



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA EN
TELECOMUNICACIONES

**COMUNICACIONES ÓPTICAS:
RECEPTOR HOMODINO**

T E S I S

PARA OBTENER EL TÍTULO DE
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES

PRESENTA

OSCAR JACOBO CORTÉS VÁZQUEZ



ASESOR DR. SERGEI KHOTIAINSEV
2006



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

AGRADECIMIENTOS

Quisiera no mostrarme cursi en estas líneas, no es mi intención hacerlo solo expresar un sentir que por razones que escapan a mi total entendimiento no me es posible decirlas a menudo.

Mi Familia:

Aunque no he sido el mejor de los hijos, sobrinos o hermanos. Me siento muy orgulloso de pertenecer a esta familia y espero corresponder en una parte al menos de todo lo que ella ha hecho por mí.

A mis Padres:

María Teresa Vásquez García, puedo decir sin temor a equivocarme que todo lo bueno que haga a partir de ahora te lo debo en su inmensa mayoría a ti, espero llegar a ser algún día tan buen hijo como tu has sido madre, gracias.

Tomás Cortés Villalobos, has sido una inspiración y un ejemplo de responsabilidad y sacrificio en busca de una meta, gracias por estar siempre a mi lado y apoyarme en cada una de las empresas que he realizado.

Mi Tía:

Que puedo decir, has sido como una segunda madre y espero que con estas palabras comprendas el gran cariño y gratitud que siento por ti.

Mis Hermanos:

David y Aldo, tengo tantas cosas que agradecerles, pero sobre todo esto. Te dicen que hay cosas que solo pueden ser vividas en carne propia, sin duda las hay, pero lo mas cercano a esto puede ser el que lo vivas a través de tus hermanos que son las personas mas cercanas a ti y además contemporáneos en tiempos, gustos, costumbres, gracias, también he vivido a través de ustedes.

Mis maestros:

Muy especialmente al Dr. Sergei K., por su paciencia y su apoyo en la realización de este trabajo. Por confiar en mí para formar parte de su equipo de trabajo.

También a cada uno de los maestros que ya sea hayan compartido su conocimiento a través la impartición de una asignatura o a través de un consejo, agradezco su paciencia, interés y dedicación para hacerlo. Ustedes tienen una gran influencia en los intereses de cada uno de los alumnos que pasan por sus aulas, lo cual me parece es una responsabilidad y una motivación extra a la gran labor que realizan.

Mis Amigos:

Especialmente a Agustín Espinosa, con quien tuve el placer de desarrollar este trabajo. También quisiera mencionar a cada una de las personas que han estado a mi lado apoyándome o retrasándome en la realización de este trabajo, sin ustedes éste no sería lo que es ahora. No quisiera olvidar a ninguna de las personas que quisiera recordar por el resto de mi vida.

Marco A. Carbajal
Carlos Torres
Berenice Cañas
Amed Leonés
Alberto Lorenzo
Diana Campos
Kevin Vázquez
Fernando Castro
Giovanni Nopal

Luis Vázquez
Rodrigo Gutiérrez
Armando Gallegos
Mónica Arcos
Vanesa Arenas
Noe Maldonado
Enrique Hernández
Luis A. Ruiz

“ ”

“Te diré lo que es el verdadero conocimiento. Cuando sabes, saber que sabes; y cuando no sabes, saber que no sabes.”

Confucio

“Hay diversas clases de curiosidad: una de interés, que nos lleva al deseo de aprender lo que nos puede ser útil, y otra de orgullo, que proviene del deseo de saber lo que los demás ignoran.”

La Rochefoucauld

“Los mediocres se dejan desanimar por los obstáculos; los fuertes, no. Morir es para ellos una probabilidad, pero vencer es una certeza.”

Victor Hugo

ÍNDICE

Introducción	13
• Objetivos.....	14
• Metas.....	14
• Metodologías.....	14
• Realización del proyecto de tesis.....	14
• Estructura de la tesis.....	15
1. Sistemas de comunicaciones ópticos WDM	17
1.1. Tecnología de Multicanalización por longitud de onda (<i>Wavelength Division Multiplexing, WDM</i>).....	18
1.1.1. Multicanalización por División de Longitud de Onda Basto (<i>Coarse WDM, CWDM</i>).....	18
1.1.2. Multicanalización por División de Longitud de Onda Denso (<i>Dense WDM, DWDM</i>).....	18
1.2. Equipos WDM.....	18
1.2.1. Transponder WDM.....	18
1.2.2. Multiplexores.....	18
1.2.3. Multicanalización en subdivisiones.....	19
1.3. Requerimientos de la técnica WDM.....	20
1.4. Redes WDM.....	21
1.5. Distancias WDM.....	21
1.5.1. Presupuestos de potencia óptica.....	21
1.5.2. Consideraciones en la implementación de la técnica WDM.....	22
1.5.3. Dispersión.....	22
1.6. Avances en comunicaciones WDM.....	23
1.6.1. Tecnología de conversión óptica para redes WDM.....	23
1.6.2. Conversores basados en compuertas ópticas.....	24
1.6.3. Conversores Interferométricos.....	25
1.6.4. Conversores basados en mezclas de ondas.....	26
1.6.5. Futuro de WDM.....	27
1.7. Aplicación de los elementos utilizados en WDM para instrumentación.....	27
1.8. Conclusiones.....	28
1.9. Referencias.....	28

2. Fuentes de radiación ópticas	29
2.1. Transmisores ópticos.....	29
2.2. Láseres.....	29
2.3. Teoría de la oscilación láser.....	30
2.3.1. Efecto láser.....	30
2.3.2. Realimentación y pérdidas. El resonador óptico.....	31
2.4. Condiciones de oscilación láser.....	33
2.4.2. Condición de ganancia: Umbral del láser.....	33
2.4.3. Condición de fase. Frecuencias láser.....	34
2.5. Potencia.....	34
2.5.1. Densidad interna del flujo de fotones.....	34
2.5.2. Densidad del flujo de fotones de salida.....	35
2.5.3. Densidad del número de fotones internos.....	36
2.5.4. Flujo de fotones salientes y eficiencia.....	37
2.6. Distribución espectral.....	37
2.6.1. Medio ensanchado homogéneamente.....	39
2.6.2. Medio ensanchado inhomogéneamente.....	40
2.7. Distribución espacial y polarización.....	41
2.7.1. Distribución espacial.....	41
2.7.2. Polarización.....	43
2.8. Características de láseres comunes.....	43
2.8.1. Láseres de estado sólido.....	43
2.8.2. Diodos LED y ELED.....	44
2.8.3. Diodos láser (<i>Laser Diode, LD</i>).....	45
2.8.4. Láseres de gas.....	48
2.8.5. Láseres de Helio-Neón.....	48
2.8.6. Láseres de gas moléculas.....	49
2.8.7. Láseres líquidos.....	49
2.9. Fenómeno láser y su relación con los sistemas de Anemometría Láser Doppler (ALD).....	50
2.10. Conclusiones.....	50
2.11. Referencias.....	50
3. Receptores ópticos	51
3.1. Fotodetectores.....	51
3.2. El fotoefecto externo: Emisión de fotoelectrón.....	52
3.3. El fotoefecto interno.....	53
3.4. Fotodiodos.....	54
3.4.1. El fotodiodo <i>p-n</i>	54
3.4.2. Respuesta en el tiempo del fotodiodo <i>p-n</i>	56
3.4.3. Alimentación del fotodiodo <i>p-n</i>	56
3.4.4. El fotodiodo <i>p-i-n</i>	58
3.5. Fotodiodos de avalancha (<i>Avalanche Photodiode, APD</i>).....	59
3.5.1. Principios de operación del fotodiodo de avalancha.....	60
3.5.2. Coeficientes de ionización.....	61
3.5.3. Diseño del fotodiodo de avalancha.....	62
3.5.4. Ganancia y responsividad.....	62
3.5.5. Respuesta en el tiempo.....	65
3.6. Fotodetectores utilizados en sistemas coherentes.....	66
3.7. Conclusiones.....	66
3.8. Referencias.....	66

4. Recepción óptica homodina	67
4.1. Detección heterodina.....	67
4.2. Oscilador local.....	69
4.3. Detección homodina.....	70
4.4. Comparación entre detección heterodina y detección homodina.....	71
4.5. Conclusiones.....	71
4.6. Referencias.....	72
5. Ruido en fotorreceptores	73
5.1. Ruido en los fotodetectores.....	73
5.2. Ruido del fotón.....	75
5.3. Ruido de disparo.....	76
5.3.1. Ruido de fotocorriente.....	77
5.4. Ruido de Ganancia.....	79
5.4.1. Exceso de factor de ruido para un APD.....	80
5.5. Ruido del circuito.....	81
5.5.1. Ruido térmico.....	81
5.6. Ruido en sistemas de detección coherentes.....	82
5.7. Conclusiones.....	83
5.8. Referencias.....	84
6. Recepción homodina de un sistema de Anemometría Láser Doppler	85
6.1. Funcionamiento de un sistema de Anemometría Láser Doppler.....	86
6.2. Elementos principales de un Anemómetro Láser Doppler.....	87
6.2.1. Selección de la fuente de luz.....	87
6.2.2. Sistema óptico.....	88
6.2.3. Selección de fotodetectores.....	88
6.3. Arreglo básico de un Anemómetro Haz Doble.....	89
6.4. Fenómeno de esparcimiento.....	90
6.5. Medición de la velocidad empleando los efectos de la Interferencia.....	91
6.5.1. Modelo de franjas para señales Doppler.....	92
6.5.2. Intensidad de luz esparcida.....	93
6.5.3. Haces gaussianos y su funcionamiento en ALD.....	93
6.6. Factores que afectan la calidad de la señal.....	94
6.6.1. Dependencia de la calidad de la señal en función del tamaño de las partículas.....	94
6.6.2. Dependencia de la calidad de la señal en función de la concentración.....	95
6.7. Especificación de esparcimiento de las partículas.....	95
6.7.1. Necesidad de partículas suspendidas como esparcidoras de luz.....	96
6.7.2. Propiedades requeridas para partículas esparcidoras.....	96
6.7.3. Límite de concentración de partículas.....	96
6.7.4. Medición de la concentración de partículas a partir de la señal del Anemómetro.....	97
6.8. Características de la señal Doppler eléctrica.....	97
6.9. Análisis espectral de la señal Doppler.....	98
6.9.1. Espectro de luz esparcida.....	99
6.9.2. Ventajas del análisis espectral.....	99
6.9.3. Desventajas del analizador de espectros en ALD.....	100
6.10. Problemas en la medición de fluidos.....	100

6.10.1. Fluidos altamente turbulentos.....	100
6.10.2. Ensanchamiento por fluctuaciones de velocidad.....	101
6.10.3. Mediciones de fluidos con baja concentración de partículas.....	101
6.11. Ventajas principales de un Anemómetro Láser Doppler.....	101
6.12. Aplicaciones de la Anemometría Láser Doppler.....	101
6.13. Conclusiones.....	102
6.14. Referencias.....	102

7. Estudio experimental de un receptor óptico homodino..... 103

7.1. Dispositivos de la instalación.....	103
7.1.1. Fuente óptica.....	103
7.1.2. Receptor óptico.....	104
7.1.3. Dispositivos de procesamiento de la señal.....	105
7.1.4. Elementos ópticos pasivos.....	106
7.1.5. Filtros espaciales y su importancia.....	108
7.2. Diseño de la maqueta de Anemometría Láser Doppler.....	109
7.2.1. Formación del patrón de interferencia.....	109
7.2.2. División del haz original.....	109
7.2.3. Ajustes del patrón de interferencia.....	111
7.3. Metodologías de optimización de los elementos de la instalación.....	114
7.3.1. Medición velocidad en discos de acrílico.....	116
7.3.2. Ajustes del detector.....	117
7.3.3. Comparación de la calidad de la señal en función de la concentración de los discos.....	119
7.4. Investigación de aplicaciones del Anemómetro Láser Doppler en medición de flujos.....	120
7.4.1. Problemas con conductos rectangulares.....	122
7.4.2. Señales Doppler en partículas DF2.....	123
7.4.3. Caracterización de la señal Doppler en función de la concentración para DF2.....	124
7.4.4. Respuesta del Fotodiodo DET110 y el Fotomultiplicador H6780-1.....	124
7.5 Posibles mejoras en la Instalación experimental.....	126
7.5 Conclusiones.....	127
7.6 Referencias.....	127

8. Análisis y discusión de los resultados.....129

Conclusiones Generales..... 141

INTRODUCCIÓN

En los sistemas de comunicaciones ópticas de últimas generaciones de multicanalización por longitud de onda (*Wave Division Multiplexing, WDM*) utilizan sólo detectores convencionales de detección directa. Sin embargo, una opción que se presenta para aprovechar a una capacidad mayor todas las perspectivas que ofrecen las técnicas *WDM* es el migrar del uso de receptores ópticos utilizados actualmente de detección directa a receptores ópticos de detección coherentes como son los detectores homodino o heterodinos ya que en las comunicaciones ópticas modernas existe un gran interés en mejorar los receptores ópticos contemporáneos.

El desarrollo de los receptores ópticos de tipo coherente con las características necesarias para poder utilizarse en los sistemas actuales presenta muchos retos en virtud de la complejidad de los fenómenos físicos involucrados en la recepción óptica coherente. Existe una falta de conocimientos científicos y aplicados suficientemente detallados sobre las singularidades que presenta este fenómeno. Esto provoca que existan problemas de física aplicada relacionados con el desarrollo de elementos ópticos, electrónicos y optoelectrónicos con características adecuadas para la implementación de los receptores ópticos coherentes en diferentes sistemas prácticos.

En el planeamiento de esta investigación se tomo en cuenta que los receptores ópticos coherentes homodinos y heterodinos también tienen aplicaciones en algunos instrumentos de medición ópticos de tipo coherente (láser), como pueden ser un giroscopio óptico, un anemómetro láser Doppler, y algunos otros. De hecho, el estudio experimental del funcionamiento de los receptores ópticos homodino en el caso de algunos de éstos instrumentos de medición es mas sencillo que en el caso de sistemas de comunicaciones ópticas ya que no requiere un equipo especializado para la generación y control de señales ópticas en las líneas de comunicaciones.

En este trabajo se estudió específicamente receptor homodino en el fenómeno de Anemometría láser Doppler (ALD) para Dos Haces. La Anemometría Láser Doppler es una técnica usada para medir velocidades de flujos o más específicamente de partículas pequeñas en flujos. La técnica se basa en la medición de la luz dispersada por las partículas que pasan a través de dos haces cruzados de un láser; la formación de una señal Doppler en esta caso ocurre mediante un proceso homodino. Por lo cual en la parte experimental de este trabajo se desarrollo y se utilizo una maqueta funcional del Anemómetro Láser Doppler para realizar la investigación de las características de un receptor óptico homodino.

El desarrollo de este tema presenta muchos retos ya que la recepción óptica homodina es un área interdisciplinaria que incluye varios elementos y fenómenos ópticos, electrónicos, optoelectrónicos, y de procesamiento de señales. Esta es un área que está en continuo desarrollo, ya que para la implementación de los receptores homodinos aún no existen “las recetas de cocina”, es decir, para este tipo de dispositivos no existe una configuración única aceptada y depende principalmente de las características propias del sujeto de medición, o lo que es lo mismo, puede existir una configuración distinta para cada aplicación requerida.

OBJETIVOS

1. Obtener nuevos conocimientos científicos aplicados sobre las características de la recepción óptica homodina.
2. Investigar las singularidades de la recepción óptica homodina en un Anemómetro Láser Doppler de Doble Haz.

METAS

1. Desarrollar una maqueta funcional de un receptor óptico homodino.
2. Investigar experimentalmente las señales Doppler en un Anemómetro Láser Doppler con una configuración de retroesparcimiento.
3. Implementar el sistema de esparcimiento frontal y comparar los resultados con la configuración inicial.
4. Trasladar los resultados a un volumen de medición real, es decir, un fluido con características tridimensionales.
5. Analizar algún caso para partículas esparcidoras de luz y ver su comportamiento en un flujo a través de un conducto rectangular.
6. Derivar las conclusiones sobre las características de la recepción homodina en el presente caso.

METODOLOGÍA

La metodología seguida en el caso de los desarrollos teóricos consistió en la búsqueda bibliográfica sobre la información relacionada con receptores homodinos y análisis crítico de esta información. Además, consistió en la realización de pruebas preliminares que arrojaron información sobre su posible aplicación específica a mediciones de señales producidas por esparcimiento de partículas en algunos tipos de flujos. Con esta información, fue posible complementar la propuesta de la maqueta experimental que se describirá ampliamente en el capítulo 7 de este documento, esta propuesta consiste en un receptor óptico homodino con la aplicación específica a la técnica láser Doppler en mediciones de flujos. De esta manera, con la información recabada en la investigación previa fue posible realizar los planteamientos necesarios para su implementación, es decir, fue posible plantearse los objetivos descritos anteriormente, y realizar las primeras hipótesis que son descritas en el capítulo 7.

REALIZACIÓN DEL PROYECTO DE TESIS

El presente trabajo tiene su enfoque sobre las propiedades de un receptor óptico homodino que se construyó con la finalidad de estudiar algunas características de esparcimiento de partículas en flujos reales, esto fue posible llevarlo a cabo mediante la aplicación de la técnica láser Doppler en mediciones de flujos.

Este trabajo de tesis forma una parte de un proyecto interno dedicado a la investigación de los sistemas láser y sistemas ópticos del Laboratorio de Investigación Científica y Aplicada del Departamento de Ingeniería en Telecomunicaciones, División de Ingeniería Eléctrica, Facultad de Ingeniería, UNAM. Durante el desarrollo de este proyecto conté con la colaboración y ayuda de mi compañero Agustín Espinosa Camacho y aunque cada quien desarrolló su propio tema de tesis de licenciatura trabajamos conjuntamente para resolver un gran número de los problemas que nos fue presentando la investigación de la recepción óptica coherente. Por esta razón, le

agradezco la realización de este trabajo en equipo, la planeación y elaboración de los experimentos recalando que fue de vital importancia su colaboración para la obtención de los resultados alcanzados.

Los resultados de este trabajo tienen una variedad de aplicaciones potenciales ya que la técnica de recepción óptica homodina posee un gran número de ventajas para los sistemas de comunicaciones ópticas WDM y otros, y para varios instrumentos de medición ópticos coherentes. En lo relacionado a la Anemometría Láser Doppler, las aplicaciones más comunes de la técnica vistas en la actualidad están presentes en la investigación y en algunas ramas de la ciencia aplicada a la industria como son:

- Aplicaciones biomédicas.
- Aeronáutica.
- Exploración en flujos, como en conductos hidráulicos o petroleros.

ESTRUCTURA DE LA TESIS

En este trabajo se presentan los resultados obtenidos de una investigación realizada a algunos problemas relacionados a una variante de receptor óptico coherente homodino. A lo largo de este trabajo de tesis se presentan los conceptos necesarios que servirán como base para el desarrollo del experimento realizado, de esta manera, se describe el planeamiento y desarrollo de una maqueta funcional de un Anemómetro Láser Doppler con un dispositivo receptor óptico que utiliza la mezcla homodina como su principal característica.

Este documento contiene los análisis del estado del arte de sistemas de comunicaciones ópticas WDM, fuentes ópticas utilizadas, fotodetectores, así como los tipos de ruido relacionados con la modulación homodina, seguido por el análisis de los principios fundamentales de la Anemometría Láser Doppler. Finalmente se presenta la propuesta de la maqueta con la cual se llevaron a cabo los experimentos que permitieron determinar algunas características de esparcimiento de partículas en distintos tipos de flujos, además de los resultados obtenidos de éstos experimentos.

Al haber trabajado en el proyecto de manera conjunta, en este documento se encuentran los elementos realizados por el equipo de trabajo dentro de las secciones 7.3, 7.3.1, 7.3.3, 7.4 y 7.4.1, al igual que las secciones 7.3.2, 7.4.2, 7.4.3 y 7.4.4 que corresponden a mi contribución individual al proyecto.

CAPÍTULO 1

SISTEMAS DE COMUNICACIONES ÓPTICOS WDM

La Multicanalización por División de Longitud de Onda o por sus siglas en inglés WDM (*Wave Division Multiplexing*) es una tecnología utilizada para transmitir datos de diferentes fuentes de manera simultánea a través de la misma fibra óptica, en la cual a cada canal de datos se le asigna una longitud de onda única. El resultado es un enlace con un ancho de banda agregado, incrementado gracias al número de longitudes de onda utilizadas. De esta manera la tecnología WDM es capaz de maximizar el uso de la infraestructura de enlaces de fibra óptica que se encuentran disponibles; de tal manera que enlaces que normalmente requerirían dos o más fibras ópticas solo necesiten de una [1.3].

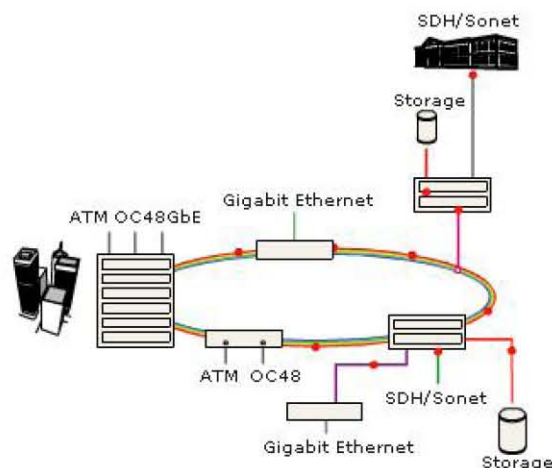


Figura 1.1. Arquitectura de un sistema WDM [1.3]

1.1. TECNOLOGÍA WDM

1.1.1. Coarse WDM (CWDM). Multicanalización por División de Longitud de Onda Basto

La Multicanalización por División de Longitud de Onda Basto combina hasta 16 longitudes de onda en una sola fibra. En la tecnología CWDM se utiliza un estándar de la Unión Internacional de Telecomunicaciones en el cual se tiene un espaciado de 20 nm entre las longitudes de onda de cada señal, de 1310 nm a 1610 nm. Debido a que en la tecnología CWDM las longitudes de onda de las señales se encuentran separadas los costos de operación son menores (en comparación con la tecnología DWDM) [1.5].

1.1.2. Dense WDM (DWDM) Multicanalización por División de Longitud de Onda Denso

Con la Multicanalización por División de Longitud de Onda Denso es posible combinar hasta 64 longitudes de onda en una sola fibra. En la tecnología DWDM utiliza un estándar de la Unión Internacional de Telecomunicaciones (ITU) de entre 100 GHz a 200 GHz de espaciado entre las longitudes de onda designadas, asignadas en numerosas bandas entre los 1500 nm a 1600 nm. En la tecnología DWDM, las longitudes de onda se encuentran más cerca entre sí (comparadas con CWDM), debido a esto los transponders son generalmente más complejos y más caros que en CWDM. Sin embargo, con DWDM se tiene la ventaja de que existe una más alta densidad de longitudes de onda utilizadas, y también es posible alcanzar mayores distancias, especialmente cuando se utilizan sistemas de fibras ópticas con baja dispersión [1.5].



Figura 1.2 Comparación entre los sistemas WDM [1.5]

1.2. EQUIPOS WDM

1.2.1. Transponder WDM

Un transponder es un convertidor de longitudes de onda. Los equipos más veloces utilizados en la actualidad utilizan fibras multimodo o monomodo en las interfases ópticas, donde los datos son enviados en las ventanas de comunicaciones ópticas conocidas, es decir, 850 nm, 1310 nm o 1550 nm. Con la llegada de los sistemas WDM fue necesario multiplexar diferentes señales juntas, estas señales deben ser convertidas a una longitud de onda en particular que sea compatible tanto para los sistemas CWDM como para los sistemas DWDM [1.3].

1.2.2. Multiplexores

Multiplexar consiste en la transmisión y recuperación de más de una señal a través del mismo canal de comunicación. Cada señal es identificada por una etiqueta en el receptor. Existen dos estándares en sistemas de multicanalización: la multicanalización por división de tiempo (TDM) y la multicanalización por división de frecuencia (FDM). Conceptualmente se puede decir que WDM es lo mismo que FDM usado en sistemas de microondas y satelitales [1.7].

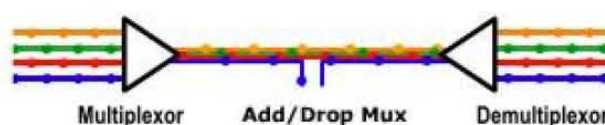


Figura 1.3. Multiplexor Add/Drop [1.3]

En sistemas de comunicación óptica basados en modulación de intensidad, FDM puede ser implementado mediante el uso de subportadoras de frecuencias distintas. Estas subportadoras son identificadas en el receptor mediante el uso de filtros electrónicos sensibles a estas frecuencias. Cuando las frecuencias de las portadoras están ampliamente espaciadas (mayor a unos cuantos Gigahertz) esta forma de FDM es comúnmente llamado Multicanalización por División de Longitud de Onda (Wavelength-Division Multiplexing, WDM).

Los haces de luz modulada son mezclados en la fibra mediante el uso de acopladores. El demultiplexaje es implementado al final del receptor mediante el uso de filtros ópticos (en lugar de filtros electrónicos) que separan las distintas longitudes de onda y las dirigen hacia los diferentes receptores.

Debido a que las frecuencias portadoras están ampliamente separadas, cada canal puede modularse a tasas muy altas sin diafonía. El ancho espectral de cada fuente debe ser estrecho y sus frecuencias deben ser estables dentro de este rango espectral.

Los llamados Add/Drop Multiplexer son multiplexores que se encargan de tomar una señal de una variedad de opciones, expulsan la señal y permiten a una nueva señal con la misma longitud de onda ser insertada al lugar de donde se extrajo la anterior.

Este concepto es muy importante en la planeación de las redes WDM, y juegan un rol importante en la distancia total que una red de este tipo es capaz de cubrir [1.7].

1.2.3. Multicanalización en Subdivisiones

La multicanalización en subdivisiones es el proceso de colocar numerosas cadenas de datos en una sola longitud de onda, en un esfuerzo por incrementar aún más el número de cadenas de datos en un sistema WDM. Existen una gran variedad de mecanismos de multicanalización en subdivisiones, por ejemplo:

- TDM - Time Domain Multiplexing (Multicanalización en el Dominio del Tiempo), es utilizado en redes SONET. Con TDM la velocidad de transmisión de los datos es de 2,5 Gbps (OC-48) y se puede llegar hasta los 10 Gbps (OC-192); los últimos avances llegan hasta 40 Gbps (OC-768). Los circuitos electrónicos que lo hacen posible, son complejos, caros y de alto mantenimiento. Además hay cuestiones técnicas significativas que pueden restringir la aplicabilidad de esta propuesta. La transmisión a OC-192 con fibra monomodo, por ejemplo, está afectada 16 veces más por dispersión cromática que la velocidad siguiente OC-48. La mayor potencia de transmisión requerida para velocidades más altas también introduce efectos no lineales que pueden afectar a la calidad de la forma de onda.
- FDM – Frequency Domain Multiplexing (Multicanalización en el Dominio de la Frecuencia).
- Multicanalización Estadística (Ethernet u otros de capa 2)

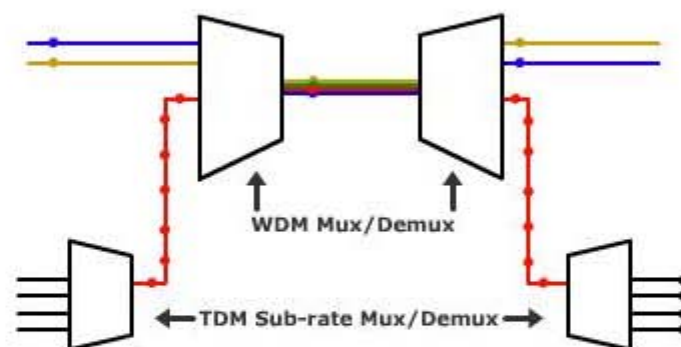


Figura 1.4. Multicanalización en Subdivisiones [1.3]

Los dispositivos de multicanalización por longitud de onda (WDM) son dispositivos utilizados para acoplar la información de dos o más fuentes ópticas en picos de longitud de onda diferentes para ser enviadas en paralelo a través de una sola fibra óptica.

Los parámetros más importantes asociados con los acopladores WDM son la atenuación de la luz sobre una banda de longitud de onda en particular, el aislamiento entre bandas y la separación entre canales. Idealmente, dispositivo debe tener una ventana de transmisión de bajas pérdidas para cada canal, con lo cual se tiene bajas pérdidas de inserción. También, el dispositivo debe poseer un aislamiento grande, con el fin de minimizar la diafonía. Sin embargo en la práctica, el alto aislamiento sólo es requerido para la parte del receptor (en el demultiplexor) al final del enlace o en ambas terminales en el caso de una transmisión bidireccional. Por último, la separación entre canales debe ser lo más pequeña posible, esta separación depende de la fuente y su estabilidad aunada a las consideraciones de diafonía.

Existen numerosas técnicas para la implementación de acopladores WDM. Los dispositivos mas simples son los dispositivos pasivos, pueden clasificarse en 3 grandes categorías; dos de las cuales son tipos de interacción con el núcleo: dispositivos de dispersión angular (normalmente rejillas de difracción) y filtros; los otros son dispositivos de interacción con superficies los cuales pueden emplearse con una fibra monomodo en forma de un acoplador direccional. Algunas otras implementaciones utilizan combinaciones de interacción con el núcleo [1.6].

Se pueden tener dos tipos de configuraciones WDM diferentes:

- 1) Dispositivos WDM unidireccionales. Son usados para combinar diferentes señales portadoras sobre una sola fibra óptica para separarlas al final para poder enviarlas a sus correspondientes fotodetectores en el extremo final de la fibra.
- 2) Un esquema WDM bidireccional. Este sistema implica el envío de información en ambas direcciones, enviando información en una dirección con una longitud de onda λ_1 y simultáneamente enviar información en dirección opuesta con una longitud de onda λ_2 .

1.3. REQUERIMIENTOS DE LA TÉCNICA WDM

Existen tres criterios básicos en el diseño de un sistema WDM, éstos son las pérdidas de inserción, el ancho del canal y la diafonía.

Las **pérdidas de inserción** definen las pérdidas de potencia óptica producidas en el acoplamiento de la fibra óptica con el dispositivo WDM. Esto incluye las pérdidas producidas en los puntos de conexión entre el elemento WDM y la fibra óptica y algunas pérdidas intrínsecas en los elementos multiplexores.

El **ancho del canal** es el rango de longitudes de onda que es asignado para una fuente óptica en particular. Sin son utilizadas las fuentes láser, la separación entre los anchos del canal de varias decenas de nanómetros son requeridos para asegurar resultados sin interferencia entre canales producidos por la inestabilidad de las fuentes (por ejemplo tendencias de operación fuera del pico de longitud de onda causadas por los cambios de temperatura). Para las fuentes LED, los anchos de canal son de 10 a 20 veces más grandes debido a si anchura espectral grande de estas fuentes.

El **crosstalk** o lo que en telefonía se conoce como diafonía se refiere a la cantidad de señal acoplada de un canal a otro. Los niveles de crosstalk entre canales tolerables varían dependiendo de la aplicación.

