.9), la foto-corriente instantánea producida por el choque o “*beating*” del oscilador local con la señal Doppler, esta dada por

$$i_{FI}(t) = 2RM\sqrt{P_L(t)P_D(t)} \cos(\omega_{FI} + \Phi_{FI}), \quad (5.10)$$

dicha foto-corriente, será la utilizada en el análisis de la señal a ruido de nuestro sistema y su valor medio cuadrático esta dado por:

$$i_{IF}^2 = 2R^2 M^2 P_L P_D \quad (5.11)$$

5.2.1 Factores de atenuación en la señal del FOLDA

Las potencias individuales P_L y P_D se ven afectadas por diversos factores que están presentes a lo largo de la fibra óptica como son la atenuación total de la fibra, el coeficiente de reflexión en el extremo final de la fibra óptica, el coeficiente de esparcimiento de las partículas en movimiento, la atenuación de los distintos conectores, etc.

Si se analizan las potencias que llegan a la superficie del fotodetector como funciones de la potencia de salida del láser, para la componente del oscilador local P_L se tiene:

$$P_L = P_{out} Co \Gamma e^{(-2\alpha_r L)}, \quad (5.12)$$

donde P_{out} es la potencia de salida del láser, Γ es el coeficiente de reflexión al final de la fibra y $e^{(-2\alpha_r L)}$ es el factor de atenuación de la fibra a lo largo de una distancia L . En el exponente de dicho factor, se encuentra el coeficiente de atenuación total por unidad de longitud de la fibra óptica y que esta representado por α_r en unidades de Nepper/Km. Debido al viaje redondo que realiza la luz a lo largo de la longitud L de la fibra, dicho factor está multiplicado por dos. Por otra parte, debido a las pérdidas por los acopladores colocados en la fibra óptica, se puede agregar un factor de atenuación Co , dicho parámetro, puede tomar distintos valores dependiendo de los valores de atenuación que tengan los acopladores.

La señal Doppler o señal de información, al formarse por la luz del láser que escapa de la cara final de la fibra y es esparcida por las partículas en movimiento, presenta otros factores de atenuación. Dicha componente, también puede expresarse en términos de la potencia de salida del láser y las atenuaciones sufridas a lo largo del recorrido como:

$$P_D = P_{out} Co (1-\Gamma)^2 K_- \cdot e^{(-2\alpha_r L)}, \quad (5.13)$$

donde el factor $(1-\Gamma)$ representa la luz que sale de la cara final de la fibra óptica. El exponente "2" que afecta a dicho factor, se debe a que la luz que sale, vuelve a ser captada por el núcleo de la fibra después de haber sido esparcida por las partículas del flujo en movimiento. El factor K_- representa el coeficiente de reflexión que presentan las partículas en el flujo al chocar con la luz del láser que sale de la fibra óptica. Dicho valor es muy pequeño, del orden de 10^{-3} . El factor de atenuación $e^{(-2\alpha_r L)}$, también se encuentra presente y realiza la misma función que en la ecuación (5.12). El factor Co debido a la atenuación de los acopladores, también se toma en cuenta para esta señal.

Sustituyendo las ecuaciones (5.12) y (5.13) en (5.11), obtenemos

$$\bar{i}_{IF}^2 = 2R^2 M^2 \cdot P_{out} Co \Gamma e^{(-2\alpha_r L)} \cdot P_{out} Co (1-\Gamma)^2 K_- \cdot e^{(-2\alpha_r L)} \quad (5.14).$$

5.3 Fuentes de ruido

Como se explicó en los capítulos anteriores, a lo largo de un sistema de ALD, existen diversas fuentes de ruido que limitan el funcionamiento del sistema. Dichos ruidos pueden generarse tanto en la fuente láser, como en la fibra óptica y en el receptor. La suma de estos ruidos, forman una potencia de ruido total σ_r , la cual formará el denominador en la relación de la señal a ruido del sistema de ALD (Ec. 4.10). A continuación, se presentan las ecuaciones que se utilizarán para cada una de las potencias de ruido generadas por diferentes fuentes de ruido presentes en el sistema mencionado con anterioridad.

5.3.1 Fuentes de ruido en el fotodetector

Ruido de disparo

El ruido de disparo para una recepción heterodina en un APD, está dado por:

$$\sigma_{sn}^2 = 2eM^2 F_A \Delta f \cdot \langle I_{FI} \rangle, \quad (5.15)$$

donde $\langle I_{FI} \rangle = R[P_L + P_D]$ es el valor medio de la foto-corriente que contiene a la frecuencia intermedia, M es la ganancia del APD y F_A es el factor de exceso de ruido señalados en la sección 4.2.2. Por lo general, $P_L > P_D$ y se deja solamente a P_L en la ecuación (5.15), sin embargo para este estudio, se dejarán ambas potencias.

Ruido de corriente de oscuridad

El ruido de corriente de oscuridad en un APD, está dado por

$$\sigma_d^2 = (2eM^2 F_A \Delta f \cdot I_d), \quad (5.16)$$

donde I_d es la corriente de oscuridad en un APD.

Ruido térmico

El ruido térmico, estará representado por:

$$\sigma_r^2 = \left(\frac{4kT\Delta f F_n}{R_L} \right), \quad (5.17)$$

donde k es la constante de Boltzmann, Δf es el ancho de banda del sistema, T es la temperatura ambiente, R_L es la resistencia de carga y F_n representa un factor de incremento en el ruido térmico debido a diversos resistores usados en el pre-amplificador y amplificador del sistema. Para este estudio, dicho factor se considerará unitario.

5.3.2 Ruido por esparcimiento de Brillouin y Rayleigh

El esparcimiento en una fibra óptica, como se comentó en el capítulo 3, se genera cuando una onda electromagnética al pasar por un gas o un sólido no se absorbe y una pequeña fracción de la radiación incidente se esparce en todas direcciones; algunas con la

misma frecuencia y otras con distinta frecuencia. La importancia en conocer estos fenómenos radica en que la luz que se esparce dentro de una fibra óptica, es atrapada dentro del núcleo y puede viajar en ambas direcciones, contribuyendo a una degradación de la señal transmitida.

Para el presente estudio, se tomarán en cuenta dos fenómenos de esparcimiento dentro de la fibra óptica, que son el esparcimiento de Brillouin y de Rayleigh. Ambos fenómenos presentan componentes tanto hacia enfrente como hacia atrás (*forward* y *backward scattering*), y sólo Brillouin presenta un cambio de frecuencia en su componente de retro-esparcimiento. Dicho cambio de frecuencia como lo señala [4] esta alrededor de 11 GHz para una longitud de onda de 1.5 μm y de 20 GHz para una longitud de onda de 0.6 μm .

Si se asume una homogeneidad espacial así como una constancia en los coeficientes de absorción y atenuación a lo largo de la fibra óptica, la ley de atenuación sobre la luz que viaja por la fibra será exponencial, representándose como:

$$P(x) = P_i \exp(-\alpha_T x), \quad (5.18)$$

donde P_i es la potencia a la entrada de la fibra, $P(x)$ es la potencia a una determinada distancia x desde la entrada de la fibra óptica y α_T es el coeficiente de atenuación total de la fibra óptica.

De acuerdo con [5], una componente de luz esparcida, puede ser caracterizada por 2 parámetros, el coeficiente de esparcimiento α_s y un factor de atrapamiento (*trapping factor*), el cual cuantifica el porcentaje de luz esparcida que es atrapada por el núcleo de la fibra. Al asumirse una homogeneidad en el espacio, así como una constancia en los coeficientes de atenuación, los coeficientes de esparcimiento serán constantes y los porcentajes en los factores de atrapamiento no tendrán cambios.

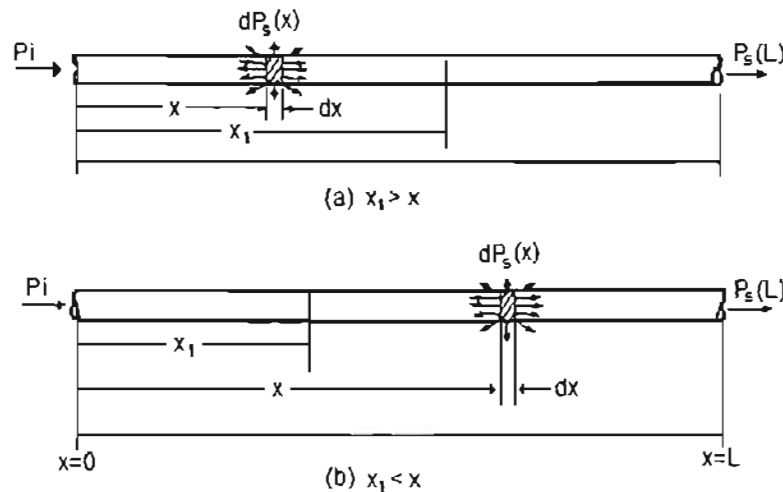


Fig. 5.4 Definición de coordenadas en una fibra óptica para la obtención de la distribución de potencia del esparcimiento de la luz (a) hacia delante y (b) hacia atrás.

Componentes de esparcimiento hacia delante (*Forward Scattering*)

En la Fig. 5.4(a), se pueden observar los símbolos y coordenadas para el esparcimiento hacia delante. La potencia esparcida por un elemento pequeño dx y que es atrapada en la dirección hacia delante, esta dada por

$$dP(x) = -FP(x)\alpha_s dx = -FP_i \exp(-\alpha_T x)\alpha_s dx, \quad (5.19)$$

donde α_s es el coeficiente de esparcimiento, F es el factor de atrapamiento hacia delante y el signo negativo indica que existe una pérdida. Cuando este esparcimiento, llega a una posición " x_1 " más adelante, su magnitud se reduce por un factor $\exp[-\alpha_T(x_1 - x)]$, tal que

$$\begin{aligned} dP_s(x) &= -FP_i \exp(-\alpha_T x) \exp(-\alpha_T(x_1 - x))\alpha_s dx \\ &= -FP_i \exp(-\alpha_T x_1)\alpha_s dx. \end{aligned}$$

Si se integra dP_s desde 0 hasta x_1 , se obtiene toda la luz esparcida producida por la fibra óptica desde la entrada hasta la posición x_1 . El resultado de esta integración es:

$$P_s(x_1) = -FP_i\alpha_s \exp(-\alpha_T x_1)x_1 dx. \quad (5.20)$$

La ecuación (5.20) nos muestra la ley de distribución de potencia de la luz esparcida en dirección hacia delante.

Componentes de esparcimiento hacia atrás (*backward scattering*)

De acuerdo a la Fig. 5.4(b), la potencia esparcida hacia atrás por un elemento dx hacia una posición " x_1 ", con un factor de atrapamiento B es

$$\begin{aligned} dP_s(x) &= -BP_i \exp(-\alpha_T x)\alpha_s \exp[-\alpha_T(x - x_1)]dx \\ &= -BP_i\alpha_s \exp(-\alpha_T x_1)\exp(-2\alpha_T x) dx. \end{aligned} \quad (5.21)$$

La luz esparcida hacia atrás que llega a " x_1 " desde la longitud de la fibra óptica " $x_1 - L$ " se obtiene a partir de integrar la ecuación (5.21),

$$\begin{aligned} P_s(x_1) &= -BP_i\alpha_s \exp(\alpha_T x_1) \int_{x_1}^L \exp(-2\alpha_T x) dx \\ &= \frac{BP_i}{2} \frac{\alpha_s}{\alpha_T} \{ \exp[-\alpha_T(2L - x_1)] - \exp(-\alpha_T x_1) \} \end{aligned} \quad (5.22)$$

Por tanto, la luz retro-esparcida que llega a la entrada de la fibra óptica se obtiene al dejar a $x_1=0$ en la ecuación (5.22)

$$P_s(0) = \frac{BP_i}{2} \frac{\alpha_s}{\alpha_T} [\exp(-2\alpha_T L) - 1] \quad (5.23)$$

La ecuación (5.23) muestra la distribución de potencia de la luz esparcida hacia atrás.

Factores de atrapamiento (trapping factors)

Los factores de atrapamiento, nos indican el porcentaje de luz que es atrapado dentro del núcleo de una fibra óptica. Dicho porcentaje, determinará la magnitud de la luz esparcida dentro del sistema y tendrá un peso importante en la sensibilidad de nuestro sistema.

Los rayos de luz esparcidos desde el interior del núcleo de la fibra óptica, que golpean la interfase núcleo-recubrimiento con un ángulo mayor al ángulo crítico definido por $\theta_c = \cos^{-1}(n_{clad}/n_{core})$ escapan hacia el recubrimiento, mientras que los ángulos que golpean la interfaz con un ángulo incidente $\theta_i < \theta_c$ quedarán atrapados por el núcleo. Para el análisis de los factores F y B , se seguirán las condiciones establecidas en [6], donde no son tomadas en cuenta las contribuciones de luz esparcida por el recubrimiento. Esto puede justificarse debido al hecho de que la intensidad del rayo de luz en el recubrimiento es mucho menor que el del núcleo de la fibra óptica [5].

De acuerdo con [6], la potencia que es atrapada en el núcleo de una fibra en una sola dirección esta dada por

$$\begin{aligned}\Omega_{trap} &= \int_0^{\theta_c} \int_0^{\pi} (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta \cdot d\theta, \\ &= 2\pi \left[\frac{4}{3} - \left(\frac{n_{clad}}{n_{core}} - \frac{n_{clad}^3}{3n_{core}^3} \right) \right],\end{aligned}\quad (5.24)$$

donde $\theta_c = \cos^{-1}(n_{clad}/n_{core})$ es el ángulo crítico, debajo del cual cualquier rayo será atrapado por el recubrimiento, n_{core} es el índice de refracción del núcleo de la fibra, n_{clad} es el índice de refracción del recubrimiento y $(1 + \cos^2 \theta)$ es el factor angular para el esparcimiento de Rayleigh para la luz sin polarizar.

La energía total que es esparcida dentro del núcleo de la fibra óptica esta dada por

$$\Omega_{total} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta \cdot d\theta = 4\pi \left[\frac{4}{3} \right], \quad (5.25)$$

por lo que el factor de atrapamiento hacia delante es

$$F = \frac{\Omega_{trap}}{\Omega_{total}} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{3}{4} \left(\frac{n_{clad}}{n_{core}} + \frac{n_{clad}^3}{3n_{core}^3} \right) \right]. \quad (5.26)$$

Debido a la simetría en el esparcimiento de Rayleigh, el factor de atrapamiento hacia delante F , es igual al factor de atrapamiento hacia atrás B ; también al tener ambos fenómenos una distribución angular espacial igual, los factores de atrapamiento tanto para Rayleigh como para Brillouin son iguales [5]. Utilizando fibras ópticas con índice de refracción en el núcleo $n_{core} = 1.4585$ e índice de refracción en el recubrimiento $n_{clad} = 1.4541$, se tienen valores de $F=B = 2.3 \times 10^{-3}$. La reducción de estos factores, ayudara para que los fenómenos de scattering dentro de la fibra óptica no afecten en mucho la calidad de la señal en el sistema FOLDA.

Coefficientes de esparcimiento

De acuerdo a [7], el coeficiente para el esparcimiento de Brillouin esta dado por

$$\alpha_{SR} = \left(\frac{8}{3}\right) \left(\frac{\pi^3}{\lambda^4}\right) kT \left(\frac{n^8 \rho_{12}^2}{\rho V^2}\right), \quad (5.27)$$

donde λ es la longitud de onda de la fuente en el espacio libre, k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta, n es el índice de refracción, ρ_{12} es la componente del tensor fotoelástico aplicable, ρ es la densidad y V es el modo longitudinal de la velocidad acústica.

Hay datos con distintos valores para los parámetros señalados en la ecuación (5.27). Sin embargo, estudios realizados también en [7], muestran una relación entre el coeficiente de atenuación por esparcimiento de Brillouin y el coeficiente de atenuación total de la fibra. Dicha relación es de un décimo ($\alpha_{SR}/\alpha_T=0.1$). Para simplificar, el análisis de la SNR en este estudio, dicha relación de un décimo se tomará en cuenta para el cálculo de los valores de ruido por esparcimiento de Brillouin.

El coeficiente de esparcimiento de Rayleigh, tiene una relación inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda

$$\alpha_{SR} = A_r / \lambda^4, \quad (5.28)$$

donde λ en esta ecuación se expresa en micrómetros y A_r depende del índice de refracción de la fibra. Estudios presentados en [5] muestran una relación aproximada de dicho coeficiente α_{SR} con el coeficiente de atenuación total de la fibra de 0.75 ($\alpha_{SR} / \alpha_T = 0.75$). Esta relación, también se tomará en cuenta para el análisis de nuestro sistema.

5.3.3 Ruido por esparcimiento de la interfase núcleo-recubrimiento

En los estudios sobre la luz esparcida dentro de las fibras ópticas, existe una componente muy fuerte de esparcimiento hacia delante tanto en fibras monomodo como multimodo. Estas intensidades no pueden ser explicadas a partir de las teorías de esparcimiento de Rayleigh y se cree que puede ser debida al esparcimiento en la interfase fibra-recubrimiento y por el esparcimiento de Mie. Estudios señalados en [5], dan a conocer una relación de 1/5 entre la componente del esparcimiento núcleo-recubrimiento y el coeficiente de Rayleigh. Dicha relación, será tomada en cuenta para el modelo de la relación señal a ruido. La ecuación, que representa la componente de potencia para este esparcimiento, se puede observar en la Tabla 5.1. Para esta componente, sólo se toma el esparcimiento provocado desde que la luz llega al final de la fibra y se refleja en el reflector variable.

En la tabla 5.1, se presenta un resumen de las distintas distribuciones de potencia para los fenómenos de esparcimiento de Brillouin y Rayleigh dentro del sistema ALD que se quiere analizar.

Tabla 5.1 Distribuciones de potencia para una longitud L , para los fenómenos de esparcimiento dentro de la fibra óptica.