Para un sistema WDM unidireccional se necesita un multiplexor al final del transmisor para poder combinar las señales ópticas provenientes de cada fuente de luz y así transmitir las en una sola fibra óptica. A la entrada del receptor se tiene un demultiplexor para separar las señales de cada canal. Debido a que las señales ópticas que son combinadas generalmente no emiten una cantidad significativa de potencia óptica fuera de su canal espectral designado los factores que producen el crosstalk son poco significativos a la salida del transmisor.

El problema fundamental de diseño es, que el multiplexor pueda proveer un camino de bajas pérdidas para cada fuente óptica a la salida del demultiplexor. Para el demultiplexor se tiene otro tipo de requerimientos, debido a que los fotodetectores son sensibles en un rango amplio de longitudes de onda, que puede incluir todos los canales WDM utilizados. Para asegurar que las señales correspondan con cada receptor y con el objetivo de aislar cada canal de las diferentes longitudes de onda utilizadas, cada demultiplexor debe ser diseñado cuidadosamente o pueden utilizarse filtros ópticos con gran estabilidad [1.7].

1.4. REDES WDM

El diseño de una red WDM puede ser tan simple como un par de dispositivos WDM unidos con una fibra óptica, o tan complicado como la implementación de una red tipo anillo altamente flexible.

Los sistemas WDM permiten implementar una gran variedad de topologías, cada una ofrece una solución diferente [1.5]:

Punto a punto. Provee el servicio WDM entre dos localidades. Esta configuración es usada en conexiones donde se utiliza el mismo ancho de banda, o para permitir el almacenamiento y las señales de datos en la misma conexión de fibra óptica.

Add/Drop Lineal. Permite la conectividad en una serie de localidades, típicamente comenzando en la fuente-extremo y funcionando a lo largo de una trayectoria.

Estrella. Permite la conectividad desde un punto central hacia muchos destinos, en algunos casos mediante múltiples saltos, es decir, sin pasar por cada uno de los equipos.

Anillo. Un anillo WDM proporciona un cableado principal sumamente flexible y es capaz de ofrecer un gran número de servicios, virtualmente cualquier tipo de datos.

1.5. DISTANCIAS WDM

1.5.1. Presupuestos de potencia óptica

En la mayoría de los sistemas WDM, la distancia clave se obtiene calculando el presupuesto óptico (la cantidad de luz en la fibra). Existen varios parámetros claves que afectan el presupuesto óptico: El proceso de las pérdidas en el recorrido de la señal se ilustra de la figura 1.5 a la figura 1.11 [1.5].

- Potencia Transmitida: Cuanta potencia es transmitida debida al láser.
- Sensibilidad en la recepción: Cuanta potencia necesita el receptor para considerar como válida una señal.
- Pérdidas de transito: Pérdida a lo largo de la fibra óptica (por kilómetro).
- Pérdida de inserción: Pérdida en el multiplexor cuando se inserta un canal en el tronco.
- Pérdida por tráfico: Pérdida en un multiplexor Add/Drop para una señal que pasa por el tronco.
- Pérdida de retiro: Pérdida en un demultiplexor al quitar el canal del tronco.

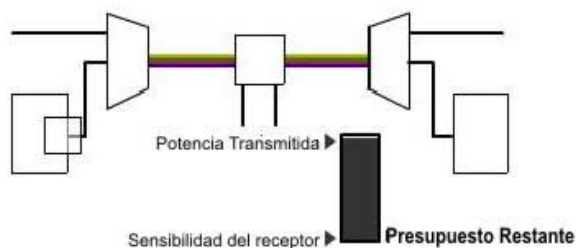


Figura 1.5. Potencia Inicial de la señal.

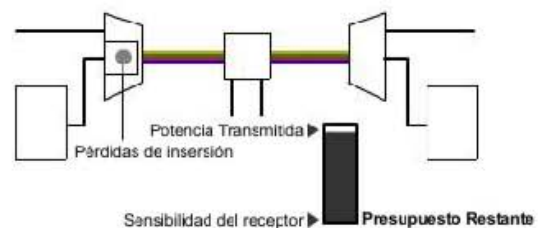


Figura 1.6. Pérdida de inserción.

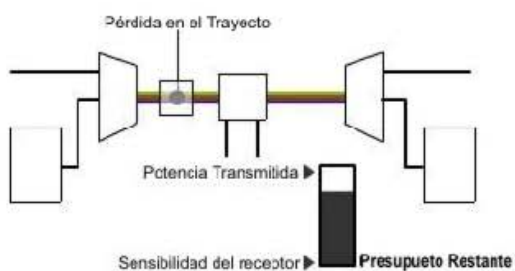


Figura 1.7. Pérdida de transito.

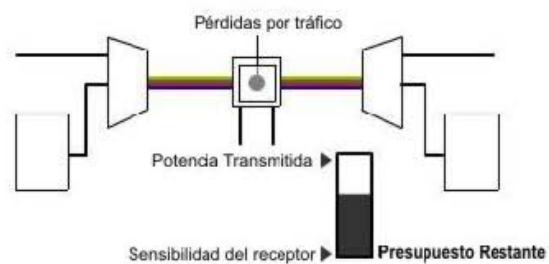


Figura 1.8. Pérdida de tráfico.

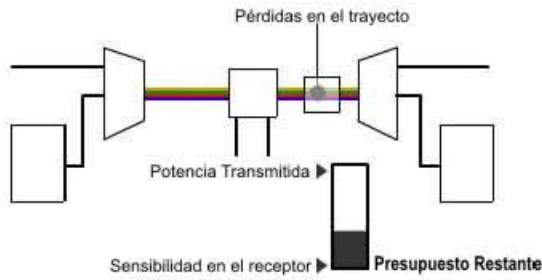


Figura 1.9. Pérdida de tránsito.

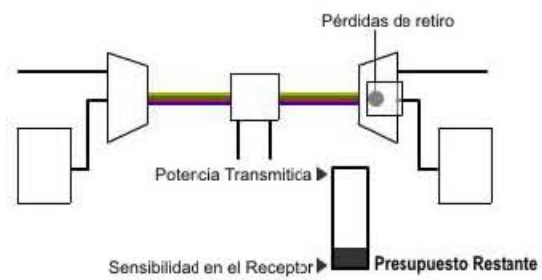


Figura 1.10. Pérdida de retro.

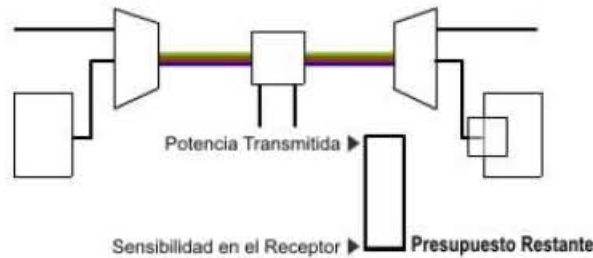


Figura 1.11. Potencia a la salida del sistema.

1.5.2. Consideraciones en la implementación de la técnica WDM

La previsión de potencia óptica, o la previsión de pérdidas del enlace, es una parte crítica en la planificación de una red óptica. Los fabricantes deben suministrar pautas, o reglas de ingeniería, a emplear para sus equipos. En general hay muchos factores que pueden causar pérdidas de señal óptica [1.5].

La clave para un cálculo preciso de la previsión de la potencia óptica es conseguir una lectura exacta de la fibra usando un OTDR (*Optical Time Domain Reflectometer*). Usando un OTDR, se puede obtener la siguiente información:

- Longitud de la fibra.
- Atenuación en dB del enlace, así como la atenuación de cada una de las secciones del vano.
- Características de atenuación de la propia fibra.
- Ubicación de los conectores, empalmes y fallos en el cable.

El objetivo del cálculo de la pérdida óptica es asegurar que la pérdida total no exceda del previsto para el vano de fibra. Los valores típicos de un vano de fibra son:

- Pérdida por conector. Es de 0.2 dB si los conectores son modernos monomodo del mismo fabricante. Si los fabricantes de los dos conectores (mitades de cada conexión) son diferentes, entonces la pérdida media es de 0.35 dB.
- Pérdida de fibra. Es de 0.25 dB/Km debido a la atenuación.
- Edad de la fibra. Es de 2 dB sobre la vida del sistema.

1.5.3. Dispersión

Aún cuando el presupuesto óptico se obtiene a partir de los parámetros ópticos de la potencia óptica, existe otro factor a considerar, el cual es la dispersión (al esparcirse la luz a lo largo de la fibra). Los sistemas CWDM están limitados normalmente por un presupuesto óptico de alrededor de 100 km. Los sistemas DWDM, debido a su potencia mayor y mejor sensibilidad, pueden operar hasta alrededor de 200 km, y son finalmente limitados por la dispersión. Actualmente existen fibras ópticas de baja dispersión que pueden soportar enlaces de hasta 600 km. Los efectos de la dispersión en las redes modernas se presentan en la figura 1.12.

En es caso de una tasa de transmisión relativamente pequeña, 2.5 Gbps, la señal puede ser transmitida hasta 1000 km sin degradación significativa. Sin embargo, esta distancia disminuye a 60 km a 10 Gbps y a 15 km a 20 Gbps.

Además, la enorme mayoría de la fibra óptica instalada alrededor de mundo esta diseñada para trabajar a 1.31 μm . Estas fibras presentan alta dispersión cromática del orden de alrededor de 17 ps/nm km, donde la longitud de onda utilizada normalmente para transmisión es de 1.55 μm , la cual coincide con la longitud de onda de operación de los Erbium-Doped Fiber & Laser Amplifier.

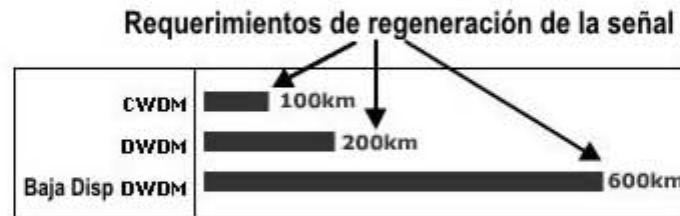


Figura 1.12 Efectos de la dispersión en los sistemas DWDM actuales [1.3]

Dos tipos generales de dispersión afectan a los sistemas WDM. Uno de éstos efectos, la dispersión cromática es lineal mientras que la otra, la dispersión en modo polarizado (PMD) no es lineal [1.5].

Dispersión Cromática

La dispersión cromática es consecuencia de que las diferentes longitudes de onda se propagan a diferentes velocidades. El efecto de la dispersión cromática se incrementa con el cuadrado de la velocidad. En la fibra monomodo, la dispersión cromática tiene dos componentes: la dispersión material y la dispersión de guía de onda.

La dispersión material ocurre cuando las longitudes de onda viajan a diferentes velocidades a través del material. Una fuente de luz, no importa lo estrecho que sea su espectro, emite varias longitudes de onda dentro de un rango. Así cuando este rango de longitudes de onda viaja a través de un medio, cada longitud de onda individual llega a una hora distinta [1.6].

Dispersión en modo Polarizado

La mayoría de las fibras monomodo soportan dos modos de polarización perpendiculares, uno vertical y otro horizontal. Debido a que los estados de polarización no se mantienen, hay una interacción entre los pulsos y como consecuencia un ensanche de la señal.

La dispersión en modo polarización (PMD) es causada por la ovalidad de la forma de la fibra como resultado del proceso de fabricación o de tensiones externas. Debido a que las tensiones pueden variar con el tiempo, la PMD, a diferencia de la dispersión cromática, puede variar con el tiempo [1.6].

1.6. AVANCES EN COMUNICACIONES WDM

1.6.1. Tecnología de conversión óptica para redes WDM

La conversión de longitud de onda es una funcionalidad clave en las redes ópticas WDM por diversas razones. Por un lado, una red que emplea conversores de longitud de onda resulta más fácil de manejar, puesto que la asignación de longitudes de onda puede determinarse de forma local. Por otro lado, el bloqueo de longitud de onda en los nodos ópticos puede reducirse cuando se conmuta en el dominio de la frecuencia. Por ello la red resulta más flexible y fácil de configurar. Y en general, los recursos de la red se utilizan de forma más eficiente: bajo patrones de tráfico dinámicos [1.6].

La forma más directa de realizar la conversión de longitud de onda es la basada en un convertor electro-óptico, donde la señal se fotodetecta para modular posteriormente un láser o modulador externo. Sin embargo, esta técnica es válida para tasas de 2,5 Gbit/s e inferiores, ya que a mayores velocidades el consumo de potencia y el costo aumentan considerablemente. De hecho, a 40 Gbit/s sólo resulta factible la conversión de longitud de onda mediante dispositivos completamente ópticos.

Dependiendo de la estructura de la red, se imponen diferentes requisitos a los convertidores de longitud de onda, entre los cuales se encuentran:

- Transparencia al formato y a la tasa de bit.
- Penalización de potencia y pérdidas de inserción bajas.
- Longitud de onda de salida sintonizable.
- Funcionamiento independiente de la longitud de onda, polarización, margen dinámico o relación señal a ruido de la señal de entrada.
- Potencias ópticas de entrada moderadas.
- Bajo consumo de potencia.
- Posibilidad de convertir a la misma longitud de onda (regeneración).
- Gran ancho de banda óptico.

Las tecnologías presentadas son aquellas basadas en puertas ópticas, estructuras interferométricas o mezclado de ondas. Además existen otro tipo de tecnologías basadas en láseres con modos de funcionamiento especiales.

1.6.2. Convertidores basados en compuertas ópticas

Este tipo de convertor de longitud de onda es uno de los más simples. Su funcionamiento consiste en utilizar un dispositivo que actúe como una compuerta óptica en respuesta a una excitación óptica. De este modo, los efectos de saturación de la ganancia de un dispositivo activo, como por ejemplo un Amplificador Óptico Semiconductor (*Semiconductor Optical Amplifier*, **SOA**), pueden utilizarse para convertir la longitud de onda de la señal. Esta técnica se conoce con el nombre de modulación de ganancia cruzada (*Cross-Gain Modulation*, **XGM**) y se representa en la figura 1.13 [1.6].

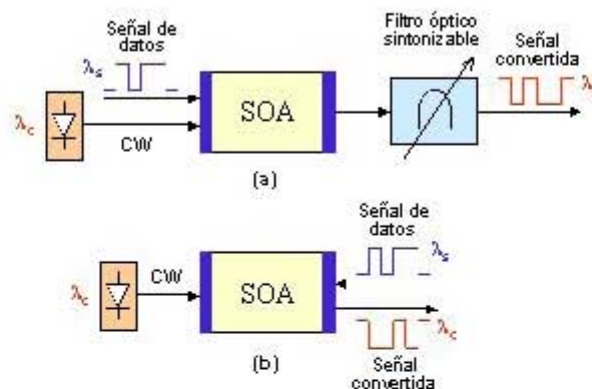


Figura 1.13. Convertidores de longitud de onda basados en Modulación de Ganancia Cruzada [1.6]

La ganancia del SOA se satura cuando aumenta la potencia óptica de entrada debido a la disminución de la densidad de portadores. Esto ocurre para potencias de unos -10 dBm. De este modo, el patrón de datos de la señal óptica de entrada puede modificar la ganancia del SOA e imprimir esta modulación sobre una señal continua que se introduzca al mismo tiempo en el SOA. El resultado final es que los datos de la señal de entrada se transfieren a la longitud de onda de la señal continua. Es decir, esta señal se amplifica cuando el nivel de la señal de entrada es bajo, y se atenúa cuando el correspondiente nivel de la señal de entrada es alto (saturación). Como se puede ver en la figura 1.13(a), este proceso tiene la particularidad de que los datos aparecen invertidos sobre la nueva longitud de onda [1.6].

La gran ventaja del convertidor basado en XGM es su simplicidad que le permite incluso alcanzar tasas de bit de hasta 40 Gbit/s. Para alcanzar velocidades elevadas se requiere que la densidad de fotones en la región activa sea alta, lo cual puede conseguirse aumentando las potencias ópticas, el factor de confinamiento, la corriente de polarización, la ganancia diferencial y la longitud del SOA. No obstante, aumentar la longitud del dispositivo reduce el ancho de banda óptico. Otras ventajas de este esquema son su independencia frente a la longitud de onda de la señal de entrada y su alta eficiencia de conversión. Además puede ser independiente de la polarización si se diseña cuidadosamente.

En la figura 1.13(b) se muestra también una arquitectura alternativa en donde se evita la utilización del filtro óptico a la salida, resultando un dispositivo más simple y barato. En este caso las señales viajan a través del SOA en sentidos opuestos. Dado que no existe filtro, la longitud de onda de salida puede sintonizarse y además es posible incluso convertir a la misma longitud de onda. Su principal inconveniente es que se encuentra limitada en velocidad debido al tiempo de tránsito de las señales.

1.6.3. Conversores interferométricos

Otra técnica de conversión de longitud de onda que elimina algunas de las limitaciones del esquema XGM se basa en el fenómeno de modulación cruzada de fase (*Cross-Phase Modulation, XPM*). En este caso el cambio de fase asociado con la modulación de la ganancia se utiliza para controlar la interferencia a la salida de un interferómetro. La modulación de fase puede convertirse en modulación de intensidad mediante el uso del interferómetro. La pendiente de las características del interferómetro determina si habrá o no inversión en el patrón de bits, lo cual es una clara ventaja frente a la estructura basada en XGM. Adicionalmente, resulta posible conseguir una regeneración parcial de la señal así como transiciones bruscas. En general, XPM proporciona mejor eficiencia de conversión que XGM. El cambio de fase de 180 grados que se requiere para conseguir la conmutación en el interferómetro puede obtenerse con una variación de ganancia de tan sólo 4-5 dB. En cambio, los conversores basados en XGM requieren 10 dB de variación. Los esquemas interferométricos más ampliamente utilizados son: Mach-Zehnder, Michelson y Espejo de Lazo Óptico No-lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror, NOLM*).

Para alcanzar la conmutación en el interferómetro se requieren fenómenos de interferencia constructiva y destructiva. En el montaje basado en el interferómetro Mach-Zehnder esto supone una diferencia de fase entre ambos brazos. Como se muestra en la figura 1.14, esto puede realizarse de dos formas diferentes. En el primer caso, los acopladores de la entrada y de la salida acoplan potencias distintas a ambos brazos del interferómetro y SOA's, por lo que la diferencia de índices de refracción causa una diferencia de fase entre ambos brazos. En el segundo caso se consigue el mismo efecto acoplado la señal de datos solamente a uno de ambos SOA's. El estado natural del interferómetro (en ausencia de señal de datos) puede ajustarse para funcionar en modo de interferencia destructiva por medio de la corriente del SOA o empleando un elemento desfasador adicional. También se puede emplear un esquema de conversión de longitud de onda alternativo con un solo SOA en uno de los brazos, si bien en este caso es sensible a la polarización y proporciona una potencia de salida menor [1.6].

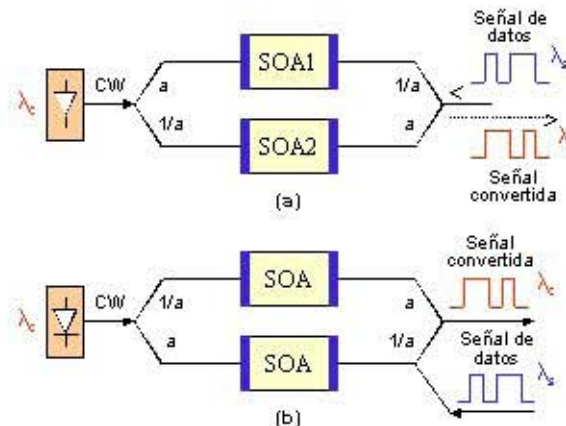


Figura 1.14. Conversores de longitud de onda basados en interferómetro Mach-Zehnder [1.6]

Otra posible implementación se muestra en la figura 1.15 utilizando un interferómetro Michelson. La señal de datos se aplica nuevamente a uno de ambos SOA's para inducir una diferencia de fase entre los dos brazos del interferómetro. En cambio, la señal CW se acopla a ambos brazos, sufre una diferencia de fase, se refleja en los extremos de los SOAs y se combina de nuevo en la entrada para producir la interferencia. Se puede observar en la figura 1.15 que este montaje constituye básicamente un interferómetro Mach-Zehnder doblado. Generalmente el interferómetro Michelson presenta el mayor ancho de banda de modulación, ya que la señal se inyecta directamente y la onda CW atraviesa el SOA dos veces. Este asegura una mayor potencia de señal y a su vez la longitud efectiva del SOA es mayor [1.6].

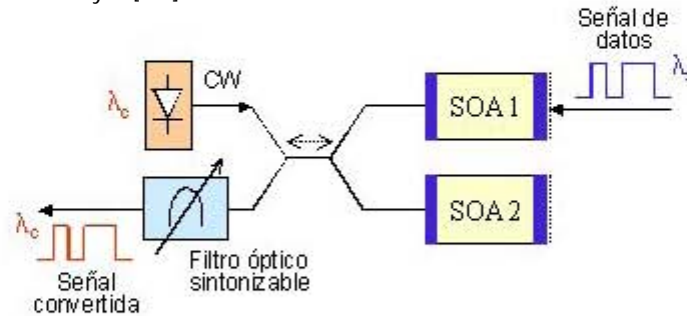


Figura 1.15. Convertor de longitud de onda basado en interferómetro Michelson [1.6]

Por último, un NOLM puede emplearse también para la construcción de un convertidor de longitud de onda. En este caso la no linealidad se consigue mediante un bucle de fibra de 1 a 10 km de longitud. La arquitectura se muestra en la figura 1.16, donde se puede observar que el NOLM es básicamente una implementación mediante fibra del interferómetro de Sagnac. El funcionamiento es muy similar al Multiplexor Óptico Asimétrico en Terahertz (*Terahertz Optical Asymmetric Demultiplexer, TOAD*), el cual también se puede utilizar para construir un convertidor de longitud de onda. En el caso del NOLM, no obstante, la no linealidad de la fibra es más débil y por ello se requieren considerables longitudes de fibra que dificultan la integración del dispositivo.

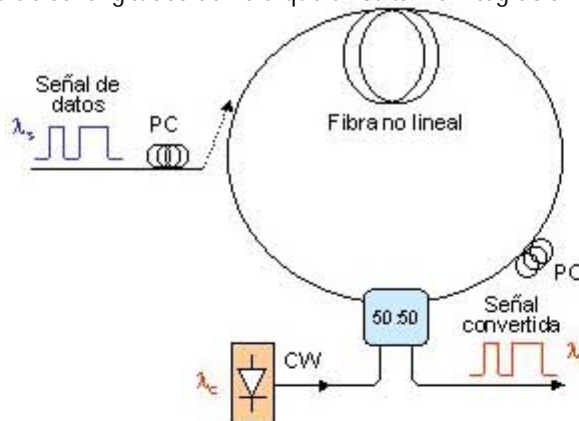


Figura 1.16. Convertor de longitud de onda basado en NOLM [1.6]

1.6.4. Conversores basados en mezclado de ondas

El mezclado de ondas es un proceso no lineal coherente que, a diferencia de XGM, requiere normalmente un control de la polarización y la fase de las señales ópticas. Puede ocurrir tanto en guías pasivas como en SOAs, siendo las técnicas más típicas el mezclado de cuatro ondas (*Four-Wave Mixing, FWM*) y la generación de frecuencia diferencia (*Difference Frequency Generation, DFG*). El mezclado de ondas consiste en la interacción de diversas ondas en el interior de un medio no lineal para producir a su salida nuevas frecuencias, por lo que es un candidato ideal para la construcción de convertidores de longitud de onda. Las nuevas ondas generadas tienen una intensidad proporcional al producto de las intensidades de las ondas que interactúan, mientras que sus fases y frecuencias se forman como una combinación lineal de las fases y frecuencias de las ondas originales. De este modo, la información de magnitud, fase y frecuencia se mantiene tras el proceso de conversión y la técnica resulta independiente del formato de modulación de los datos, lo cual supone una clara ventaja.

En el esquema más simple de conversión de longitud de onda intervienen dos ondas (una onda de bombeo que induce los efectos no lineales y una onda de señal que transporta los datos), para producir a la salida una nueva onda con los datos situada simétricamente respecto al bombeo. También aparecen nuevas ondas adicionales que no tienen utilidad para este tipo de aplicación. En la figura 1.17 se representa el espectro típico a la salida del dispositivo conversor, el cual suele ser típicamente un SOA o una fibra de dispersión desplazada. Este proceso no lineal tiene además la particularidad de venir acompañado siempre por un fenómeno de conjugación de la señal óptica que tiene gran aplicación para ecualizar la distorsión causada por la dispersión cromática de la fibra durante la transmisión [1.6].

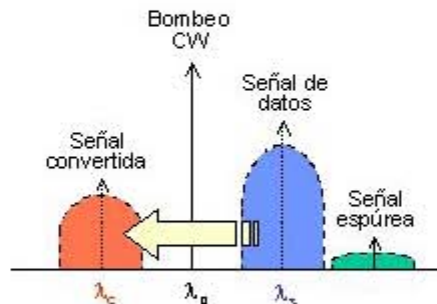


Figura 1.17. Espectro óptico a la salida de un conversor de longitud de onda basado en FWM [1.6]

Los convertidores basados en FWM en SOA tienen características únicas que los hacen muy adecuados, como son una estricta transparencia frente al formato de modulación y un funcionamiento casi independiente de la tasa de bit. No obstante, la eficiencia de conversión decrece conforme se separan en frecuencia las ondas de bombeo y de señal. Así, para una separación de 10 nm se producen reducciones de unos 15-25 dB. La principal limitación de los conversores basados en FWM es su fuerte dependencia con la polarización de la señal de entrada. Por ello se han propuestos diversos esquemas insensibles a la polarización, como por ejemplo el uso de dos ondas polarizadas ortogonalmente o el tratamiento separado de ambas polarizaciones.

Finalmente, en guías pasivas de LiNbO_3 la interacción no lineal entre dos ondas puede utilizarse para la conversión de longitud de onda, lo que se conoce como DFG. Algunos parámetros típicos de estos conversores son una eficiencia de conversión de -6 dB, una potencia de bombeo de 100 mW, una longitud de interacción de la guía-onda de 2 cm o un ancho de banda de conversión de 90 nm. El proceso de DFG puede utilizarse para trasladar de forma simultánea un conjunto de canales WDM desde una longitud de onda central a otra sin necesidad de demultiplexar los canales individuales. Si bien puede emplearse FWM para conseguir el mismo efecto, en el caso de DFG no se generan frecuencias adicionales y por lo tanto se reduce la diafonía. Debe tenerse en cuenta que en el caso de FWM no se pueden filtrar las componentes que se generan dentro de la banda de canales [1.6].

1.6.5. Futuro de WDM y sistemas de detección coherente

El objetivo de DWDM es continuar suministrando ancho de banda para grandes cantidades de datos. De hecho la capacidad de los sistemas crecerá con el avance de las tecnologías que permiten un menor espaciado, y por tanto números más altos de longitudes de onda. Para esto será necesario incorporar a los sistemas WDM existentes receptores coherentes que permitan mejoras en la calidad de la señal en cuanto a su relación señal a ruido y mayores

1.7. APLICACIONES DE LOS ELEMENTOS UTILIZADOS EN WDM PARA INSTRUMENTACIÓN

A lo largo de la historia se puede considerar que todas ramas de la ingeniería han avanzado de manera conjunta, ya que se ha encontrado que lo que en ocasiones fue pensado para resolver un problema en específico como encausar una corriente de agua, por ejemplo, un río años después el hombre aproveche esto para la generación eléctrica.

De la misma manera se puede decir que cualquier avance en el campo de la electrónica es de igual manera una solución más a un problema presente en los sistemas instrumentación modernos ya que en su mayoría se apoyan en la gran sensibilidad que se obtienen en la ella.

En los sistemas de comunicación modernos no es la excepción y de manera muy importante en los sistemas de comunicaciones ópticas. En los últimos tiempos se le ha dado mucha importancia a este tipo de sistemas y a su relación con la instrumentación ya que como vimos poseen una enorme sensibilidad y se consideran altamente veloces en su respuesta en el tiempo. En el caso de sistemas de comunicaciones ópticas incluyendo los sistemas WDM existen un tipo en particular que se le conocen sistemas de comunicaciones coherentes. Estos sistemas tienen como diferencia principal con el resto de sistemas el funcionamiento del receptor óptico en el cual se realiza una mezcla heterodina, la cual se discutirá mas adelante.

Para la realización de este trabajo fue de gran importancia el conocer el funcionamiento de cada uno de los elementos que conforman los sistemas de comunicaciones ópticas, desde los más sencillos hasta los complejos sistemas WDM coherentes, ya que sus elementos también forman parte del Anemómetro Láser Doppler basado en el receptor óptico homodino.

1.8. CONCLUSIONES

1. Las técnicas WDM son las más modernas en las comunicaciones ópticas y éstas utilizan en su mayoría solo sistemas de detección directa
2. Los sistemas WDM actuales utilizan normalmente solo detección directa, por lo que aún no se han aprovechado las ventajas que ofrece la detección coherente a su máxima capacidad.
3. Los sistemas de comunicaciones ópticas y algunos sistemas de instrumentación como la Anemometría Láser Doppler presentan una variedad de problemas comunes, en lo relacionado a la necesidad de mejorar las características de los receptores ópticos coherentes.

1.9. REFERENCIAS

- [1.1] Lathi B. P., *Introducción a la Teoría y Sistemas de Comunicación*, Limusa. México 1976.
- [1.2] Sklar B., *Digital Communications: Fundamentals and Applications*, Second Edition, Prentice Hall, USA, 2001.
- [1.3] Sheldon T., *Encyclopedia of Networking and Telecommunications*, Third Edition, McGraw-Hill, USA 2001.
- [1.4] Ramaswami R., Sivarajan K., *Optical Networks: A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers Second Edition, USA, 2003.
- [1.5] "Introducción a DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing)", CISCO Systems Text Part Number: OL-0884-01.
- [1.6] Ramos P. F., "Tecnologías de conversión de longitud de onda en redes ópticas WDM", Conectronica Online Magazine, No 35 y No 61, 2003.
- [1.7] Senior J. M., *Optical Fiber Communications: Principles and Practice*, Second Edition, Prentice Hall International Series in Optoelectronics, USA, 1992.

CAPÍTULO 2

FUENTES DE RADIACIÓN ÓPTICA

En las telecomunicaciones es muy importante contar con una fuente de transmisión adecuada. Para el caso de las comunicaciones ópticas existe una variedad de dispositivos que cumplen con los requerimientos necesarios dependiendo de la aplicación hacia la que están orientados. Ya sea tendiendo como medio de transmisión una fibra óptica o el aire, normalmente son utilizados los diodos láser (LD) o bien los Diodos Emisores de Luz (Light-Emitting Diode, LED). En este capítulo se abordan, además de estos dispositivos, los láseres líquidos y láseres de gas, especialmente los láseres de gas de helio neón (HeNe) ya que para la implementación de un receptor óptico homodino que funciona como una variante de un Anemómetro Láser se seleccionó un láser de este tipo. De esta manera en este capítulo se buscará la fuente láser mas adecuada para su uso en el sistema transmisor receptor óptico coherente que se considera en este trabajo.