Componente	Dirección	Distribución de Potencia
Rayleigh	Hacia delante	$P_{RF} = F \cdot \Gamma \cdot P_{out} \alpha_{SR} L \cdot \exp(-2\alpha_T L)$
	Hacia atrás	$P_{RB} = B \cdot P_{out} \frac{\alpha_{SR}}{2\alpha_T} [1 - \exp(-2\alpha_T L)]$
Brillouin	Hacia delante	$P_{BF} = F \cdot \Gamma \cdot P_{out} \alpha_{SB} L \cdot \exp(-2\alpha_T L)$
	Hacia atrás	$P_{BB} = B \cdot P_{out} \frac{\alpha_{SB}}{2\alpha_T} [1 - \exp(-2\alpha_T L)]$
Forward peak	Hacia delante	$P_{PF} = \Gamma \cdot P_{out} (\alpha_{SR} / 5) L \cdot \exp(-2\alpha_T L)$

Las ecuaciones contenidas en la tabla 5.1 y que representan las potencias de luz esparcidas en determinadas direcciones por los fenómenos de esparcimiento de Rayleigh, Brillouin y “*Forward peak*” se pueden incorporar como ruido de disparo en el sistema. Lo anterior, debido a que dichas potencias se presentan como señales ópticas sobre el fotodetector. Utilizando la ecuación (5.15) y agregando las distintas potencias obtenidas de los efectos de esparcimiento, se tiene

$$\sigma_{RF}^2 = 2eM^2 F_A (R \cdot P_{RF}) \Delta f, \quad (5.29)$$

donde P_{RF} representa a la potencia de luz esparcida en dirección hacia delante debido al esparcimiento de Rayleigh.

$$\sigma_{RB}^2 = 2eM^2 F_A (R \cdot P_{RB}) \Delta f, \quad (5.30)$$

donde P_{RB} representa a la potencia de luz esparcida en dirección hacia atrás debido al esparcimiento de Rayleigh.

$$\sigma_{BF}^2 = 2eM^2 F_A (R \cdot P_{BF}) \Delta f, \quad (5.31)$$

donde P_{BF} representa a la potencia de luz esparcida en dirección hacia delante debido al esparcimiento de Brillouin.

$$\sigma_{BB}^2 = 2eM^2 F_A (R \cdot P_{BB}) \Delta f, \quad (5.32)$$

donde P_{BB} representa a la potencia de luz esparcida en dirección hacia atrás debido al esparcimiento de Brillouin.

$$\sigma_{PF}^2 = 2eM^2 F_A (R \cdot P_{PF}) \Delta f, \quad (5.33)$$

donde P_{PF} representa a la potencia de luz esparcida en dirección hacia delante debido al esparcimiento por la interfase núcleo-recubrimiento.

Las ecuaciones anteriores (5.29), (5.30), (5.31), (5.32) y (5.33), representan las potencias de ruido generadas por los efectos de esparcimiento, de Brillouin, Rayleigh y de la interfase núcleo-recubrimiento dentro del núcleo de la fibra óptica.

5.3.4 Ruido de intensidad

El efecto del ruido de intensidad en el funcionamiento de receptores con detección directa, es insignificante en la mayoría de los casos de interés práctico. Sin embargo, para recepciones coherentes el ruido de intensidad juega un papel importante. Si se anexa la contribución del ruido de intensidad a la potencia de ruido, se tiene que

$$\sigma_L^2 = 2R^2 P_L^2 (RIN) \Delta f, \quad (5.34)$$

donde P_L es la potencia del oscilador local, R es la respuesta del fotodiodo, Δf es el ancho de banda del sistema y RIN es el ruido de intensidad relativa. La ecuación (5.33), es válida siempre y cuando el espectro del RIN tenga una pendiente positiva dentro del ancho de banda Δf del fotodetector [8].

5.4 Relación señal a ruido en un anemómetro láser Doppler con fibra óptica

La relación señal a ruido como se señaló en el capítulo 4, se define como la relación entre el promedio de la potencia de la señal con respecto a la potencia de ruido. La relación señal a ruido para un sistema FOLDA con recepción heterodina, se integra a partir de la ecuación (5.14) que representa el promedio de la potencia de la señal y las ecuaciones (5.15), (5.16), (5.17), (5.29), (5.30), (5.31), (5.32), (5.33) y (5.34) que forman la potencia total de ruido.

$$SNR = \frac{\bar{i}_{IF}^2}{\sigma_{SN}^2 + \sigma_d^2 + \sigma_I^2 + \sigma_{RF}^2 + \sigma_{RB}^2 + \sigma_{BF}^2 + \sigma_{BB}^2 + \sigma_{FP}^2 + \sigma_L^2} \quad (5.35)$$

La ecuación (5.34), toma en cuenta los esparcimientos de Brillouin y Rayleigh tanto hacia delante como hacia atrás, además del esparcimiento debido a la interfase núcleo-recubrimiento. Sin embargo, para conocer con mayor detalle la función que tiene el fenómeno de esparcimiento en el funcionamiento de la SNR, en el siguiente modelo que se presenta, sólo se toma en cuenta dentro del ruido por esparcimiento, las componentes hacia atrás y hacia delante sin tomar en cuenta la ecuación (5.33), es decir, el efecto de esparcimiento por la interfase núcleo-fibra, no se toma en cuenta. La ecuación para dicho modelo es

$$SNR = \frac{\bar{i}_{IF}^2}{\sigma_{SN}^2 + \sigma_d^2 + \sigma_I^2 + \sigma_{RB}^2 + \sigma_{BB}^2 + \sigma_{RI}^2 + \sigma_{BF}^2 + \sigma_L^2} \quad (5.36)$$

El último modelo que se presenta, es un modelo de la SNR donde no se toma en cuenta el efecto de esparcimiento hacia delante. Dicho modelo permitirá observar la

contribución del esparcimiento de las componentes hacia delante por los efectos de Brillouin y Rayleigh.

$$SNR = \frac{\bar{i}_{IF}^{-2}}{\sigma_{SN}^2 + \sigma_d^2 + \sigma_T^2 + \sigma_{RB}^2 + \sigma_{BB}^2 + \sigma_l^2} \quad (5.37)$$

Los modelos presentados en esta sección, permiten acceder a la SNR del sistema FOLDA con receptor heterodino como una función de los parámetros de la fibra óptica, así como también de las características de la fuente láser y del fotodetector. En el siguiente capítulo se realizarán las simulaciones numéricas de dichos modelos bajo ciertas combinaciones de los parámetros antes mencionados y se analizarán los resultados para conocer los efectos que dichos parámetros tienen en el funcionamiento del sistema.

En la siguiente página, se pueden observar de manera desarrollada las ecuaciones (5.35), (5.36) y (5.37).

Ecuaciones que describen el modelo matemático de la relación señal a ruido:

- (a) Tomando en cuenta el esparsamiento en la fibra óptica tanto hacia delante como hacia atrás.
Modelo representado por la ecuación (5.35)¹³

$$SNR = \frac{2M^2 R^2 (P_0(1-\Gamma)^2 K_2 e^{-2\alpha_f L}) (P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L})}{2qM^2 F_A \left[R \left(P_0(1-\Gamma)^2 K_2 e^{-2\alpha_f L} + P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L} + CoP_{BF} + CoP_{BB} + CoP_{RI} + CoP_{RB} + CoP_{1\psi} \right) + I_d \right] \Delta f + \frac{4KTF_n}{R_L} \Delta f + 2M^2 R^2 (P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L})^2 \cdot \Delta f \cdot RIN}$$

- (b) Tomando en cuenta sólo el esparsamiento debido a Rayleigh y Brillouin en la fibra óptica.
Modelo representado por la ecuación (5.36)

$$SNR = \frac{2M^2 R^2 (CoP_{0f}(1-\Gamma)^2 K_2 e^{-2\alpha_f L}) (CoP_{0r} \Gamma e^{-2\alpha_r L})}{2qM^2 F_A \left[R \left(P_0(1-\Gamma)^2 K_2 e^{-2\alpha_f L} + P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L} + \frac{BP_o}{2} \frac{\alpha_{SB}}{\alpha_f} [1 - \exp(-2\alpha_f L)] + \frac{BP_o}{2} \frac{\alpha_{SR}}{\alpha_f} [1 - \exp(-2\alpha_r L)] + F \cdot \Gamma \cdot P_0 \alpha_{SB} L \cdot \exp(-\alpha_f L) + B \cdot \Gamma \cdot P_0 \alpha_{SR} L \cdot \exp(-\alpha_r L) \right) + I_d \right] \Delta f + \frac{4KTF_n}{R_L} \Delta f + 2R^2 M^2 (P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L})^2 \cdot \Delta f \cdot RIN}$$

- (c) Sin tomar en cuenta ninguna componente del fenómeno de esparsamiento hacia delante.
Modelo representado por la ecuación (5.37)

$$SNR = \frac{2M^2 R^2 (P_0(1-\Gamma)^2 K_2 e^{-2\alpha_f L}) (P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L})}{2qM^2 F_A \left[R \left(P_0(1-\Gamma)^2 K_2 e^{-2\alpha_f L} + P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L} \right) + \frac{BP_o}{2} \frac{\alpha_{SB}}{\alpha_f} [1 - \exp(-2\alpha_f L)] + \frac{BP_o}{2} \frac{\alpha_{SR}}{\alpha_f} [1 - \exp(-2\alpha_r L)] + I_d \right] \Delta f + \frac{4KTF_n}{R_L} \Delta f + 2R^2 M^2 (P_0 \Gamma e^{-2\alpha_r L})^2 \cdot \Delta f \cdot RIN}$$

¹³ En las ecuaciones presentadas, se sustituyó P_{out} por P_n con los cual se representaría la contribución de atenuación de los acopladores (Co).

5.5 Conclusiones

El modelo matemático de la relación señal a ruido del sistema FOLDA con receptor heterodino descrito en el presente capítulo, plantea un análisis novedoso de la formación de la señal heterodina que recibe el fotodetector a partir de la potencia de salida del láser y las diversas atenuaciones que sufre la señal a lo largo del recorrido por el sistema; además de incluir los ruidos generados en los diversos elementos que conforman al sistema FOLDA.

Para el caso de la señal heterodina, se presentan las ecuaciones (5.12) y (5.13), donde se observa la forma en como es recibida la señal en el fotodetector y los distintos factores de atenuación que afectan a la señal.

Los ruidos que forman parte del modelo del SNR, abarcan los ruidos generados en la fuente láser, en la fibra óptica y en el fotodetector. En el caso del ruido proveniente de la fuente láser, dicho ruido, tomó como valor el ruido de intensidad relativa (RIN) de un láser. Dicho parámetro se tomó en cuenta por la facilidad que representa conocer sus valores dentro de las hojas de especificaciones para un láser. Para la fibra óptica, se obtuvieron las expresiones de potencia de los distintos fenómenos de esparcimiento que ocurren dentro de ellas y se anexaron dichas potencias al modelo matemático como ruidos de disparo. Por último, se agregaron los ruidos de disparo generados dentro del fotodetector, tanto por la misma potencia óptica de la señal recibida como por el ruido de oscuridad y el ruido térmico.

5.6 Bibliografía del capítulo 5

- [1] Byrne G. D., James S. W y Tatam R. P., "*A Bragg grating based fibre optics reference beam laser Doppler anemometer*," Meas. Sci. Technol., vol. 12, pp. 909-913, 2001.
- [2] Khotiaintsev S, Svirid V. y Glebova L. "*Laser Doppler velocimeter miniature differential probe for biomedical applications*," SPIE Proceedings, vol. 2928, pp. 158-164, 1996.
- [3] Arvizu A., Mendieta F. P. y Chávez R., "*Balanced photoreceiver for coherent optical communications*," Instrumentation and Development, vol. 3, no. 10, 1998.
- [4] Maughan S.M., et.al., "*Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter*", Meas. Sci. Technol., vol 12, no. 7, 2001.
- [5] Lin S. C. y Giallorenzi T. G., "*Sensitivity analysis of the Sagnac effect optical-fiber ring interferometer*," Applied Optics, vol. 18, no. 6, 1979.
- [6] Stone J. "*Measurement of Rayleigh Scattering in Liquids Using Optical Fibers*". Applied Optics, Vol, 12, No. 8, 1973.
- [7] Rich T.C y Pinnow D.A., "*Evaluation of fiber optical waveguides using Brillouin spectroscopy*," Applied Optics, vol. 13, pp.1376-1378, 1974.
- [8] Agrawal G. P., *Fiber-Optic Communication Systems*. Capítulo VI. John Wiley & Sons, New York, 1997.

== CAPÍTULO 6

Simulación numérica del modelo de la señal a ruido del sistema de anemometría láser Doppler con fibra óptica

En el presente capítulo, se muestran los resultados obtenidos al calcular los modelos de la relación señal a ruido (SNR) descritos en la sección anterior en función del coeficiente de reflexión Γ , así como de la longitud y atenuación total de la fibra óptica. Las gráficas presentadas, nos permiten observar los efectos que tienen diversos parámetros sobre el SNR del sistema como los son, la potencia de salida del láser, el ruido de intensidad relativa del láser, la ganancia M y factor de exceso de ruido en un APD. Sin embargo, para realizar la simulación, se necesitan conocer los valores de los distintos parámetros y constantes que integran el modelo matemático del SNR. La primera sección, presenta los valores de los parámetros y constantes que forman el modelo del SNR del sistema para distintas longitudes de onda. La longitud de onda, es un parámetro muy importante, ya que de él dependen otros parámetros característicos del fotodetector y de la fibra óptica. Debido a esto, los resultados se dividieron para las longitudes de onda con las cuales se trabajó (632nm y 830nm). La segunda sección, presenta los resultados obtenidos de calcular el SNR para una longitud de onda de 630nm, mientras que la tercera sección presenta los cálculos al simular el modelo del SNR para una longitud de onda de 830nm. Cada una de estas secciones, contiene los resultados gráficos tanto para un fotodetector $p-i-n$ como para un fotodetector APD.

6.1 Parámetros de los elementos constitutivos de un FOLDA con receptor heterodino

Los elementos que constituyen el sistema de ALD de tipo heterodino con fibra óptica, se presentan en la Fig. 5.2 Dicho esquema emplea un láser CW monomodo, una fibra óptica monomodo equipada con una punta de prueba y un reflector variable al final de la fibra, un acoplador direccional de fibra óptica o un circulador, dos acopladores (laser/fibra y fibra/receptor), un foto-detector y un sistema con filtro paso-banda.

En dicho esquema, la misma fibra óptica sirve para la iluminación de las partículas en movimiento por la luz del láser y para la entrega de la luz esparcida por las partículas al fotodetector. Este tipo de esquema, permite que las señales tanto del oscilador local (P_L) como de la señal Doppler (P_D) sean afectadas de igual modo por los factores de atenuación presentes en la fibra óptica.

El modelo descrito en la ecuación (5.34), presenta un gran número de variables que dependen de las características de los dispositivos que conforman el sistema antes mencionado. La tabla 6.1, presenta un resumen de las distintas variables y constantes que aparecen en el modelo matemático descrito en dicha ecuación.

<i>Variable</i>	<i>Descripción</i>
M^{14}	Ganancia de un APD
R	Respuesta del fotodetector
F_a	Factor de exceso de ruido en un APD
E	Carga del electrón
R_L	Resistencia de carga del fotodetector
Δf	Ancho de banda del sistema
α_T	Coefficiente de atenuación al final de la fibra
L	Longitud total de la fibra
Γ	Coefficiente de Reflexión al final de la fibra óptica
K_r	Coefficiente de reflexión de las partículas en movimiento
C_o	Factor de atenuación de los acopladores
B	Factor de atrapamiento hacia atrás
F	Factor de atrapamiento hacia delante
α_{SB}	Coefficiente de esparcimiento de Brillouin
α_{SR}	Coefficiente de esparcimiento de Rayleigh
RIN	Ruido de intensidad relativo del láser
P_{out}	Potencia de salida del láser
T	Temperatura ambiente
K	Constante de Boltzmann

6.1.1 Fotodetectores

Las tablas 6.2 y 6.3, muestran los valores característicos de fotodiodos $p-i-n$ y APD comunes en telecomunicaciones. En nuestro caso, los fotodiodos que nos interesan

¹⁴ Para el caso de un fotodiodo $p-i-n$ la ganancia M sería unitaria, al igual que el factor de exceso de ruido F_A .

son los que funcionan en las longitudes de onda de 638 y 830nm, ya que son estas las frecuencias con las que se trabajará en el cómputo de los modelos matemáticos.

Tabla 6.2 Características de fotodiodos p-i-n comunes.

Parámetro	Símbolo	Unidades	Si	Ge	InGaAs
Longitud de onda	λ	μm	0.4-1.1	0.8-1.8	1.0-1.7
Respuesta "responsivity"	R	A/W	0.4-0.6	0.5-0.7	0.6-0.9
Eficiencia cuántica	η	%	75-90	50-55	60-70
Corriente de oscuridad	I_d	nA	1-10	50-500	1-20
Ancho de banda	Δf	GHz	0.3-0.6	0.5-3	1-5

Tabla 6.3 Características de fotodiodos APD comunes.

Parámetro	Símbolo	Unidades	Si	Ge	InGaAs
Longitud de onda	λ	μm	0.4-1.1	0.8-1.8	1.0-1.7
Respuesta "responsivity"	R	A/W	80-130	3-30	5-20
Eficiencia cuántica	η	%	75-90	50-55	60-70
Ganancia del APD	M	--	100-500	50-200	10-40
Factor k	k_A	--	0.02-0.05	0.7-1.0	0.5-0.7
Corriente de oscuridad	I_d	nA	0.1-1	0.4-0.7	1-3
Ancho de banda	Δf	GHz	0.2-1.0	0.4-0.7	1-3

Para los cálculos, se tomaron en cuenta dos longitudes de onda, 632nm y 830nm. Se usaron dichas longitudes de onda debido a que corresponden a las longitudes de onda de emisión de los láseres de He-Ne y GaAs respectivamente. Para la simulación a partir de un fotodiodo *p-i-n*, se utilizaron los valores presentes en la hoja de especificaciones del "DET110-High speed silicon detector" de ThorLabs (Ver Anexo C). En cambio, para la simulación a partir de un fotodiodo APD, se eligió un rango de valores para distintos parámetros como la ganancia M , el factor k y la respuesta R del APD. En el caso de la ganancia M , se propusieron los valores de 10 a 100 y para el factor k_A valores de 0.02 a 1. Para el caso de la respuesta R del APD, ésta tiene una relación con la longitud de onda y con la ganancia M dada por

$$R = M \frac{\eta \lambda}{1.24}, \quad (6.1)$$

para hacer el análisis más sencillo, se propuso que la eficiencia cuántica η , fueran de un 90%.

6.1.2 Láseres de He-Ne y diodos láser

De las tablas 2.1 y 2.2, se pueden obtener algunos de los valores de potencia de salida de láseres comerciales, así como los valores de ruido de intensidad relativa (RIN) y de amplitud. Para la simulación, se tomó un rango de valores de RIN de -110 a -160 dB/Hz.

6.1.3 Coeficiente de reflexión en la cara final de la fibra óptica

La diferencia entre los índices de refracción de la fibra y el medio exterior, provocan que parte de la potencia de la señal se transmita y parte se refleje. El coeficiente

de reflexión Γ puede tomar valores que van de 0 a 1, siendo $\Gamma=0$ una transmisión completa y $\Gamma=1$ una reflexión total.

Se manejó el SNR en función del Γ debido a que este parámetro está relacionado directamente con la potencia de la señal de referencia. Manipulando este parámetro es posible encontrar el máximo de la relación señal a ruido para diversos arreglos en el sistema.

6.1.4 Coeficiente de reflexión de la partícula en movimiento

El coeficiente K_z , representa la cantidad de luz esparcida que puede ser captada por la fibra óptica. Dicho coeficiente, puede tomar valores de 0 a 1 y depende del lugar donde se sitúe el fotodetector. Para el fenómeno de retro-esparcimiento, el valor de K_z difícilmente llega a ser mayor de 0.001. En el sistema presentado para este trabajo, la fibra óptica tanto entrega la señal proveniente del láser como recolecta la luz esparcida de las partículas del flujo. La luz recolectada es la proveniente del retro-esparcimiento, situación por la que se toma en cuenta el valor de 0.001 para los cálculos de este modelo matemático.