2.1. TRANSMISORES ÓPTICOS

El rol de un transmisor óptico es convertir una señal eléctrica a la entrada en una señal óptica correspondiente para entonces introducirla a la fibra óptica o el canal de comunicación utilizado. El principal componente del transmisor óptico es la fuente óptica. Las fuentes ópticas son dispositivos que generan una onda portadora óptica que se modula internamente o externamente por señales eléctricas a transmitir procedentes de equipos analógicos o digitales.

Por una parte están las fuentes semiconductoras como son Diodos Emisores de Luz, (Light-Emitting Diode, LED) y los Diodos Láser (LD), que son utilizados principalmente en las comunicaciones ópticas comunes y aplicaciones en las que no se requiere de un ancho espectral tan estrecho. Por otra parte, existen algunas otras fuentes de radiación óptica que poseen un ancho espectral mucho menor, (como son algunos láseres de gas y algunos otros compuestos químicos) que tienen aplicación en comunicaciones ópticas coherentes, o bien en aplicaciones científicas que requieren de este tipo de fuentes, ya sea que generen señales continuas o pulsátiles, además de la industria en el caso de fuentes láseres de alta potencia para cortes [2.7].

2.2. LÁSERES

El láser es un oscilador óptico. Esta compuesto de un amplificador y resonador óptico el cual es realimentado a la entrada con un acoplamiento en la fase. En ausencia de la cual no existe salida de manera que la señal realimentada es también cero. Sin embargo, esta es una situación inestable. La presencia a la entrada de cualquier pequeña cantidad de ruido (contienen componentes de frecuencia situadas en el interior del ancho de

banda del láser) es inevitable y puede iniciar el proceso de oscilación. La entrada es amplificada y la salida es realimentada a la entrada, donde experimenta de nuevo una amplificación. El proceso es producido indefinidamente hasta que se produce la salida. La saturación de la ganancia del amplificador limita el crecimiento de la señal, y el sistema alcanza un estado estable en el cual la señal de salida es creada a la frecuencia del resonador (figura 2.1).

- La ganancia del amplificador debe ser mas grande que las pérdidas en el sistema de retroalimentación de manera que la ganancia neta
- El cambio en la fase total en un ciclo completo debe ser múltiplo de 2π de manera que la retroalimentación regresa una fase acoplada con la entrada original.

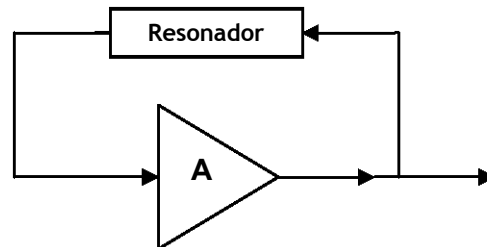


Figura 2.1. Diagrama de bloques de un sistema láser

Si estas condiciones se cumplen el sistema se vuelve inestable y la oscilación comienza. La potencia de oscilación crece, sin embargo, la saturación del amplificador y la ganancia disminuye por debajo de su valor inicial. Una condición estable se alcanza con una ganancia reducida igual a las pérdidas. La ganancia solo compensa las pérdidas de manera que el ciclo de amplificación y realimentación se repite sin cambio y resulta una oscilación en estado estable.

Ya que la ganancia y el cambio de fase son funciones de la frecuencia, las dos condiciones de oscilación se satisfacen solo en una (o algunas) frecuencias, llamadas frecuencias de resonancia del oscilador. La salida útil es extraída juntando una porción de la energía fuera del oscilador. En resumen un oscilador esta compuesto por:

- Un amplificador con un mecanismo de saturación de ganancia.
- Sistema de realimentación.
- Mecanismo de selección de frecuencia.
- Esquema de acoplamiento en la salida.

El láser es un oscilador óptico en el cual el amplificador es un medio activo de bombeo. La saturación de ganancia es una propiedad básica de los amplificadores láser. La realimentación se obtiene colocando el medio activo en un resonador óptico, el cual refleje la luz de atrás hacia delante entre los espejos. La selección de la frecuencia se lleva a cabo mediante un amplificador resonante y por el resonador el cual admite solo ciertos modos. El acoplamiento de salida se lleva a cabo acoplando uno de los espejos resonadores parcialmente transmisor.

Los láseres son utilizados en una gran variedad de aplicaciones científicas y técnicas incluyendo comunicaciones, computación, procesamiento de imágenes, almacenamiento de información, holografía, litografía, procesamiento de materiales, geología, metrología, comprobaciones de rango, y medicina clínica [2.2].

2.3. TEORÍA DE LA OSCILACIÓN LÁSER

2.3.1. Efecto láser

El amplificador láser es un amplificador de luz de banda estrecha. La amplificación es conseguida gracias a la emisión estimulada de un sistema atómico o molecular con una transición en la cual invertida la población. El ancho de banda del amplificador esta determinado por el ancho de línea de la transición atómica, o por un mecanismo de ensanchamiento inhomogéneo como el del efecto Doppler en los láseres de gas.

El amplificador láser es un dispositivo de ganancia distribuida caracterizado por su coeficiente de ganancia (ganancia por unidad de longitud) $\gamma(\nu)$, el cual gobierna la tasa a la cual la densidad del flujo de fotones Φ (o la intensidad óptica $I = h\nu\Phi$) incrementa. Cuando la densidad del flujo de fotones Φ es pequeña, el coeficiente de ganancia es:

$$\gamma_0(\nu) = N_0\sigma(\nu) = N_0 \frac{\lambda^2}{8\pi t_{sp}} g(\nu),$$

Coeficiente de ganancia de señal pequeña, (2-1)

Donde:

- N_0 = diferencia de la densidad de la población en equilibrio (densidad de átomos en estado de alta energía menos que en un estado mas bajo); N_0 incrementa con un incremento en la tasa de bombeo.
- $\sigma(\nu)$ = $(\lambda^2/8\pi t_{sp})g(\nu)$ = sección de cruce de transición.
- t_{sp} = (spontaneous lifetime) tiempo de vida espontáneo.
- $g(\nu)$ = transición de la forma de línea.
- λ = longitud de onda en el medio = λ_0/n , donde n = índice de refracción.

Como la densidad del flujo de fotones incrementa, el amplificador entra a una región de operación no lineal. En saturación la ganancia decrece. El proceso de amplificación agota entonces la diferencia de población inicial N_0 , reduciendo esto a $N = N_0/[1+\Phi/\Phi(\nu)]$ para un ensanchamiento del medio homogéneo, donde:

- $\Phi_s(\nu)$ = $[\tau_s\sigma(\nu)]^{-1}$ = densidad de flujo de fotones en saturación.
- τ = constante de tiempo de saturación, la cual depende del decaimiento del tiempo en los niveles de energía implicados; en un esquema ideal de bombeo en cuatro niveles, $\tau_s \approx t_{sp}$, mientras que en un esquema ideal de tres niveles de bombeo, $\tau_s \approx 2t_{sp}$.

El coeficiente de ganancia de de amplificación saturado es por lo tanto reducido a $\gamma(\nu) = N\sigma(\nu)$, de manera que para un ensanchamiento homogéneo

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + \Phi / \Phi(\nu)}$$

Coeficiente de ganancia en saturación, (2-2).

El proceso de amplificación láser también introduce un cambio de fase. Cuando la forma de línea es Lorentziana con un ancho de línea $\Delta\nu$, $g(\nu) = (\Delta\nu/2\pi)/[(\nu-\nu_0)^2+(\Delta\nu/2)^2]$, el cambio de fase por unidad de longitud es:

$$\phi(\nu) = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu)$$

Coeficiente de cambio de fase (2-3)

El desplazamiento de fase esta además introducido por el medio que recibe los átomos láser [2.1].

2.3.2. Realimentación y pérdida: El resonador óptico

La realimentación es llevada a cabo colocando el medio activo en un resonador óptico. Un resonador Fabry-Perot, comprendido por dos espejos separados una distancia d , comprenden el medio (índice de refracción n) en el cual se encuentran los átomos activos del amplificador. El viaje a través del medio introduce un desplazamiento por unidad de longitud igual al número de onda.

$$k = \frac{2\pi\nu}{c}$$

Coeficiente de desplazamiento de fase (2-4)

El resonador también contribuye a pérdidas en el sistema. La absorción y el esparcimiento de la luz en el medio introducen una pérdida distribuida caracterizada por la atenuación del coeficiente α_s (pérdidas por unidad de longitud). En un recorrido a través del resonador d , la densidad del flujo de fotones se reduce por un factor de $R_1 R_2 \exp(-2\alpha_s d)$, donde R_1 y R_2 es la reflectancias en los dos espejos. Las pérdidas globales en el recorrido de un viaje puede por lo tanto ser descrito por el coeficiente total de pérdidas distribuidas α_r , donde

$$\exp(-2\alpha_r d) = R_1 R_2 \exp(-2\alpha_s d),$$

De manera que

$$\alpha_r = \alpha_s + \alpha_{m1} + \alpha_{m2}$$

$$\alpha_{m1} = \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_1}$$

$$\alpha_{m2} = \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_2}$$

Coeficiente de pérdida (2-5)

Donde α_{m1} y α_{m2} representan las contribuciones de los espejos 1 y 2, respectivamente. La contribución de ambos espejos es,

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} = \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

Donde α_r , representa la pérdida total de energía (o número de fotones) por unidad de longitud, $\alpha_r c$ representa los fotones perdidos por segundo. Así que:

$$\tau = \frac{1}{\alpha_r c}$$

(2-6)

Representa el tiempo de vida del fotón.

El resonador solo sostiene frecuencias que corresponden para un viaje de ida y vuelta, un desplazamiento de fase que es un múltiplo de 2π . Para un resonador desprovisto de átomos activos (por ejemplo, un resonador "frío"), El desplazamiento de fase en un viaje de ida y vuelta es simplemente $k2d = 4\pi\nu d/c = q2\pi$, corresponden a modos o frecuencias

$$\nu_q = q\nu_F, \quad q = 1, 2, \dots, \quad (2-7)$$

Donde $\nu_F = c/2d$ es el espaciamiento en el modo del resonador y $c = c_0/n$ es la velocidad de la luz en el medio. El ancho espectral de estos modos del resonador es

$$\delta\nu = \frac{\nu_F}{F} \quad (2-8)$$

Donde F es la fineza del resonador. Cuando las pérdidas del resonador son pequeñas y la fineza es grande [2.1],

$$F = \frac{\pi}{\alpha_r d} = 2\pi\tau_p \nu_F \quad (2-9)$$

2.4. CONDICIONES DE LA OSCILACIÓN LÁSER

Se deben de satisfacer dos condiciones para que exista la oscilación láser (funcionamiento de láser). La condición de ganancia determina la diferencia mínima de población, y por lo tanto el umbral de bombeo, requerido para el funcionamiento láser. La condición de fase determina la frecuencia (o frecuencias) en las que se da la oscilación [2.1].

2.4.1. Condición de ganancia: Umbral del láser

Para el comienzo de la oscilación láser se requiere que el coeficiente de ganancia sea mayor que el coeficiente de pérdidas.

$$\gamma_0(\nu) > \alpha_r \quad \text{Condición de umbral de ganancia (2-10)}$$

De acuerdo con la ecuación (2-1), el coeficiente de ganancia de señal pequeña $\gamma_0(\nu)$ es proporcional a la diferencia de densidad de población de equilibrio N_0 . En efecto, (2-1) puede ser utilizada para convertir (2-10) en una condición de diferencia de población, por ejemplo., $N_0 = \gamma_0(\nu)/\sigma(\nu) > \alpha_r/\sigma(\nu)$. Entonces

$$N_0 > N_t \quad (2-11)$$

Donde la cantidad

$$N_t = \frac{\alpha_r}{\sigma(\nu)} \quad (2-12)$$

Es llamada diferencia del umbral de población. N_t , el cual es proporcional a α_r , determina la tasa de bombeo mínima R_t para el inicio de la oscilación láser.

Utilizando la ecuación (2-6), α_r puede de manera alternativa ser escrito en términos del tiempo de vida del fotón, $\alpha_r = 1/c\tau_p$, con lo cual (2-12) toma la forma

$$N_t = \frac{1}{c\tau_p\sigma(\nu)} \quad (2-13)$$

La diferencia del umbral de población. N_t , es proporcional a α_r , e inversamente proporcional a τ_p . Una mayor pérdida requiere de un mayor bombeo que active el funcionamiento láser.

Finalmente utilizando la fórmula estándar para el cruce de la sección de transición, $\sigma(\nu) = (\lambda^2/8\pi\tau_{sp})g(\nu)$, conduce hacia otra expresión para la diferencia del umbral de población [2.1].

$$N_t = \frac{8\pi t_{sp}}{\lambda^2 \tau_p} \frac{1}{g(\nu)}$$

Diferencia del umbral de población (2-14)

2.4.2. Condición de Fase: Frecuencias láser

La segunda condición de oscilación requiere que el desplazamiento de fase que sufre la longitud de onda de la luz en una vuelta completa dentro del resonador debe ser múltiplo de 2π , por ejemplo

$$2kd + 2\varphi(\nu)d = 2\pi q \quad q = 1, 2, \dots \quad (2-15)$$

Si la contribución se origina de los átomos láser activos [$2\varphi(\nu)d$] es pequeña, dividiendo (2-15) entre $2d$ da como resultado el resonador frío, $\nu = \nu_q = q(c/2d)$.

En la presencia del medio activo, cuando $2\varphi(\nu)d$ contribuye, la solución de (2-15) da lugar a un conjunto de frecuencias de oscilación ν'_q que están ligeramente separadas de las frecuencias del resonador frío ν_q . De esto resulta que las frecuencias del resonador frío son jaladas ligeramente hacia la frecuencia central de la transición atómica [2.1].

2.5. POTENCIA

2.5.1. Densidad interna del flujo de fotones

Un bombeo láser sobre el umbral ($N_0 > N_t$) exhibe una pequeña ganancia en el coeficiente $\gamma_0(\nu)$ que es mayor que el coeficiente de pérdida α_r como se muestra en la ecuación (2-10). La oscilación láser puede comenzar entonces, previniendo que la condición de fase esté satisfecha (2-15). Como la densidad de flujo de fotones Φ dentro del resonador aumenta, el coeficiente de ganancia $\gamma(\nu)$ empieza a disminuir de acuerdo con (2-2) para un ensanchamiento homogéneo medio. Tanto como el coeficiente de ganancia permanezca más grande que el coeficiente de pérdidas, el flujo de fotones continuara creciendo.

Finalmente, cuando el coeficiente de ganancia saturado se vuelva igual al coeficiente de pérdidas (o equivalente $N = N_t$), el flujo de fotones dejará de crecer y la oscilación alcanzará una condición de estado estable. El resultado es una ganancia ajustada al valor de las pérdidas. La densidad interna del flujo de fotones del láser en estado estable esta por lo tanto determinada por el cálculo del coeficiente de ganancia (saturado) de señal grande al coeficiente de pérdidas $\gamma_0(\nu)/[1 + \Phi/\Phi(\nu)] = \alpha_r$, lo cual resulta,

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_s(\nu) \left(\frac{\gamma_0(\nu)}{\alpha_r} - 1 \right), & \gamma_0(\nu) > \alpha_r \\ 0, & \gamma_0(\nu) \leq \alpha_r \end{cases} \quad (2-16)$$

La ecuación (2-16) representa el crecimiento de la densidad del flujo de fotones en estado estable para la acción láser. Este el número medio de fotones por segundo cruzando una área unitaria en ambas direcciones, entonces los fotones viajando en ambas direcciones contribuyen al proceso de saturación. La densidad del flujo de fotones para los fotones viajando en una sola dirección es por lo tanto $\Phi/2$. La emisión espontánea no es considerada para simplificar el análisis.

Entonces $\gamma_0(\nu) = N_0\sigma(\nu)$ y $\alpha_r = N_t\sigma(\nu)$, pueden escribirse así:

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_s(\nu) \left(\frac{N_0}{N_t} - 1 \right), & N_0 > N_t \\ 0, & N_0 \leq N_t \end{cases}$$

Densidad del flujo de fotones de un láser en estado estable (2-17)

Por debajo del umbral, la densidad del flujo de fotones es cero; cualquier crecimiento en la tasa de bombeo se manifiesta como un incremento en la emisión espontánea del flujo de fotones, pero esto no mantiene la oscilación. Por encima del umbral, la densidad del flujo de fotones en estado estable en el interior del láser es directamente proporcional a la diferencia de población inicial N_0 . Si N_0 es el doble del valor del umbral N_t , la densidad del flujo de fotones es precisamente igual al valor de saturación $\Phi_s(\nu)$, en donde se tiene la densidad del flujo de fotones a la cual el coeficiente de ganancia se reduce a la mitad de su valor máximo. Tanto la diferencia de población N como la densidad del flujo de fotones Φ son mostradas como funciones de N_0 en la figura 2.2 [2.1].

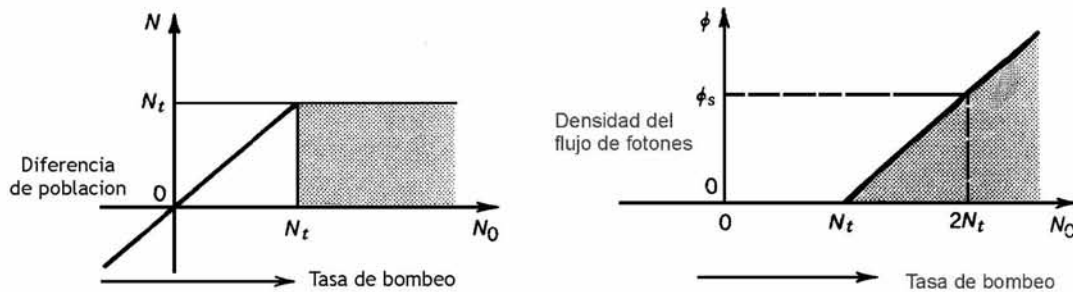


Figura 2.2 Los valores en estado estable de la diferencia de población N , y la densidad interna del flujo de fotones Φ del láser, como funciones de N_0 (la diferencia de población en abstinencia de radiación; N_0 crece con la tasa de bombeo R). La oscilación láser ocurre cuando N_0 es mayor que N_t ; el valor en estado estable de N saturado entonces, permanece en el valor de N_t . Bajo el umbral Φ es proporcional a $N_0 - N_t$. [2.1]

2.5.2. Densidad de flujo de fotones de salida

Solo una porción de la densidad del flujo de fotones determinada por (2-17) abandona el resonador en forma de luz útil. La densidad de flujo de fotones de salida Φ_0 es aquella parte de la densidad de flujo de fotones internos que se propagan a través del espejo 1 ($\Phi/2$) y se transmite por el. Si la transmitancia del espejo 1 es T , la densidad del flujo de salida es:

$$\Phi_0 = \frac{T\Phi}{2} \quad (2-18)$$

La correspondiente intensidad de la salida del láser I_0 es

$$I_0 = \frac{h\nu T\Phi}{2} \quad (2-19)$$

Y la potencia de la salida láser es $P_0 = I_0 A$, donde A es la sección del área donde cruza el haz láser. Estas ecuaciones, junto con (2-16), permite explícitamente calcular la potencia de salida del láser en términos de $\Phi_s(\nu)$, N_0 , N_t , T , y A [2.1].

2.5.3. Densidad del número de fotones internos

El número de fotones en estado estable por unidad de volumen dentro del resonador n está relacionado con la densidad del número de fotones internos Φ (para fotones viajando en ambas direcciones) por una simple relación:

$$n = \frac{\Phi}{c}, \quad (2-20)$$

Esto es fácilmente visible si se considera un área cilíndrica A , una longitud c , y un volumen cA (c es la velocidad de la luz en el medio), cuyos ejes son paralelos a los ejes del resonador. Para un resonador que contiene n fotones por unidad de volumen, el cilindro contiene cAn fotones. Este viaje de los fotones en ambas direcciones, paralelo a los ejes del resonador, la mitad de ellos cruzan la base del cilindro en cada segundo.

Entonces la base del cilindro recibe también un número igual de fotones hacia el otro lado, sin embargo, la densidad de flujo de fotones (fotones por segundo por unidad de área en ambas direcciones) es $\Phi = 2(1/2 cAn)/A = cn$, para el cual de (2-20) se tiene

La densidad del número de fotones correspondiente a la densidad de flujo de fotones internos en estado estable es:

$$n = n_s \left(\frac{N_0}{N_t} - 1 \right), N_0 > N_t$$

Densidad de Número de fotones en estado estable (2-21)

Donde $n_s = \Phi_s(\nu)/c$ es el valor de saturación de la densidad del número de fotones. Utilizando las relaciones $\Phi_s(\nu) = [\tau_s \sigma(\nu)]^{-1}$, $\alpha_r = \gamma(\nu)$, $\alpha_r = 1/c \tau_p$, y $\gamma(\nu) N \sigma(\nu) = N_t \sigma(\nu)$ (2-21) puede ser escrita como:

$$n = (N_0 - N_t) \frac{\tau_p}{\tau_s}, N_0 > N_t$$

Densidad de Número de fotones en estado estable (2-22)

Esta relación admite solo una simple y directa interpretación: $(N_0 - N_t)$ es la diferencia de población (por unidad de volumen) en el exceso del umbral, y $(N_0 - N_t)/\tau_s$ representa la tasa con la cual son generados los fotones, en virtud de la operación en estado estable, es la misma a la tasa a la cual se pierden los fotones, n/τ_p . La fracción τ_p/τ_s es una relación a la cual son emitidos con respecto a los fotones que se pueden.

Bajo condiciones de bombeo ideal en un sistema láser de cuatro niveles, teniendo las siguientes consideraciones $\tau_s \approx \tau_{sp}$ y $N_0 \approx R \tau_{sp}$, donde R es la razón ($s^{-1}cm^{-3}$) a la cual son bombeados los átomos. La ecuación (2-22) puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\frac{n}{\tau_p} = R - R_t, \quad R > R_t, \quad (2-23)$$

Donde $R_t = N_t/\tau_{sp}$ es el valor del umbral de la tasa de bombeo. Bajo condiciones de estado estable, por lo tanto, generalmente la tasa de pérdida de la densidad de fotones n/τ_p es precisamente igual a la tasa de bombeo excesiva $R - R_t$ [2.1].

2.5.4. Flujo de fotones salientes y eficiencia

Si la transmisión a través del espejo de salida del láser es la única fuente de pérdidas en el resonador (el cual se encuentra considerado en τ_p), y V es el volumen del medio activo, (2-23) muestra que el flujo de fotones totales a la salida Φ_0 (fotones por segundo) es:

$$\Phi_0 = (R - R_t)V, \quad R > R_t, \quad (2-24)$$

Si se encuentran otros mecanismos de pérdida con excepción del espejo de salida del láser, el flujo de fotones salientes puede escribirse como:

$$\Phi_0 = \eta_e (R - R_t)V, \quad \text{Flujo de fotones de salida (2-25)}$$

Donde la eficiencia de emisión η_e es la relación del crecimiento de pérdidas para toda la luz útil extraída del total de pérdidas en el resonador α_r .

Si solo existe luz útil a través del espejo 1, para α_r y α_{m1} puede escribirse η_e como.

$$\eta_e = \frac{\alpha_{m1}}{\alpha_r} = \frac{c}{2d} \tau_p \ln \frac{1}{R_1} \quad (2-26)$$

Si, además, $T = 1 - R_t \ll 1$, (2-26) también es:

$$\eta_e \approx \frac{\tau_p}{T_F} T, \quad \text{Eficiencia de emisión (2-27)}$$

Donde se define $1/T_F = c/2d$, indicando que la eficiencia de emisión η_e puede ser entendida en términos de la relación del tiempo de vida del fotón para con su tiempo de recorrido ida y vuelta, multiplicado por la transmitancia del espejo. La potencia de salida del láser es entonces $P_0 = h\nu\Phi_0 = \eta_e h\nu(R - R_t)V$.

También se tienen pérdidas de otras fuentes tales como la ineficiencia en el proceso de bombeo [2.1].

2.6. DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL

La distribución espectral de la luz láser por el ancho de línea atómico del medio activo (incluyendo si esta homogéneamente o inhomogéneamente espaciado) y por los modos del resonador. Esta se encuentra ilustrado en las dos condiciones de oscilación:

La condición de ganancia requiere que el coeficiente de ganancia inicial del amplificador sea mas grande que el coeficiente de pérdidas [$\gamma_0(\nu) > \alpha$] se satisface para todas las frecuencias de oscilación situadas dentro de una banda espectral continua de ancho B situada alrededor de la frecuencia de resonancia atómica ν_0 , como se muestra en la figura 2.3 (a). El ancho B incrementa con el ancho de línea atómico $\Delta\nu$ y por la relación $\gamma_0(\nu)/\alpha_r$; la relación exacta depende de la función $\gamma_0(\nu)$.

La condición de fase requiere que la frecuencia de oscilación sea una de las frecuencias modales del oscilador ν_q (asumiendo, por simplicidad, que forzamiento del modo es insignificante). El FWHM en el ancho de línea de cada modo es $\delta\nu \approx \nu_F/F$.

Por consiguiente solo son posibles un número finito de frecuencias de oscilación ($\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_M$). El número posible de oscilaciones láser es por lo tanto:

$$M = \frac{B}{\nu_F},$$

Número de modos láser posibles (2-28)

Donde $\nu_F = c/2d$ es el espaciado aproximado entre modos adyacentes. Sin embargo, de estos M , modos posibles, el número de modos que en realidad llevan energía óptica dependen del mecanismo natural del ensanchamiento de línea atómico. Se demostrará con esto que para un ensanchamiento inhomogéneo del medio todos los modos M oscilan (aunque en diferentes potencias), mientras que para un ensanchamiento homogéneo del medio estos modos están atados en un grado de competición, haciendo mas difícil que todos los modos oscilen simultáneamente.

El ancho de línea FWHM aproximado de cada modo láser se espera de $\approx \delta\nu$, pero resulta ser mucho mas pequeño que esto. Esto, se encuentra limitado por el llamado ancho de línea Schawlow-Townes, el cual disminuye inversamente con la potencia óptica. Casi todos los láseres tienen anchos de línea mucho más grandes que el límite Schawlow-Townes como resultado de efectos extraños debidos a fluctuaciones acústicas o térmicas de los espejos del resonador, pero se puede acercar al límite en experimentos cuidadosamente controlados [2.1].

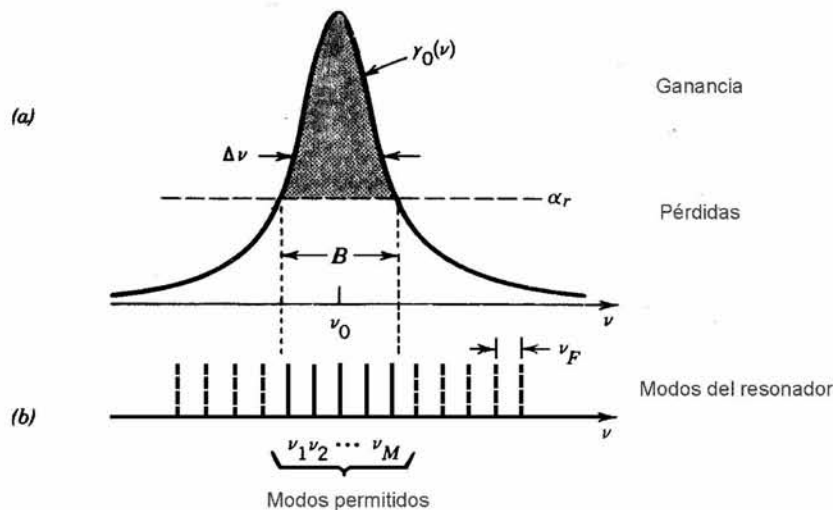


Figura 2.3. a) La oscilación láser puede ocurrir solo en frecuencias para las cuales el coeficiente de ganancia es mayor que el coeficiente de pérdidas (región sombreada). b) La oscilación puede ocurrir solo para valores de $\delta\nu$ de las frecuencias modales del resonador (las cuales se representan por líneas en la ilustración) [2.1]

2.6.1. Medio ensanchado homogéneamente

Inmediatamente después de ser encendido, todos los modos láser para los cuales la ganancia inicial es mas grande que las pérdidas comienzan a crecer, figura 2.4(a). Las densidades de flujo de fotones $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_M$ son creadas en los modos M . Los modos cuyas frecuencias se encuentran mas cerca de la frecuencia central de transmisión ν_0 crecen mas rápidamente y adquieren las densidades de flujo de fotones mas grandes. Estos

fotones interactúan con el medio y reducen la ganancia por el agotamiento de la diferencia de población. La ganancia saturada es:

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 - \sum_{j=1}^M \Phi_j / \Phi_s(\nu_j)}, \quad (2-29)$$

Donde $\Phi_s(\nu_j)$ es la densidad de flujo de fotones en saturación asociado con el modo j . La ganancia saturada se muestra en la figura 2.4(b).

Debido a que el coeficiente de se reduce uniformemente, para los modos suficientemente distantes a la línea central las pérdidas se vuelven mas grandes que la ganancia; estos modos pierden potencia mientras que los modos mas al centro continúan creciendo, aunque a una tasa menor. En última instancia, solo un modo sobreviviente (o dos modos en un caso simétrico) mantiene una ganancia igual a las pérdidas, con las pérdidas excediendo a la ganancia para todos los otros modos. Bajo condiciones de estado estable ideal, la potencia en este modo seleccionado permanece estable, cuando la oscilación láser del resto de los modos desaparece, figura 2.4(c). Este modo sobreviviente tiene es el que tiene la frecuencia mas cercana a ν_0 ; los valores de ganancia para los otros permanecen debajo de la línea de pérdidas. Dada la frecuencia del modo sobreviviente, la densidad del flujo de fotones puede ser determinada por medio de (2-17).

En la práctica, sin embargo, los láseres de ensanchamiento homogéneo oscilan en modos múltiples debido a que los diferentes modos ocupan diferentes porciones espaciales del medio activo. Cuando la oscilación en el modo más central (figura 2.4) es estable, el coeficiente de ganancia puede aún exceder el coeficiente de pérdidas en los lugares donde el campo eléctrico de la onda estacionaria del modo central se desvanece. Este fenómeno es llamado quema del agujero espacial. Esto permite otro modo, cuyos campos máximos están localizados cerca del nulo de energía del modo central, que permite un buen funcionamiento láser [2.1].