6.1.5 Coeficiente de atenuación en la fibra óptica

La atenuación total de una fibra óptica, depende de la longitud de onda en la cual se trabaje. De acuerdo a la figura 3.3, la atenuación total en una fibra óptica a una longitud de onda aproximada de 630nm, sería de 10dB/Km, mientras que para una longitud de 830nm, la atenuación de la fibra baja a 4 dB/Km. Los valores anteriores, se pueden corroborar con las gráficas de atenuación total presentadas en el Anexo B de diversas fibras ópticas comerciales.

6.1.6 Longitud de la fibra óptica

Para la simulación, se tomaran distintos valores de longitud en la fibra óptica. Para observar mejor el fenómeno de esparcimiento en la fibra, se optó por tener longitudes grandes de 500m a 2Km.

6.1.7 Factores de atrapamiento (*trapping factors*)

Los factores F y B que representan el porcentaje de luz esparcida atrapada dentro del núcleo de la fibra, fueron presentados en el capítulo 5. En dicho capítulo, se proponen los valores de $F=B=2.3 \times 10^{-3}$ obtenido del análisis para una fibra con núcleo de silicio y recubrimiento de borosilicato. El valor anterior, puede ser aumentado si se quiere observar con mayor detalle el efecto causado por el fenómeno del esparcimiento.

6.1.8 Coeficiente de esparcimiento en la fibra óptica

Los valores para los coeficientes de esparcimiento en la fibra óptica, también fueron presentados en el capítulo 5. Las relaciones entre los coeficientes de esparcimiento de Brillouin y Rayleigh con respecto al coeficiente de atenuación total de la fibra, están dadas por

$$\alpha_{SB}/\alpha_T \approx 0.1 \text{ y} \quad (6.2)$$

$$\alpha_{SR}/\alpha_T \approx 0.75, \quad (6.3)$$

donde la suma de ambos coeficientes (α_{SB} y α_{SR}) representan un 85% aproximadamente de la atenuación total de la fibra.

6.1.9 Ancho de banda de la señal

El ancho de banda de la señal Δf , afecta considerablemente al SNR. Un aumento en dicho parámetro, genera mayor ruido dentro del sistema. Para el análisis, se tomó un 10% del valor de la frecuencia Doppler para el ancho de banda. Debido a que el valor de la frecuencia Doppler, varía desde unos cuantos megahertz para velocidades muy pequeñas del orden de 0.01m/s hasta cientos de megahertz para velocidades altas de 1000m/s, el ancho de banda se modifica constantemente. Se tomará como ancho de banda para el sistema un 10% de la frecuencia Doppler a una velocidad promedio de 10m/s. Tomando en cuenta la ecuación (5.2)

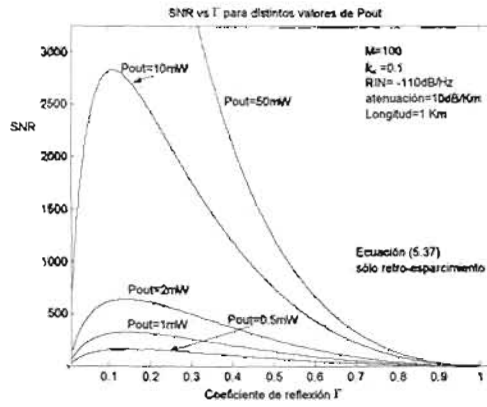
$$v_D = \frac{2V \cos(\beta)}{\lambda},$$

se tiene que la frecuencia Doppler es aproximadamente 22 MHz con un ángulo $\beta=45^\circ$. Por tanto, el ancho de banda que se tomará para el modelo matemático será de 2MHz.

6.2 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 630 nm

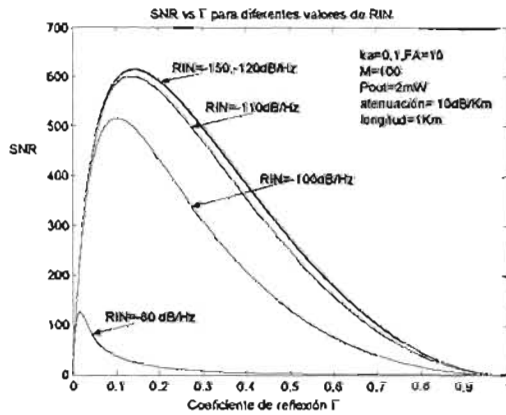
Se realizaron simulaciones del SNR empleando los 3 modelos matemáticos propuestos en las ecuaciones (5.35), (5.36) y (5.37) como funciones del coeficiente de reflexión Γ de la cara final de la fibra óptica bajo diferentes parámetros del anemómetro láser Doppler. Para esta sección, las simulaciones se realizaron a una longitud de onda de 632nm; longitud de onda correspondiente a la emisión de un láser de He-Ne.

Las gráficas con de la izquierda, figuras (a), fueron simuladas a partir de la ecuación (5.35), donde se toma en cuenta los esparcimiento tanto de Brillouin como de Rayleigh en dirección hacia delante y en dirección hacia atrás y el esparcimiento debido a la interfase núcleo recubrimiento que se nombrará en esta sección como esparcimiento de “*forward peak*”. Las figuras a la derecha, figuras (b), se simularon a partir del modelo representado en la ecuación (5.36) donde sólo se toma en cuenta el fenómeno de esparcimiento por

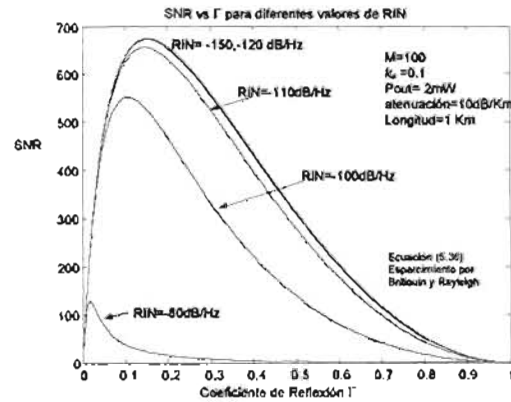


(c)

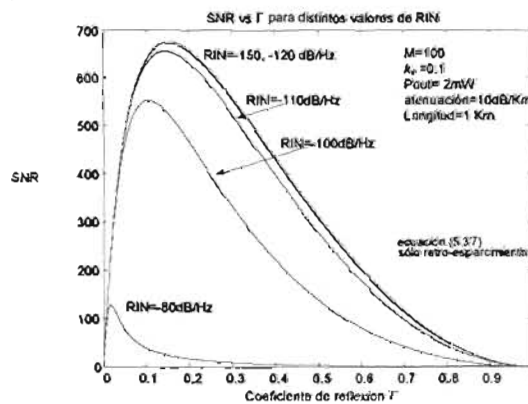
Fig. 6.4 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparramiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparramiento por Brillouin y Rayleigh (b), sin tomar en cuenta ninguna componente de esparramiento hacia delante (c), para distintas potencias de salida P_{out} de un láser.



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.5 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparramiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparramiento por Brillouin y Rayleigh (b), sin tomar en cuenta ninguna componente de esparramiento hacia delante (c), para distintos valores de ruido de intensidad relativa RIN de un láser.

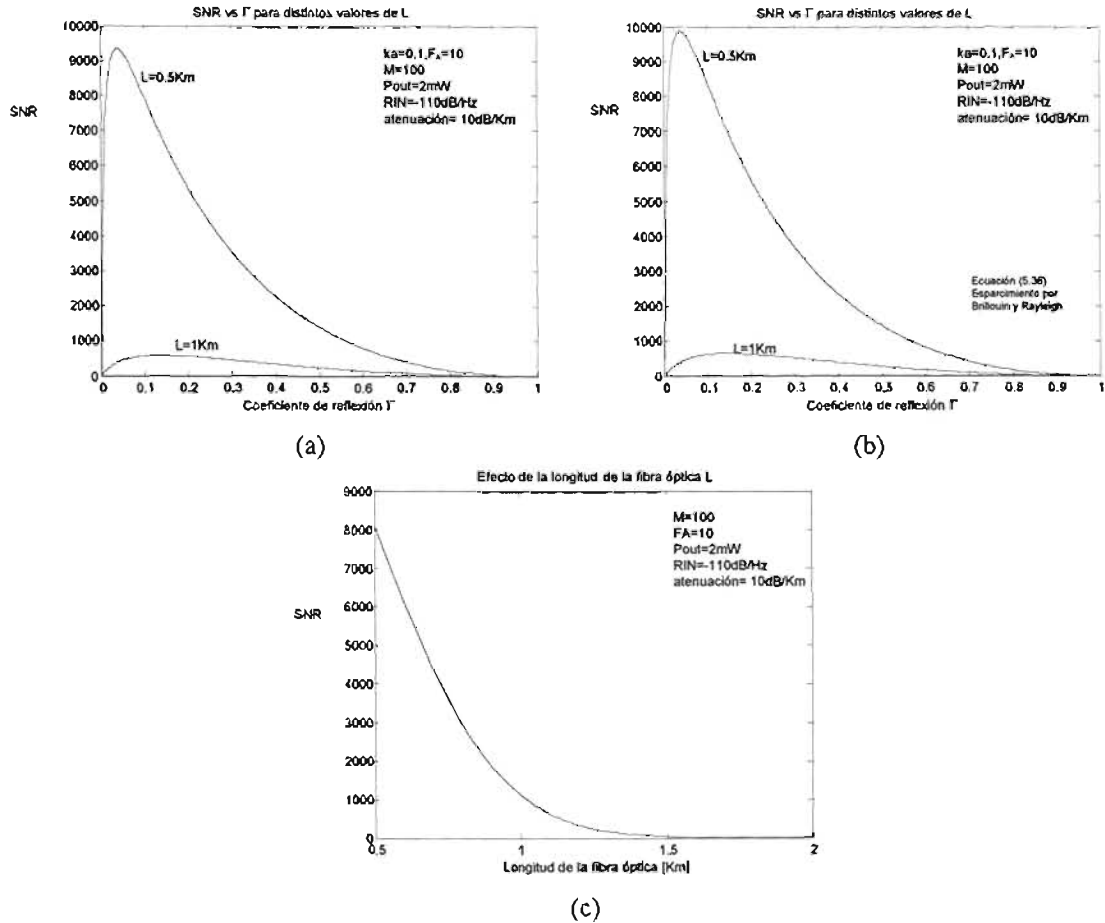


Fig. 6.6 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b) para distintos valores de ruido de intensidad relativa RIN de un láser. SNR contra la longitud L de la fibra óptica en kilómetros para un coeficiente de reflexión de 0.2.

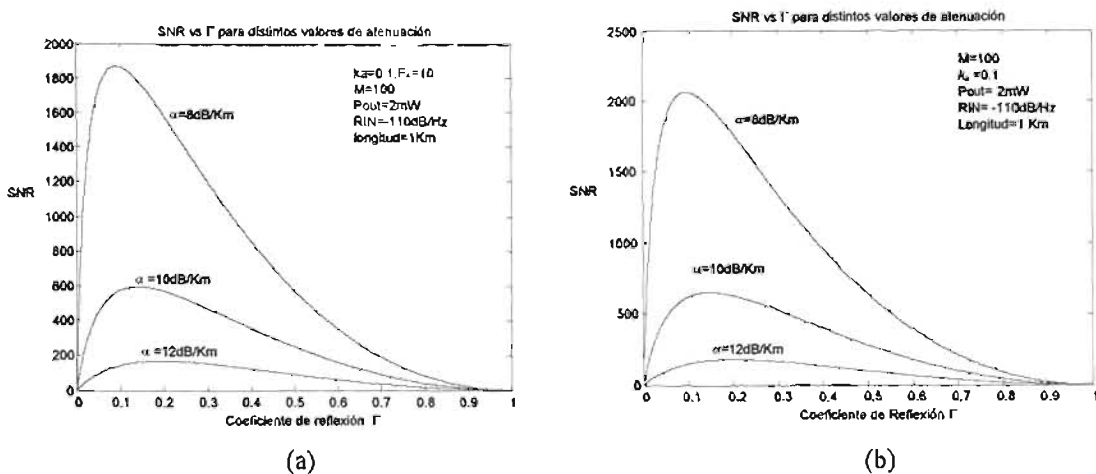


Fig. 6.7 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de atenuación en un fibra óptica.

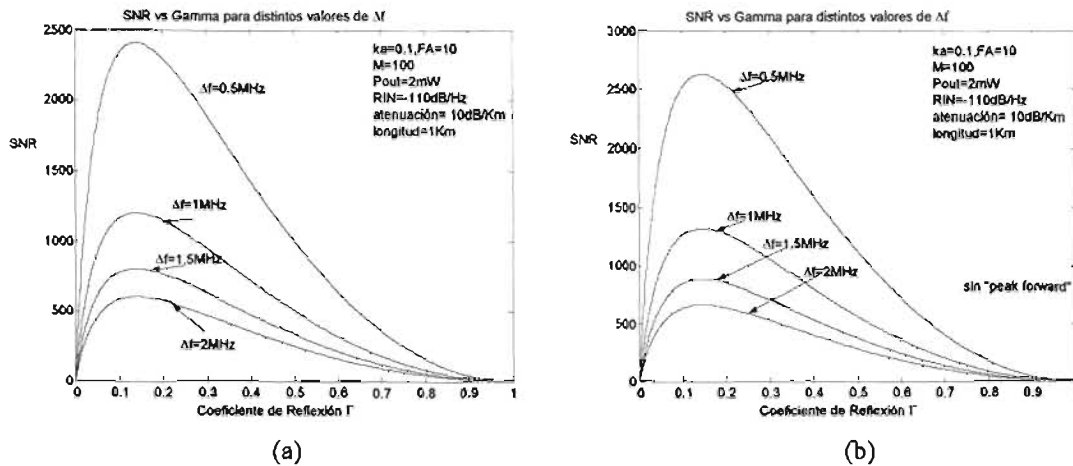


Fig. 6.8 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de ancho de banda del sistema.

6.2.1 Cálculos de la SNR con una longitud de onda de 632 nm para un fotodiodo APD para distintos valores del factor de ruido en exceso F_A

El objetivo de la presente sección, es el mostrar la forma en como afecta el factor de ruido en exceso F_A de un fotodiodo APD a la SNR del sistema para distintos parámetros. Los valores que se escogieron, fueron a partir del coeficiente de ionización k_A . De acuerdo a la figura 4.3, entre mayor sea el coeficiente de ionización k_a , mayor será el factor F_A . Se simularon los modelos representados en la ecuación (5.35), donde se toman en cuenta todas las componentes de esparcimiento tanto hacia delante como hacia atrás dentro de la fibra óptica para dos valores del coeficiente de ionización k_a (1 y 0.1). Donde 1 indica un factor de ruido en exceso muy alto, el cual varía de manera igualitaria que la ganancia M del APD y 0.1, indica un valor bajo del factor de exceso de ruido.

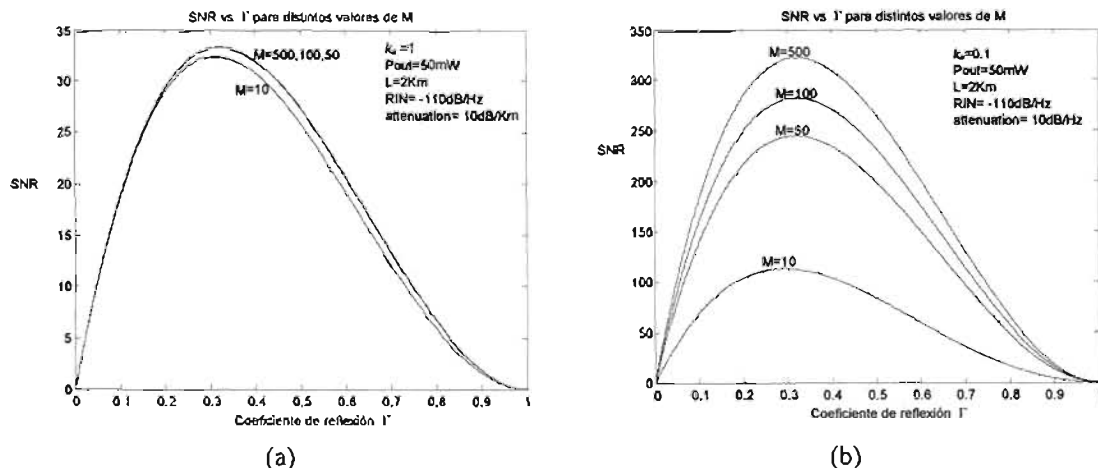


Fig. 6.9 SNR contra el coeficiente de reflexión Γ para el coeficiente de ionización $k_a=1$ (a), y para el coeficiente de ionización $k_a=0.1$ (b) para diferentes valores de ganancia M en un APD.

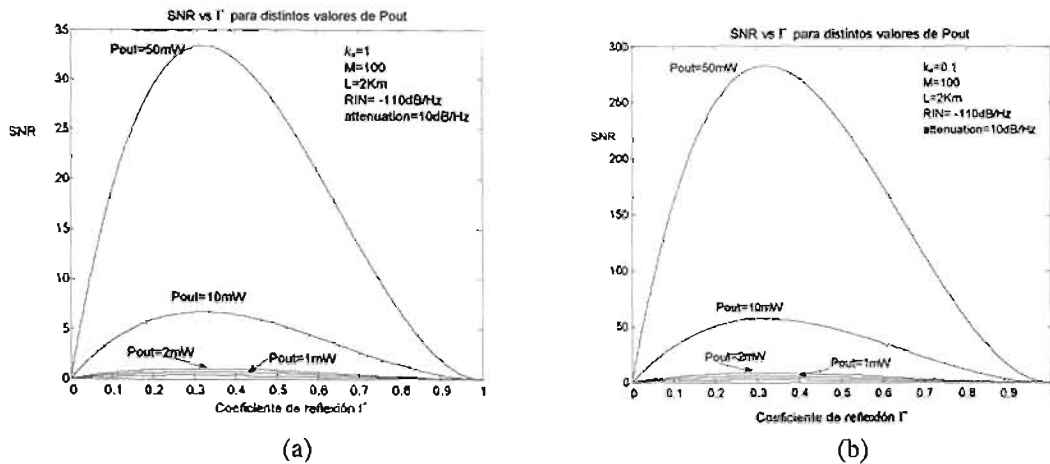


Fig. 6.10 SNR contra el coeficiente de reflexión Γ para el coeficiente de ionización $k_a=1$ (a), y para el coeficiente de ionización $k_a=0.1$ (b) para diferentes valores de potencia de salida P_{out} de un láser.

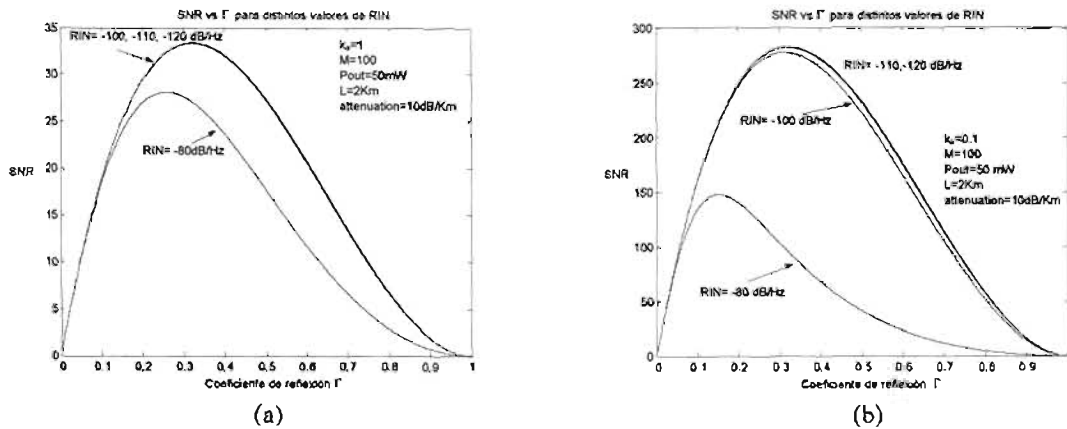


Fig. 6.11 SNR contra el coeficiente de reflexión Γ para el coeficiente de ionización $k_a=1$ (a), y para el coeficiente de ionización $k_a=0.1$ (b) para diferentes valores de ruido de intensidad relativa (RIN) del láser.

6.3 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 830 nm con un APD

Los resultados que se muestran en esta sección fueron realizados para una longitud de onda de 830nm. Dicha longitud de onda, afecta parámetros muy importantes tanto de la fibra óptica como del fotodetector. La atenuación de la fibra óptica en esta longitud de onda, es aproximadamente 4dB/Km (Ver Anexo B), lo que permite un mejoramiento en el funcionamiento del sistema. Para esta sección, también se simularon los 3 modelos matemáticos expresados en las ecuaciones (5.34), (5.35) y (5.36), para conocer las variaciones que sufre la SNR. Las figuras del lado izquierdo, Figs. (a), presentan las simulaciones tomando en cuenta todas las componentes del esparcimiento tanto por los fenómenos de Brillouin y Rayleigh como del “forward peak”. Las figuras del lado derecho, Figs. (b), presentan la simulación del modelo de la ecuación (5.36), donde sólo se toman en cuenta las componentes del esparcimiento por Brillouin y Rayleigh.

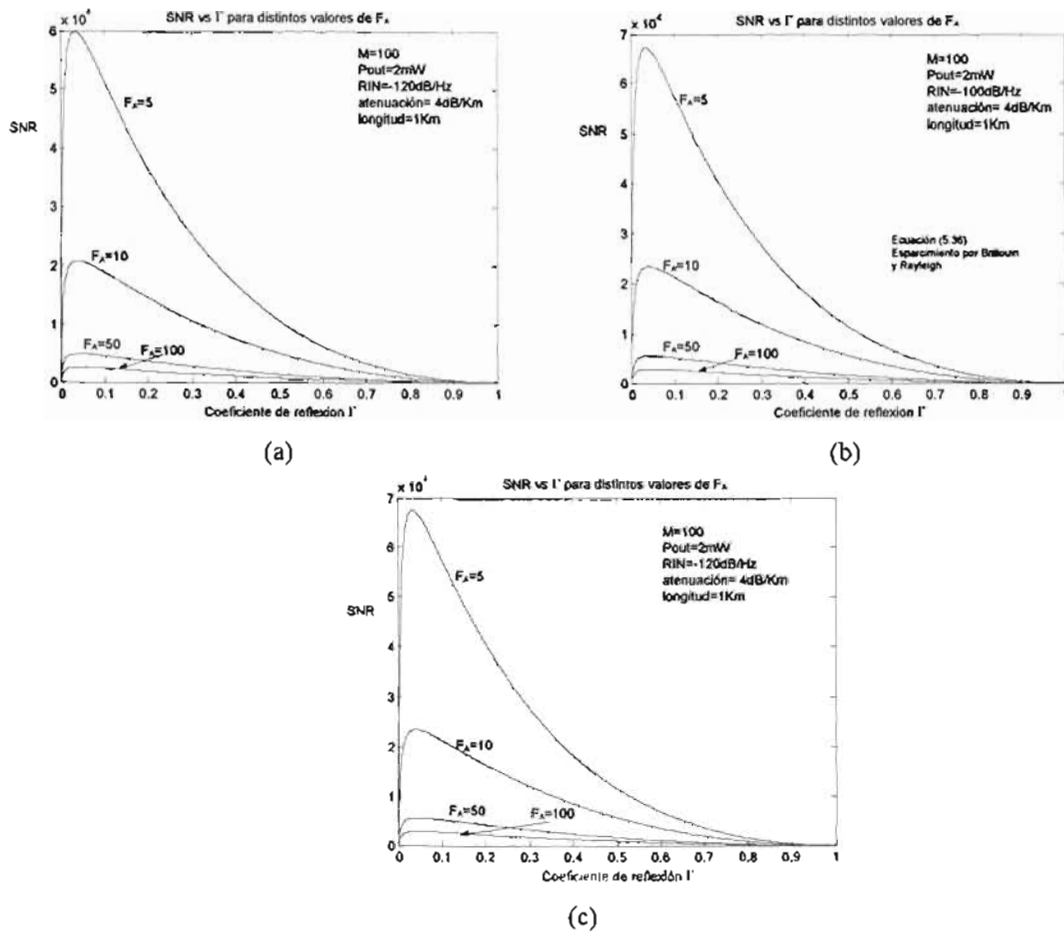


Fig. 6.12 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), sin tomar en cuenta ninguna componente de esparcimiento hacia delante (c), para distintos valores del factor de ruido en exceso F_A en un APD.

Como se observa en la Fig. 6.12 (a) y 6.12 (b), existe una variación en la SNR del sistema debido a la componente de esparcimiento por “*peak froward*”. Dicha componente al ser tomada en cuenta, llega a perjudicar la SNR. Sin embargo, las diferencias entre la figura 6.12 (b) y 6.12 (c), no existen. Las componentes de esparcimiento hacia delante por Brillouin y Rayleigh, son tan pequeñas que no llegan a modificar la SNR. En las siguientes gráficas, sólo se presentaran las gráficas correspondientes a las ecuaciones (5.35) y (5.36), entendiendo que no es significativo las componentes de esparcimiento de Brillouin y Rayleigh hacia delante en el análisis de la SNR.

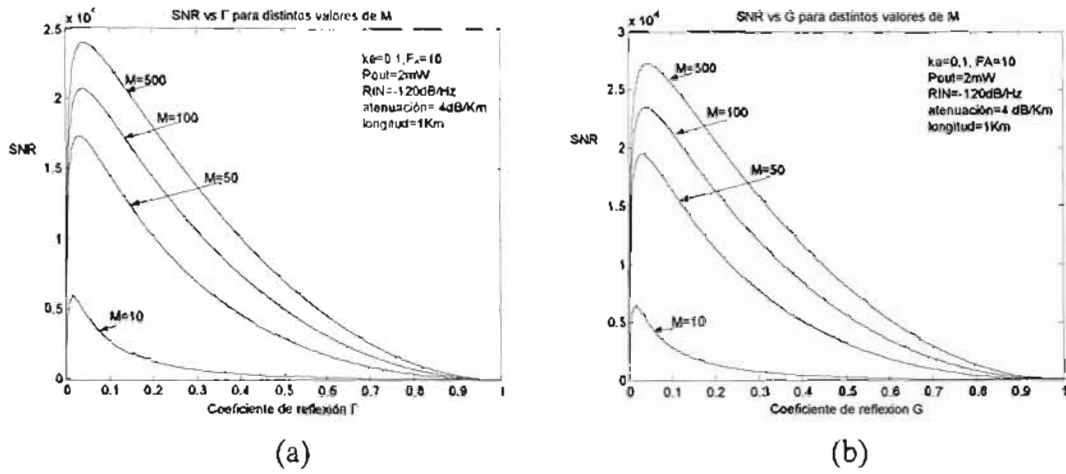


Fig. 6.13 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de ganancia M de un APD.

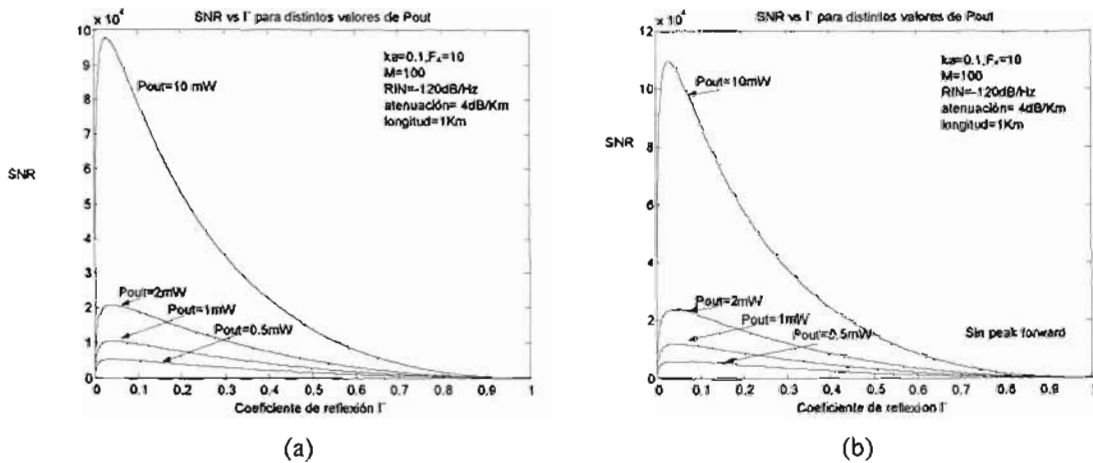


Fig. 6.14 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de potencia de salida del láser P_{out} .

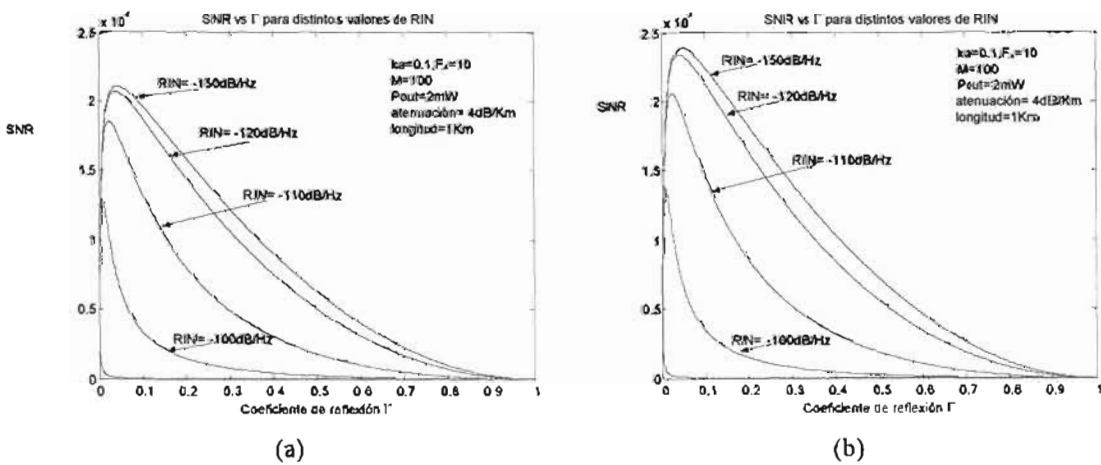


Fig. 6.15 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de ruido de intensidad relativo RIN de un láser.

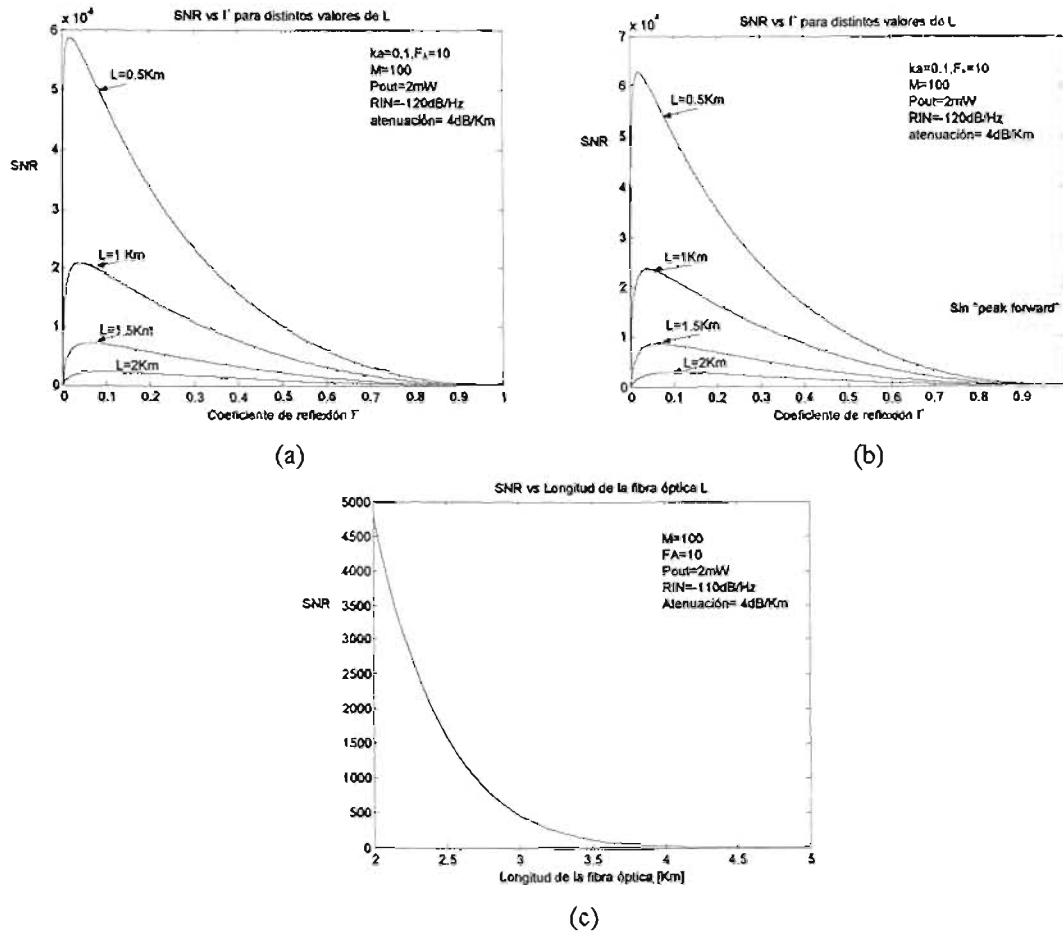


Fig. 6.16 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del espacamiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de espacamiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de longitud en la fibra óptica. SNR contra la longitud de la fibra óptica para un coeficiente de reflexión Γ de 0.2 (c).

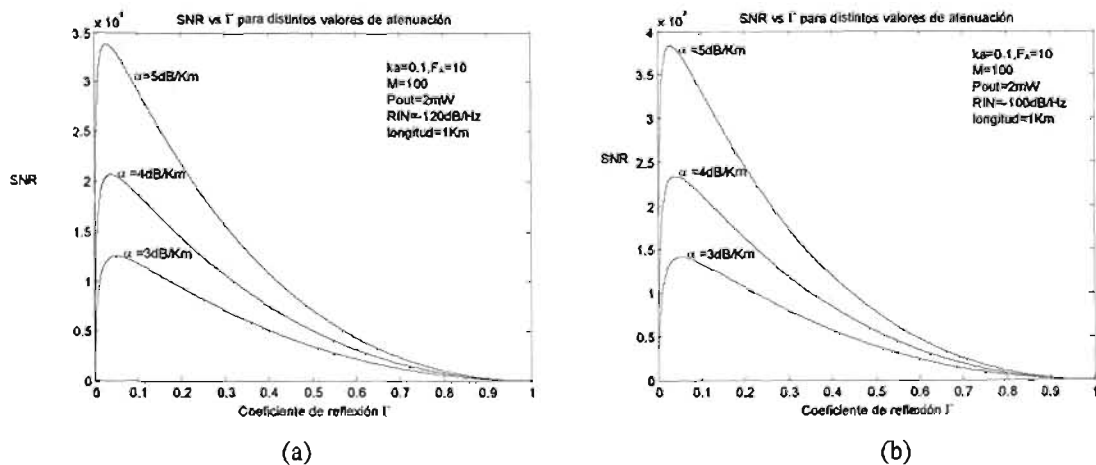


Fig. 6.17 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del espacamiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de espacamiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de atenuaciones en fibra óptica.

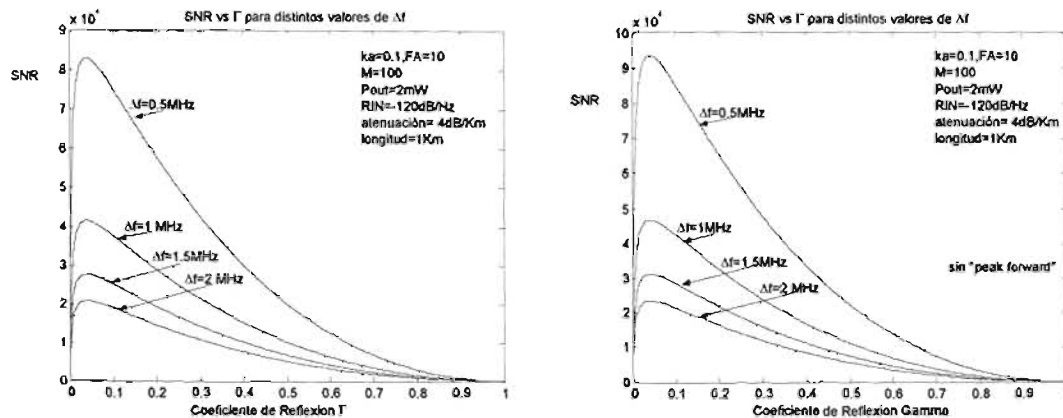


Fig. 6.18 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de atenuaciones en fibra óptica.

6.4 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 632 nm con un fotodiodo *p-i-n*

Se presentan los resultados de simular los modelos representados en las ecuaciones (5.35) y (5.36) para un fotodiodo *p-i-n*. En dichas ecuaciones, la ganancia M tiene un valor unitario, al igual que el factor de ruido en exceso. Los parámetros del fotodiodo, corresponden a los valores de un fotodiodo de silicio DET110 de ThornLabs. (Ver Anexo C). Las figuras de la izquierda, muestran los resultados de la simulación de la ecuación (5.35), donde se toma en cuenta todas las componentes de esparcimiento presentes en la fibra óptica, mientras que en las figuras de la derecha, se presentan los resultados para la ecuación (5.36) donde no se toma la componente de esparcimiento debido al “forward peak”.