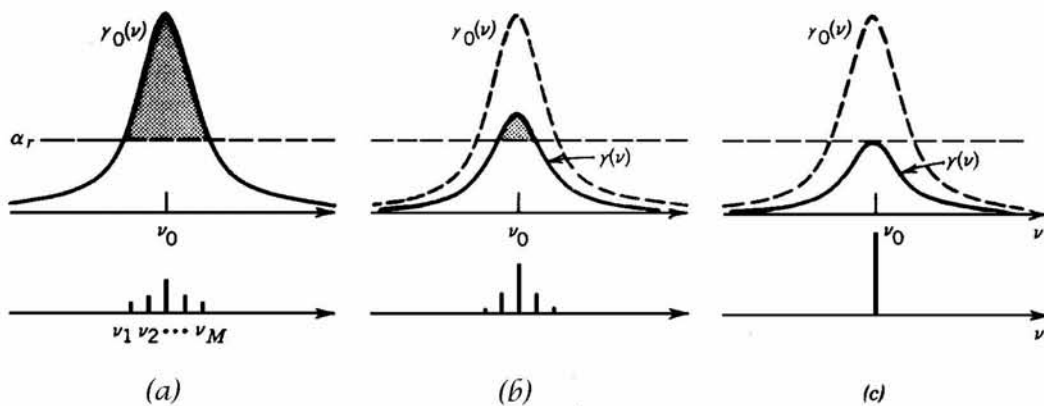


Figura 2.4. Crecimiento de la oscilación en un medio ideal ensanchado homogéneamente. Inmediatamente después de la excitación láser todas las frecuencias modales $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_M$. Para las cuales el coeficiente de ganancia excede al coeficiente de pérdidas, comienza a crecer con los modos centrales creciendo a la tasa de crecimiento más alta. (b) Después de un corto tiempo la ganancia se satura de tal manera que los modos centrales continúan creciendo mientras que los modos periféricos, para los cuales las pérdidas son mayores que las ganancias, se atenúan y eventualmente desaparecen. (c) Solo sobrevive un modo por estos factores combinados [2.1]

2.6.2. Medio ensanchado inhomogéneamente

En un medio ensanchado inhomogéneamente la ganancia $\bar{\gamma}_0(\nu)$ representa en entorno compuesto de ganancias de diferentes especies de átomos, como se muestra en la figura 2.5.

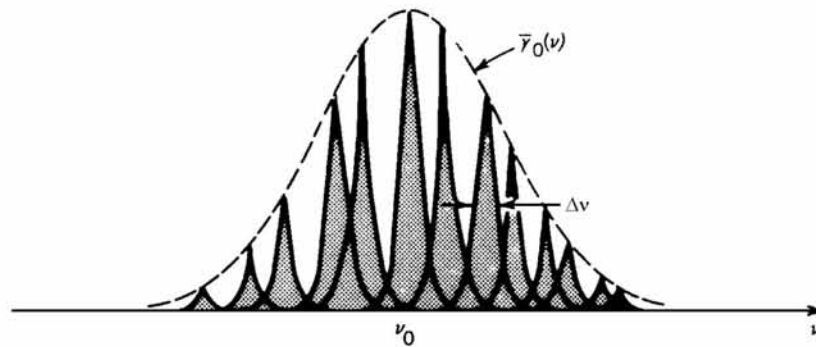


Figura 2.5. El ancho de línea de un medio ensanchado inhomogéneamente está constituido por numerosos anchos de línea atómicos, asociados a diferentes propiedades o diferentes entornos [2.1]

La situación inmediatamente después de ser encendido es la misma que en un medio ensanchado de forma homogénea. Los modos para los cuales la ganancia es mayor que las pérdidas estas comienzan a crecer y la ganancia disminuye. Si el espaciado entre los modos es mayor que el ancho $\Delta\nu$ de las funciones que constituyen el ancho de línea atómico, diferentes modos actúan con diferentes átomos. Los átomos cuyo ancho de línea no coinciden con ninguno de los modos son ignorantes de la frecuencia de fotones en el resonador. Su diferencia de población por lo tanto no es afectada y la ganancia les proporciona mayor ganancia de señal pequeña (no saturada). Los átomos cuyas frecuencias coinciden con los modos reducen su inversión de población y su saturación de ganancia, creando "agujeros" en el perfil de ganancia espectral. A este proceso se le conoce como quema de agujero espacial. El ancho del agujero espectral crece con la densidad del flujo de fotones de acuerdo con una relación de raíz cuadrada $\Delta\nu_s = \Delta\nu(1+\Phi/\Phi_s)^{1/2}$.

Este proceso de saturación mediante quema de agujeros progresa independientemente por los diferentes modos hasta que la ganancia es igual a las pérdidas para cada modo en estado estable. Los modos no compiten porque trazan líneas de potencia diferente, sino que la comparten, átomos. Muchos modos oscilando independientemente, con modos centrales quemando agujeros mas profundos y crecimiento mas grande, como se ilustra en la figura 2.6(a). El espectro de un típico ensanchamiento láser de gas multimodo se muestra en la figura 2.6(b). El número de modos es típicamente más grande que en aquel medio homogéneamente ensanchado puesto que el agujero espacial que se quema generalmente sostiene pocos modos de una quema de agujero espacial [2.1].

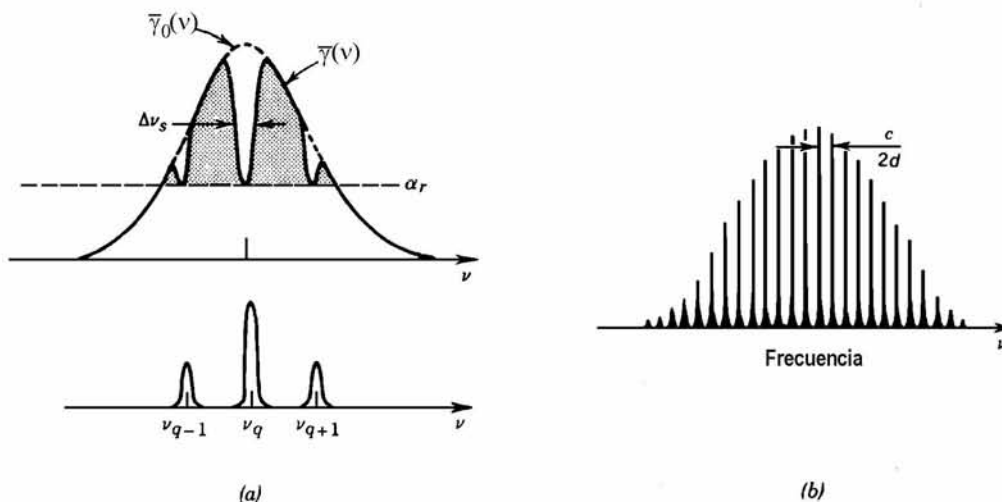


Figura 2.6. (a) La oscilación láser ocurre en un medio ensanchado inhomogéneamente por cada modo presente independientemente de los huecos en el perfil total de todo el espectro de ganancia. La ganancia que proporciona al medio un modo no influye en la ganancia que proporciona a otros modos. Los modos centrales recolectan contribuciones de mas átomos y por lo tanto acarrean mas fotones que los modos periféricos (b) Espectro ensanchado inhomogéneamente de un gas láser multimodo típico [2.1]

2.7. DISTRIBUCIÓN ESPACIAL Y POLARIZACIÓN

2.7.1. Distribución Espacial

La distribución espacial de la emisión de luz láser depende de la geometría del resonador y la forma del medio activo. En el desarrollo de la teoría láser se ha ignorado hasta este punto los efectos espaciales transversales asumiendo que el resonador está constituido por dos espejos planos paralelos de extensión infinita y que el espacio entre ellos está lleno con un medio activo. Con esta idealización geométrica la salida del láser es una onda plana propagándose a lo largo del eje del resonador. Pero una gran cantidad de factores estos resonadores de espejos planos son muy sensibles a desalinearse.

Los resonadores de láseres usualmente tienen espejos esféricos. Una característica de este tipo de espejos es que soportan haces gaussianos. Un láser que usa un resonador de espejos esféricos por lo tanto da salida con forma de haz gaussiano.

Los resonadores de espejos esféricos soportan una jerarquía de ondas de modos transversales eléctricos y magnéticos TEM_{l, m, q}. Cada par de índices (*l, m*) define un modo transversal con una distribución espacial asociada.

El modo transversal (0, 0) (figura 2.7) es el haz gaussiano. Los modos *l* y *m* más grandes forman haces gaussianos-hemitianos. Para un par (*l, m*) dado el índice *q* define el número de modos longitudinales (axiales) de la misma distribución espacial pero de diferente frecuencia ν_q (los cuales están siempre separados por el espaciamiento del modo longitudinal $\nu_F = c/2d$, sin importar *l* y *m*). Las frecuencias de resonancia de dos grupos de modos longitudinales que corresponden a dos modos transversales están, en general, desplazados con respecto a uno por una fracción del espaciamiento modal ν_F .

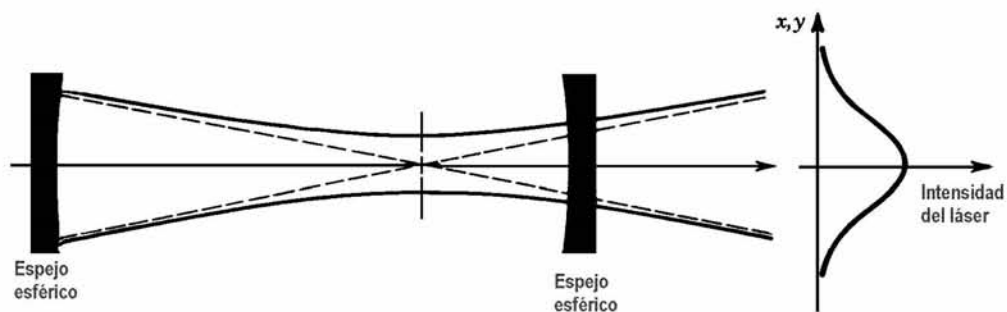


Figura 2.7. La salida del láser para el modo transversal (0,0) de un resonador de espejo esférico toma la forma de un haz gaussiano [2.1]

Debido a sus diferentes distribuciones espaciales, modos transversales diferentes experimentan diferentes ganancias y pérdidas. El modo gaussiano (0, 0), por ejemplo, es el mayormente confinado dentro del eje óptico y por lo tanto sufre la menor pérdida por difracción en las fronteras de los espejos. El modo (1, 1) desaparece de todos los puntos del eje óptico (figura 2.8); por esta razón si el espejo láser fuera bloqueado por una pequeña obstrucción en el centro, el modo (1, 1) no sería afectado, mientras que el modo (0, 0) podría sufrir una pérdida significativa. Los modos de orden más grande ocupan mayor volumen y por lo tanto pueden tener mayor ganancia. Esta disparidad entre las pérdidas y/o ganancias de los diferentes modos transversales en diferentes geometrías es el límite de competencia para contribuir a la oscilación láser, como ilustra la figura 2.9.

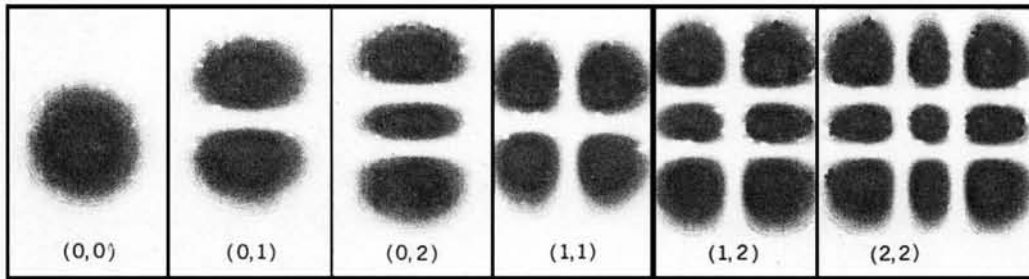


Figura 2.8. Distribuciones de intensidad de varios haces Hermitiano-Gaussianos de bajo orden en el plano transversal. El orden (l, m) se indica en cada caso [2.1]

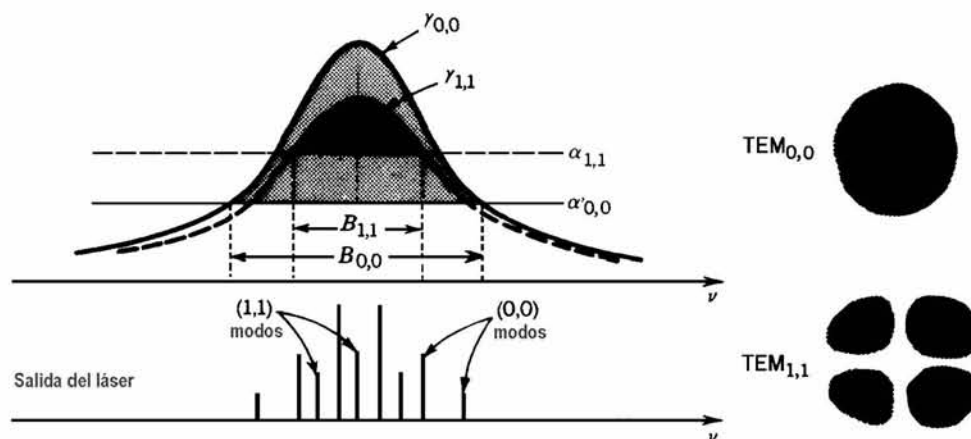


Figura 2.9. Las ganancias y pérdidas para dos modos transversales diferentes son diferentes debido a que tienen diferentes distribuciones espectrales. Un modo puede contribuir a la salida real si este permanece dentro de la banda espectral (ancho B) dentro del cual el coeficiente de ganancia excede al coeficiente de pérdidas [2.1]

En un láser ensanchado homogéneamente, el modo mas fuerte tiende a suprimir la ganancia de los otros modos, pero la quema del agujero espacial le puede permitir a algunos modos longitudinales oscilar. Los modos transversales pueden tener sustancialmente diferentes distribuciones espaciales a fin de que puedan fácilmente oscilar simultáneamente. Un modo cuya energía sea concentrada en un espacio transversal dado satura la ganancia atómica en la región, por eso se quema un agujero espacial en ese lugar. Dos modos transversos que no tengan superposición espacial pueden coexistir sin competir ya que realizan sus trazos de energía para diferentes átomos. La superposición espacial parcial entre modos transversales y migraciones atómicas (como en los gases) permite competencia entre modos.

Los láseres están frecuentemente diseñados para operar en un solo modo transverso; este es normalmente el modo gaussiano $(0, 0)$ ya que es el del haz con diámetro más pequeño y puede ser enfocado en la mancha de menor tamaño. La oscilación en modos de mayor orden puede ser deseable, por otra parte, para un propósito tal como generación de mayor potencia óptica [2.1].

2.7.2. Polarización

Cada modo (l, m, q) tiene dos grados de libertad, correspondientes a las dos polarizaciones ortogonales independientes. Estas dos polarizaciones son consideradas como dos modos independientes. Debido a la geometría circular del espejo esférico del resonador, los dos modos de polarización de las mismas l y m tienen las mismas distribuciones espaciales. Si el resonador y el medio activo suministran las mismas pérdidas y ganancias para ambas polarizaciones, el láser oscilará en los dos modos simultáneamente, independientemente, y con la misma intensidad. La salida del láser entonces esta despolarizado [2.1].

2.8. CARACTERÍSTICAS DE LÁSERES COMUNES

La amplificación láser es omnipresente y se da en una gran variedad de medios. Incluyendo sólidos (cristales, gases, y fibras), gases (atómicos, iónicos, moleculares, exciméricos), líquidos (soluciones orgánicas e inorgánicas), y plasmas (en los cuales ocurre la acción láser de rayos x). El medio activo además puede estar provisto por niveles de energía de un electrón en un campo magnético, como en el caso de láseres de electrones libres [2.3].

2.8.1. Láseres de estado sólido

En un semiconductor, los distintos estados energéticos posibles de los electrones están cuantificados en escalones, creándose bandas energéticas permitidas separadas por saltos o bandas prohibidas. El salto energético fundamental, de valor E_g , separa la banda de valencia ocupada más alta de la banda de conducción mas baja sin ocupar. La ocupación inicial de las bandas se altera mediante la polarización externa del semiconductor, inyectando electrones en la parte inferior de la banda de conducción a través de un contacto resistivo o extrayéndolos de la parte superior de la banda de valencia, lo que equivale a inyectar huecos en esta última (figura 2.10) [2.6].

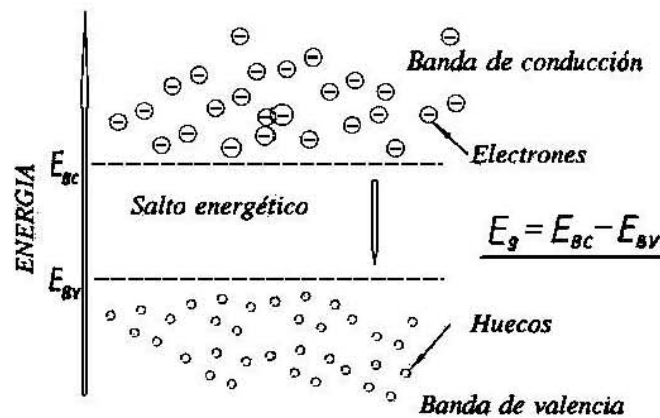


Figura 2.10. Representación de la distribución de los electrones en un material láser de estado sólido [2.2]

- E_g es la energía del fotón (es la banda prohibida)
- E_{BC} es la energía del electrón antes de la transición (es la energía de la parte inferior de la banda de conducción)
- E_{BV} es la energía del electrón después de la transición (es la energía de la parte superior de la banda de valencia)

La corriente inyectada provocará la recombinación de huecos de la banda de valencia con electrones de la banda de conducción, lo que, a su vez, es causa de la emisión de fotones cuya energía equivale al salto energético del electrón que pasa de la banda de conducción a la de valencia para recombinarse.

En los diodos LED, la emisión en la unión p-n es espontánea. Al tratarse de una unión de este tipo, no es de esperar que las ondas emitidas estén en fase entre sí, pues se trata de un fenómeno aleatorio, similar al que ocurre en una emisión por incandescencia.

Por esto la potencia de salida es notablemente menor que la del láser, su ancho de banda mucho más amplio y una velocidad de modulación permisible más pequeña, limitándose a un ancho de banda de pocos cientos de MHz.

Los materiales que se usan para cada una de estas zonas son los especificados en la siguiente tabla, pertenecientes a los grupos III-V. Como se puede apreciar cuando las fuentes trabajan en la segunda y tercera ventana, el aluminio se sustituye con mejores resultados por combinaciones de indio y fósforo.

Tabla 3.1 Láseres semiconductores comunes y bandas de uso.

Longitud de onda	800 nm	1300-1500 nm
Cubierta p para contacto	GaAs	InP
Región p de intervalo ancho	GaAs	InGaAs
Capa activa p de intervalo estrecho	GaAlAs	InGaAs
Región n de intervalo ancho	GaAs	InP
Sustrato n	GaAs	InP

En cuanto a la longitud de onda de emisión se controla dosificando adecuadamente las proporciones de galio (Ga) y aluminio (Al) de la capa activa en la banda de 800 a 900 nm y las de indio (In) a Ga y de arsénico (As) a fósforo (P) para diodos que deban de trabajar en la segunda y tercera ventana.

Esta longitud de onda depende del intervalo o salto energético E_g ($E_g = h \cdot f$) entre bandas es:

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_g}$$

Donde h es la constante de Planck: $6,627 \times 10^{-34}$ J·s. Los valores de E_g están comprendidos entre 0.2 y 0.3 eV.

El láser usado en la técnica óptica (*diodo láser* o LD) no es un láser convencional, sino otro basado en los fenómenos de emisión que ocurren una unión p-n en determinadas circunstancias.

En los diodos láser, la luz generada por el proceso de conversión electroóptico se amplifica en una cavidad resonante de modo selectivo, produciendo una potencia de salida elevada concentrada en un pequeño margen de longitudes de onda. El nivel de potencia que se obtiene del láser se debe a que las radiaciones estimuladas que aparecen a su salida constituyen frentes de onda con la misma fase y la misma polarización [2.6].

2.8.2. Diodos LED y ELED

Hay dos tipos de diodos LED para fibras multimodo: los de tipo Burrus, o de emisión de superficie, y los de diodos ELED, o diodos de emisión de borde.

Los diodos de tipo ELED, o de emisión de borde, emiten la luz por el mismo plano de unión p-n gracias al efecto de guía que provoca la heteroestructura, y ello por dos motivos: por una parte, la inclusión de capas semiconductoras sucesivas de saltos energéticos crecientes a uno y otro lado de la capa activa –de 0.1 a 0.2 μm de espesor- dificulta la salida de fotones en plano perpendicular a ésta confinando el campo en ella. Por otro lado, el índice de refracción de un material disminuye al aumentar su salto energético, y por esto la heteroestructura sirve de guía de onda óptico.

En ambos casos la temperatura no afecta la potencia de emisión, por lo que no se necesitan circuitos de control de la misma. Sí quedan afectados, sin embargo, la longitud de onda de emisión y ancho espectral, ambos en el sentido de aumentar junto con la temperatura.

La velocidad máxima de modulación viene limitada por el tiempo de vida de los portadores de la zona de la unión p-n, pudiendo variarse hasta cierto límite con el grado de dopado y la anchura de la unión.

La característica típica de los LED, en el estado actual de fabricación corresponde a las mostradas en la tabla 3.2 [2.7].

Tabla 3.2 Comparación entre LED y ELED.

	LED	ELED
Longitud de onda (nm)	850-1300	850-1300
Anchura espectral (nm)	30-110	10-50
Corriente de excitación (mA)	20-300	20-300
Potencia media de salida (mW)	1	<3
Ancho de banda (MHz.Km)	10-50	50-200
Temperatura máxima admisible	60°	60°
Vida media (horas)	10 ⁷	10 ⁷

De todo lo expuesto se deduce que las aplicaciones en sistemas de comunicaciones se corresponden con:

- Fibras multimodo de de apertura numérica alta, que compensa la gran superficie de emisión y la baja potencia de salida, y fibras monomodo.
- Secciones de regeneración pequeñas o recorridos cortos (redes locales o tendidos en las pequeñas áreas) que no precisen regeneradores, ya que la gran anchura espectral lleva a dispersiones muy altas, provocando incluso que la dispersión cromática pueda superar a la modal.
- Baja velocidad de modulación, en función del ancho de banda permitido.

2.8.3. Diodos Láser

Como vimos en el caso de los LED's que, por emisión espontánea la emisión fotónica bajo la acción de un campo eléctrico, tal emisión se produce en forma totalmente aleatoria. Vale la pena insistir en el hecho de que, aunque la radiación fuese estrictamente monocromática (que no lo es), las diferentes ondas que la componen no están en fase debido precisamente a que cada emisión es independiente de cualquier otra en su generación; esto lleva consigo que unas anulen total o parcialmente a otras, y que la potencia neta de salida se vea reducida con respecto a la que tendría de no ocurrir estos fenómenos de interferencia.

Por el contrario, el láser se caracteriza porque su emisión siempre es coherente, es decir, los trenes de ondas que emergen de él están siempre en fase, independientemente de cual sea su ancho espectral de emisión (que siempre es mucho más reducido que el de los LED, hasta en dos órdenes de magnitud).

Normalmente, la distribución de los diferentes estados energéticos de los electrones a una cierta temperatura tiene un carácter probabilístico y responde a una curva como la mostrada en la figura 2.11, en la que en los niveles bajos de energía se encuentran mas concurridos que los de alta energía por la tendencia de la naturaleza a mantener todos los cuerpos en el mínimo nivel posible.

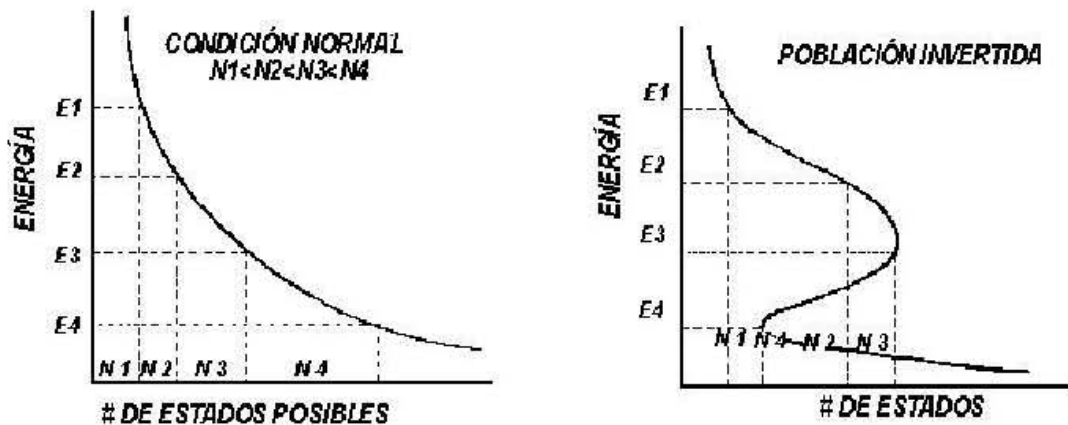


Figura 2.11. Distribución de los estados energéticos y su inversión de población en un material láser [2.2]

Einstein afirmó que cuando un fotón incide sobre un átomo pueden ocurrir dos cosas:

- a) Si su nivel de energía es bajo, la absorción del fotón lo eleva y puede separar un electrón dando lugar a la creación de un par electrón-hueco, lo que constituye el principio de funcionamiento de los fotodetectores. Lo más probable es, por tanto, que cuando un fotón incida sobre uno de estos electrones eleve su nivel energético y el fotón quede “destruido”: este es el caso normal, de cuando un material absorbe luz cuando esta lo atraviesa.
- b) Lo anterior no excluye pensar que, aún con pequeña probabilidad, pueda ocurrir el caso contrario, esto es, que un fotón que incida sobre uno de los pocos electrones de alta energía le obligue a pasar a un estado de menor excitación, lo que es relativamente fácil si el electrón se encuentra en estado metastable. Ello implicaría la emisión de un nuevo fotón.

Sin embargo, para que ocurra cualquiera de las dos probabilidades mencionadas, debe cumplirse que la frecuencia del fotón incidente sea exactamente igual al cociente entre el salto energético del electrón (valor fijo para cada material) y la constante de Planck h .

$$f = \Delta E / h \tag{2-30}$$

Cuando se da esta condición y solo entonces, el nuevo fotón tiene la misma frecuencia, fase y polarización que el incidente; es decir, que la radiación estimulada es totalmente coherente con la onda electromagnética que la provocó o, lo que es lo mismo, el nuevo fotón surgido a consecuencia de la emisión estimulada, no difiere en absoluto del que lo provocó; estaríamos frente a un caso de absorción negativa o amplificación de la luz.

Un caso particular dentro de b) lo constituyen aquellos cuerpos cuyos átomos se encuentran excitados por la acción de un campo eléctrico y de modo espontáneo –sin concurso de fotones exteriores- producen radiación, al caer estos desde su posición metastable a la de mínima energía: es el caso del LED. Salvando esta particularidad, es necesario el fotón incidente para que se produzca una emisión forzada.

Los fotones lanzados en direcciones diferentes a las contenidas en el plano mayor de la capa activa son absorbidos por las otras capas de otro modo que solo pueden salir los contenidos en planos paralelos a éste; si en las paredes laterales se absorbe la radiación, excepto en la salida, que es parcialmente reflectante, se conseguirá que salgan parte de los fotones que incidan en esta última tras choques sucesivos.

En efecto: ha de conseguirse que los fotones producidos aparezcan para su utilización como fuente de luz, pero al mismo tiempo debe reservarse una parte de ellos para realimentar el proceso de radiación forzada. Si la distancia entre las caras extremas del eje de propagación es un número entero de semilongitudes de onda de la radiación emitida, aquellos fotones que no escapen y sufran sucesivas reflexiones estarán en fase con los incidentes y podrán crear nuevos fotones. Cuando la ganancia neta de un fotón que recorre un círculo completo se hace igual a la unidad, la reacción en cadena se hace crítica y se produce el **efecto láser**. La corriente necesaria para que el proceso se automantenga es la llamada corriente de umbral, por debajo de la cual se extingue y se comporta como un LED.

Para poder subsistir en la cavidad resonante, la luz debe producir interferencias constructivas, lo que implica que la longitud de la cavidad debe ser igual a un múltiplo entero de veces la media longitud de onda de la luz. La longitud de onda de la luz es igual a λ/n en un medio de índice n . Se tiene entonces la relación

$$L = m \frac{\lambda}{2n} \tag{2-31}$$

Donde L es la longitud de la cavidad y m es el orden de los modos que pueden existir en la cavidad.

La idea matriz del uso de la geometría de bandas es aprovechar las muchas ventajas que el uso de un volumen pequeño de material (unas 300 μm^3) lleva consigo a efectos de rendimiento del proceso. Así, se consigue:

- Una alta densidad de corriente que, en realidad, es mas interesante que el propio valor de la corriente de umbral (entre 20 y 50 mA).
- Que la gran densidad de fotones aumente la probabilidad de mantenimiento de la radiación.
- La pequeña altura de la capa activa (aproximadamente 0.1 μm) es de 10 a 15 veces menor que la longitud de onda de emisión, lo que permite considerar como plana tal zona y que la emisión se produzca con mucha mayor probabilidad en ese plano.
- El bajo índice de refracción de las capas que la envuelven ofrece la trampa de la reflexión total, evitando el escape de fotones.
- Guía en una franja muy estrecha el haz de salida, favoreciendo su acoplamiento a la fibra.

En resumen se puede decir que las características típicas de los diodos láser mas aceptados para su uso en las comunicaciones ópticas se muestran en la tabla 3.3. Y tienen como parámetros estándar los presentados [2.6].

Tabla 3.3 Características típicas de los diodos láser usados en comunicaciones.

	GaAlAs	InGaAsP
Longitud de onda (nm)	800-900	900-1550
Anchura espectral (nm)	0.1-4	0.1-6
Estabilidad espectral (nm/°C)	0.2	0.5
Potencia (mW)	5-20	5-20
Corriente de umbral (mA)	80-150	40-100
Ancho de Banda (GHz)	0.5-2	0.5-2
Vida media (hrs)	10^6	10^6

En comparación con los LED, los diodos láser se utilizan en sistemas con:

- ❖ Potencia óptica de salida alta.
- ❖ Fibras monomodo y multimodo.
- ❖ Alta velocidad máxima de modulación, y, por tanto, grandes capacidades de transmisión.
- ❖ Gran longitud, pues son precisas pocas secciones de regeneración (alta potencia y baja dispersión en la fibra óptica).

2.8.4. Láseres de gas

El láser de gas es probablemente el tipo de oscilador láser mas frecuentemente encontrado. Los haces rojo-anaranjado, verde, y azul de los láseres de gas de He-Ne, Ar⁺, y He-Cd respectivamente, son por ahora una familia de muchos (en la figura 2.12 se pueden ver los niveles de energía del He y el Ne). El láser de Kr⁺ produce fácilmente cientos de miliwatts de potencia óptica a longitudes de onda de un rango de 350 nm en ultravioleta a 647 nm en rojo. Puede ser operado simultáneamente en numerosas líneas para producir "luz láser blanca". Estos láseres pueden ser totalmente operados en innumerables otras líneas. Los pequeños láseres de He-Ne son tan comunes y baratos que son utilizados por lectores como apuntadores y en supermercados como lectores de códigos de barras [2.1].