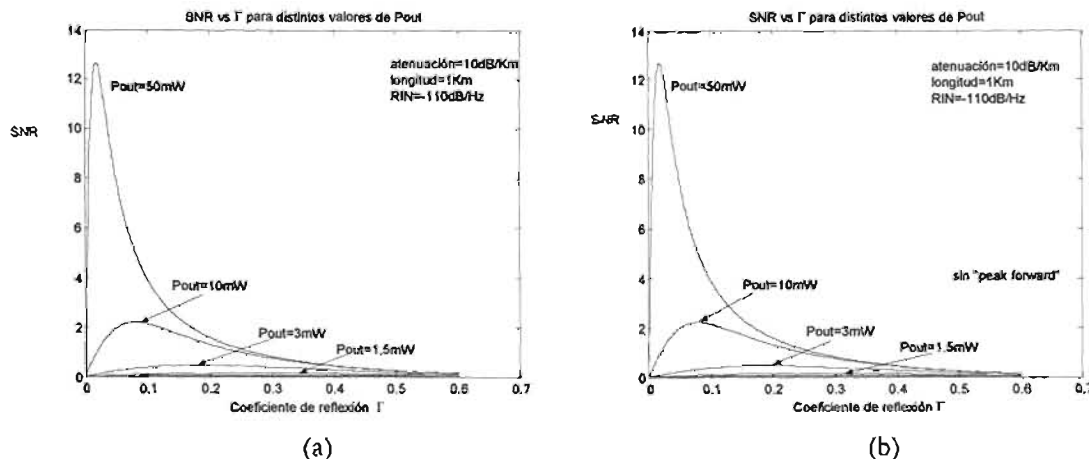


Fig. 6.19 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de potencia de un láser, con un fotodetector *p-i-n*.

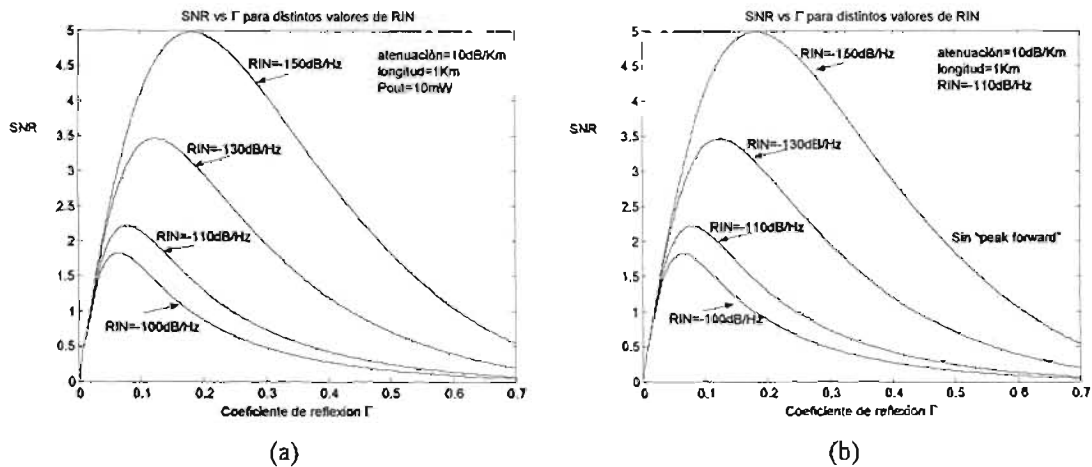


Fig. 6.20 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de ruido de intensidad relativa de un láser, con un fotodiodo *p-i-n*.

6.5 Cálculos de la SNR en una longitud de onda de 830 nm con un fotodiodo *p-i-n*

Se presentan los resultados obtenidos al simular las ecuaciones (5.35) y (5.36) para un fotodiodo *p-i-n* a una longitud de onda de 830nm, donde tanto el aumento en la respuesta “responsivity” del fotodiodo como la disminución de la atenuación dentro de la fibra ayudan al mejoramiento de la SNR del sistema.

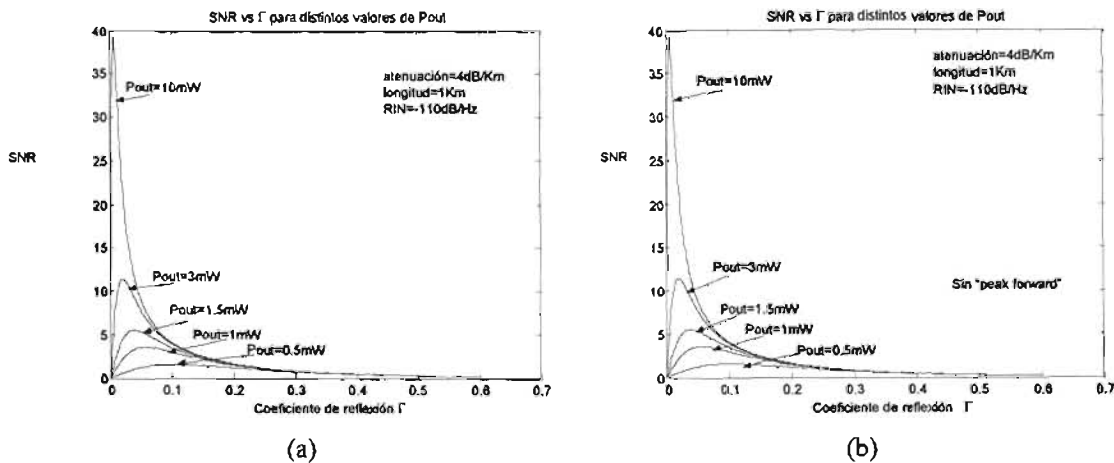


Fig. 6.21 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparcimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de potencia de un láser, con un fotodiodo *p-i-n*.

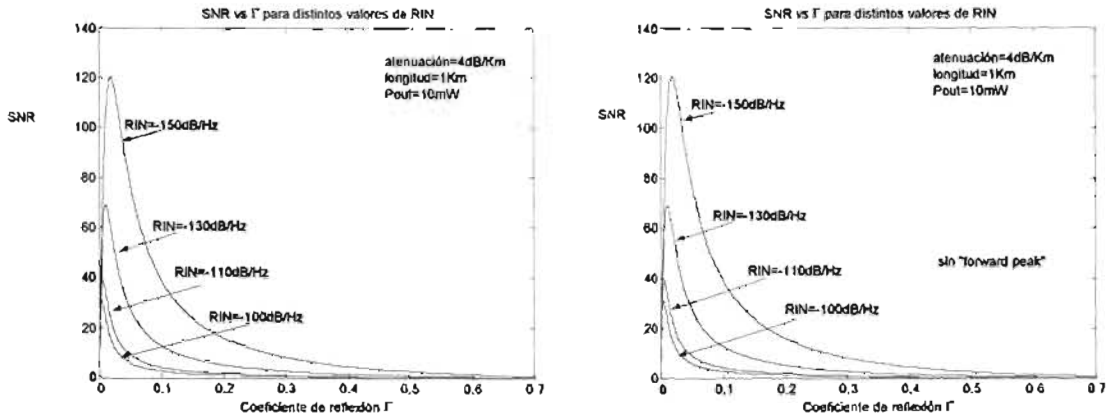


Fig. 6.22 SNR contra coeficiente de reflexión Γ tomando en cuenta las componentes hacia delante y hacia atrás del esparsimiento (a), tomando en cuenta sólo las componentes de esparsimiento por Brillouin y Rayleigh (b), para distintos valores de ruido de intensidad relativa de un láser, con un fotodetector $p-i-n$.

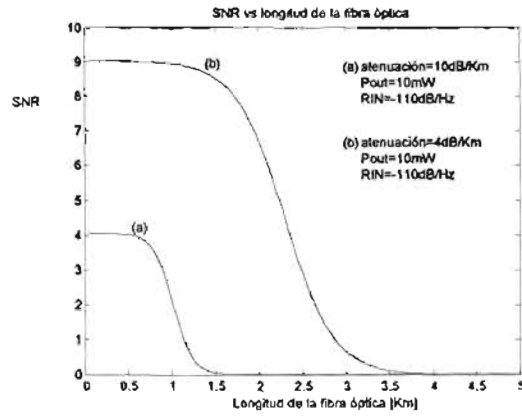


Fig. 6.23 SNR contra longitud de la fibra óptica L para una atenuación de 10dB/Km (a) y para una atenuación de 4 dB/Km (b).

== DISCUSIÓN DE RESULTADOS

A lo largo de los capítulos del presente trabajo, se señalaron las distintas fuentes de ruido que afectan a un sistema de anemometría láser Doppler con fibra óptica (FOLDA). Se presentaron los fenómenos de atenuación que ocurren dentro de la fibra óptica y la forma en como afectan el trayecto de la luz a lo largo de ésta. Con las diversas fuentes de ruido señaladas en los diversos elementos del sistema, se presentó un nuevo modelo matemático para la relación señal a ruido (SNR) de un FOLDA.

La superposición de señales recibidas en el fotodetector (señal de referencia y señal de información), se presentaron como funciones de la potencia de salida del láser y de los factores de atenuación a lo largo de la fibra óptica. La señal de ruido en el sistema, se formó a partir de los ruidos generados en los distintos elementos del sistema. Se agregaron al modelo seis ruidos: ruido formado en la fuente láser, ruido formado por el esparcimiento de Brillouin, ruido formado por el esparcimiento de Rayleigh, ruido formado por el esparcimiento de la interfase núcleo-recubrimiento, ruido de disparo y ruido térmico. El modelo, se presentó como una función del factor de reflexión Γ de la cara final de la fibra óptica, lo que ayudó a tener un control de la potencia de la señal de referencia. Los resultados descritos a continuación, describen lo observado en los diversos cálculos realizados con el modelo matemático de la SNR del FOLDA, al variar distintos parámetros que integran al modelo. Los resultados se dividen tanto por la longitud de onda en la cual se trabajó, como por el fotodetector usado.

Resultados de la SNR en una longitud de onda de 632nm

Los resultados de los cálculos hechos a una longitud de onda de 632nm, están presentes en las Fig. (6.2) a (6.8). En dichas figuras, se muestra la relación que existe entre distintos parámetros de los elementos que conforman el sistema FOLDA y la manera en que afectan la SNR del sistema. Las gráficas muestran el SNR de la señal del sistema en función del coeficiente de reflexión Γ al final de la cara de la fibra óptica. Dicho coeficiente, nos permitió tener una modulación en la intensidad de la señal del oscilador local, con la cual se puede obtener un máximo en la SNR. Dentro de las figuras mencionadas, dicho valor máximo está dentro de un rango de 0.05 a 0.2, el cual está dentro de los valores típicos para la reflectividad óptima de los ALD (1-12%).

Los diferentes modelos presentados en las ecuaciones (5.35-5.37), tienen como finalidad, comprender la forma en como afecta tanto el fenómeno del esparcimiento dentro del núcleo de la fibra óptica, como el ruido de intensidad relativa (RIN) del láser al SNR del sistema. Se presentaron 3 simulaciones, cada una correspondiente a cada modelo, donde se observa que una de las principales contribuciones de ruido al sistema es la perteneciente a las componentes de retro-esparcimiento de los fenómenos de Brillouin y Rayleigh, así como el esparcimiento hacia delante por parte de la interfase núcleo-recubrimiento. Esta última componente, a pesar de tener una componente de atenuación mayor debida al coeficiente de reflexión al final de la fibra, llega a contribuir a la degradación del SNR, situación que contrasta con, las componentes de esparcimiento hacia delante de Brillouin y Rayleigh, las cuales no llegan a tener una contribución significativa en las gráficas del SNR. Es por esto, que las gráficas marcadas con la letra (c) en esta sección, no se modifican visiblemente con respecto a las gráficas marcadas con la letra (b).

En la Fig. 6.2(a), se puede observar la contribución que hace el factor de ruido en exceso dentro de un fotodetector a la SNR. El tener un coeficiente de ionización bajo, $k_A=0.01$, llega a incrementar la señal cientos de veces, a diferencia de tener un valor muy alto en dicho parámetro, como lo es un valor de 1. Valores tan grandes como éste, afectan en mucho a la SNR debido a que el ruido de disparo, al igual que el ruido por el esparcimiento crecen más rápido que la señal del fotodetector.

En la figura 6.3, se puede apreciar la forma en como afecta la ganancia de un fotodiodo a la SNR. Para este caso, se eligió un valor bajo de coeficiente de ionización, lo que ayuda a que no se tenga un factor de ruido en exceso alto y permita que la ganancia del fotodiodo no se vea afectada. Sin embargo, como se puede observar en la figura 6.9 (a), al tener un factor de ruido alto, la ganancia del fotodiodo deja de contribuir al mejoramiento de la SNR. Esto nos indica, que la ganancia óptima del APD es muy sensible al coeficiente de ionización k_A . El valor de $k_A=1$, contribuye a un crecimiento del ruido dentro del fotodetector; hace que exista una igualdad entre la ganancia M del APD y el factor de exceso de ruido F_A lo que resulta en un exponente cúbico en la parte del ruido de disparo, mientras que en la señal se conserva el exponente cuadrático por parte de la ganancia del fotodiodo. En la Fig. 6.9(a), se observa que a un determinado valor de ganancia, la SNR ya no se incrementa. Es decir, la ganancia en el APD ya no contribuye a un mejoramiento de la SNR. Esto se acentúa más si el factor de ruido es mayor. Si el factor de ruido es menor Fig. 6.9 (b), la ganancia en el APD, sigue contribuyendo al mejoramiento de la SNR.

La potencia de salida del láser, también es otro parámetro que juega un papel muy importante en la SNR. Como se puede observar, la potencia ayuda mucho a mejorar la SNR. Las figuras 6.4(a),(b) y (c), muestran la forma en como el aumento en la potencia de salida de un láser llega a mejorar la calidad de la señal en varios decibeles. Por otro lado, la modificación de este parámetro no afecta el máximo nivel de la SNR con respecto al coeficiente de reflexión Γ .

Con respecto al ruido de intensidad relativa (RIN), Fig. 6.5, se observa que no hay una variación muy grande de la SNR para valores típicos de RIN en láseres (-150dB/Hz a -110dB/Hz). En la actualidad no existen láseres con valores de RIN debajo de los -100dB/Hz, sin embargo, en la simulación, se presentaron valores por debajo de

-100dB/Hz, para resaltar la función que tiene esta fuente de ruido en los sistemas de heterodinación.

La figura 6.6, muestra la relación que guarda la SNR con la longitud de la fibra óptica. Dicho factor es muy importante, ya que la SNR decae muy rápido al aumentar dicho parámetro ver figura 6.6(c). En dicha figura, se puede observar que a una longitud de onda de 632nm y con una atenuación de 10dB/Km, la señal puede llegar a perderse a una distancia de 1.5Km. En cambio, se puede tener una buena señal para valores de distancia menores a 1 kilómetro.

La atenuación de la fibra es otro factor que interesa. Como se puede observar en el Anexo B, existen en las fibras ópticas un rango de atenuación para determinada longitud de onda. Para longitudes de onda de 632nm, este rango oscila entre los 8 y 12 dB/Km. En la Fig. 6.7, se muestra como afecta este factor a la SNR. Como se puede intuir, la SNR disminuye con el aumento de la atenuación en la fibra óptica siendo este parámetro uno de los más importantes para la modificación de la SNR.

El ancho de banda del sistema es también otro parámetro muy importante, ya que contribuye directamente en todos los ruidos del sistema. Como se puede observar, a mayor ancho de banda, existe una mayor degradación de la SNR. Es por esto, que debe escogerse un ancho de banda que permita la obtención de la señal Doppler sin que se contribuya a un aumento en el ruido del sistema. Además, es necesario limitar otro tipo de cambios de frecuencia como el generado por el retro-esparcimiento de Brillouin cuyo cambio de frecuencia se ubica entre los 10 y 20 GHz, dependiendo del tipo de fibra óptica y a la longitud de onda con la cual se trabaja. Este parámetro, es de los más importantes, ya que debe de ser un parámetro variable, debido a que la velocidad del fluido puede cambiar.

Resultados de la SNR en una longitud de onda de 830nm

Los parámetros involucrados en la SNR del sistema, a esta longitud de onda, (830nm) presentan las mismas contribuciones que en la sección anterior (630nm). Sin embargo, a esta longitud de onda, la atenuación de la fibra óptica es mucho menor (4dB/Km), y el nivel de respuesta del fotodiodo es mayor, lo que ayuda a que se incremente de manera muy importante la SNR del sistema. En las gráficas de esta sección Figs.(6.12)-(6.18), a pesar de que el máximo valor de nuestro SNR se modifique y se recorra hacia un valor muy próximo a cero para el coeficiente de reflexión, los valores de la señal son mucho más altos que los valores de ruido generados, por lo que se puede trabajar con un coeficiente de reflexión de 0.2 con una buena calidad de SNR. En esta sección, también se puede observar la afectación que tiene la componente del esparcimiento hacia delante en la SNR del sistema la cual contribuye de manera importante en la degradación de la SNR. Por otro lado, al igual que en la sección anterior, las componentes de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh hacia delante, no tienen una contribución muy significativa a la SNR, por lo cual se pueden eliminar. La longitud de la fibra, gracias a los valores bajos de la atenuación, facilita que se tengan valores aceptables de SNR para distancias mayores. Casi el doble de distancia que para una longitud de onda de 630nm.

Resultados de la SNR con un fotodiodo $p-i-n$

La relación de la SNR presente en este estudio, tiene una dominancia del ruido de disparo, situación que beneficia al uso de fotodiodos $p-i-n$ sobre el fotodiodo de avalancha que es preferible usarlo en una dominancia del ruido térmico. Sin embargo, como se pueden observar en las gráficas, la respuesta “responsivity”, la cual esta ligada con la ganancia M del APD, contribuye en gran medida a tener una mejor SNR. De la tabla 6.3, se pueden observar los valores para R , los cuales se encuentran en un rango de 10 a 130 A/W, mientras que para los diodos $p-i-n$ están en un rango menor a 1. El factor cuadrático que tiene este parámetro en la señal del modelo, contribuye en gran medida al mejoramiento de la señal para los fotodiodos APD. En las figuras 6.19 a 6.23, se pueden observar los valores de SNR para las simulaciones con diodos $p-i-n$ para los mismos valores de parámetros (P_{out} , RIN, atenuación y longitud) que los usados con los fotodiodos APD. La disminución de la señal llega a ser mucha, teniendo valores de SNR menores a 10 unidades. Para estos fotodetectores, el valor del coeficiente de reflexión óptimo para un máximo en la SNR, se encuentra en valores muy cercanos a cero.

== CONCLUSIONES GENERALES

En el presente trabajo, se desarrolló un nuevo modelo matemático de la formación de la señal en un receptor heterodino óptico, dándose un enfoque en la relación señal a ruido (*Signal-to-Noise Ratio*, *SNR*) de un sistema de anemometría láser Doppler con fibra óptica (FOLDA). El estudio de la SNR, contempló los diversos ruidos que se generan en los elementos que integran dicho sistema de medición de flujos a distancia.

El modelo matemático de la SNR presentado en este trabajo, resulta novedoso y más completo que varios modelos para SNR que existen en este tipo de sistemas. La importancia de la SNR en un sistema de comunicación, radica en poder fijar un límite de detección de una señal. Es decir, para un ruido determinado representa la señal más pequeña que permite recuperar la información con la calidad deseada. El modelo matemático, consideró distintas fuentes de ruido generadas en los elementos del sistema que en otros modelos no se han tomado en cuenta, como lo son el ruido proveniente del láser o los fenómenos de esparcimiento que se generan en el núcleo de la fibra óptica. La manera en como está planteado el modelo, nos permite acceder a la SNR a partir de distintos parámetros importantes del sistema como lo es la atenuación de la fibra óptica y la longitud de esta, así como la potencia de salida del láser, o las características del fotodetector.

Los resultados obtenidos, nos muestran los efectos que producen diversos fenómenos generados en el interior de la fibra como lo son el esparcimiento de Rayleigh, el esparcimiento de Brillouin y el esparcimiento por la interfase núcleo-recubrimiento en la SNR del sistema. También, se muestran los resultados en la variación de la SNR por el ruido de intensidad relativa en láseres y la potencia de salida del mismo.

Como se puede constatar en las gráficas presentadas en el capítulo 6, la variación de ciertos parámetros, afectan en mayor o menor medida la SNR del sistema. Dentro de los parámetros que más afectan a esta relación, están la atenuación y la longitud de la fibra óptica. Ambos factores, son los principales atenuadores de la señal que llega a la superficie del fotodetector, razón por la cual es fundamental conocer los valores óptimos para el correcto desempeño del sistema de medición. Los resultados mostrados en la presente, muestran la importancia de trabajar en ventanas con menor atenuación para la fibra óptica. La SNR del sistema mejora por mucho al trabajar en longitudes de onda de 830nm donde

la atenuación de la fibra es de aproximadamente 4dB/Km, en comparación con la longitud de onda de 630nm donde la atenuación en la fibra es de 10dB/Km.

Con respecto a los fenómenos de esparcimiento que ocurren dentro de la fibra, los cálculos hechos, muestran que éstos, llegan a afectar la SNR del sistema. Los fenómenos de esparcimiento por Brillouin y Rayleigh, en su forma de retro-esparcimiento, así como el esparcimiento hacia delante debida a la interfase núcleo-fibra, son los principales modificadores de la SNR del sistema. El factor de atrapamiento (*trapping factor*) de una fibra óptica, debe reducirse al máximo, para que estos fenómenos de esparcimientos también puedan reducirse y disminuir su efecto en la SNR del sistema.

Con respecto al ruido de intensidad relativa producido por la fuente láser, no se observa una variación significativa en el SNR. Para el rango de valores en el que se encuentran los valores de RIN de los diodos semiconductores actuales, las gráficas mostradas en este trabajo no muestran una variación grande en la relación señal a ruido. Sin embargo la variación y control en la potencia del oscilador local, nos permite tener un control y disminución de este ruido.

== ANEXO A

Principios básicos de la anemometría láser Doppler

La anemometría láser Doppler, utiliza el efecto Doppler para medir la velocidad en un punto específico de algún fluido con la ayuda de un rayo de luz. Dicha técnica, es sensible a las componentes de velocidad y mide esas componentes en una secuencia de muestras cercanas instantáneas. Estas características, dan varias ventajas- un anemómetro láser Doppler (ALD) no crea perturbaciones en el flujo medido y puede ser utilizado en flujos turbulentos donde la velocidad cambia con el tiempo. Sin embargo, el ALD presenta ciertas desventajas al necesitar de un flujo transparente a través del cual los rayos de luz pasen y el no dar señales continuas de velocidad.

A.1. El efecto Doppler

Cuando un observador que escucha se mueve hacia una fuente sonora en reposo, la frecuencia del sonido que se percibe es superior que cuando se encuentra en reposo. Si el observador se esta alejando de la fuente fija, percibe un sonido más bajo que cuando se halla en reposo. Se obtienen resultados similares, cuando la fuente se encuentra en movimiento, acercándose o alejándose de un observador en reposo. Este fenómeno, es conocido como efecto Doppler, gracias al científico australiano Christian Johann Doppler (1803-1853), quien en 1842 presentó una memoria donde daba cuenta de que el color de un cuerpo luminoso, lo mismo que la frecuencia de un cuerpo sonoro, debía cambiar como consecuencia del movimiento relativo del cuerpo y del observador.

El efecto Doppler es un cambio aparente en la frecuencia de una onda (sonora o luminosa), cuando la fuente de la onda y el observador están en movimiento relativo uno con respecto al otro. La frecuencia aumenta cuando la fuente y el observador se aproximan, y decrece cuando se alejan uno de otro.

A.1.1 Caso 1: Observador móvil, fuente en reposo

En la figura. A.1, se observa una fuente luminosa (láser) en reposo y un observador que se mueve hacia la fuente con una velocidad v_p . Los círculos representan los frentes de onda, separados por la distancia de la longitud de onda en el medio. Si el observador estuviera en reposo en el medio recibiría ct/λ_l ondas en el tiempo t , siendo c la velocidad del sonido en el medio y λ_l la longitud de onda de la fuente láser. Debido a que el observador se mueve hacia la fuente, éste recibe $v_p t/\lambda_l$ ondas adicionales en ese mismo tiempo t . La frecuencia f' que percibe es el número de ondas recibidas por unidad de tiempo, es decir:

$$f' = \frac{ct/\lambda + v_p t/\lambda_l}{t} = f_l \cdot \left(1 + \frac{v_p}{c}\right) \quad (\text{A.1})$$

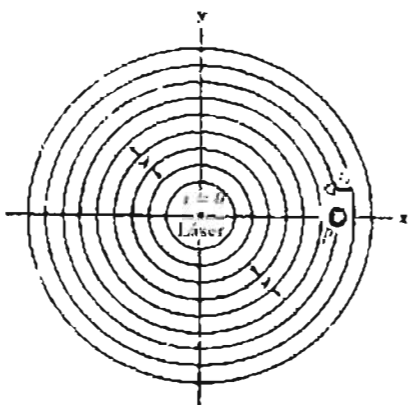


Fig. A.1 Una fuente estacionaria emite frentes de onda concéntricos con una separación de una longitud de onda. El observador se mueve con una velocidad v_p hacia la fuente [1].

La frecuencia f' que percibe el observador es igual a la frecuencia ordinaria f_l que percibe en reposo más el aumento $f_l(v_p/c)$ que proviene del movimiento del observador. Cuando el observador, se encuentra en movimiento *alejándose* de la fuente sonora, hay una disminución de frecuencia $f_l(v_p/c)$ correspondiente a las ondas que no llegan al observador en cada unidad de tiempo debido a que se aleja de la fuente sonora, de tal manera que

$$f' = f_l \cdot \left(\frac{c - v_p}{c}\right) = f_l \cdot \left(1 - \frac{v_p}{c}\right) \quad (\text{A.2})$$

La relación general que puede aplicarse para este fenómeno cuando la fuente se encuentra en reposo con respecto al medio pero el observador se está moviendo a través del medio es

$$f' = f_l \cdot \left(1 \pm \frac{v_p}{c}\right), \quad (\text{A.3})$$

en la cual, el signo (+) es aplicable al movimiento hacia la fuente y el signo (-), al movimiento de alejarse de la misma. En el caso más general, cuando la velocidad del observador no es paralela a la línea que une a éste y a la fuente, se considera la proyección del vector velocidad del observador sobre la dirección que apunta de la fuente al observador, cuyo vector unitario será \hat{e}_{ip} tal que

$$f' = f_l \cdot \left(1 - \frac{v_p \cdot \hat{e}_{ip}}{c}\right). \quad (\text{A.4})$$

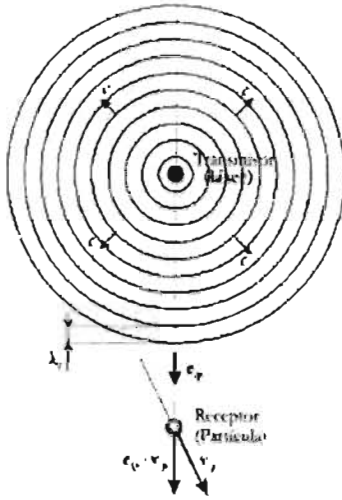


Fig. A.2 El observador se mueve con velocidad v_p y el efecto Doppler es proporcional a la proyección de su velocidad sobre la línea que va de la fuente al observador [1].

El producto punto, permite describir tanto el caso en el que el observador se acerca a la fuente como aquél en el que se aleja en una misma expresión matemática. (Ver Fig. A.2)

A.1.2 Caso 2: Fuente en movimiento, observador en reposo

Cuando la fuente (una partícula en movimiento), se encuentra en movimiento hacia un observador en reposo (receptor óptico), el efecto es un acortamiento de la longitud de onda, porque la fuente está avanzando detrás de las ondas que se acercan al observador y por consiguiente, las crestas quedan más próximas. Si la frecuencia de la fuente es f_p y su velocidad v_p , durante cada vibración avanza una distancia v_p/f_p y cada longitud de onda se reduce en esa cantidad. Por consiguiente, la longitud de onda del láser que llega al observador no es $\lambda_p = c/f_p$ sino $\lambda' = c/f_p - v_p/f_p$. Por lo tanto, la frecuencia del sonido que percibe el observador aumenta y está dada por

$$f' = f_p \cdot \left(\frac{1}{1 - v_p/c} \right) \tag{A.5}$$

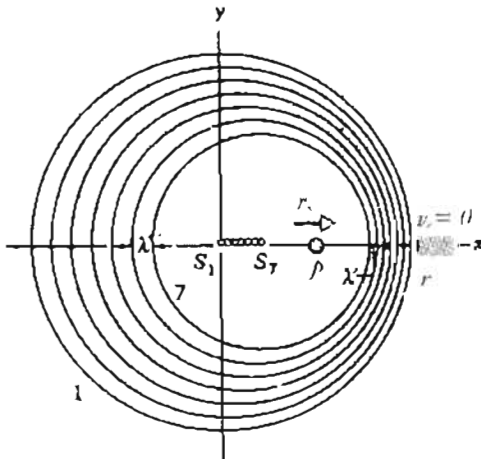


Fig. A.3 El observador se encuentra en reposo, mientras que la partícula se mueve hacia él con una velocidad v_p . El observador mide una longitud de onda menor debido al acercamiento de los frentes de onda en la [1] dirección de movimiento de la fuente.

Si la fuente se mueve alejándose del observador, la longitud de onda emitida es v_p/c mayor que λ , de manera que el observador percibe una frecuencia reducida. Por consiguiente, la relación general aplicable cuando el observador se encuentra en reposo con respecto al medio pero la fuente se está moviendo a través de él es:

$$f' = f \cdot \left(\frac{c}{c \mp v_p} \right) \tag{A.6}$$

expresión en la cual es signo (-) es aplicable cuando el movimiento es hacia el observador y el signo (+) cuando el movimiento es alejándose del observador.

En el caso de la velocidad de la fuente no sea paralela a la línea que une a ésta y al observador, mediante la proyección del vector velocidad sobre la línea que une a la fuente con el observador, cuyo vector unitario esta representado por \hat{e}_{pr}

$$f' = f \cdot \left(\frac{c}{c \mp v_p \cdot \hat{e}_{pr}} \right) \tag{A.7}$$

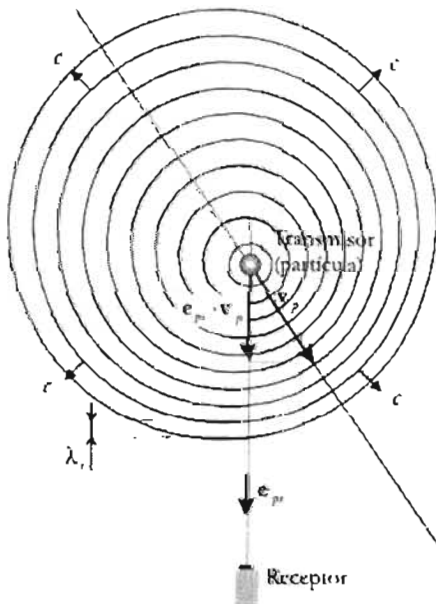


Fig. A.4 El observador está en reposo y la fuente se mueve, pero no en dirección hacia el observador, por lo que el efecto Doppler es proporcional sólo a la proyección de la velocidad de la fuente sobre la dirección que va de de ésta hacia el observador [1].

A.1.3 Caso 3: Fuente y observador en movimiento

Si tanto la fuente como el observador se mueven a través del medio, se tendrá una frecuencia:

$$f' = f_l \cdot \left(\frac{c \pm v_p}{c \mp v_l} \right) \tag{A.8}$$

donde v_p es la velocidad de la partícula y v_l es la velocidad del láser. Los signos superiores corresponden al caso el que el observador y la fuente se acercan el uno al otro y los signos inferiores indican el caso contrario.

En la técnica láser Doppler, el fenómeno Doppler, se presenta dos veces, ya que existe un receptor óptico estacionario que recibe la luz esparcida por una partícula móvil, la

cual recibe la luz proveniente de una fuente láser. La frecuencia Doppler, recibida en el fotodetector esta dada por:

$$f_D = f_l \frac{1 - \frac{\hat{e}_{lp} \cdot \mathbf{v}_p}{c}}{1 - \frac{\hat{e}_{pr} \cdot \mathbf{v}_p}{c}} \quad (\text{A.9})$$

A.2 Esquema de un anemómetro láser Doppler

El esquema más sencillo para entender como funciona un anemómetro láser Doppler se presenta en la figura A.5. Dicho esquema representa un ALD de una componente y doble rayo. El sistema es de una componente, debido a que mide sólo una componente de velocidad a partir de dos rayos láser de igual intensidad. Los rayos son generados a partir de un láser, cuyo rayo es separado usando un divisor de haz. Ambos rayos, son enfocados con unos lentes, los cuales hacen que los rayos se intercecten en un punto. Este punto donde se intercectan es donde la medición de la velocidad se hace y se conoce como el volumen de medición.

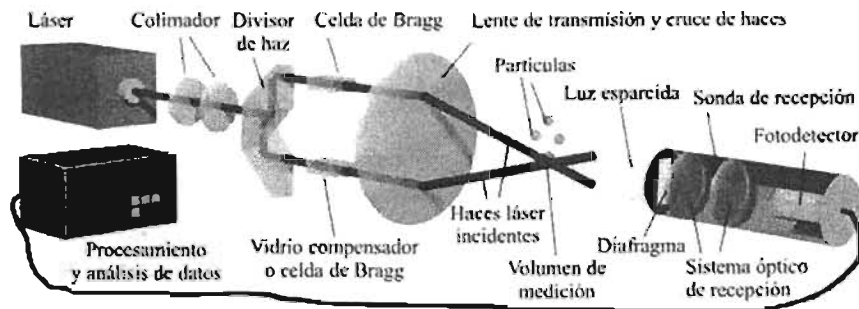


Fig. A.5 Esquema de un anemómetro láser Doppler de una componente y doble rayo [2].

La interferencia de los rayos de luz crean en el volumen de medición un conjunto de franjas igualmente espaciadas (bandas de color claras y oscuras) que son paralelas al bisector de los rayos

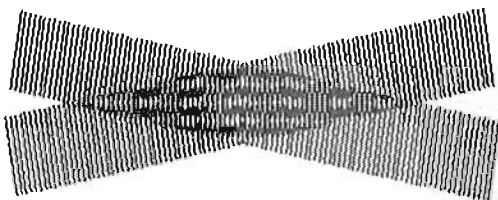


Fig. A.6 Detalle del volumen de medición que muestra la formación de franjas.

Una medición se hace cuando una partícula pequeña que es arrastrada por el flujo pasa a través de estas franjas de luz. Al pasar por este volumen, la luz recibida por la partícula fluctúa con las franjas y por lo tanto, la cantidad de luz esparcida por la partícula también fluctúa. La frecuencia de esta fluctuación, es proporcional a la velocidad de la partícula normal a las franjas.

Para detectar esta frecuencia, la luz esparcida por la partícula, es colectada por un segundo lente y enfocada hacia un fotodetector, la cual convierte las fluctuaciones en la

intensidad de la luz en una señal de corriente que fluctúa de manera proporcional. Un procesador de señal es el encargado de determinar la frecuencia de la señal y consecuentemente la velocidad del fluido.

A.2.1 Generación de las franjas

La figura A.7 muestra de manera esquemática el arreglo de las ondas de luz dentro de los rayos de luz. Las ondas están representadas por líneas que muestran los picos de dichas ondas. Debido a que la luz del láser es monocromática y coherente, todos los picos están alineados. En el volumen de medición las ondas de luz de ambos rayos se cruzan y crean un patrón de interferencia. Las ondas de luz que están en fase se suman creando franjas brillantes y las ondas que están desfasadas se cancelan creando franjas oscuras.

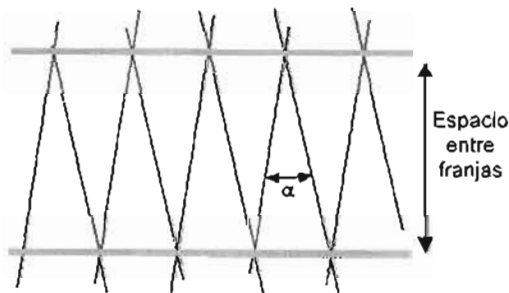


Fig. A.7 Detalle que muestra la relación entre el espaciamiento de franjas, longitud de onda del láser y en ángulo entre los rayos α

Para calcular el espacio entre las franjas se necesita conocer la longitud de onda del láser λ y el ángulo entre los rayos de luz α . La figura A.3 muestra un alargamiento de la zona de franjas y se puede observar que las franjas brillantes adyacentes y las ondas de luz forman un triángulo isósceles de ángulo α y con base $\lambda / \cos(\alpha/2)$. Usando trigonometría, se puede conocer el espaciamiento entre las franjas S es $\lambda / 2 \sin(\alpha/2)$.

El espaciamiento entre líneas nos ayuda a determinar la relación entre la velocidad de la partícula y la frecuencia que genera. Si las franjas tienen una distancia S y la componente de la velocidad de la partícula normal a las franjas es U , entonces la partícula cruzará un total de U/S franjas por segundo. Entonces la partícula generará una señal con frecuencia

$$f = \frac{U}{S} = 2U \frac{\sin(\alpha/2)}{\lambda} \quad (\text{A.10})$$

La ecuación (A.10) establece la relación entre la frecuencia f de las señales de un ALD con la velocidad del fluido U .