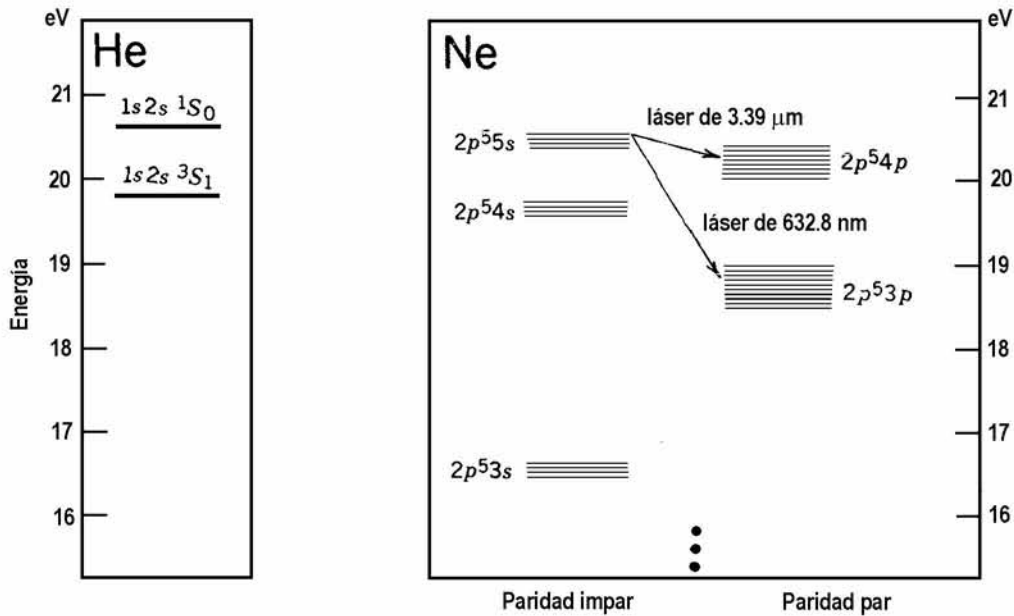


Figura 2.12. Algunos niveles de energía de los átomos de helio y neón. Las transiciones del neón marcadas con flechas corresponden a fotones con longitud de onda de 3.39 μm y de 632.8 nm. Estas transiciones son las utilizadas por los láseres de He-Ne [2.1]

2.8.5. Láseres de Helio-Neón

El láser de helio-neón es el más familiar de todos los láseres. Es el láser de gas más económico, se ha utilizado como estándar para demostrar la física de láseres en las escuelas, colegios, y museos. De una manera general, los láseres de helio-neón emiten desde una fracción de miliwatt a decenas de miliwatts (mW) de luz roja a 632.8 (nm). Lo cual lo hace el más común y más económico láser de luz visible.

El medio activo del láser, como lo sugiere el nombre es una mezcla de gases de helio y neón, utilizados en una relación aproximada de 5:1, encerrados a baja presión con una envoltura de cristal. La energía o la fuente de bombeo la proporciona una descarga eléctrica de alrededor de 1000 V por medio de un cátodo y un ánodo colocados en cada extremo a través del tubo de cristal. La cavidad del láser típicamente consiste de un plano, el espejo altamente reflejante en un extremo del tubo, y un espejo cóncavo acoplador a la salida de aproximadamente 1% de transmisión en el otro extremo.

El proceso láser en un láser de He-Ne comienza con la colisión de electrones generados de la descarga eléctrica con los átomos de helio en el gas. Esto excita al helio de un estado neutro a los estados excitados metaestables 2^3S_1 y 2^1S_0 . La colisión de los átomos excitados de helio con los átomos en estado neutro del neón resulta en una transferencia de energía a los átomos de neón excitándolos a los estados 2s y 3s. Esto es debido a una coincidencia en los niveles energéticos entre los átomos de helio y neón. Este proceso está dado por la ecuación de la reacción:



Donde (*) representa el estado excitado, y ΔE es una pequeña diferencia de energía entre los estados de energía de los dos átomos, del orden de 0.05 eV.

El número de átomos de neón que entran en estados excitados, se acumula ya ocurren otras colisiones entre los átomos de helio y neón, causando una inversión de población entre los estados 3s y 2s, y 3p y 2p del neón. De la emisión espontánea entre los estados 3s y 2p resulta una emisión de luz con longitud de onda de 632.8 nm, la longitud de onda típica de operación del láser de HeNe.

Después de esto, ocurre un veloz decaimiento radiativo de los niveles 2p a 1s, que a su vez decaen a niveles neutros debido a colisiones de los átomos de neón con las paredes del tubo. Debido a esta última situación el tamaño del envase del láser no puede ser muy grande, de esta manera el láser de HeNe se encuentra limitado por tamaño y energía.

Con una selección correcta de los espejos de la cavidad resonante, son posibles otras longitudes de onda para la emisión del láser de HeNe.

El ancho de banda de ganancia del láser esta controlado por el ensanchamiento doppler, es altamente estrecho alrededor de 1.5 GHz. Esto, junto con la salida visible y la excelente calidad de los posibles haces de estos láseres, hace del láser de HeNe una fuente útil para la holografía y como referencia para la espectroscopia. Otros usos incluyen uso en lectores de códigos de barras [2.3].

2.8.6. Láseres de gas molecular

Tales como CO₂ y CO, los cuales operan en la mitad de la región del infrarrojo del espectro, son altamente eficientes y pueden producir abundantes cantidades de potencia. Sin lugar a duda, la mayoría de las transiciones moleculares en la región del infrarrojo pueden utilizarse para los láseres; Incluso simple vapor de agua (H₂O) funciona como material láser en muchas longitudes de onda del infrarrojo lejano.

Un láser de gas de gran importancia actual en la región del ultravioleta es el láser excimer. Los excimers existen solo en la forma de estados electrónicos excitados ya que los componentes se repelen en estado neutro. El nivel mas bajo del láser por lo tanto esta siempre vacío, proporcionando una construcción en la inversión de población [2.3].

2.8.7. Láseres líquidos

La importancia de los **láseres de tinta** líquidos se encuentra principalmente en su ajustabilidad. El medio activo de un láser de tinta es una solución de una tinta compuesta en alcohol o agua. La tinta de polimetina permite la oscilación en el rojo o el cercano infrarrojo (≈ 0.7 a $1.5 \mu\text{m}$), la tinta de xanthene tiene funcionamiento láser en el rango visible (500 a 700 nm), la tinta de coumarin oscila en el verde-azul (400 a 500 nm), y la tinta scintillador funciona como láser en la región ultravioleta del espectro (< 400 nm). La tinta de Rhodamine-6G por ejemplo, se puede ajustar en un rango de 560 a 640 nm [2.3].

2.9. FENÓMENO LÁSER Y SU RELACIÓN CON LOS SISTEMAS COHERENTES

El fenómeno láser es de vital importancia para el correcto funcionamiento de los sistemas de detección coherentes que utilizan receptores heterodinos u homodinos, además de algunos dispositivos de instrumentación como los sistemas de Anemometría Láser Doppler. Esto debido a que se requiere de haces coherentes tanto espacial como temporalmente con anchos espectrales estrechos que permitan su uso en sistemas WDM o DWDM. En los sistemas de instrumentación es posible generar una interferencia útil que gracias a las propias características de coherencia del láser es casi ideal donde se forma un patrón de franjas gracias a que hay regiones en las que existe interferencia 100% constructiva y otras donde hay interferencia 100% destructiva.

Para el caso de el detector homodino propuesto se seleccionó un láser de Helio-Neón con longitud de onda de 632.4 nm. Este láser posee las características necesarias para su aplicación a sistemas de detección coherentes como puede ser un receptor homodino. Debido a que la aplicación de este receptor esta dirigida a un sistema de Anemometría Láser Doppler se tomó en cuenta que esta longitud de onda se encuentra en el rango visible, esto debido a que gran su manipulación sería visual.

2.10. CONCLUSIONES

1. Las fuentes láser son las más adecuadas para su uso en sistemas coherentes ya que cumplen con las características de coherencia espacial y temporal.
2. La coherencia hace posible la interferencia de las ondas que da como resultado la formación patrones de interferencia estables.
3. En instrumentación es mejor utilizar láseres de gas ya que estos son mas coherentes y las características geométricas de los haces son mas perfectos.
4. El láser de helio-neón por sus características espectrales es el más atractivo en los sistemas de detección coherente como en la recepción homodina.

2.11. REFERENCIAS

- [2.1] Saleh B. E. A. and Teich M. C., *Fundamentals of Photonics*, Wiley – Interscience, USA ,1991.
- [2.2] Agrawal G. P., *Fiber Optic Communications Systems*, Third Edition, Wiley-Interscience, USA, 2002.
- [2.3] Hecht J., *The Laser Guidebook*, Optical and Electro-Optical Engineering Series, USA, 1992.
- [2.4] “*Melles Griot Handbook and Catalogue*”, Melles Griot, USA, 2005 & 2006.
- [2.5] “*ThorLabs Handbook and Catalogue*”, ThorLabs, USA, 2005 & 2006.
- [2.6] Nerou, J. P., *Introduction to Fiber Optics*. Sainte-Foy, Quebec: Les Editions Le Griffon D'Argile, 1988.
- [2.7] Ramaswami R., Sivarajan K., *Optical Networks: A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers Second Edition, USA, 2003.

CAPÍTULO 3

RECEPTORES ÓPTICOS

La función del fotodetector es transformar una señal óptica (flujo de fotones) en una señal eléctrica. Esto se puede llevar a cabo gracias a la aparición de dos fenómenos que involucran la incidencia de fotones en él. De esta manera, el fotodetector es el principal elemento del sistema receptor óptico.

Dentro de los sistemas de comunicaciones e instrumentación óptica se requiere de un minucioso análisis para la selección del dispositivo adecuado. Al existir una variedad de aplicaciones, en términos generales existe un fotodetector óptimo en cada aplicación dependiendo de las necesidades de amplificación del usuario y la banda de operación.

Los receptores ópticos son parte fundamental de los sistemas de comunicaciones ópticas, pero además son muy utilizados en otros campos de la ingeniería, uno de los campos más utilizados es la instrumentación a una gran variedad de niveles. Ya que los sistemas ópticos son utilizados tanto en sistemas de control como de medición.. En este capítulo abordaré las características principales de los fotodetectores basados en semiconductores para encontrar cual(es) entre el(ellos) pueden ser más adecuados en su aplicación a un receptor homodino.

3.1. FOTODETECTORES

Un fotodetector es un dispositivo que mide el flujo de fotones o potencia óptica por medio de la transformación de los fotones absorbidos a una forma de energía cuantificable. La película fotográfica es probablemente el más común de los fotodetectores. Dos principales clases de fotodetectores son los de uso común: **detectores térmicos** y **detectores fotoeléctricos** [3.1].

- Los fotodetectores térmicos operan por medio de la conversión de la energía de fotones en calor. Sin embargo, la mayoría de los detectores térmicos son bastante ineficientes y relativamente lentos como resultado del tiempo requerido para cambiar su temperatura. En consecuencia, no son recomendados en la mayoría de las aplicaciones en fotónica.
- La operación de los detectores fotoeléctricos está basada en el fotoefecto, para el cual la absorción de fotones en algunos materiales da como resultado directamente en una transición eléctrica a un nivel más alto de energía y la generación de portadores de carga móviles. Bajo el efecto de un campo eléctrico estos portadores se mueven y producen una corriente eléctrica cuantificable.

Para el interés de esta tesis solo se toman en cuenta detectores fotoeléctricos.

El fotoefecto se manifiesta de dos formas: externo e interno. El primer proceso comprende emisión fotoeléctrica, en la cual electrones fotogenerados escapan del material como electrones libres. En el siguiente proceso, fotoconductividad, los portadores excitados permanecen en el interior del material, usualmente un semiconductor, y sirve para incrementar la conductividad [3.2].

3.2. EL FOTOEFECTO EXTERNO: EMISIÓN DE FOTOELECTRÓN

Si la energía de un fotón que ilumina la superficie de un material en el vacío es suficientemente grande, el electrón excitado puede escapar sobre la barrera potencial de la superficie del material y es liberado en el vacío como un electrón libre. El proceso, llamado **emisión de fotoelectrón**, se ilustra en la figura 3.1 (a). Un fotón de energía $h\nu$ incidente en un metal deja libre un electrón del interior de la banda de conducción parcialmente llena. La conservación de energía requiere que los electrones emitidos debajo del nivel de Fermi, donde ellos son abundantes, tiene un mínimo de energía cinética

$$E_{\max} = h\nu - W, \quad (3-1)$$

Donde la función de trabajo W es la diferencia de energía entre el nivel del vacío y el nivel de Fermi del material. La ecuación (3-1) es conocida como ecuación de fotoemisión de Einstein. Solo si el electrón se encuentra inicialmente en el nivel de Fermi puede recibir la energía cinética máxima especificada en (3-1); el retiro de un electrón localizado mas profundo requiere de energía adicional para transportarlo al nivel de Fermi, por medio de la reducción de la energía cinética del electrón liberado. La función de menor trabajo para un metal (Cs) es alrededor de 2 eV, de manera que los detectores ópticos basados en efecto fotoeléctrico externo construidos de metal puro son útiles solo en las regiones visibles y ultravioletas del espectro. La emisión fotoeléctrica para un semiconductor se muestra esquemáticamente en la figura 3.1(b). Usualmente son liberados los fotoelectrones de la banda de valencia, cuando hay abundancia de electrones. Una fórmula análoga a la ecuación (3-1) es:

$$E_{\max} = h\nu - (E_g + X) \quad (3-2)$$

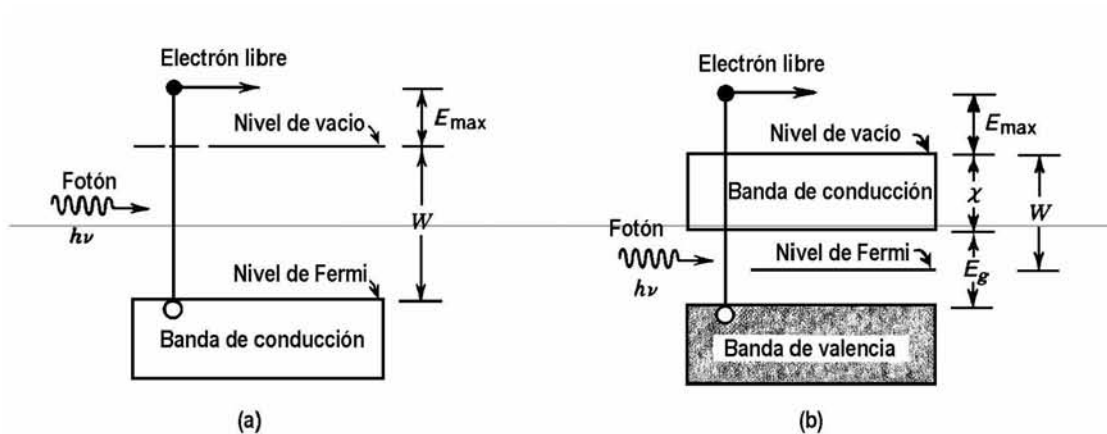


Figura 3.1
(a) Emisión fotoeléctrica de un metal. (b) Emisión fotoeléctrica de un semiconductor [3.2]

Donde E_g es el intervalo de energía y X es la afinidad electrónica del material (la diferencia de energía entre el nivel de vacío y el fondo de la banda de conducción). La energía $E_g + X$ puede ser tan bajo como 1.4 eV para algunos materiales (NaKCsSb, el cual es la base para el fotocátodo S-20), de manera que los detectores semiconductores fotoemisores pueden operar en el infrarrojo cercano, también en el rango visible y ultravioleta. Además, los semiconductores de afinidad electrón-negativa han sido desarrollados al final de la banda de conducción fija sobre el nivel de vacío en el grueso del material, de manera que $h\nu$ necesita exceder solo E_g por fotoemisión para que ocurra (en la superficie del material se curva la banda de manera que la banda de

conducción este realmente bajo el nivel de vacío). Estos detectores son por lo tanto funcionales para longitudes de onda ligeramente más largas en el cercano infrarrojo, y presentan eficiencia cuántica mejorada y reducen la corriente de oscuridad. Los fotocátodos construidos de múltiples capas o materiales inhomogéneos, como el fotocátodo S-1, pueden ser utilizados en el cercano infrarrojo.

Los fotodetectores basados en emisión fotoeléctrica usualmente toman la forma de tubos de vacío llamados fototubos. Los electrones son emitidos desde la superficie de un material fotoemisor (cátodo) y viajan hacia un electrodo (ánodo), el cual es mantenido a un potencial eléctrico mayor [figura 3.2]. Como resultado de la transportación de electrones entre el cátodo y el ánodo, se crea una corriente proporcional al flujo de electrones en el circuito. Los electrones fotoemitidos pueden impactar también otro metal colocado especialmente en la superficie semiconductor en el tubo, llamado dínodo, del cual es emitida una cascada de electrones por el proceso de emisión secundaria. El resultado es una amplificación de la corriente eléctrica generada por un factor tan alto como 10^7 . Este dispositivo, ilustrado en la figura 3.2(b) se le conoce como tubo fotomultiplicador.

Un dispositivo moderno de la proyección de imagen que hace uso de este principio es la plancha de microcanales. Consiste de un arreglo de millones de tubos capilares (de diámetro interno $\approx 10 \mu\text{m}$) en una placa de cristal de grosor $\approx 1 \text{ mm}$. Ambas caras de la placa están revestidas con una película delgada de metal que actúa como electrodos y se aplica un voltaje a través de ellas [figura 3.2(c)]. Las paredes interiores de cada tubo capilar están cubiertas con un material secundario de emisor de electrón que se comporta como un dínodo continuo, multiplicando la corriente de fotoelectrón emitida en esa posición [figura 3.2(d)]. El flujo de fotones local en una imagen por lo tanto puede convertirse en un flujo de electrones sustancial que puede medirse directamente. Además, el flujo de electrones puede reconvertirse en una (amplificada) imagen óptica mediante el uso de una cubierta de fósforo como en la parte posterior del electrodo para suministrar electroluminiscencia; esta combinación proporciona una imagen intensificada [3.2].

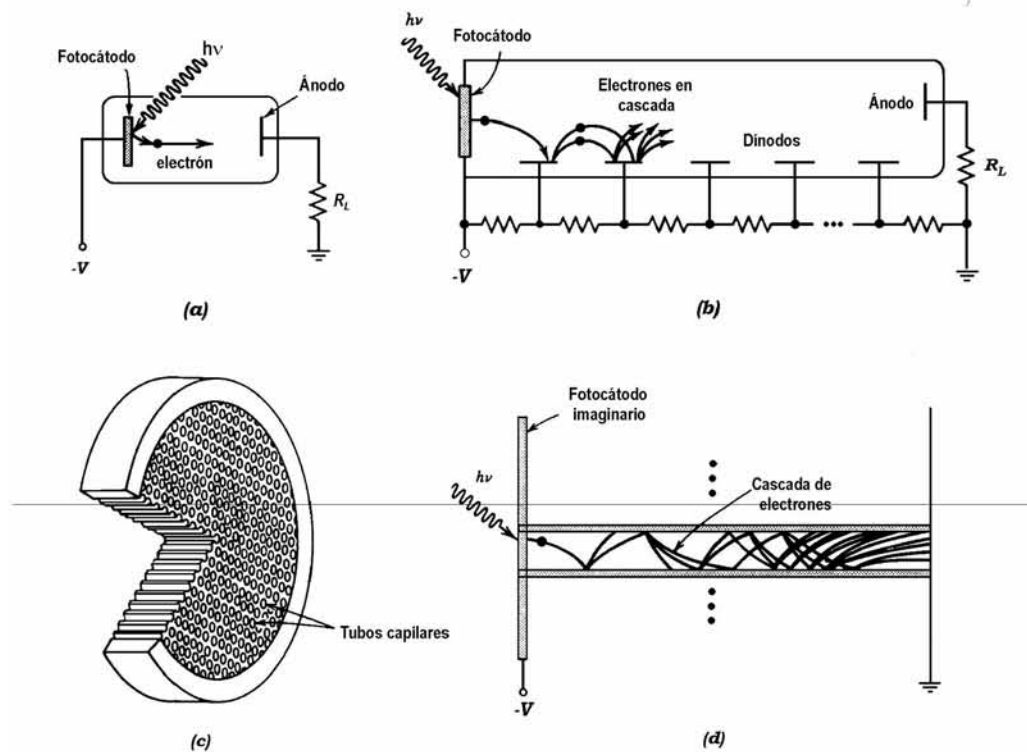


Figura 3.2. (a) Fototubo, (b) Tubo fotomultiplicador con fotocátodo semitransparente, (c) Vista de un corte de un plato de microcanales, (d) Capilar de un plato de microcanales [3.2]

3.3. EL FOTOEFECTO INTERNO

Muchos de los fotodetectores modernos operan en base al foto efecto interno, en el cual los portadores fotoexcitados (electrones y hoyos) permanecen en el interior de la muestra. La mayoría de estos fotodetectores y principalmente los que se basan en el efecto fotoeléctrico están hechos de materiales semiconductores lo que los hace además económicos.

El más importante de los fotoefectos internos es la **fotococonductividad**. Los detectores fotoconductores dependen directamente en el incremento de luz inducida en la conductividad eléctrica, la cual se presenta en casi todos los materiales semiconductores. La absorción de un fotón por un fotoconductor intrínseco da como resultado la *generación* de un electrón libre excitado de la banda de valencia a la banda de conducción (figura 3.3). Concurrentemente, un hoyo es generado en la banda de valencia. La aplicación de un campo eléctrico a un material resulta en el *transporte* de ambos electrones y hoyos a través del material y en consecuencia producen una corriente eléctrica en el circuito eléctrico del fotodetector.

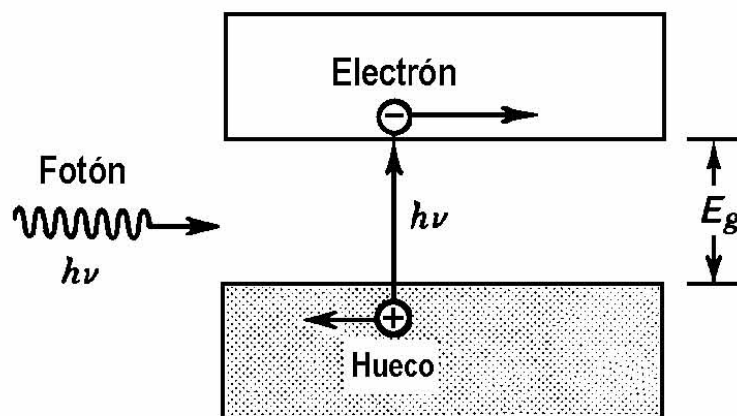


Figura 3.3. Fotogeneración de un par electrón-hueco en un semiconductor [3.2]

El detector fotodiodo semiconductor es una estructura de unión *p-n* que esta basada en el fotoefecto interno. Los fotones absorbidos en la capa de agotamiento generan electrones y huecos los cuales están sometidos al campo eléctrico en el interior de la capa. Las dos portadoras son arrastradas en direcciones opuestas. Ese transporte induce una corriente eléctrica en el circuito externo.

Algunos fotodetectores incorporan mecanismos de ganancia interna de manera que la corriente fotoeléctrica puede ser físicamente detectada en el interior del detector y de esta manera la señal es mas fácilmente detectable. Si el campo eléctrico de la capa de agotamiento en un fotodiodo se incrementa aplicando un diagonal inverso suficientemente grande a través de la unión, los electrones y huecos pueden adquirir más energía para liberar más electrones y huecos dentro de esta capa mediante el proceso de ionización por impacto. Los dispositivos en los cuales este proceso de amplificación interna ocurre son conocidos como **fotodiodos avalancha** (*Avalanche Photodiode, APD*). Tales detectores pueden ser utilizados de forma alternativa para (o en unión con) un amplificador láser, en los cuales la señal óptica es amplificada antes de la detección. Cada uno de estos mecanismos de amplificación introduce su propia forma de ruido [3.2].

En breve, los detectores semiconductores fotoeléctricos con ganancia comprenden los tres procesos básicos siguientes:

- *Generación*: Fotones absorbidos generan portadores libres.
- *Transporte*: Un campo eléctrico aplicado induce a estas portadoras al movimiento, de la cual resulta una corriente del circuito.
- *Amplificación*: En los APD's, un mayor campo eléctrico imparte suficiente energía a los portadores de manera que ellos, alternadamente, liberan portadores adicionales por ionización por impacto. Este proceso de amplificación interna aumenta la respuesta del detector.

3.4. FOTODIODOS

3.4.1. El fotodiodo *p-n*

Como con los fotoconductores, los detectores fotodiodos dependen de la generación de portadores de carga para su operación. Un fotodiodo es una unión *p-n* en la cual aumenta la corriente inversa cuando absorbe fotones. Aunque los fotodiodos *p-n* y *p-i-n* son generalmente más rápidos que los fotoconductores, estos no presentan ganancia.

Considerando una unión *p-n* en polarización inversa bajo iluminación, como se ilustra en la figura 3.4. Los fotones son absorbidos en todas partes con un coeficiente de absorción α . Cuando es absorbido un fotón se genera un par electrón-hueco. Pero solo cuando se presenta un campo eléctrico los portadores de carga pueden ser transportados en una dirección en particular. Entonces, una unión *p-n* puede soportar un campo eléctrico solo en la capa de agotamiento, esta es una región en la cual es deseable generar fotoportadoras.

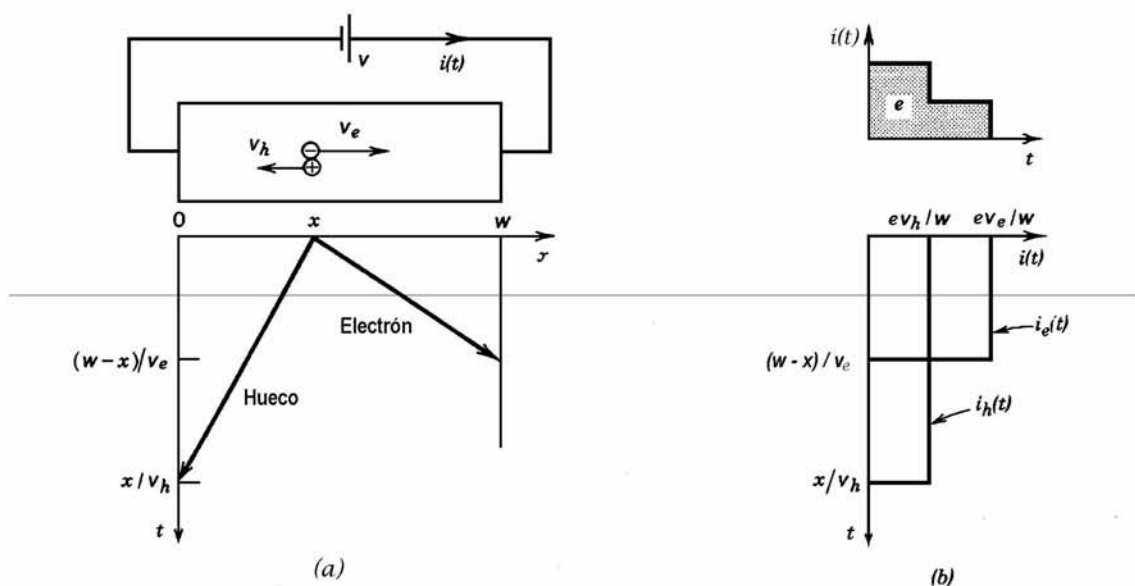


Figura 3.4. (a) Se genera un par electrón-hueco en la posición x . Los huecos se mueven hacia la izquierda con una velocidad v_h y los electrones se mueven hacia la derecha con una velocidad v_e . El proceso termina cuando las portadoras alcanzan el umbral del material. La corriente de los huecos $i_h(t)$, la corriente de los electrones $i_e(t)$ y la corriente total inducida en el circuito. La carga total inducida en el circuito es e . [3.2]

Hay, sin embargo, tres posibles lugares donde pueden ser generados pares electrón-hueco:

- Los electrones y huecos generados en la zona de agotamiento (región 1) rápidamente se drenan en direcciones opuestas bajo la influencia de un fuerte campo eléctrico. Desde ese momento el campo eléctrico apunta siempre en la dirección *n-p*, los electrones se mueven hacia el lado *n* y los huecos hacia el lado *p*. Como resultado, que la fotocorriente creada en el circuito externo está siempre en dirección inversa (de la región *n* a la *p*). Cada par de portadoras genera en el circuito externo un pulso eléctrico de área e ($G=1$) puesto que la recombinación no ocurre en la región de agotamiento.
- Los electrones y huecos formados fuera de la región de agotamiento (región 3) no pueden ser transportados debido a la ausencia de campo eléctrico. Ellos vagan aleatoriamente hasta que son aniquilados por recombinación. Ellos no contribuyen con una señal a la corriente eléctrica externa.
- Los pares electrón-hueco generados fuera de la región de agotamiento, pero en la vecindad (región 2), tienen la posibilidad de entrar a la zona de agotamiento por difusión aleatoria. Un electrón que viene del lado *p* es transportado rápidamente a través de la unión y por lo tanto aporta una carga e al circuito externo. Un hueco que viene del lado *n* tiene un efecto similar.

Los fotodetectores son fabricados de muchos de los materiales semiconductores, así como de componentes ternarios y cuaternarios tales como InGaAs y InGaAsP. Los dispositivos son frecuentemente construidos de tal manera que la luz invade normalmente la unión $p-n$ en cambio del lado paralelo. En este caso la corriente de difusión adicional de portadores en la región de agotamiento actúa para mejorar η , pero esto es un contrapeso por la reducción del espesor del material el cual actúa para reducir η [3.2].

3.4.2. Respuesta en el tiempo

El tiempo de tránsito en que los portadores son arrastrados a través de la capa de agotamiento (W_d/V_e para electrones y W_d/V_h) y la respuesta en el tiempo RC juegan un rol en la respuesta en el tiempo de los detectores fotodiodo. La corriente del circuito resultante se muestra en la figura 3.4 (b) para un par electrón-hueco en la posición x , y en la figura 3.5 para generación de pares electrón-hueco uniformes.

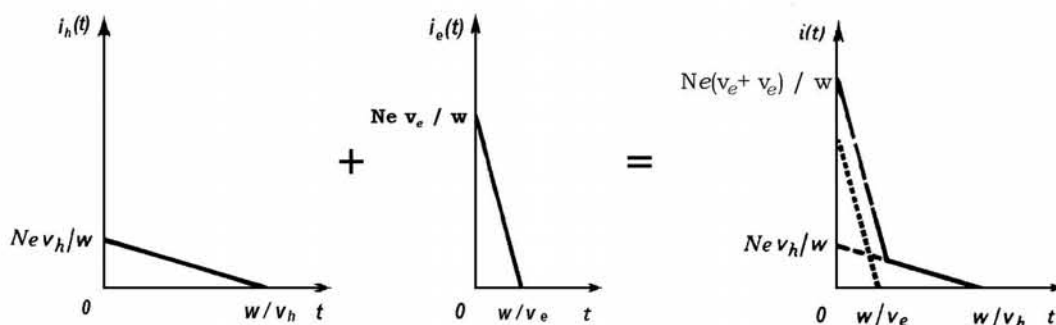


Figura 3.5. La corriente de los huecos $i_h(t)$, la corriente de los electrones $i_e(t)$ y la corriente total inducida en el circuito $i(t)$ inducidas en el circuito para la generación de electrones-huecos por N fotones uniformemente distribuidos entre 0 y w [3.2]

En los fotodiodos hay una contribución adicional para el levantamiento de la respuesta en el tiempo de difusión. Los portadores generados fuera de la capa de agotamiento, pero suficientemente cerca de ella, toman tiempo para difundirse en ella. Este es un proceso relativamente lento en comparación con el drenado. El tiempo máximo permitido para este proceso es, por supuesto, el tiempo de vida de los portadores (τ_p para los electrones en la región p y τ_n para los huecos en la región n). El efecto del tiempo de difusión puede reducirse usando un diodo $p-i-n$.