A.3 Referencias al Anexo A

- [1] Resnik R., Halliday D. y Krane K.S. *Física. (Volumen 1)*. Cuarta edición, Editorial CECSA. México, 1999.
- [2] Albrecht H.E., Borys M., Damaschke N. y Tropea C. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer-Verlag, Germany (2003).

ANEXO B

Valores de atenuación en elementos ópticos

El siguiente Anexo tiene como función presentar los valores de atenuación de distintos elementos ópticos como fibras ópticas, acopladores y conectores que se encuentran en el mercado actual. Las distintas gráficas y valores obtenidos en este Anexo, se obtuvieron de diversos catálogos de fabricantes, principalmente de ThomLabs y OceanOptics.

B.1 Fibras ópticas

Las fibras de silicio, son altamente transparentes para longitudes de onda en el espectro visible y las pérdidas debidas a la absorción son del orden de un 10 por ciento por metro. La absorción se incrementa para longitudes de onda en el espectro del UV e IR. Las características de absorción de la fibra, están dominadas por la concentración de radicales hidróxilos (OH^-). Con una baja concentración de OH^- , se tiene una mejor transmisión cerca del IR. El tipo de fibras, con bajo OH^- , pueden funcionar en un rango que va desde el espectro visible hasta el IR cercano (400-2100nm). Este tipo de fibras ópticas, proveen la menor atenuación interna de luz posible. Son útiles para aplicaciones, dentro de éste rango óptico, que requieren longitudes de fibra muy grandes. Son económicas y son un método conveniente para transformar una energía de fuentes de luz a muestras, o desde muestras a detectores.

La gráfica de atenuación que se muestra a continuación es para una fibra multimodo de índice escalonado y con una apertura numérica de 0.22 ± 0.02 con bajo OH^- . Se obtuvo de la página de la compañía "*OceanOptics*"[1].

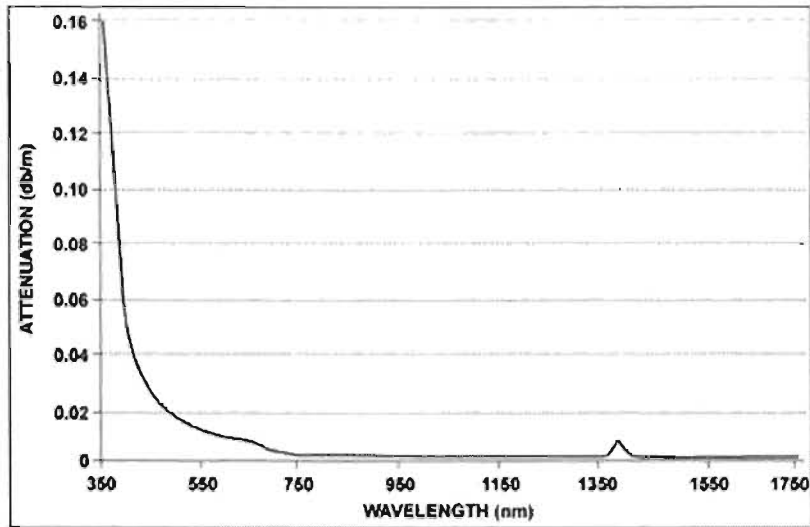


Fig. C.1. Atenuación contra longitud de onda para fibras “VIS-NIR(Ultra.low OH)” [3]

Fibra Óptica de núcleo largo y bajo OH.

Modelo	NA	Diámetro del Núcleo	Diámetro del Revestimiento	Precio aproximado		
CF01493-51	0.22	200+/- 5µm	240+/-5µm	1-9m: \$ 8.91	10-49m: \$ 6.24	50-249: \$ 5.11

Gráfica de atenuación

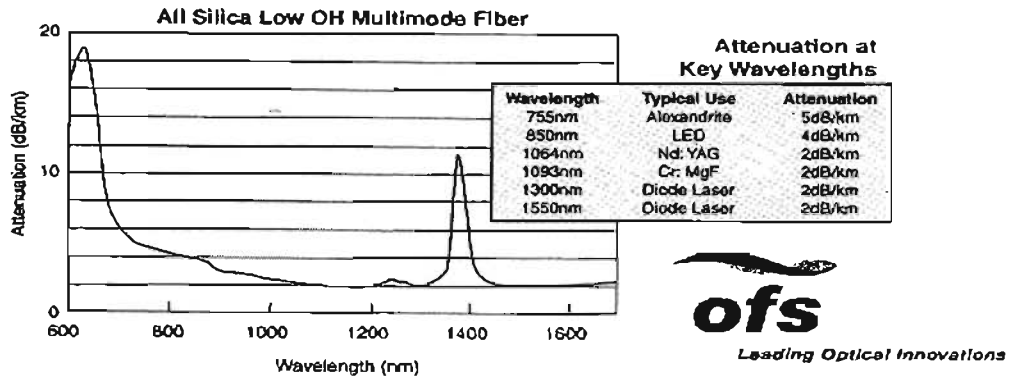


Fig. C.2 Atenuación contra longitud de onda de una fibra multimodo de silicio con bajo OH [2]

Fibra Óptica Multimodo de núcleo largo y alto OH.

Modelo	NA	Diámetro del Núcleo	Diámetro del Revestimiento	Precio aproximado		
CFO1493-41	0.22	200+/- 5µm	240+/-5µm	1-9m: \$ 6.86	10-49m: \$ 4.80	50-249: \$ 3.93

Gráfica de atenuación

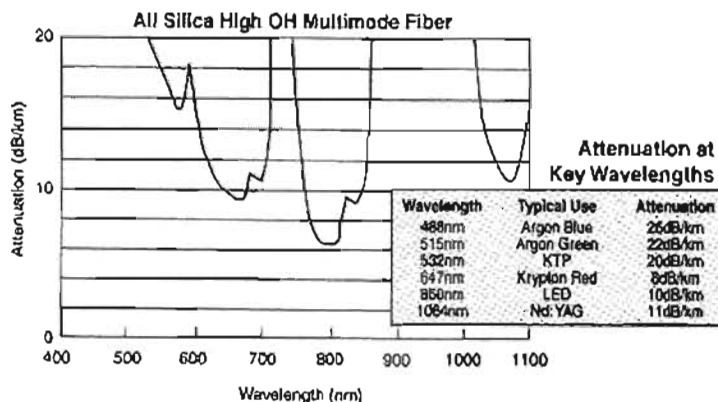


Fig.C.3 Atenuación contra longitud de onda de una fibra multimodo de silicio con alto OH [2].

Fibra Óptica Multimodo de Silicio (capacidad de manejo de alta potencia)

Modelo	NA	Diámetro del Núcleo	Diámetro del Revestimiento	Precio aproximado
FG-200-LCR1	0.22	200+/- 8 μm	240+/- 5μm	1-9m: \$ 10.86 10-49m: \$ 7.60 50-249: \$ 6.23
FG-200-UCR2	0.22	200+/- 8 μm	240+/- 5μm	1-9m: \$ 10.86 10-49m: \$ 7.60 50-249: \$ 6.23

Gráfica de atenuación

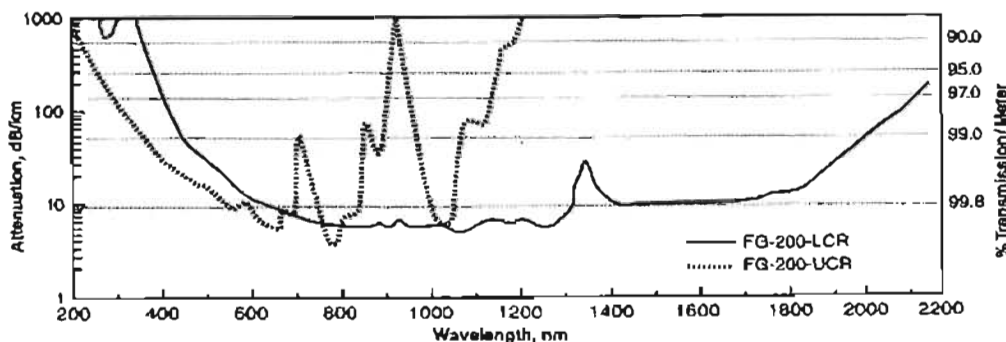


Fig. C.4 Atenuación contra longitud de onda de los modelos FG-200-LCR y FG-200-UCR [2].

Fibra óptica multimodo con bajo OH y núcleo largo.

Modelo	NA	Diámetro del Núcleo	Diámetro del Revestimiento	Precio aproximado
CFO1493-10	0.37	200+/- 4 μm	240+/- 10μm	1-9m: \$ 1.03 10-49m: \$ 0.72 50-249: \$ 0.59

¹ Transmisión desde el espectro visible hasta el infrarrojo cercano (bajo OH)

² Transmisión desde el espectro del ultravioleta al

Gráfica de atenuación

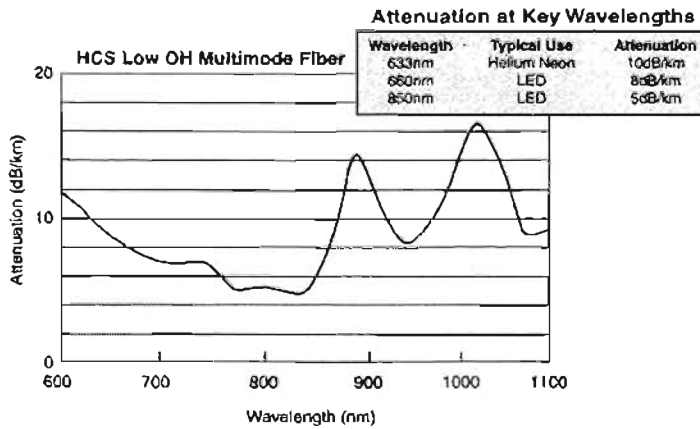


Fig.C.5 Atenuación contra longitud de de onda del modelo CFO1493-10 [2].

Fibra multimodo con alto OH y núcleo largo (HSC)

Modelo	NA	Diámetro del Núcleo	Diámetro del Revestimiento	Precio aproximado
CFO1493-18	0.37	200+/- 4 μm	230+0/- 10μm	1-9m: \$ 1.17 10-49m: \$ 0.82 50-249: \$ 0.67

Gráfica de atenuación

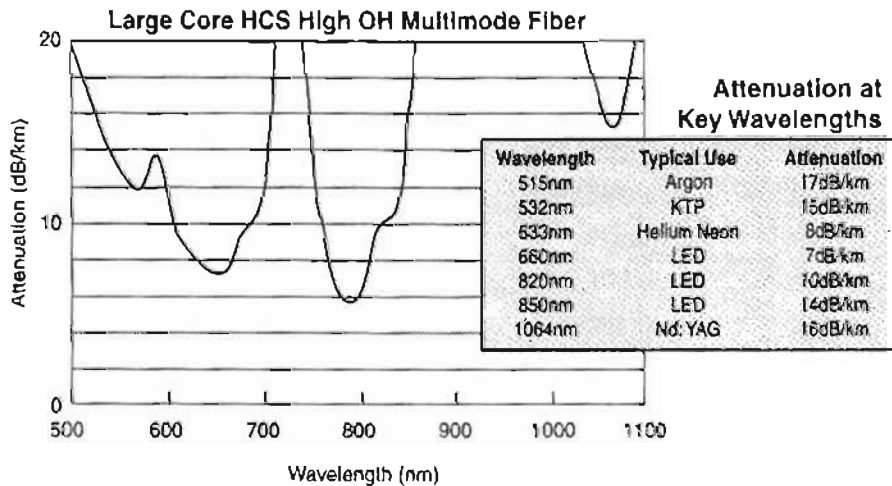


Fig. C.6. Atenuación contra longitud de de onda del modelo CFO1493-18 [2].

Fibra multimodo con revestimiento duro (TECS).

Modelo	NA	Diámetro del Núcleo	Diámetro del Revestimiento	Precio aproximado
FT-200-EM	0.39	200+/- 8 μm	225+/- 5μm	1-9m: \$ 1.71 10-49m: \$ 1.20 50-249: \$ 0.98
FT-200-UMT	0.39	200+/- 8 μm	225+/- 5μm	1-9m: \$ 1.71 10-49m: \$ 1.20 50-249: \$ 0.98

Gráfica de atenuación

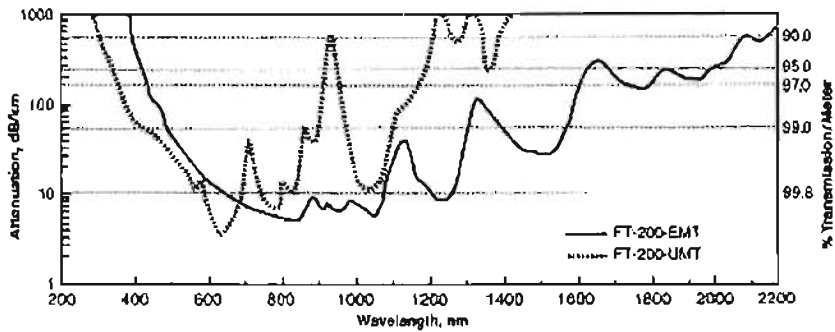


Fig. C.7 Atenuación contra longitud de onda de los modelos FT-200-EM y FT-200-UMT. [2].

Fibra Mono-modo 630nm: 3M.

Operación mono-modo para HeNe y diodos láser visibles.

Modelo	NA	Díámetro del Núcleo	Díámetro del Revestimiento	Atenuación típica	Atenuación máxima
FS-SN-3224	0.12	125+/- 2 μm	250+/- 15 μm	10 dB/km	12dB/km

Precio aproximado		
1-9m:	10-49m:	50-249:
\$ 9.69	\$ 6.78	\$ 5.56

Como se puede observar, la atenuación de las fibras en una longitud cercana a la emitida por el láser de He-Ne (632.8nm), oscila entre los 8 y 10 dB/Km. En cambio para las longitudes de onda de 850 nm, las atenuaciones oscilan entre los 4 y 5 dB/Km.

Referencias al Anexo B

- [1] Buyer's Catalog, Tool of the trade. ThorLabs.Inc. Volume 17, 2005.
 [2] Catálogo de productos de OcenOptics. Documento en PDF. [URL]:
<http://www.oceanoptics.com/Products/2004Catalog.pdf>

DET110 - HIGH-SPEED SILICON DETECTOR

DESCRIPTION:

Thorlabs' DET110 is a ready-to-use high-speed photo detector. The unit comes complete with a photodiode and internal 12V bias battery enclosed in a ruggedized aluminum housing. The head includes a removable 1" optical coupler (SM1T1), providing easy mounting of ND filters, spectral filters and other Thorlabs 1" stackable lens mount accessories. Also available are fiber adapters (SMA, FC and ST style). An #8-32 tapped hole is provided on the base of the housing to mount the detector directly to a Thorlabs' positioning device (1/2" post holder, mounting plates, etc).

SPECIFICATIONS:

Detector:	Silicon PIN	Housing:	Black Anodized Aluminum
Spectral Response:	320-1100nm	Size:	φ1.43" x 1.67"
Peak Wavelength:	960nm±50nm	Output:	BNC, DC-Coupled
Rise/Fall Time¹:	20ns	Bias:	12V Battery (Type A23)
Diode Capacitance:	20pF	Mounting:	8-32 (M4) Tapped Hole
NEP:	1.2 x 10 ⁻¹⁴ W/√HZ	Diode	TO-5, Anode Marked
Dark Current:	10nA	Socket:	
Active Area:	13mm ² 3.6mm x 3.6mm square	Damage	100mW CW
Linearity Limit:	1mW	Threshold:	0.5 J/cm ² (10ns pulse)

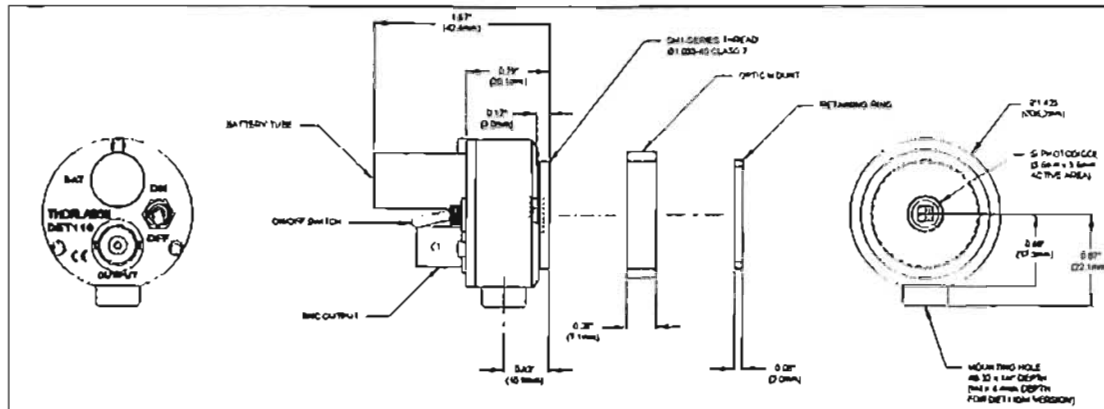


Figure 1. - Mechanical Dimensions

OPERATION:

Thorlabs DET series are ideal for measuring both pulsed and CW light sources. The DET110 includes a reversed-biased PIN photo diode, bias battery, and ON/OFF switch packaged in a ruggedized housing. The BNC output signal is the direct photocurrent out of the photo diode anode and is a function of the incident light power and wavelength. The Spectral Responsivity, $\mathcal{R}(\lambda)$, can be obtained from Figure 2 to estimate the amount of photocurrent to expect. Most users will wish to convert this photocurrent to a voltage for viewing on an oscilloscope or DVM. This is accomplished by adding an external load resistance, R_{LOAD} . The output voltage is derived as:

$$V_O = P \cdot \mathcal{R}(\lambda) \cdot R_{LOAD}$$

The bandwidth, f_{BW} , and the rise-time response, t_R , are determined from the diode capacitance, C_J , and the load resistance, R_{LOAD} as shown below:

$$f_{BW} = 1 / (2 \cdot \pi \cdot R_{LOAD} \cdot C_J)$$

$$t_R = 0.35 / f_{BW}$$

For maximum bandwidth, we recommend using a 50Ω coax cable with a 50Ω terminating resistor at the end of the coax. This will also minimize ringing by matching the coax with its characteristic impedance. If bandwidth is not important, you may increase the amount of voltage for a given input light by increasing the R_{LOAD} up to a maximum of $10K\Omega$.

Note: The detector has an AC path to ground even with the switch in the OFF position. It is normal to see an output response to an AC signal with the switch in this state. However, because the detector is unblased, operation in this mode is not recommended.

Figure 2 - Typical DET110 Spectral Responsivity Curve

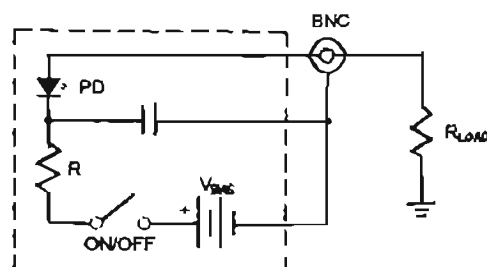
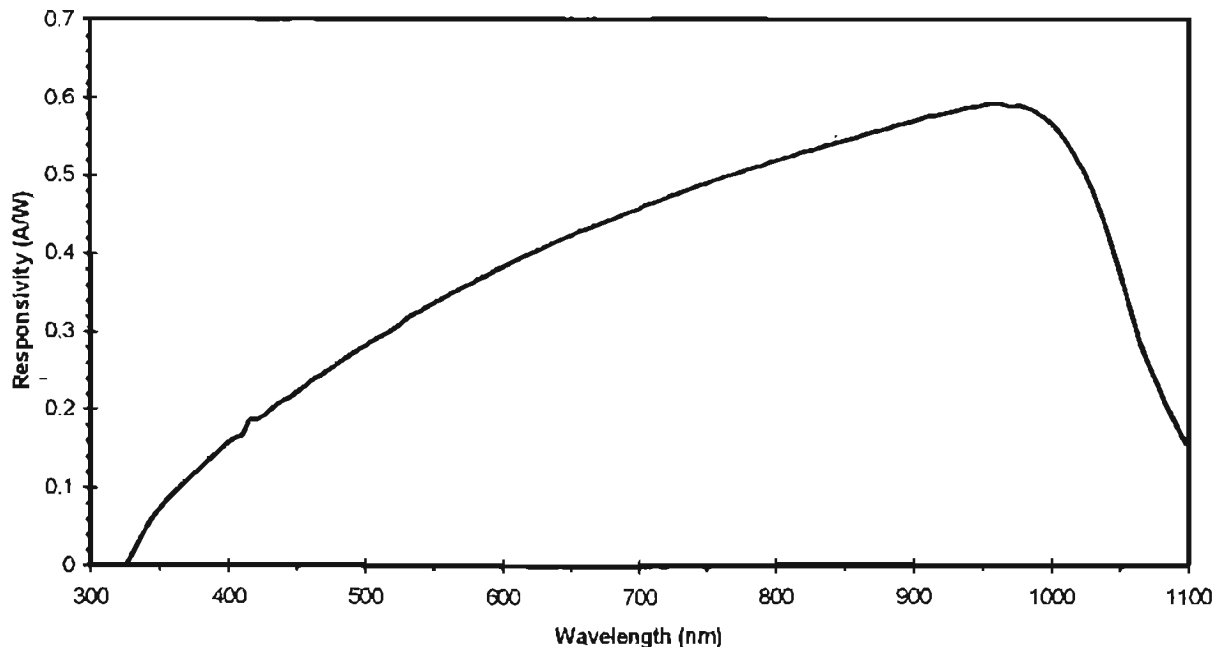


Figure 3 - Circuit Block Diagram

FIBER ADAPTERS AND OTHER ACCESSORIES

Thorlabs sells a number of accessories that are compatible with the 1" thread on the DET housing including FC, SMA, and ST fiber adapters, stackable lens tubes for mounting optics, and cage assemblies that allow the DET to be incorporated into elaborate 3-D optical assemblies.

Caution: The DET110 was designed to allow maximum accessibility to the photo detector by having the front surface of the diode extend outside of the DET housing. When using fiber adapters, make sure that the fiber ferrule does not crash into the detector. Failure to do so may cause damage to the diode and / or the fiber. An easy way to accomplish this is to install a SM1RR retaining ring (included with the DET110) inside the 1" threaded coupler *before* installing the fiber adapter.

Also available are 1ns Si detectors, InGaAs detectors, and a complete line of amplified detectors.

MAINTAINING THE DET110

There are no serviceable parts in the DET110 optical head or power supply. The housing may be cleaned by wiping with a soft, damp cloth. The window of the detector should only be cleaned using optical grade wipes. If you suspect a problem with your DET110 please call Thorlabs and technical support will be happy to assist you.

ANEXO D

Código fuente (Matlab)

```

%*****%
%*SNR PARA UN ANEMOMETRO LASER DOPPLER*%
%*****PROGRAMA PRINCIPAL*****%
close all;
clear all;
lmenu= menu('Longitud de onda para trabajar','630nm','830nm');

if lmenu==1
    lambda=0.632;
    alfa=[8/4.4329 10/4.4329 12/4.4329];
else
    lambda=0.830;
    alfa=[3/4.4329 4/4.4329 5/4.4329];
end
%-----%
% PARAMETROS DEL LASER %
%-----%
RIN=[-80 -100 -110 -120 -150]; %dB/Hz
RINhz= 10.^(RIN/10);
Pout= [0.5e-3 1e-3 50e-3 10e-3 2e-3]
% PARAMETROS DE LA FIBRA OPTICA %
ro= 0:0.001:1; % coeficiente de reflexion al final de la fibra
L= [0.5 2 1] % longitud de la fibra en Km
f=2.3e-3; %TRAPPING FACTOR F AND B
%-----%
% PARAMETROS DEL FOTODIODO APD %
%-----%
ka=[0.02 0.1 0.5 1]; %coeficiente de ionizacion
M=[10 50 100 500]; % Para un APD
Fa=zeros(length(M),length(ka)); %Los Valores de Fa(M,ka)
for i=1:length(M)
    for j=1:length(ka)
        Fa(i,j)=ka(i,j) *M(i,i)+(1-ka(i,j)).*(2-1/M(i,i));
    end
end
R=zeros(1,length(M)); %responsivity del fotodetector
for j=1:length(M)
    R(j)=M(j,j).*lambda./1.24;
end
B=2e6 % Valor de ancho de banda para la frecuencia doppler
RI= 50; % resistencia de carga 50 ohms
Id= 250e-9, % corriente de oscuridad para fotodiodo APD
Pout=Pout*.5; %Coeficiente de atenuacion de los acopladores
% CONSTANTES %
Kz=0.00001; % Coeficiente de reflexion en las particulas
q= 1.6e-19; % carga del electr'on (coulomb)
K= 1.38e-23, % Constante de Boltzman
T= 293; %Temperatura en grados Kelvin.
h=6.63e-34; % cte de planck

%+++++
% Modificacion del factor de ruido en exceso Fa
%*****
%Pout=2mW[1,5],atenuacion de fibra tipica 10dB/Km(1,2),Longitud de l Km(1,3),Kz=0.00001, M=100(1,3), RIN de -110db/Hz(1.3)
PL=Pout(1,5).*(ro).*exp(-2*alfa(1,2).*L(1,3)); %Potencia del oscilador local
PD=Pout(1,5) *(1-ro).^2 *Kz.*exp(-2.*alfa(1,2).*L(1,3)); %Potencia de la señal Doppler
%*****

```

```

PBB=(f.*Pout(1,5)/2).*0.1.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3))); % Potencia por retro-esparcimiento de Brillouin
PRB=(f.*Pout(1,5)/2).*0.75.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3)));% Potencia por retro-esparcimiento de Rayleigh
%*****
PBF=f.*ro.*Pout(1,5).*0.1*L(1,3).*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));% Potencia por esparcimiento hacia delante de Brillouin
PRF=f.*ro.*Pout(1,5).*0.75*L(1,3).*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));%Potencia por esparcimiento hacia delante de Rayleigh
PFP=Pout(1,5).*(ro).*(0.75/5).*L(1,3).*(exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3)));

signal=zeros(length(ka),length(ro));
rSN=zeros(length(ka),length(ro));
rL=zeros(length(ka),length(ro));
sRB=ones(length(ka),length(ro));
sBB=ones(length(ka),length(ro));
rld=ones(length(ka),length(ro));

for i=1:length(ka)
    signal(i,1:length(ro))= 2.*M(1,3).^2.*R(1,3).^2.*PL.*PD;
    rdisparo(i,1:length(ro))= 2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,i).*B.*R(1,3).*(PL+PD);
    rDK(i,1:length(ro))= rld(i,1:length(ro)).*2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,i).*B.*ld;
    rLaser(i,1:length(ro))= 2.*R(1,3).^2.*PL.^2.*RINHz(1,3).*B;
    rsBB(i,1:length(ro))= sBB(i,1:length(ro)).*(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,i).*R(1,3).*B).*PBB;
    rsRB(i,1:length(ro))= sRB(i,1:length(ro)).*(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,i).*R(1,3).*B).*PRB;
    rsBF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,i).*R(1,3).*B).*PBF;
    rsRF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,i).*R(1,3).*B).*PRF;
    rsPF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,i).*R(1,3).*B).*PPF;
end
rtermico=ones(length(ka),length(ro))*(4.*K.*T.*B./Rl);

ruido=rdisparo+rLaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF+rsPF;
ruido2=rdisparo+rLaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF;
ruido3=rdisparo+rLaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB;

SNR=(signal./ruido);
SNR2=(signal./ruido2);
SNR3=(signal./ruido3);

figure(1);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de Fa')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

figure(2);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR2(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de Fa')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

figure(3);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR3(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de Fa')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

%*****
%% Modelo que varia la ganancia M y por tanto R
%Pout=2mW, atenuacion de fibra tipica 10dB/Km, Longitud de l Km, Kz=0 00001, ka=0.1; Fa=10, RIN de -110db/Hz

PL=Pout(1,5).*(ro).*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));
PD=Pout(1,5).*(1-ro).^2.*Kz.*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));
PBB=(f.*Pout(1,5)/2).*0.1.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3)));
PRB=(f.*Pout(1,5)/2).*0.75.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3)));
PBF=f.*ro.*Pout(1,5).*0.1*L(1,3).*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));

```

```

PRF=f.*ro.*Pout(1,5).*(0.75*L(1,3)).*exp(-2.*alfa(1,2).*L(1,3));
PPF=Pout(1,5).*(ro).*(0.75/5).*L(1,3).*(exp(-2.*alfa(1,2)).*L(1,3));

signal=zeros(length(M),length(ro));
rSN=zeros(length(M),length(ro));
rL=ones(length(M),length(ro));
sRB=ones(length(M),length(ro));
sBB=ones(length(M),length(ro));
rld=ones(length(M),length(ro));

for i=1:length(M)
    signal(i,1:length(ro))= 2.*M(1,i).^2.*R(1,i).^2.*PL.*PD;
    rdisparo(i,1:length(ro))= 2.*q.*M(1,i).^2.*Fa(i,2).*B.*(R(1,i)).*(PL+PD));
    rLaser(i,1:length(ro))= 2.*R(1,i).^2.*PL.^2.*RINhz(1,3).*B;

    rDK(i,1:length(ro))= rld(i,1:length(ro)).*2.*q.*M(1,i).^2.*Fa(i,2).*B.*ld;
    rsBB(i,1:length(ro))= sBB(i,1:length(ro)).*(2.*q.*M(1,i).^2.*Fa(i,2).*R(1,i).*B).*PBB;
    rsRB(i,1:length(ro))= sRB(i,1:length(ro)).*(2.*q.*M(1,i).^2.*Fa(i,2).*R(1,i).*B).*PRB;

    rsBF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,i).^2.*Fa(i,2).*R(1,i).*B).*PBF;
    rsRF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,i).^2.*Fa(i,2).*R(1,i).*B).*PRF;
    rsPF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,i).^2.*Fa(i,2).*R(1,i).*B).*PPF;
end

rtermico=ones(length(M),length(ro))*(4.*K.*T.*B./Rl);

ruido=rdisparo+rLaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF+rsPF;
ruido2=rdisparo+rLaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF;
ruido3=rdisparo+rLaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB;

SNR=(signal./ruido);
SNR2=(signal./ruido2);
SNR3=(signal./ruido3);

figure(4);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de M')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

figure(5);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR2(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de M')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

figure(6);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR3(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de M')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

%*****
%%%% Modelo que varia la POTENCIA
%Pout=2mW, atenuacion de fibra tipica 10db/Km, Longitud de l Km, Kz=0.00001, ka=0.1, RIN de -110db/Hz(1,3)

PL=zeros(length(Pout),length(ro));
PD=zeros(length(Pout),length(ro));
PB=ones(1,length(ro));
PR=ones(1,length(ro));
PBB=zeros(length(Pout),length(ro));

```

```

PRB=zeros(length(Pout),length(ro));
PBF=zeros(length(Pout),length(ro));
PRF=zeros(length(Pout),length(ro));

for i=1:length(Pout)
    PL(i,1:length(ro))=Pout(i,i)*(ro).*exp(-2*alfa1(1,2).*L(1,3)),
    PD(i,1:length(ro))=Pout(i,i)*(1-ro).^2.*Kz.*exp(-2*alfa1(1,2).*L(1,3)),
    PBB(i,1:length(ro))=PB.*(f.*Pout(i,i)/2).*0.1.*(1-exp(-2*alfa1(1,2).*L(1,3)));
    PRB(i,1:length(ro))=PR.*(f.*Pout(i,i)/2).*0.75.*(1-exp(-2*alfa1(1,2).*L(1,3)));
    PBF(i,1:length(ro))=f.*Pout(i,i).*(ro).^0.1.*L(1,3).*exp(-2*alfa1(1,2).*L(1,3));
    PRF(i,1:length(ro))=f.*(ro).*Pout(i,i).*0.75.*L(1,3).*exp(-2*alfa1(1,2).*L(1,3));
    PFP(i,1:length(ro))=Pout(i,i)*(ro).^0.75/5).*L(1,3).(exp(-2*alfa1(1,2).*L(1,3))).
end

rld=ones(length(Pout),length(ro));

signal=2.*M(1,3).^2.*R(1,3).^2.*PL.*PD;
rdisparo=2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*B.*(R(1,3).(PL+PD));
rDK=rld.*2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*B.*ld;
rlaser=2.*R(1,3).^2.*PL.^2.*RfNhz(1,3).*B;
rsBB=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PBB;
rsRB=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PRB;
rsBF=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PBF;
rsRF=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PRF;
rsPF=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PFP;

rtermico=ones(length(Pout),length(ro))*(4.*K.*T.*B./Rl);

ruido=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF+rsPF;
ruido2=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF;
ruido3=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB;

SNR=(signal./ruido);
SNR2=(signal./ruido2);
SNR3=(signal./ruido3);

figure(7);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de Pout')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma ')
ylabel('SNR')

figure(8);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR2(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de Pout')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma ')
ylabel('SNR')

figure(9);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR3(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de Pout')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma ')
ylabel('SNR')

%*****
%%%% Modelo que varia el ruido de intensidad relativa
%Pout=2mW,Longitud de l Km,Kz=0 00001, ka=0.1, M=100

PBB1=ones(length(RfN),length(ro));
PRB1=ones(length(RfN),length(ro));
rld=ones(length(RfN),length(ro));
laser=ones(length(RfN),length(ro));

```

```

PL=Pout(1,5).*ro).*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));
PD=Pout(1,5).*(1-ro).^2.*Kz.*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));
PBB=PBB1.*(f.*Pout(1,5)/2).*0.1.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3)));
PRB=PRB1.*(f.*Pout(1,5)/2).*0.75.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3)));
PBF=f.*ro.*Pout(1,5).*0.1*L(1,3).*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));
PRF=f.*ro.*Pout(1,5).*0.75*L(1,3).*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3));
PFP=Pout(1,5).*(ro).*(0.75/5).*L(1,3).*(exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,3)));
rDK=rld.*2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*B.*1d;
rsBB=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PBB;
rsRB=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PRB;

signal=zeros(length(RIN),length(ro));
rdisparo=zeros(length(RJN),length(ro));

for i=1:length(RJN)
    signal(i,1:length(ro))=2.*M(1,3).^2.*R(1,3).^2.*PL.*PD;
    rdisparo(i,1:length(ro))=2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*B.*(R(1,3).*(PL+PD));
    rlaser(i,1:length(ro))=2.*R(1,3).^2.*PL.^2.*RINhz(1,i).*B;
    rsBF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PBF;
    rsRF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PRF;
    rsPF(i,1:length(ro))=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*R(1,3).*B).*PFP;
end

rtermico=ones(length(RIN),length(ro))*(4.*K.*T.*B./RJ);

ruido=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF+rsPF;
ruido2=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF;
ruido3=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB;

SNR=(signal./ruido),
SNR2=(signal./ruido2);
SNR3=(signal./ruido3),

figure(10);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de RIN')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

figure(11);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR2(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de RIN')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

figure(12);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR3(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de RIN')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma')
ylabel('SNR')

%%% Modelo que varia la longitud de la fibra
%Pout=2mW,Kz=0.00001, ka=0.1 RIN de -110db/Hz M=100

PL=zeros(length(L),length(ro));
PD=zeros(length(L),length(ro));
PBB=zeros(length(L),length(ro));
PRB=zeros(length(L),length(ro));
rld=ones(length(L),length(ro));
PB=ones(1,length(ro));
PR=ones(1,length(ro));

```

```

for i=1:length(L)
    PL(i,1:length(ro))=Pout(1,5) *(ro) *exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,i));
    PD(i,1:length(ro))=Pout(1,5) *(1-ro).^2.*Kz.*exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,i));
    PBB(i,1:length(ro))=PB.*(f.*Pout(1,5)/2).*0.1.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,i)));
    PRB(i,1:length(ro))=PR.*(f.*Pout(1,5)/2).*0.75.*(1-exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,i)));
    PBF(i,1:length(ro))=f.*Pout(1,5) *(ro) *0.1*L(1,i) *exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,i));
    PRF(i,1:length(ro))=f*(ro) *Pout(1,5) *0.75*L(1,i) *exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,i));
    PFP(i,1:length(ro))=Pout(1,5) *(ro) *(0.75/5).*L(1,i) *(exp(-2.*alfa1(1,2).*L(1,i)));
end

signal= 2.*M(1,3).^2.*R(1,3).^2.*PL.*PD;
rdisparo= 2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2).*B.*(R(1,3) *(PL+PD));
rDK= rld.*2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2) *B.*fd;
rlaser= 2.*R(1,3) ^2.*PL.^2.*RfNhz(1,3) *B;
rsBB=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2) *R(1,3) *B) *PBB;
rsRB=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2) *R(1,3) *B) *PRB;

rsBF=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2) *R(1,3) *B) *PBF;
rsRF=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2) *R(1,3) *B) *PRF;
rsPF=(2.*q.*M(1,3).^2.*Fa(3,2) *R(1,3) *B) *PFP;

rtermico=ones(length(L),length(ro))*(4.*K.*T.*B/RJ);

ruido=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF+rsPF;
ruido2=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB+rsBF+rsRF;
ruido3=rdisparo+rlaser+rtermico+rDK+rsBB+rsRB;

SNR=(signal /ruido);
SNR2=(signal /ruido2);
SNR3=(signal /ruido3);

figure(13);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de L')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma ')
ylabel('SNR')

figure(14);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR2(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de L')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma ')
ylabel('SNR')

figure(15);
for i=1:length(ka)
    plot(ro,SNR3(i,1:length(ro)), 'k');
    hold on;
end
title('SNR vs Gamma para distintos valores de L')
xlabel('Coeficiente de Reflexion Gamma ')
ylabel('SNR')

```