Sin embargo, los fotodiodos son generalmente más rápidos que los fotoconductores porque el fuerte campo eléctrico en la región de agotamiento dándole una mayor velocidad a los portadores fotogenerados. Además, los fotodiodos no son afectados por muchos de los efectos de interposición asociados con los fotoconductores [3.2].

3.4.3. Alimentación

Como un dispositivo electrónico, el fotodiodo tiene una relación $i-V$ dada por:

$$i = i_s \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] - i_p, \quad (3-3)$$

Ilustrado en la figura 3.6. Esta es la relación usual de $i-V$ de una unión $p-n$ con una fotocorriente agregada $-i_p$ proporcional al flujo de fotones.

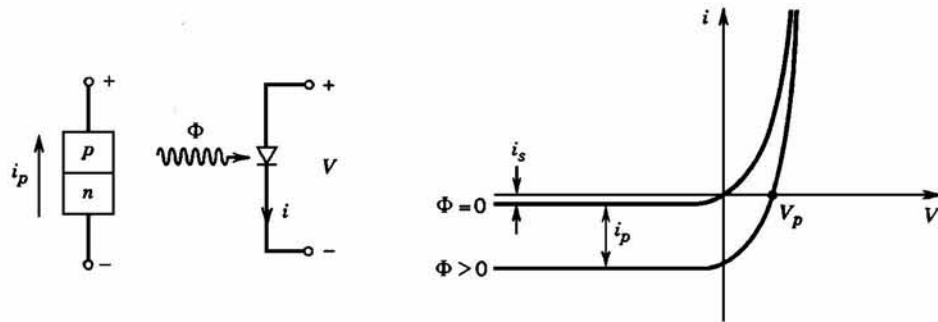


Figura 3.6. Relación i - V de un fotodiodo genérico [3.2]

Hay tres modos clásicos de operación del fotodiodo: circuito abierto (fotovoltáico), corto circuito, polarización negativa inversa (fotoconductiva). En modo de circuito abierto (figura 3.7), la luz genera pares electrón-hueco en la región de agotamiento. Los electrones adicionales liberados en el lado n de la capa de recombinación con los huecos en el lado p , y viceversa. El resultado neto es un incremento en el campo eléctrico, el cual produce un fotovoltaje V_p a través del dispositivo que incrementa con el incremento del flujo de fotones. Este modo de operación se utiliza por ejemplo en celdas solares. La capacidad de respuesta de un fotodiodo fotovoltáico es medido en V/W en lugar de A/W . El modo de corto circuito ($V=0$) se ilustra en la figura 3.8. La corriente de corto circuito es entonces simplemente la fotocorriente i_p . Finalmente, un fotodiodo puede operar también en polarización negativa inversa o modo "fotoconductivo", como se muestra en la figura 3.9(a). Si una serie de cargas resistivas se insertan en el circuito, las condiciones de operaciones ilustran en la figura 3.9(b).

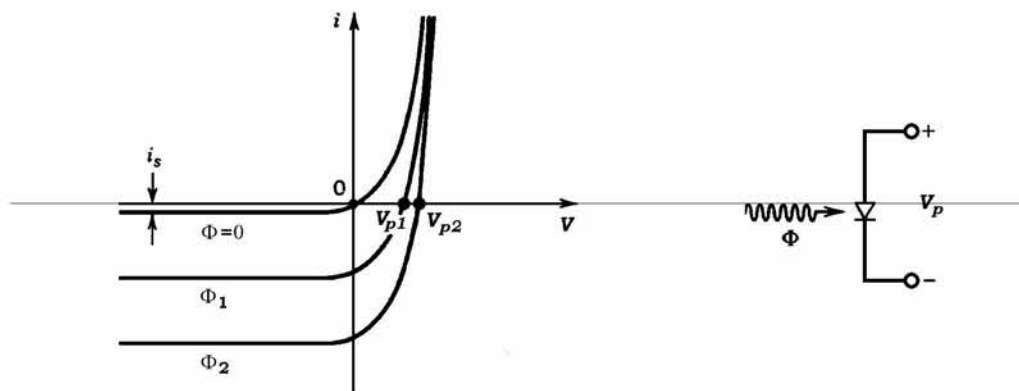


Figura 3.7. Operación fotovoltáica de un fotodiodo [3.2]

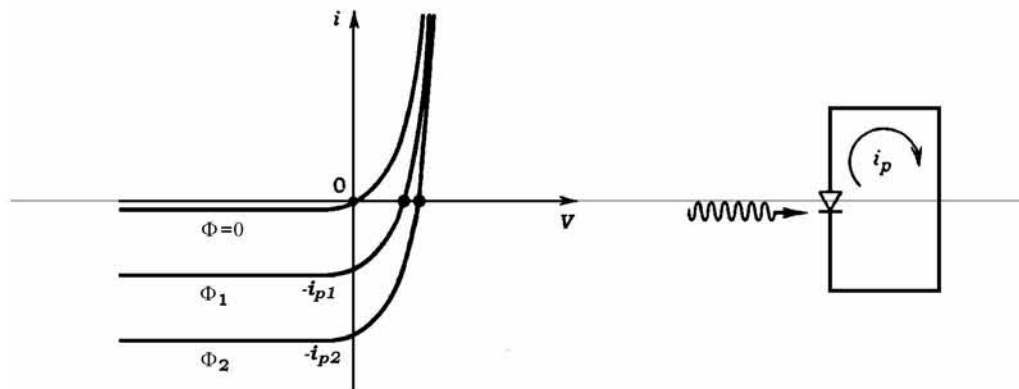


Figura 3.8. Operación en corto circuito de un fotodiodo [3.2]

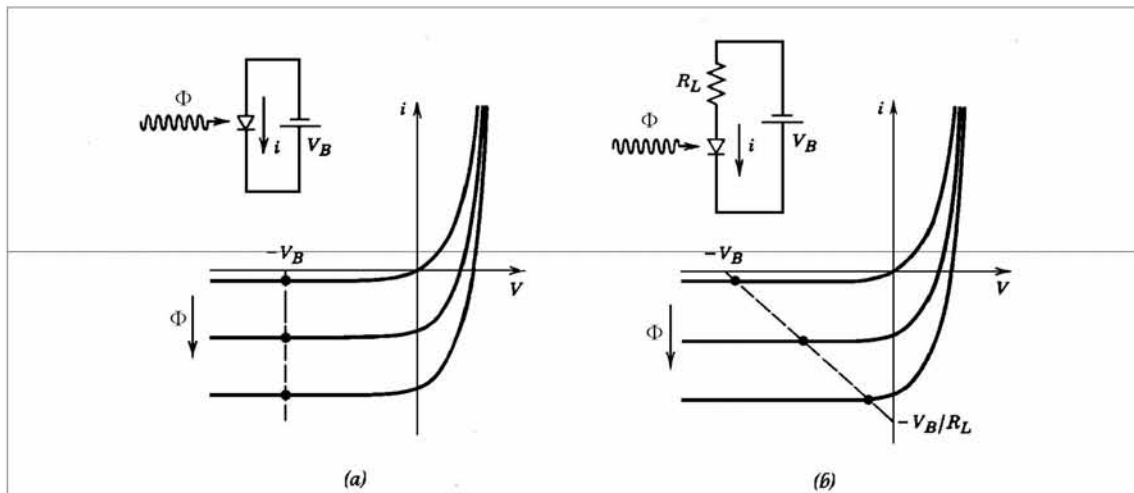


Figura 3.9. a) Fotodiodo en operación de polarización inversa sin resistencia de carga, b) Fotodiodo en operación de polarización inversa con resistencia de carga. El punto de operación se muestra en la línea punteada [3.2]

Los fotodiodos usualmente son operados en modo refuerce polarización inversa por las siguientes razones [3.2]:

- Una fuerte polarización inversa crea un fuerte campo eléctrico en la unión la cual la velocidad de drenado de los portadores, por esta razón se reduce el tiempo de tránsito.
- Una fuerte polarización inversa incrementa el ancho de la capa de agotamiento, por esta razón reduce la capacitancia de la unión y mejora la respuesta en el tiempo.
- El incrementar el ancho de la capa de agotamiento conduce a agrandar el área fotosensible, con esto es más fácil coleccionar más luz.

3.4.4. Fotodiodos *p-i-n*

Como un detector, el fotodiodo *p-i-n* tiene una gran variedad de ventajas sobre el fotodiodo *p-n*. Un diodo *p-i-n* es una unión *p-n* con una capa intrínseca (ligeramente dopada generalmente) encerrada entre por las capas *p* y *n*. Pueden ser operados por toda la variedad de condiciones de polarización discutidas en el caso de los fotodiodos *p-n*. El diagrama de banda energética, distribución de carga, y distribución de campo eléctrico para la polarización inversa de un diodo *p-i-n* se ilustra en la figura 3.10. Esta estructura sirve para extender el ancho que soporta el campo eléctrico, con el fin de ensanchar la capa de agotamiento.

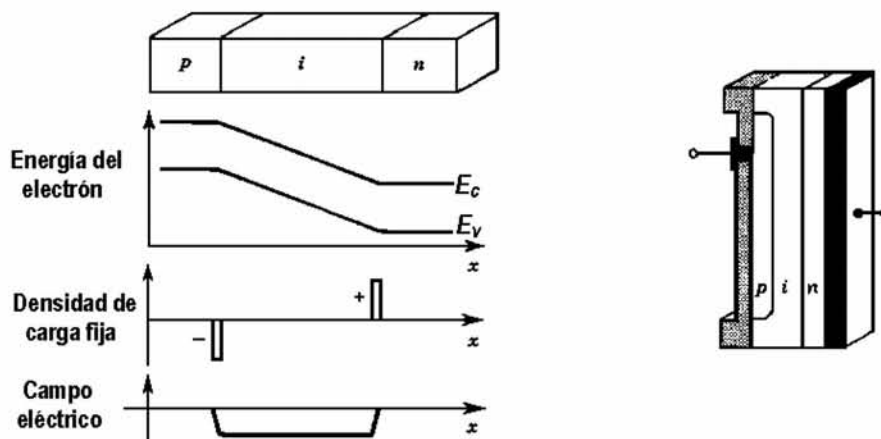


Figura 3.10. Estructura del fotodiodo *p-i-n*, diagrama de energía, distribución de carga, distribución de campo eléctrico. El dispositivo puede ser iluminado de manera perpendicular como paralela a la unión [3.2]

Los fotodiodos con estructura $p-i-n$ ofrecen las siguientes ventajas:

- El incremento del ancho de la capa de agotamiento del dispositivo (donde los portadores generados son transportados por drenado) de esta manera se incrementa el área disponible para captura de luz.
- El incremento del ancho de la capa de agotamiento reduce la capacitancia y por lo tanto la constante de tiempo RC . Pero por otra parte, el tiempo de tránsito por la zona se incrementa con el ancho de la capa de agotamiento.
- La reducción de la proporción entre la duración de la difusión y la duración de drenado del dispositivo resulta en una mayor probabilidad de que la corriente generada sea llevada en un proceso más rápido.

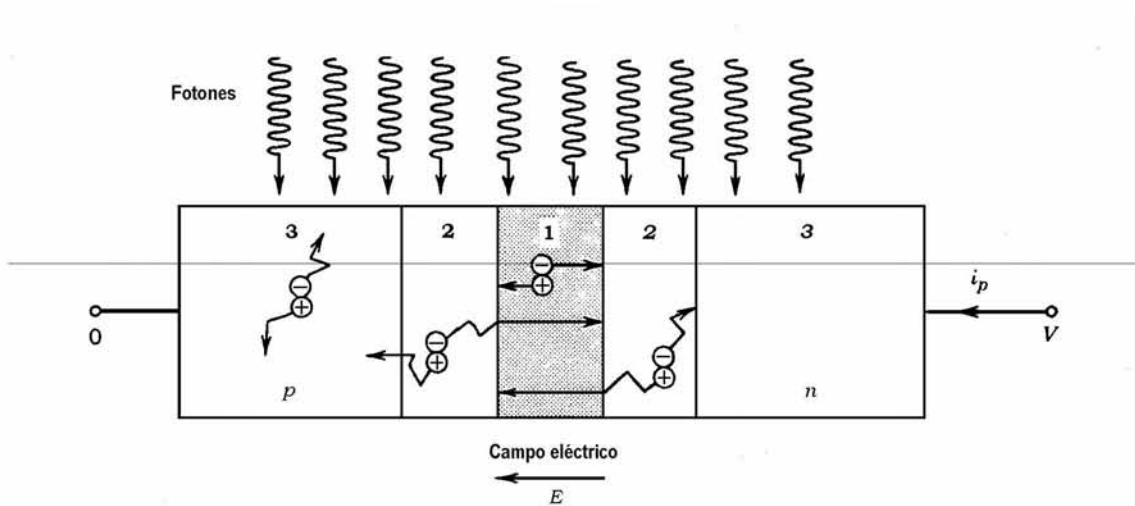


Figura 3.11. Fotones iluminando un fotodiodo detector $p-n$ idealizado inversamente polarizado. Las regiones de drenado y de difusión se indican por 1 y 2 respectivamente [3.2]

La respuesta en el tiempo es de decenas de ps, esto corresponde a anchos de banda realizables de ≈ 50 GHz. Las respuestas de dos fotodiodos $p-i-n$ de silicón comercialmente disponibles son comparables con un dispositivo ideal en la figura 3.12. Es interesante notar que la responsividad máxima ocurre en longitudes de onda sustancialmente más pequeñas que

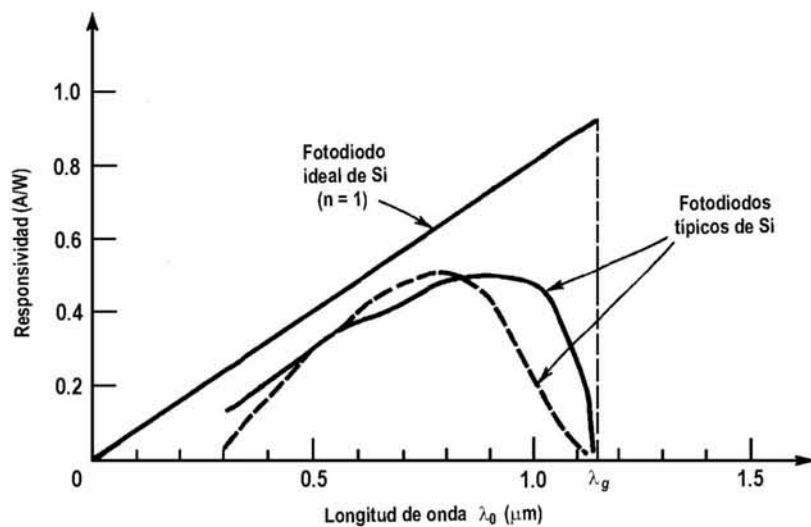


Figura 3.12. Responsividad contra longitud de onda (μm) para fotodiodos $p-i-n$ ideales y comerciales de silicón [3.2]

Tabla 4.1 Características de los fotodiodos *p-i-n* comunes.

Parámetro	Símbolo	Unidad	Si	Ge	InGaAs
Longitud de onda	λ	μm	0.4-1.1	0.8-1.8	1.0-1.7
Responsividad	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
Tiempo de levantamiento	T_r	Ns	0.5-1	0.1-0.5	0.05-0.5
Ancho de banda	Δf	GHz	0.3-0.6	0.5-3	1-5
Voltaje de alimentación	V_b	V	50-100	6-10	5-6

Se dirigieron esfuerzos considerables alrededor de los años 90's en el desarrollo de fotodiodos *p-i-n* de alta velocidad capaces de operar con tasas de bits que exceden 10 Gb/s. A principios de 1986 fueron alcanzados ancho de banda cercanos a 70 GHz utilizando una capa de absorción delgada ($< 1 \mu\text{m}$) y reduciendo la capacitancia parásita C_p con un menor tamaño, pero solo a expensas de una menor eficiencia cuántica y responsividad. En 1995, los fotodiodos *p-i-n* exhibieron anchos de banda de 110 GHz para dispositivos diseñados con el fin de reducir τ_{RC} a ≈ 1 ps [3.2].

3.5. FOTODIODOS DE AVALANCHA (APD's)

Un fotodiodo de avalancha opera mediante la conversión de cada fotón detectado en una cascada de pares de portadores en movimiento. Una luz débil entonces puede producir una corriente que es fácilmente detectada por la siguientes dispositivos gracias a los APD's. Este dispositivo es un fotodiodo fuertemente polarizado en inversa en el cual el campo eléctrico en la unión es muy grande; por lo tanto se aceleran los portadores de carga, adquiriendo suficiente energía para excitar nuevos portadores por el proceso de ionización por impacto [3.2].

3.5.1. Principios de Operación

La historia de un típico par electrón-hueco en la región de agotamiento de un APD se describe en la figura 3.13. Se absorbe un fotón en el punto 1, creando un par electrón hueco (un electrón en la banda de conducción y un hueco en la banda de valencia). El electrón se acelera bajo el efecto de un fuerte campo eléctrico, de tal manera que hay un aumento de energía con respecto a la final del la banda de conducción. El proceso de aceleración esta interrumpido constantemente por colisiones aleatorias con un enrejado en el cual los electrones pierden parte de la energía adquirida. Este proceso de competencia lleva al electrón a alcanzar una velocidad de saturación promedio. Si el electrón tiene suerte adquiere mas energía que E_g en cualquier momento durante el proceso, el tiene la oportunidad de generar un segundo par electrón-hueco por ionización por impacto. Entonces los dos electrones son acelerados bajo el efecto del campo, y cada uno de ellos puede ser una la fuente para una ionización por impacto adicional. Los huecos generados en los puntos 1 y 2 también acelerados, se mueven hacia la izquierda. Cada uno de ellos tiene también la oportunidad de ionizar por impacto si adquiere suficiente energía, de tal manera un hueco iniciado genera un par electrón hueco [3.2].

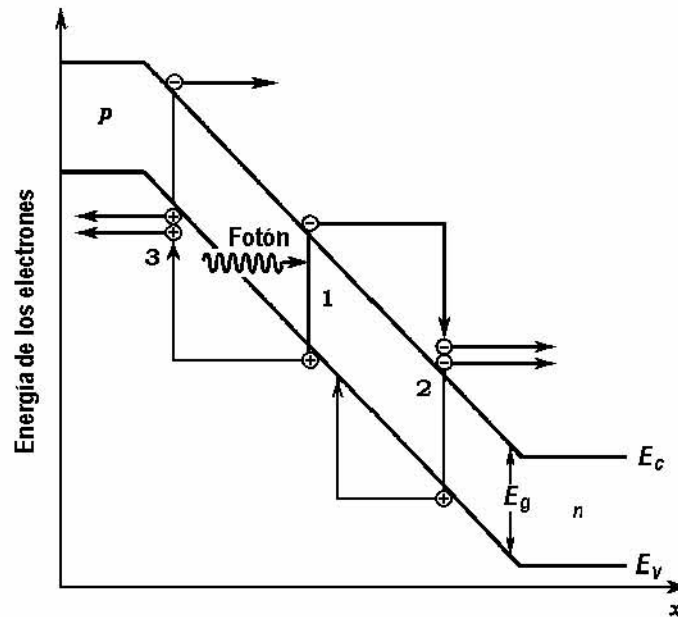


Figura 3.13. Representación esquemática del proceso de multiplicación en un APD [3.2]

3.5.2. Coeficientes de ionización

Las habilidades para que los electrones y huecos produzcan ionización por impacto son caracterizadas por los **coeficientes de ionización** α_e y α_h . Estas cantidades representan las probabilidades de ionización por unidad de longitud (tasa de ionización, cm^{-1}); los coeficientes inversos, $1/\alpha_e$ y $1/\alpha_h$, representan las distancias promedio entre ionizaciones consecutivas. Los coeficientes de ionización incrementan con el campo eléctrico de la capa de agotamiento (puesto que proporciona la aceleración) y se reduce con el incremento de la temperatura del dispositivo. Esto último ocurre porque el incremento de la temperatura causa un incremento en la frecuencia de colisiones, disminuyendo la oportunidad que los portadores tienen de ganar suficiente energía para ionizar. La simple teoría considerada aquí asume que α_e y α_h son constantes que son independientes de la posición y la historia del portador.

Un parámetro muy importante para caracterizar el desempeño de un APD es el **cociente de ionización**:

$$k = \frac{\alpha_h}{\alpha_e} \quad (3-4)$$

Cuando los huecos no ionizan de manera apreciable [por ejemplo, cuando $\alpha_h \ll \alpha_e$ ($k \ll 1$)], la mayor parte de la ionización es conseguida por los electrones. El proceso de avalancha se desarrolla de izquierda a derecha (por ejemplo del lado p al lado n) en la figura 3.13. Termina cierto tiempo mas adelante cuando todos los electrones llegan al lado n de la capa de agotamiento. Si ambos electrones y los huecos ionizan de manera apreciable ($k \approx 1$), por otra parte, esos huecos moviéndose hacia la izquierda crean electrones que se mueven a la derecha, los cuales, en cambio generan nuevos huecos moviéndose a la izquierda, en una posible circulación sin fin. Aunque es proceso de realimentación incrementa la ganancia del dispositivo (p. e. la carga total generada en el circuito por pares de fotoportadores q/e), esto es sin embargo, indeseable por muchas razones:

- Esto consume tiempo y por lo tanto se reduce el ancho de banda del dispositivo.
- Es aleatorio y por lo tanto se incrementa el ruido del dispositivo.
- Puede ser inestable, por lo tanto causa interrupción en la avalancha.

Por esto es deseable fabricar APD's de materiales que permiten solo un tipo de portadores (ya sean electrones o huecos) para ionización por impacto. Por ejemplo, si los electrones tienen un coeficiente de ionización más alto, el comportamiento óptimo es alcanzado inyectando el electrón de un par de fotoportadores en el borde p de la capa de agotamiento y utilizando un material con un valor de k sea tan bajo como sea posible. Si se inyectan los huecos, el hueco de un par de fotoportadores debe ser inyectado en el borde n de la capa de agotamiento k debe ser lo mas grande posible. El caso ideal de multiplicación de portadores únicos se consigue cuando $k = 0$ o ∞ [3.2].

3.5.3. Diseño

Como con un fotodiodo, la geometría de un APD debe de maximizar la absorción de fotones, por ejemplo, asumiendo la forma de una estructura de un $p-i-n$. Por otra parte, la región de multiplicación debe de ser delgada para minimizar posibles avalanchas incontrolables (inestabilidades o microplasma) que son producidas por el fuerte campo eléctrico. Un campo eléctrico mayor puede ser conseguido en una región delgada.

Es necesario tomar en cuenta estos dos requisitos para el diseño de un APD, en el cual las regiones de absorción y multiplicación estén separadas [**separate-absorption-multiplication (SAM) APD**]. Esta operación es mas fácilmente entendida considerando un dispositivo con $k \approx 0$ (de Si). Los fotones se absorben en una región intrínseca mayor o ligeramente dopada. Los fotoelectrones pasan a través de ella bajo la influencia de un campo eléctrico moderado, y finalmente entran a la delgada capa de multiplicación con un fuerte campo eléctrico donde ocurre la avalancha. El comportamiento a través de la estructura APD $p^+-\pi-p-n^+$ se ilustra en la figura 3.14 [3.2].

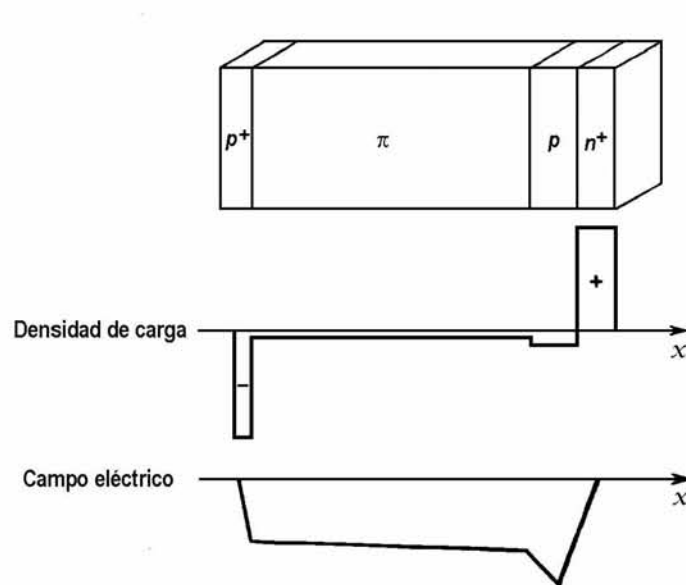


Figura 3.14. Alcance debido a la estructura APD $p^+-\pi-p-n^+$ [3.2]

La absorción de fotones ocurre a lo ancho de la región π (región dopada muy ligeramente) Los electrones son arrastrados a través de la región π hacia la delgada unión $p-n^+$, donde ellos experimentan un campo eléctrico suficientemente fuerte para provocar una avalancha. La polarización inversa aplicada a través del dispositivo es lo bastante grande para que la capa de agotamiento alcance con el las regiones y entre a la capa de contacto p^+ .

3.5.4. Ganancia y Responsividad

Como prelude para determinar la ganancia de un APD en el cual ambos tipo de portadores provocan la multiplicación, se presenta primero un problema más simple de la multiplicación de un solo portador (electrón. $J_e(x)$ es la densidad de corriente eléctrica producida por los electrones en la dirección x , como se muestra en la figura 3.15 considerando una distancia dx , en promedio, se incrementa por el factor

$$dJ_e(x) = \alpha_e J_e(x) dx ,$$

(3-5)

Para el cual se obtiene la ecuación diferencial

$$\frac{dJ_e}{dx} = \alpha_e J_e(x), \quad (3-6)$$

Donde la solución es una función exponencial $J_e(x) = J_e(0)\exp(\alpha_e x)$. la ganancia $G = J_e(w)/J_e(0)$ es por lo tanto

$$G = \exp(\alpha_e w) \quad (3-7)$$

La densidad de corriente eléctrica se incrementa exponencialmente con el producto del coeficiente de ionización α_e y el ancho de la capa de multiplicación w .

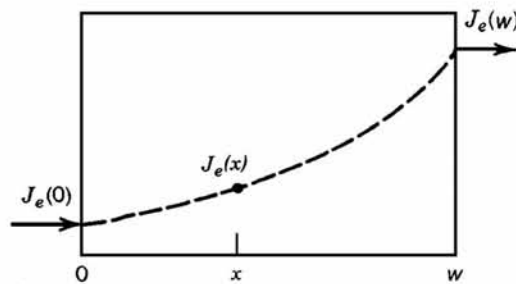


Figura 3.15. Crecimiento exponencial de la densidad de corriente eléctrica con una sola portadora en un APD [3.2]

El problema de la multiplicación de dos portadores requiere del conocimiento de ambas densidad de corriente de electrón $J_e(x)$ y la densidad de corriente de hueco $J_h(x)$. Se asume que solo los electrones son inyectados en la región de multiplicación. Aunque la ionización de huecos también produce electrones, sin embargo, el crecimiento de $J_e(x)$ esta gobernado por la ecuación diferencial.

$$\frac{dJ_e}{dx} = \alpha_e J_e(x) + \alpha_h J_h(x), \quad (3-8)$$

Como resultado de una carga neutra, $d_e J / dx = - d_h J / dx$, de manera que la suma $J_e(x) + J_h(x)$ debe permanecer constante para toda x bajo condiciones de estado estable. Esto se ve claramente en la figura 3.16; el número total de portadores de carga cruzando cualquier plano es el mismo sin importar la posición (cuatro ionizaciones por impacto y cinco electrones mas huecos cruzando cada plano se muestran en la figura 3.16) [3.2].

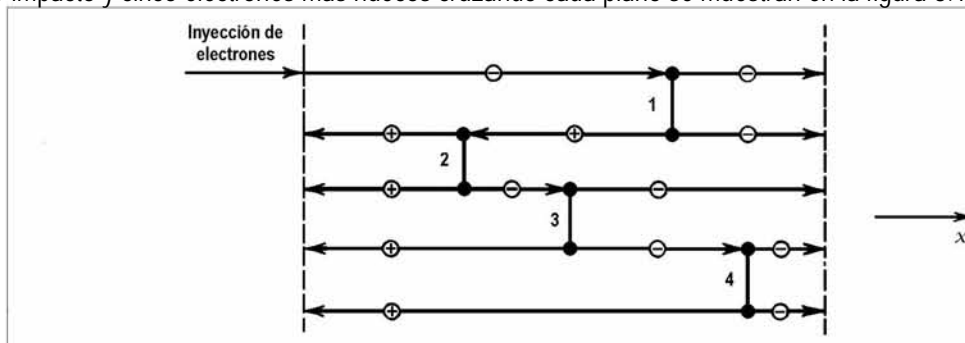


Figura 3.16. Representación de la suma de las densidades corrientes de electrones y huecos a través de un plano en cualquier x [3.2]

Puesto que se asume que no se inyectan huecos en $x = w$, $J_h(w) = 0$, de manera que

$$J_e(x) + J_h(x) = J_e(w). \quad (3-9)$$

Como se muestra en la figura 3.17 $J_h(x)$ por lo tanto puede ser eliminada en (3-5) para obtener

$$\frac{dJ_e}{dx} = (\alpha_e - \alpha_h)J_e(x) + \alpha_h J_e(w) \quad (3-10)$$

Esta ecuación diferencial de primer orden se resuelve para obtener una ganancia $G = J_e(w)/J_e(0)$. Para $\alpha_e \approx \alpha_h$, el resultado es $G = (\alpha_e - \alpha_h) / \{ \alpha_e \exp[-(\alpha_e - \alpha_h)w] - \alpha_h \}$, para el cual

$$G = \frac{1 - k}{\exp[-(1 - k)\alpha_e w] - k} \quad (3-11)$$

Ganancia de un APD

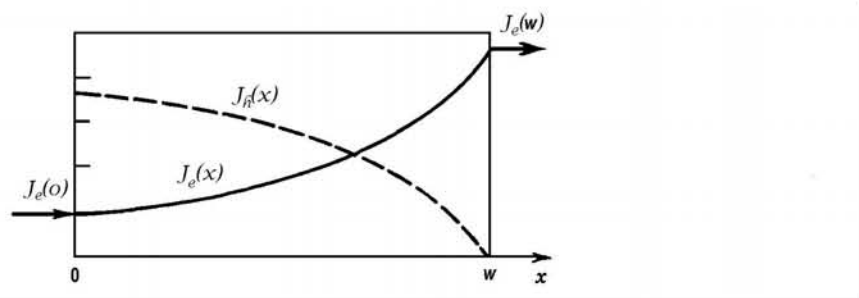


Figura 3.17. Crecimiento de las corrientes de electrones y huecos como resultado de la multiplicación en avalancha [3.2]

El resultado de la multiplicación de una sola portadora (3-7), con este crecimiento exponencial, se recupera cuando $k = 0$. Cuando $k = \alpha$, la ganancia permanece unitaria puesto que solamente se inyectan electrones y estos no se multiplican. Para $k = 1$, (3-11) la ganancia es indeterminada y debe ser obtenida directamente de (3-10); el resultado es entonces $G = 1 / (1 - \alpha_e w)$. Se alcanza una inestabilidad cuando $\alpha_e w = 1$. La dependencia de la ganancia en $\alpha_e w$ para algunos valores del cociente de ionización k se ilustra en la figura 3.18.

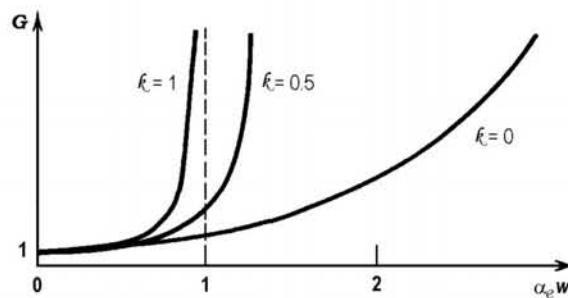


Figura 3.18. Crecimiento de la ganancia con el ancho de la capa de la multiplicación para varios valores de la relación de ionización k , asumiendo inyección pura de electrones [3.2]

Los materiales de interés son los mismos para todos los fotodiodos, con la condición adicional de que ellos deben tener el valor más pequeño (o más grande) de cociente de ionización k . Los APD's con valores de k tan pequeños como 0.006 se fabrican de silicón, permitiendo un excelente desempeño en longitudes de onda en la región de 0.7-0.9 μm [3.2].

3.5.5. Respuesta en el tiempo

Además del usual tránsito, difusión, y los efectos RC que gobiernan la respuesta en el tiempo de los fotodiodos, los APD's sufren de una multiplicación adicional de tiempo llamada **acumulación de tiempo de avalancha**. De un APD con multiplicación de dos portadores se ilustra en la figura 3.19 en la historia después de un fotoelectrón en la frontera de la región de absorción (punto 1). El electrón es arrastrado con una velocidad de saturación v_e , alcanzando la región de multiplicación (punto 2) después del tiempo de tránsito w_d/w_e . Dentro de la región de multiplicación el electrón viaja además con una velocidad v_e . Debido a la ionización por impactos, se crean parejas de electrón-hueco, siguiendo los puntos 3 y 4, y generando dos pares adicionales de electrón-hueco. Los huecos viajan en dirección opuesta con su propia velocidad de saturación v_h . Los huecos también pueden provocar ionización por impacto resultando en mas parejas de electrón-hueco como se muestra, por ejemplo, en los puntos 5 y 6. Los portadores resultantes pueden por si mismos producir ionización por impactos, manteniendo el lazo de realimentación. El proceso termina cuando el último hueco abandona la región de multiplicación (en el punto 7) y cruza la región de drenado hacia el punto 8. El tiempo total τ requerido para todo el proceso (entre los puntos 1 y 8) es la suma de los tiempos de tránsito (de 1 a 2 y de 7 a 8) y el tiempo de multiplicación denotado por τ_m [3.2].

$$\tau = \frac{w_d}{v_e} + \frac{w_d}{v_h} + \tau_m,$$

(3-12)

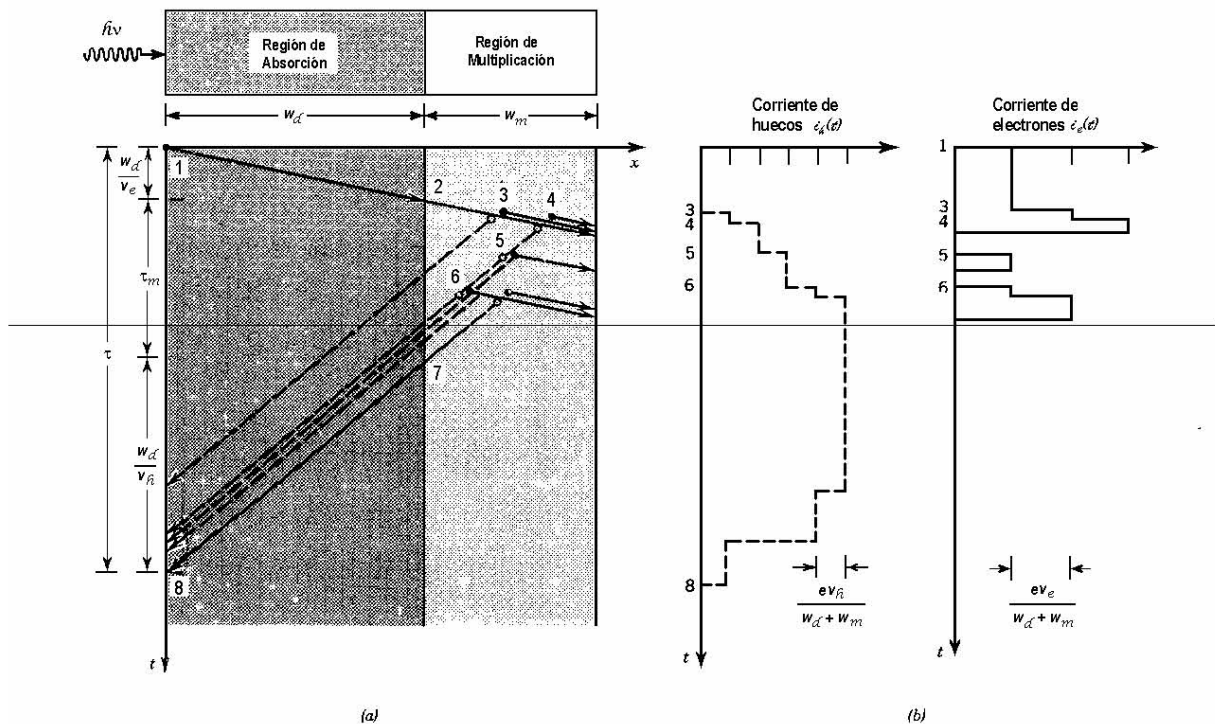


Figura 3.19. (a) Las líneas sólidas representan electrones, y las líneas punteadas representan huecos. Los electrones se mueven a la derecha con una velocidad v_e y los huecos a la izquierda con una velocidad v_h . Por lo que se producen pares electrón-hueco en la región de multiplicación. Los portadores detienen su movimiento cuando alcanzan el borde del material. (b) La corriente de huecos $i_h(t)$ y la corriente de electrones $i_e(t)$ inducidas en el circuito. Cada par de portadoras induce una carga e en el circuito. El total de carga inducida q , es el área bajo la curva $i(t) + i(t)$ contra t , es Ge [3.2]

3.6. FOTODETECTORES UTILIZADOS EN SISTEMAS COHERENTES

Los sistemas de detección coherentes no poseen algún fotodetector especial para la recepción heterodina u homodina, sin embargo, por cuestiones de velocidad de respuesta se considera que los fotodetectores basados en semiconductores son los más adecuados. Los fotodetectores basados en semiconductores más conocidos son el fotodiodo $p-n$, el fotodiodo $p-i-n$, el fotodiodo de avalancha o APD.

En sistemas coherentes también puede ser utilizado el fotomultiplicador. El fotomultiplicador es un detector de centelleo de fase sólida, es un dispositivo con una ventana de cuarzo, que, al ser excitada por los fotones procedentes del cristal, emite electrones (efecto fotoeléctrico). Estos electrones son acelerados mediante una serie de dinodos (del orden 10) y finalmente recogidos en un ánodo, dando origen a un impulso eléctrico de breve duración que se somete a una cadena de amplificación, figura 3.2 (b). Estas señales eléctricas amplificadas pueden ser seleccionadas mediante dos discriminadores que van a permitir suprimir las señales parásitas y permitir el paso de aquéllas que interesa contar. El circuito de anticoincidencia sólo dejará pasar aquellas señales que se encuentren entre los dos discriminadores.

3.7. CONCLUSIONES

1. Los fotodetectores basados en el fotoefecto eléctrico son los más adecuados para su uso en la técnica de Anemometría Láser Doppler ya que tienen una respuesta temporal mucho mayor además de mayor sensibilidad.
2. El fotodetector tipo $p-i-n$ es una solución bastante adecuada ya que gracias a su región intrínseca tiene un mejor desempeño que los fotodetectores tipo $p-n$ y aunque no tiene una ganancia tan elevada como podría ser un detector de avalancha, el detector $p-i-n$ tiene una respuesta con una relación señal a ruido suficientemente alta para después amplificarse mediante otros dispositivos.
3. En las técnicas de detección coherente como lo son la detección homodina y/o heterodina es posible utilizar cualquiera de los fotodetectores presentados tomando en cuenta que por su sensibilidad el fotodiodo $p-i-n$ puede ser la mejor opción, ya que además este tipo de fotodetector presenta menor cantidad de ruido que aquellos que poseen circuitos internos basados en los fotoefectos internos (como los APD) o fotoefectos externos (como los fotomultiplicadores).

3.8. REFERENCIAS

- [3.1] Ramaswami R., and Sivarajan K., *Optical Networks: A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers, Second Edition, USA, 2003.
- [3.2] Saleh B. E. A. and Teich M. C., *Fundamentals of Photonics*, Wiley – Interscience, USA, 1991.
- [3.3] Agrawal G. P., *Fiber Optic Communications Systems*, Third Edition, Wiley - Interscience, USA, 2002.

CAPÍTULO 4

RECEPCIÓN ÓPTICA HOMODINA

Los sistemas de comunicaciones ópticas coherentes pueden utilizar modulación en amplitud, fase o frecuencia en lugar de modulación de intensidad. Para sistemas de detección coherentes existen dos técnicas posibles que se pueden elegir, estas técnicas son la detección heterodina y la detección homodina.

Estas técnicas emplean fuentes de luz altamente coherente, fibras monomodo y receptores heterodinios. A lo largo de este capítulo examinaré los principios de operación de estos sistemas. Finalmente comentaré las ventajas que tienen este tipo de sistemas con respecto al resto.

4.1. DETECCIÓN HETERODINA

Los fotodetectores son sensibles al flujo de fotones y por esta razón, son insensibles a la fase óptica. Es posible, sin embargo, medir la amplitud compleja (tanto la magnitud como la fase) del campo de una señal óptica por la mezcla con un campo óptico coherente de referencia con una fase estable, que es llamado oscilador local, detectando la superposición usando un fotodetector. Como resultado de la interferencia (pulsaciones) entre los dos campos, la corriente eléctrica detectada contiene información acerca de ambas características del campo de la señal, la amplitud y la fase.

Esta técnica de detección es llamada heterodinamiento óptico, mezclado óptico, fotomezclado, intermitencia luminosa o detección óptica coherente (que se opone a la detección óptica directa). El receptor óptico coherente es el equivalente óptico a un receptor de radio superheterodino. La señal de interés y el oscilador local normalmente tienen diferentes frecuencias (ν_s y ν_L). Cuando $\nu_s = \nu_L$ al detector se le llama detector homodino.

Con un campo eléctrico $\mathcal{E}_s = \text{Re} \{A_s \cdot \exp(j2\pi\nu_s t)\}$ que sea el campo de la señal óptica, donde $A_s = |A_s| \exp(j\phi_s)$, es una magnitud compleja y ν_s es la frecuencia. La magnitud $|A_s|$ o la fase ϕ_s , son moduladas con la información de la señal a una tasa mucho menor que ν_s . El campo del oscilador local está descrito de manera similar por \mathcal{E}_L , A_L , ν_L , y ϕ_L . Estos campos son mezclados usando un divisor del haz o un acoplador óptico. Si los campos incidentes son perfectamente de ondas planas paralelas y tienen precisamente la misma polarización, el campo total es la suma de los dos campos componentes $\mathcal{E} = \mathcal{E}_s + \mathcal{E}_L$. Tomando el cuadrado absoluto de la suma de las amplitudes complejas, se obtiene: [4.1]

$$\begin{aligned} & |A_s \exp(j2\pi\nu_s t) + A_L \exp(j2\pi\nu_L t)|^2 \\ &= |A_s|^2 + |A_L|^2 + 2|A_s||A_L| \cos[2\pi(\nu_s - \nu_L)t + (\varphi_s - \varphi_L)] \end{aligned} \quad (4-1)$$

Donde las intensidades I_s , I_L e I son proporcionales al valor del cuadrado absoluto de las amplitudes complejas,

$$I = I_s + I_L + 2(I_s I_L)^{1/2} \cos[2\pi\nu_I t + (\varphi_s - \varphi_L)] \quad (4-2)$$

Donde $\nu_I = \nu_s - \nu_L$ es la diferencia en la frecuencias.

La potencia óptica colectada por el detector es el producto de la intensidad y el área de detección, de manera que

$$P = P_s + P_L + 2(P_s P_L)^{1/2} \cos[2\pi\nu_I t + (\varphi_s - \varphi_L)] \quad (4-3)$$

Donde P_s y P_L son las potencias de la señal de interés y los rayos del oscilador local, respectivamente. Un ligero desalineamiento entre las direcciones de las dos ondas reduce o limpia el término de interferencia [tercer término de la ecuación 4.3], desde la fase $\varphi_s - \varphi_L$. entonces varía simultáneamente con respecto a la posición al interior al área del detector. El tercer término de la ecuación (4-3) varía con el tiempo y una diferencia de frecuencia ν_I con una fase $\varphi_s - \varphi_L$. Si la señal y los haces del oscilador local tienen una frecuencia cercana, la diferencia ν_I puede ser mucho mas pequeña que las frecuencias individuales.

La fotocorriente \bar{i} generada en un semiconductor detector de fotones es proporcional al flujo de fotones incidentes Φ . Cuando ν_I es mucho mas pequeño que ν_s y ν_L , la luz superpuesta es cuasi monocromática y el flujo total de fotones $\Phi \approx P / h\bar{\nu}$, es proporcional a la potencia óptica, donde $\bar{\nu} = \frac{1}{2}(\nu_s + \nu_L)$. La fotocorriente media es por lo tanto $\bar{i} = \eta e \Phi = (\eta e / h\bar{\nu})P$, donde e es la carga del electrón y η es la eficiencia cuántica, entonces

$$\bar{i} = \bar{i}_s + \bar{i}_L + 2(\bar{i}_s \bar{i}_L)^{1/2} \cos[2\pi\nu_I t + (\varphi_s - \varphi_L)] \quad (4-4)$$

Donde $\bar{i}_s = (\eta e P_s / h\nu)$ e $\bar{i}_L = (\eta e P_L / h\nu)$ son fotocorrientes generadas por la señal y el oscilador local individualmente. El oscilador local es normalmente mucho mas fuerte que la señal, de tal manera que el primer término es posible eliminarlo y

$$\boxed{\bar{i} \approx \bar{i}_s + \bar{i}_L + 2(\bar{i}_s \bar{i}_L)^{1/2} \cos[2\pi\nu_I t + (\varphi_s - \varphi_L)]}$$

Fotocorriente de la mezcla (4-5)

La dependencia en el en tiempo de la corriente detectada i se esboza en la figura 22.5-2(a). El segundo término en (4-5), el cual oscila con una diferencia de frecuencia ν_I , transporta la información útil. Con el conocimiento de \bar{i}_L y φ_L , la amplitud y la fase de este término pueden ser determinadas, e \bar{i}_s y φ_s estimadas, para la cual la intensidad y la fase (y por lo tanto la amplitud compleja) de la señal óptica medida puede ser deducida. La información contiene señales variables \bar{i}_s o φ_s , son normalmente funciones que varían lentamente en el tiempo en comparación con la diferencia de frecuencia ν_I , entonces ellas actúan como lentas modulaciones de amplitud y la fase de la función armónica $2\bar{i}_L^{1/2} \cos(2\pi\nu_I t - \varphi_L)$. Estas amplitudes y fases moduladas en la corriente pueden demodularse siguiendo las técnicas convencionales utilizadas en los receptores de AM y FM.

Desde el punto de vista de la óptica fotónica, este proceso puede ser entendido en términos de la detección de fotones policromáticos (dos frecuencias) [4.1].

4.2. OSCILADOR LOCAL

La idea básica de los sistemas de longitud de onda coherente es la mezcla de la señal coherente recibida con otra onda óptica antes de incidir en el fotodetector (figura 6.1). La onda óptica se genera localmente en el receptor utilizando un láser con ancho de línea estrecho, llamado oscilador local (OL) – término apropiado de la literatura de las radiocomunicaciones. Para analizar como se realiza la mezcla de la señal recibida con la salida del oscilador local para poder mejorar el funcionamiento, considere la señal óptica y se escribe como (en notación compleja)

$$E_S = A_S \exp[-i(\omega_0 t + \phi_S)], \quad (4-6)$$

donde ω_0 es la frecuencia del oscilador local, A_S es la amplitud, y ϕ_S es la fase. El campo óptico asociado con el oscilador local esta dado por la expresión (4-7):

$$E_{OL} = A_{OL} \exp[-i(\omega_{OL} t + \phi_{OL})] \quad (4-7)$$

donde A_{OL} , ω_{OL} , y ϕ_{OL} son la amplitud, frecuencia, y fase del oscilador óptico, respectivamente. La notación escalar es usada para ambos E_S y E_{OL} asumiendo que los dos campos son idénticamente polarizados; El fotodetector en la figura 6.1 responde a una intensidad $|E_S + E_{OL}|^2$. Entonces la potencia óptica es proporcional a la intensidad, la potencia recibida en el fotodetector esta dada por $P = K|E_S + E_{OL}|^2$, donde K es una constante de proporcionalidad, entonces,

$$P(t) = P_S + P_{OL} + 2\sqrt{P_S P_{OL}} \cos(\omega_{FI} t + \phi_S - \phi_{OL}) \quad (4-8)$$

donde

$$P_S = KA_S^2, \quad P_{OL} = KA_{OL}^2, \quad \omega_{FI} = \omega_0 - \omega_{OL} \quad (4-9)$$

La frecuencia ν_{IF} , definida como $\nu_{IF} = \omega_{FI}/2\pi$, se conoce como frecuencia intermedia (FI). Cuando $\omega_0 \neq \omega_{OL}$, la señal óptica se demodula en dos etapas; la frecuencia de la portadora primero se convierte a una frecuencia intermedia ν_{IF} (típicamente de 0.1-5 Ghz) antes de que la señal se demodule en la banda base [4.2].

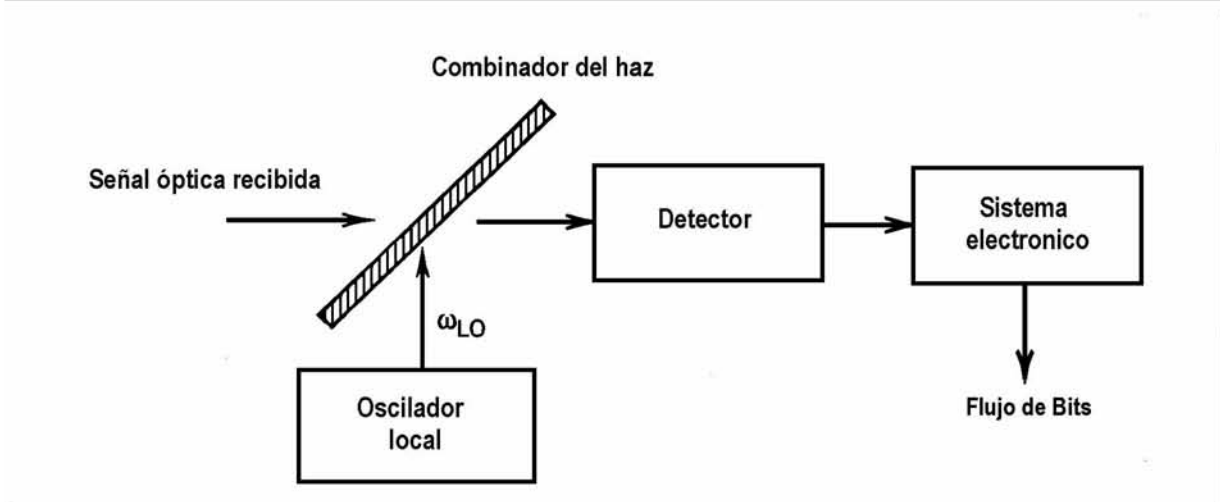


Figura 4.1. Esquema de detección coherente. La señal óptica es mezclada coherentemente con la salida de un oscilador local antes de caer en el fotodetector [4.2]

4.3. DETECCIÓN HOMODINA

No siempre es necesario utilizar una frecuencia intermedia.

El sistema homodino es un caso especial del sistema heterodino para el cual $\nu_s = \nu_L$ y $\nu_I = 0$. El proceso de demodulación es diferente. Se utiliza un lazo de fase encadenada para fijar la fase del oscilador local dado que $\phi_L = 0$ y la ecuación de la fotocorriente de mezcla produce:

$$\bar{i} = \bar{i}_L + 2(\bar{i}_S \bar{i}_L)^{1/2} \cos[\phi_S] \quad (4-10)$$

La modulación de la amplitud y la fase esta determinada por la variación de i_s o ϕ_s , respectivamente.

En esta técnica de detección coherente, la frecuencia del oscilador local ω_{OL} se elige para que coincida con la frecuencia de la señal portadora ω_0 de manera que $\omega_{FI} = 0$. Y utilizando la ecuación (4-8), la fotocorriente ($I=RP$, donde R es la responsividad del detector) esta dada por

$$I(t) = R(P_S + P_{OL}) + 2R\sqrt{P_S P_{OL}} \cos(\omega_{FI}t + \phi_S - \phi_{OL}) \quad (4-11)$$

Típicamente, $P_{OL} \gg P_S$, y $P_S + P_{OL} \approx P_{OL}$. El último término en la ecuación (4-11) contiene la información transmitida y se usa para la decisión del circuito. Considerando el caso en el cual la fase del oscilador local esta fija con la fase de la señal de manera que $\phi_S = \phi_{OL}$. La señal homodina esta dada por

$$I_p(t) = 2R\sqrt{P_S P_{OL}}. \quad (4-12)$$

La ventaja de la detección homodina es evidente de la ecuación (4-12) Si notamos que la corriente de la señal para el caso de la detección directa esta dada por $I_{dd}(t) = RP_S(t)$. El promedio de la potencia de la señal eléctrica se incrementa por un factor de $4P_{OL}/\bar{P}_S$ por el uso de detección homodina. Ya que $4P_{OL}/\bar{P}_S$ puede ser $\gg 1$, el aumento puede ser de varios órdenes de magnitud. Aunque el ruido de disparo también se realiza, se muestra que la detección homodina mejora la SNR por un mayor factor (Véase capítulo 5, sección 6).

Otra ventaja de la detección coherente se muestra del análisis de la ecuación (4-11). Ya que el último término contiene la fase de la señal de manera explícita, de esta manera, es posible transmitir la información modulada en la fase de la portadora óptica. La detección directa no permite la modulación de fase o frecuencia, ya que toda la información de la fase acerca de la fase de la señal se pierde.

Una desventaja de la detección homodina resulta de la sensibilidad de la fase ya que el último término en la ecuación (4-11) contiene la fase del oscilador local ϕ_{OL} explícitamente, por lo que ϕ_{OL} debe de ser controlada. Idealmente, ϕ_S y ϕ_{OL} deben de permanecer constantes. En la práctica, tanto ϕ_S como ϕ_{OL} fluctúan en el tiempo de manera aleatoria. Sin embargo, su diferencia $\phi_S - \phi_{OL}$ se puede ajustar para permanecer casi constante por medio de un Lazo de Fase Encadenada. La implementación de este tipo de lazos no es nada simple y hace que el diseño de los receptores ópticos homodinos sea muy complicado. Además, acoplar las frecuencias del transmisor y el oscilador local pone requerimientos rigurosos importantes en las dos fuentes ópticas [4.2].

4.4. COMPARACIÓN ENTRE LA DETECCIÓN HETERODINA Y DETECCIÓN HOMODINA

En el caso de la detección heterodina la frecuencia del oscilador local ω_{OL} se eligen diferente a la frecuencia de la señal portadora ω_0 tales que la frecuencia intermedia ω_{IF} esta en la región de microondas ($\nu_{IF} \sim 1$ GHz). Usando la ecuación (4-8) junto con $I = RP$, la corriente del detector esta dada por (4-13)

$$I(t) = R(P_s + P_{OL}) + 2R\sqrt{P_s P_{OL}} \cos(\omega_{FI}t + \phi_S - \phi_{OL}) \quad (4-13)$$

Ya que en la práctica $P_{OL} \gg P_s$, el término de corriente directa casi constante (dc) se puede filtrar y eliminar fácilmente. La señal heterodina esta dada entonces por el término de corriente alterna en la ecuación (4-13).

$$I_{ac}(t) = 2R\sqrt{P_s P_{OL}} \cos(\omega_{FI}t + \phi_S - \phi_{OL}). \quad (4-14)$$

En comparación con la detección homodina, la información puede transmitirse por medio de modulación de la portadora en amplitud, fase, o frecuencia. Además, de manera similar al caso homodino, el oscilador local amplifica la señal recibida, por esta razón se mejora la SNR. Sin embargo, el mejoramiento de la SNR es mejor por un factor de 2 (o por 3 dB) en el caso homodino. Esta reducción se conoce como la penalización de 3 dB de la detección heterodina. El origen de esta penalización de 3 dB se puede ver considerando la potencia de la señal (proporcional al cuadrado de la corriente). Debido a la naturaleza de I_{ac} de I_{ac} , el promedio de la potencia de la señal es menor por un factor de 2 cuando I_{ac}^2 se promedia un ciclo sobre la frecuencia intermedia (recordar que el promedio de $\cos^2\theta$ sobre θ es 1/2).

La ventaja ganada a expensas de la penalización de 3 dB es que el diseño del receptor es considerablemente más simple debido a que no se necesita más que de una malla de fase encadenada, PLL. Las fluctuaciones tanto en ϕ_S como en ϕ_{OL} aún se necesitan controlar utilizando un láser semiconductor de ancho de línea estrecho para ambas fuentes ópticas [4.2].

4.5. CONCLUSIONES

En comparación con los detectores de detección directa, los detectores homodinos tienen las siguientes ventajas:

1. Son capaces de medir la fase y frecuencia óptica.

2. Permiten el uso de Multicanalización por División de Longitud de Onda WDM con pequeños espaciamientos entre canales (≈ 100 MHz). En sistemas convencionales de detección directa el espaciamiento entre canales del orden de 100 GHz.
3. Esto permite el uso de ecualización electrónica para compensar el ensanchamiento de pulso en la fibra óptica. El ensanchamiento del pulso es el resultado del defasamiento de diferentes componentes de longitudes de onda/frecuencias debido a las diferentes velocidades de grupo. Si en el receptor se supervisa la fase, este defasamiento puede ser removido por un filtro electrónico adecuado.
4. Gracias al uso de un intenso campo de referencia, el receptor heterodino tiene un factor de conversión de ganancia de bajo ruido que efectivamente amplifica la señal más allá del nivel de ruido en el circuito.
5. Permite una ganancia de 3-dB sobre los mismos sistemas con receptores de bajo ruido de detección directa.
6. Los detectores heterodinios son insensibles a fondos luminosos no deseados con los cuales el oscilador local no se mezcla. Heterodinar es uno de los pocos caminos para lograr alcanzar limitar los fotones que producen ruido en el infrarrojo.
7. Es posible realizar la mezcla homodina a partir de la propia señal portadora, es decir teniendo a la misma señal como oscilador local y portadora, utilizando el circuito adecuado.

El costo que se paga por estas ventajas es un incremento en la complejidad del sistema debido a que el heterodinamiento requiere un oscilador local estable, un acoplador óptico en el cual los campos estén alineados con precisión, y circuitos complejos para encadenamiento de la fase.

4.6. REFERENCIAS

- [4.1] Silvello B., De Marchis G., Iannone E., *Coherent Optical Communications Systems*, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, USA, 2001.
- [4.2] Agrawal G. P., *Fiber Optic Communication Systems*, Wiley-Interscience, Third Edition, USA, 2002.
- [4.3] Ramaswami R. and Sivarajan K., *Optical Networks A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers, Second Edition, USA, 2003.

CAPÍTULO 5

RUIDO EN FOTORRECEPTORES

Dentro de los sistemas de comunicaciones el ruido es uno de los principales factores de estudio. Esto debido a que si éste no estuviera presente no serían necesarios la gran mayoría de los análisis realizados. En el caso de las comunicaciones ópticas el ruido se presenta en cada uno de los componentes del sistema de comunicación. La fuente óptica, el canal de comunicación, el receptor y el equipo electrónico que transforma la señal eléctrica en información útil.

En este capítulo no se toca cada uno de los casos de ruido, solo se abarcan aquellos que se encuentran presentes en el sistema receptor ya que estos pueden presentarse en todos los tipos de fotodetectores incluyendo a fotodetectores heterodinos y/o homodinos, por lo que si no se toman las consideraciones pertinentes nos llevan a conclusiones erróneas de no considerarlas en el análisis final de los resultados.

5.1. RUIDO EN LOS FOTODETECTORES

El fotodetector es un dispositivo que mide el flujo de fotones (o potencia óptica). Idealmente, responde a un flujo de fotones Φ (potencia óptica $P = h\nu\Phi$) para generar una corriente eléctrica proporcional $i_p = \eta e\Phi = RP$. Los dispositivos actuales, generan una corriente aleatoria i la cual posee un valor que fluctúa por encima y debajo del promedio, $\bar{i} = i_p = \eta e\Phi = RP$.

Estas fluctuaciones aleatorias, consideradas como ruido, están caracterizadas por una desviación estándar σ_i , donde $\sigma_i^2 = \langle (i - \bar{i})^2 \rangle$.

Para una corriente de media cero ($\bar{i} = 0$), la desviación estándar tiene el mismo valor de la raíz cuadrada de la cuadrada de la media (rms) del valor de la corriente.

La mayoría de las fuentes de ruido son inherentes en el proceso de detección de fotones:

- *Ruido del fotón.* La fuente fundamental de ruido se asocia con la llegada aleatoria de los propios fotones.

- *Ruido de fotoelectrón.* Para un detector d e fotones con eficiencia cuántica $\eta < 1$, un solo fotón genera un par fotoelectrón-hueco con una probabilidad η pero falla con una probabilidad $1-\eta$. Porque la aleatoriedad inherente del proceso de generación de portadores, sirve como fuente de ruido.
- *Ruido de Ganancia.* El proceso de amplificación que suministra la ganancia interna en algunos fotodetectores (tales como los APD) es aleatorio. Cada fotón detectado genera un número aleatorio G de portadores con un valor promedio de \bar{G} pero con una incertidumbre que depende de la naturaleza del mecanismo de amplificación.
- *Ruido del Circuito de Recepción.* Los distintos componentes en el circuito eléctrico de un receptor óptico, tales como receptores y transistores, contribuyen al ruido en el circuito de recepción.

Estas cuatro fuentes de ruido se ilustran esquemáticamente en la figura 5.1. La señal entrante en el detector (señal de entrada) tiene un ruido de fotón intrínseco. El fotoefecto convierte los fotones en fotoelectrones. En el proceso, la señal promedio disminuye por un factor de η . El ruido también disminuye pero en una cantidad menor que la señal; de esta manera, la relación señal a ruido de los fotoelectrones es mas baja que el de los fotones incidentes. Si el mecanismo de ganancia de un fotodetector esta presente, amplifica la señal y el ruido de fotoelectrón, e introduce su propio ruido de ganancia también. Finalmente, en el circuito de ruido entra en el punto de la corriente de colección [5.1].

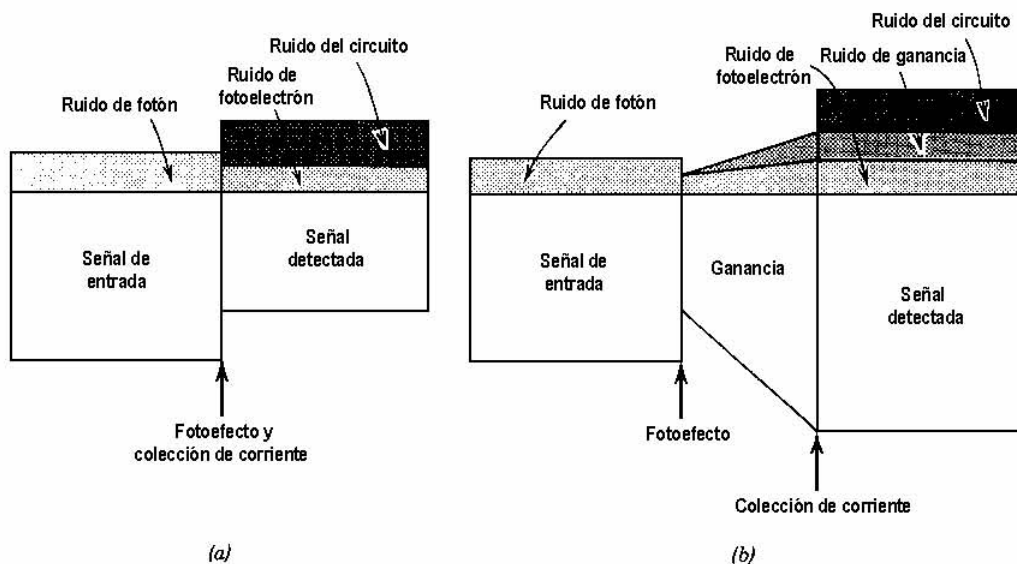


Figura 5.1. Esquema de los procesos que intervienen al introducir una señal al fotodetector considerando las distintas fuentes de ruido para (a) Un fotodetector sin ganancia (por ejemplo un fotodiodo p-i-n) (b) fotodetector con ganancia (por ejemplo un fotomultiplicador) [5.1]

Un receptor óptico como componente de un sistema de transmisión de información puede ser caracterizado por las siguientes medidas de desempeño:

La relación señal a ruido (SNR). La SNR de una variable aleatoria se define como $SNR = \frac{(\text{media})^2}{\text{varianza}}$; de esta manera la SNR de una corriente i es $SNR = \frac{i^2}{\sigma^2}$, mientras que la SNR del número de fotones es $SNR = \frac{\bar{n}^2}{\sigma_n^2}$.

La señal mínima detectable, la cual se define como la señal promedio que permite tener $SNR=1$.

La sensibilidad del receptor, la cual, como la señal mínima detectable, se define como la señal correspondiente $SNR=SNR_0$ prescrito. En vez de seleccionar $SNR_0=1$, sin embargo, un valor mas alto es usualmente seleccionado para asegurar un buen nivel de precisión (por ejemplo $SNR_0=10$ a 10^3 , correspondiente a 10 a 30 dB).

En adelante se procederá a derivar las expresiones para la relación señal a ruido (SNR) para detectores ópticos con estas fuentes de ruido. Otras fuentes de ruido que no son consideradas explícitamente aquí incluyen el ruido de fondo y el ruido de la corriente de oscuridad. **El ruido de fondo** es el ruido de fotón asociada con la luz que alcanza el detector de fuentes extrañas (por ejemplo, de las luces con excepción a la señal de interés, como son la luz del sol y las estrellas). El ruido de fondo es particularmente mortífero para la detección de sistemas que funcionan en el medio y lejano infrarrojo ya que los objetos en la estancia emiten copiosa radiación térmica en esta región (figura 5.2). Los dispositivos de fotodetección también generan el **ruido de corriente de oscuridad**, el cual, como su nombre implica, esta presente incluso en ausencia de luz. El ruido de corriente de oscuridad resulta de la generación termal aleatoria de parejas de electrón-hueco [5.1].

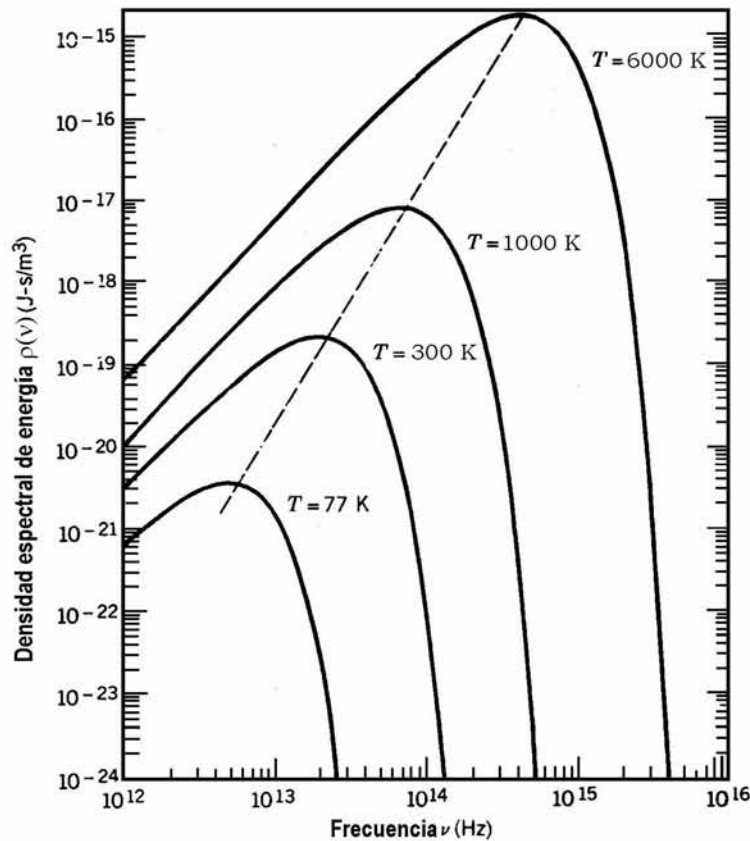


Figura 5.2. Dependencia de la densidad espectral de energía $\rho(\nu)$ en frecuencia para diferentes temperaturas en escala doble logarítmica [5.1]

5.2. RUIDO DE FOTÓN

El flujo de fotones asociado a una potencia óptica fija es intrínsecamente incierto. El flujo de fotones promedio $\Phi = P/h\nu$ (fotones/s), pero fluctúa aleatoriamente de acuerdo con una ley de probabilidad que depende de la naturaleza de la fuente luminosa. El número de fotones n contados en un intervalo de tiempo T es aleatorio con una media $\bar{n} = \Phi T$. El número de fotones para la luz de un láser ideal, o para una fuente térmica de ancho espectral mucho mayor que $1/T$, obedece la distribución de probabilidad de Poisson, para el cual $\sigma_n^2 = \bar{n}$. De esta manera las fluctuaciones asociadas con un promedio de 100 fotones causa el número de fotones actual para permitir aproximadamente dentro de un rango de 100 ± 10 .

La relación señal a ruido del número de fotones \bar{n}^2/σ^2 es por lo tanto:

$$SNR = \bar{n}$$

(5-1)

Relación señal a ruido del número de fotones

Y el mínimo de fotones detectables es $\bar{n} = 1$ fotón. Si el tiempo de observación $T = 1 \mu\text{s}$ y la longitud de onda $\lambda_0 = 1.24 \mu\text{m}$, esto es equivalente a una potencia mínima detectable de 0.16 pW. Con esta sensibilidad del receptor, la señal requiere para lograr un $\text{SNR} = 10^3$ (30 dB), son 1000 fotones. Si el intervalo de tiempo $T = 10$ ns, esto es equivalente a una sensibilidad de 10^{11} fotones/s o una sensibilidad óptica de la potencia de 16 nW ($\lambda_0 = 1.24 \mu\text{m}$) [5.1].

5.3. RUIDO DE DISPARO

Un fotoelectrón incidente en un fotodetector de eficiencia cuántica η cualquiera genera un fotoevento (por ejemplo, libera un fotoelectrón o crea un par fotoelectrón-hueco) con una probabilidad η , o falla en eso con una probabilidad de $1-\eta$. Se asume que los fotoeventos son seleccionados de forma aleatoria de una cadena de fotones de manera que un flujo promedio de fotones incidentes Φ (fotones/s) resulta en el flujo promedio de fotoelectrones $\eta\Phi$ (fotoelectrones/s). El número de fotoelectrones detectados en el intervalo de tiempo T es un número aleatorio m con una media

$$\bar{m} = \eta\bar{n} \tag{5-2}$$

donde $\bar{n} = \Phi T$ es el número promedio de fotones incidentes en el mismo intervalo de tiempo T . Si el número de fotones esta distribuido con la forma de Poisson. Conlleva a que la varianza del número de fotoelectrones entonces es precisamente igual a \bar{m} , de manera que

$$\sigma_m^2 = \bar{m} = \eta\bar{n}. \tag{5-3}$$

Es evidente de esta relación que el ruido de fotoelectrones y el ruido de los fotones son no aditivos. La inherente aleatoriedad adyacente en el número de fotones, la cual constituye una fuente fundamental de ruido que nosotros debemos contener al utilizar la luz para transmitir una señal, por lo tanto resulta en la relación señal a ruido de del número de fotoelectrones.

$$\text{SNR} = \bar{m} = \eta\bar{n}. \tag{5-4}$$

Relación señal a ruido de del número de fotoelectrones

El número de fotoelectrones mínimos detectables para $\text{SNR}=1$ corresponde a $\bar{m} = \eta\bar{n} = 1$ (por ejemplo, un fotoelectrón o $1/\eta$ fotones). La sensibilidad del receptor para $\text{SNR} = 10^3$ es de 1000 fotoelectrones o $1000/\eta$ fotones [5.1].

5.3.1. Ruido de fotocorriente

Enseguida se analizarán las propiedades de la corriente eléctrica $i(t)$ inducida en un circuito por un flujo aleatorio de fotoelectrones con una media $\eta\Phi$. El tratamiento incluirá los efectos del ruido del fotón, ruido de fotoelectrón, y la respuesta en el tiempo características del detector y el circuito (filtrado). Cada par de fotoelectrón-hueco genera un pulso de corriente eléctrica de carga (área) e y tiempo de duración τ_p en el circuito externo del fotodetector (figura 5.3). Por lo tanto una cadena de fotoelectrones incidentes en un fotodetector da como resultado una cadena de pulsos eléctricos que juntas constituyen una corriente eléctrica $i(t)$. La aleatoriedad de la cadena de fotones se transforma en una fluctuación de la corriente eléctrica. Si los fotones incidentes tienen la distribución de Poisson, estas fluctuaciones son conocidas como ruido de disparo. Mas comúnmente, para detectores con ganancia G , la carga generada en cada pulso es $q = Ge$.

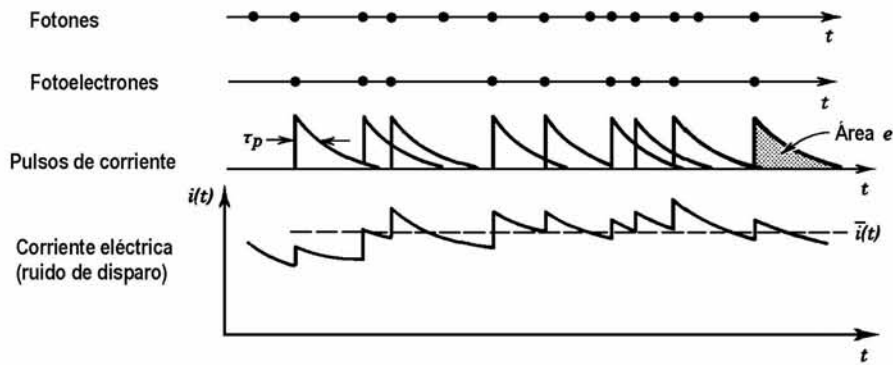


Figura 5.3. La corriente eléctrica en un circuito fotodetector se constituye de la superposición de pulsos eléctricos, cada uno asociado con un fotón detectado. Los pulsos individuales ilustrados son exponenciales pero ellos pueden adquirir formas arbitrarias [5.1]

Antes de presentar la derivación analítica, primero se presentará de manera simplificada que la corriente i con un ancho de banda B , generado por un flujo de fotones Φ . Se puede determinar considerando un intervalo de tiempo característico $T = 1/2B$ (el tiempo de resolución del circuito) y relacionando el número aleatorio m de fotoelectrones dentro de este intervalo para la fotocorriente $i(t)$, donde t es el instante de tiempo inmediatamente al final del intervalo T . Para pulsos rectangulares de corriente de duración T , la corriente y el número de fotoelectrones aleatorios variables son entonces relacionados por $i = (e/T)m$, de manera que la media y la varianza están dadas por

$$\bar{i} = \frac{e}{T} \bar{m}$$

$$\sigma_i^2 = \left(\frac{e}{T}\right)^2 \sigma_m^2,$$

Donde $\bar{m} = \eta\Phi T = \eta\Phi/2B$ es el número de fotones colectados en el intervalo de tiempo $T=1/2B$. Substituyendo $\sigma_m^2 = \bar{m}$ para la ley de Poisson que proporciona la media y la varianza de la fotocorriente.

$$\bar{i} = e\eta\Phi \tag{5-5}$$

Media de la fotocorriente

$$\sigma_i^2 = 2e\bar{i}B \tag{5-6}$$

Varianza de la fotocorriente

Por consiguiente la relación señal a ruido de la fotocorriente eléctrica, $SNR = \bar{i}^2 / \sigma_i^2$, es

$$SNR = \frac{\bar{i}}{2eB} = \frac{\eta\Phi}{2B} = \bar{m}. \tag{5-7}$$

Relación Señal a Ruido de la fotocorriente

La SNR es directamente proporcional al flujo de fotones Φ e inversamente proporcional al ancho de banda del circuito B [5.1].

Debido a que la corriente de oscuridad también genera un ruido de disparo, su contribución puede incluirse a la ecuación (5-6). De esta manera la varianza total del ruido esta dada por [5.2]:

$$\sigma_i^2 = 2e(i_p + i_d)B \quad (5-8)$$

Contribución total del ruido de disparo

5.4. RUIDO DE GANANCIA

La media y la varianza de la fotocorriente para un dispositivo con ganancia G fija esta determinada por el reemplazo de e con $q = Ge$ en (5-5) y (5-6):

$$\bar{i} = eG\eta\Phi = \frac{eG\eta P}{h\nu} \quad (5-9)$$

$$\sigma_i^2 = 2eG\bar{i}B = 2e^2G^2\eta B\Phi, \quad (5-10)$$

La relación señal a ruido esta dada por

$$SNR = \frac{\bar{i}}{2eGB} = \frac{\eta\Phi}{2B} = \bar{m}. \quad (5-11)$$

Entonces resulta ser independiente de G . Esto es porque la media de la corriente \bar{i} y su valor rms σ_i ambos se incrementan con el mismo factor G como resultado de la ganancia.

Este resultado simple no se aplica cuando la propia ganancia es aleatoria, como el caso de un tubo fotomultiplicador, un fotoconductor o un fotodiodo avalancha. La derivación de la media y la varianza de la fotocorriente debe ser generalizada para tomar en cuenta para la aleatoriedad en G . La corriente eléctrica se puede escribir de la forma

$$i(t) = \sum_l X_l G_l h(t - l\Delta t),$$

Donde, como antes, X_l toma el valor de 1 con una probabilidad $p = \eta\Phi\Delta t$, y 0 con probabilidad $1-p$. Están incluidas ahora las G_l , las cuales son números aleatorios independientes que representan la ganancia impartida a una pareja fotoelectrón-hueco generada en la l -ésima ranura. El proceso se ilustra en la figura 5.4. Si la variable aleatoria G_l tiene un valor medio $\langle G \rangle = \bar{G}$ y un valor cuadrado medio $\langle G^2 \rangle$, entonces:

$$\bar{i} = e\bar{G}\eta\Phi \quad (5-12)$$

Fotocorriente promedio
(Detector con ganancia aleatoria)

$$\sigma_i^2 = 2e\bar{G}BF \quad (5-13)$$

Varianza de la fotocorriente
(Detector con ganancia aleatoria)

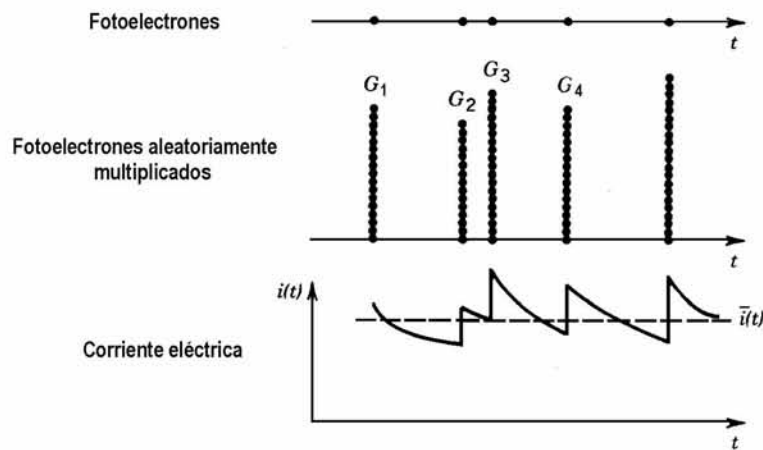


Figura 5.4. Ilustración de cada par fotoelectrón-hueco en un fotodetector con ganancia genera un número aleatorio G de pares electrón.hueco, de los cuales cada uno produce un pulso de corriente eléctrica de área eG en el circuito detector. La corriente eléctrica total i(t) es la superposición de estos pulsos. [5.1]

Donde

$$F = \frac{\langle G^2 \rangle}{\langle G \rangle^2}$$

(5-14)

Exceso del factor de ruido

Es llamado **exceso del factor de ruido**

El exceso del factor de ruido está relacionado con la varianza de la ganancia σ_G^2 por la relación $F = 1 + \sigma_G^2 / \langle G \rangle^2$. Cuando la ganancia es determinística $\sigma_G^2 = 0$ y $F = 1$ de manera que la ganancia original se reduce correctamente a (5-9). Cuando la ganancia es aleatoria, $\sigma_G^2 > 0$ y $F > 1$; ambas se incrementa con la severidad de las fluctuaciones de la ganancia.

En presencia de ganancia aleatoria, la relación señal a ruido \bar{i}^2 / σ_i^2 se vuelve

$$SNR = \frac{\bar{i}}{2e\bar{G}BF} = \frac{\eta\Phi / 2B}{F} = \frac{\bar{m}}{F}$$

(5-15)

Relación Señal a Ruido
(Detector con ganancia aleatoria)

Donde \bar{m} es el número promedio de fotoelectrones colectados en el tiempo $T = 1/2B$. Esta es más pequeña que la expresión de ganancia determinística por un factor de F ; la reducción en la relación señal a ruido surge de la aleatoriedad de la ganancia [5.1].

5.4.1. Exceso del factor de ruido para un APD

Cuando se inyectan fotoelectrones en el límite de un APD uniformemente multisituado, la ganancia G del dispositivo es dada por (5-16). Depende del coeficiente de ionización del electrón α_e y la relación de ionización $k = \alpha_h / \alpha_e$, así como en el ancho de la región de multiplicación w . El uso de un análisis similar (pero más complejo), incorporando la aleatoriedad asociada con el proceso de ganancia, conduce a una expresión para la ganancia

media cuadrática $\langle G^2 \rangle$, y por lo tanto para el exceso del factor de ruido F . Esta derivación mas general da surgimiento a una expresión para la ganancia promedio \bar{G} . El exceso del factor de ruido F resulta estar relacionado con la ganancia promedio y la relación de ionización por [5.1]

$$F = k\bar{G} + (1-k)\left(2 - \frac{1}{\bar{G}}\right) \tag{5-16}$$

Exceso en el factor de ruido para un APD

5.5. RUIDO DEL CIRCUITO

Además se introduce otro ruido adicional por la circuitería electrónica asociada con el receptor óptico. El circuito de ruido es resultado del movimiento térmico de los portadores de carga en las resistencias eléctricas y otros elementos disipadores (ruido térmico), y de fluctuaciones de los portadores de carga en los transistores utilizados en el amplificador del receptor [5.3].

5.5.1. Ruido térmico

El ruido térmico (también llamado **ruido de Johnson** o **ruido de Nyquist**) se origina de los movimientos aleatorios de los portadores móviles en los materiales de resistencia eléctrica a temperaturas finitas; estos movimientos dan lugar a una corriente eléctrica aleatoria. $i(t)$ incluso en la ausencia de una fuente potente eléctrica. La corriente eléctrica térmica en una resistencia R es por lo tanto una función aleatoria $i(t)$ la cual tiene una media $\langle i(t) \rangle = 0$, por ejemplo, es igualmente probable que vaya en cualquier dirección. La varianza de la corriente σ_i^2 (la cual es igual al valor cuadrado medio puesto que la media desaparece) incrementa con la temperatura T . La equivalencia del ruido térmico se representa en la figura 5.5.

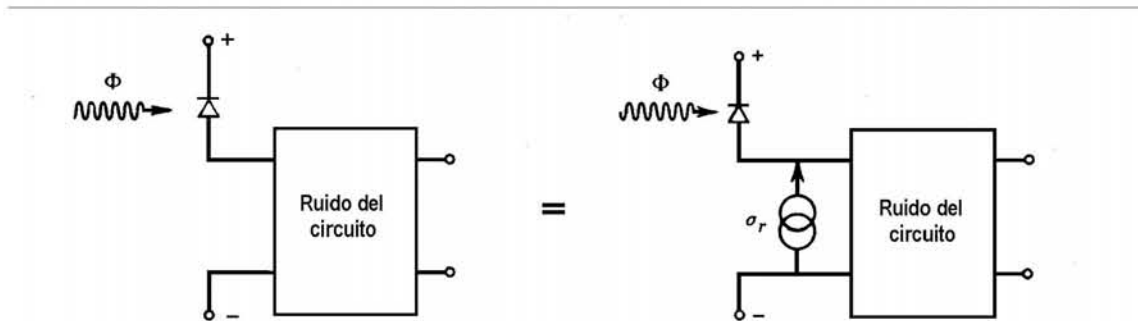


Figura 5.5. Ilustración en la que se muestra como el ruido en el circuito puede ser remplazado con una fuente de corriente aleatoria con valor rms de σ_r . [5.1]

Usando un argumento basado en mecánica estadística, presentado a continuación, se puede mostrar que la resistencia R a una temperatura T presenta una corriente eléctrica aleatoria $i(t)$ caracterizada por la densidad de potencia espectral.

$$S_i(f) = \frac{4}{R} \frac{hf}{\exp(hf/k_B T) - 1}$$

En la cual f es la frecuencia. En la región $f \ll k_B T/h$, la cual de interés principal ya que $k_B T/h = 6.25 \text{ THz}$ a temperatura ambiente, $\exp(hf/k_B T) \approx 1 + hf/k_B T$ de manera que

$$S_i \approx 4k_B T / R$$

La varianza de la corriente eléctrica es la integral de la densidad de potencia espectral a lo largo de todas las frecuencias dentro del ancho de banda B del circuito,

$$\sigma_i^2 = \int_0^B S_i(f) df$$

Y cuando $B \ll k_B T$, se obtiene

$$\sigma_i^2 \approx 4k_B T B / R \tag{5-17}$$

Varianza del ruido de la
Corriente eléctrica

Entonces, como se muestra en la figura 5.6, una resistencia R a una temperatura T en un circuito con ancho de banda B se comporta como una resistencia de bajo ruido en paralelo con una fuente de corriente de ruido con media cero y un valor σ rms determinado por 5-17 [5.1].

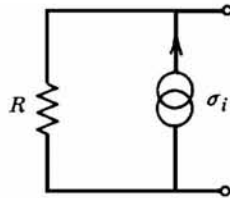


Figura 5.6. Ilustración de una R a una temperatura T en paralelo a un resistor sin ruido en paralelo con una fuente de corriente de ruido de varianza $\sigma_i^2 = \langle i^2 \rangle \approx 4k_B T B / R$, donde B es el ancho de banda de circuito. [5.1]

5.6. RUIDO EN SISTEMAS DE DETECCIÓN COHERENTES

Los sistemas de detección coherente presentan una ventaja en cuestiones de ruido en comparación con los sistemas de detección directa usados normalmente. La corriente del receptor se ve afectada por el ruido de disparo y el ruido térmico, por esta razón la varianza σ^2 de las fluctuaciones de corriente se obtiene por la suma de las contribuciones

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_T^2 \quad \text{Donde } \sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_T^2 \tag{5-18}$$

Pero para el caso de los sistemas coherentes la contribución principal se encuentra en el ruido de disparo. En la práctica la potencia del oscilador local $P_{LO} \gg P_s$. En la ecuación (5-18) i puede reemplazarse por el término dominante $R P_{LO}$. La relación señal a ruido se obtiene a partir de dividir la potencia promedio de la señal entre la potencia del ruido. En el caso heterodino, SNR esta dado por:

$$SNR = \frac{\langle \hat{I}_{ac}^2 \rangle}{\sigma^2} = \frac{2R^2 \bar{P}_s P_{LO}}{2e(RP_{LO} + i_d) \Delta f + \sigma_T^2} \tag{5-19}$$

En el caso de detectores homodinos como los utilizados en esta propuesta la SNR es mayor en un factor de 2 si asumimos que $\phi_s = \phi_{OL}$. La ventaja principal en los sistemas de detección coherentes se muestra del análisis de la ecuación anterior. Ya que la potencia del oscilador local P_{LO} se puede controlar en el receptor y puede hacerse suficientemente grande para que el ruido en el receptor sea controlado por el ruido de disparo. O lo que es lo mismo, $\sigma_s^2 \gg \sigma_T^2$, cuando:

$$P_{LO} \gg \frac{\sigma_T^2}{(2eR\Delta f)} \quad (5-20)$$

Bajo estas circunstancias la contribución de la corriente de oscuridad a la corriente ruido es insignificante ($i_d \ll RP_{LO}$). La relación señal a ruido esta dada por:

$$SNR \approx \frac{R\bar{P}_s}{e\Delta f} = \frac{\eta\bar{P}_s}{h\nu\Delta f}, \quad \text{donde } R = \frac{\eta e}{h\nu} \quad (5-21)$$

Con el uso de la detección coherente es posible alcanzar el límite del ruido de disparo incluso para un receptor *p-i-n*, cuyo desempeño esta dominado por el ruido térmico. Además en contraste con el caso de receptores APD, este límite se encuentra sin sumar el exceso del ruido de disparo. De esta manera se puede expresar SNR en términos del número de fotones, N_p , recibidos en un solo bit. En la tasa de bits B la potencia promedio de la señal \bar{P}_s esta relacionada a N_p mediante $\bar{P}_s = N_p h\nu B$. Típicamente, $\Delta f = B/2$. Tomando en cuenta estas ecuaciones y sustituyéndolas en la ecuación (5-21), se tiene [5.2]:

$$SNR = 2\eta N_p \quad (5-22)$$

Pero hay que resaltar que para el caso de detección homodina, la SNR es mayor en un factor de 2; por lo que lo que tenemos en un sistema como el propuesto es:

$$\boxed{SNR = 4\eta N_p} \quad (5-23)$$

Relación Señal a Ruido para un sistema
de detección coherente homodino

De acuerdo a lo presentado se seleccionaron dos dispositivos para su aplicación a este experimento que fueron el fotodiodo *p-i-n* DET110 de ThorLabs y el fotomultiplicador H6780-1 de la marca Hamamatsu.

5.7. CONCLUSIONES

1. Los detectores coherentes poseen mejor SNR que los detectores de detección directa, ya que la SNR que depende fuertemente de la potencia del oscilador local, es posible controlarla.
2. En un receptor homodino se alcanza el doble de la potencia de la SNR que en el caso de un detector heterodino.
3. En un sistema homodino que utilice un fotodiodo *p-i-n* es posible alcanzar el límite del ruido de disparo, incrementando notablemente nuestra SNR.
4. En un receptor homodino que involucre procesos de amplificación como los APD y los fotomultiplicadores se ve más afectado por el ruido de amplificación debe considerarse los efectos del exceso del ruido de disparo.

5.8. REFERENCIAS

- [5.1] Saleh B. E. A. & Teich M. C., *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, USA, 1991.
- [5.2] Agrawal G. P., *Fiber Optic Communication Systems*, Wiley-Interscience, Third Edition, USA, 2002.
- [5.3] Ramaswami R. & Sivarajan K., *Optical Networks: A Practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers, Second Edition, USA, 2003.

CAPÍTULO 6

FUNCIONAMIENTO DE UN SISTEMA DE ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER CON RECEPTOR HOMODINO

Los receptores ópticos coherentes homodinos y heterodinos están utilizados también en algunos instrumentos de medición ópticos de tipo coherente, tales como un giroscopio óptico, un anemómetro láser Doppler, y en algunos otros. El estudio experimental del funcionamiento de los receptores ópticos homodinos y heterodinos en el caso de algunos de estos instrumentos de medición es más sencillo que en el caso de sistemas de comunicaciones ópticas ya que no requiere un equipo especializado para la generación y control de señales ópticas en líneas de comunicaciones ópticas.

Actualmente el campo de la instrumentación electrónica está sumamente relacionado con el campo de las telecomunicaciones, esto debido a que ambos utilizan los mismos dispositivos con finalidades diferentes. En particular, el Anemómetro Láser Doppler cuenta con una variedad de elementos que también son utilizados en los sistemas de comunicaciones ópticas modernos que pueden llegar a ser desde enlaces sencillos de fibra óptica hasta complejas redes WDM.

La técnica de la Anemometría Láser Doppler se basa en un principio de mezcla de un par de señales de la misma frecuencia. Existe en la actualidad otra técnica en donde este fenómeno se encuentra presente y es los sistemas ópticos de detección coherentes. La mezcla homodina es el resultado particular de la mezcla heterodina para el caso en donde se mezclan una frecuencia portadora y una frecuencia moduladora en donde ambas tienen la misma frecuencia. En todos los casos se presenta la misma situación. En los sistemas de radiofrecuencia modernos, como lo son las radiodifusoras, se utiliza normalmente la mezcla heterodina de señales ya que es una herramienta muy útil cuando se desea aislar a una frecuencia para su filtrado y tratamiento posterior.

En el caso de los sistemas de detección coherentes se tiene la misma finalidad y se les considera de muy alta calidad entre los sistemas de comunicaciones ópticas. La mezcla de las señales da como resultado sumas y

restas de frecuencias; en el caso de la detección homodina la diferencia entre las frecuencias da como resultado una frecuencia de valor cero, de esta manera en los sistemas receptores puede encontrarse aislada la señal buscada demodulada, es decir a su frecuencia real.

En el caso de la Anemometría láser Doppler se busca esta cualidad en los detectores, es decir, tener en el fotodetector solo la señal resultado del efecto Doppler producido por las partículas en el patrón de franjas. Esto se explicará con más detalle en las próximas páginas.

6.1. FUNCIONAMIENTO DE UN SISTEMA DE ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER

La Anemometría Láser Doppler (ALD) es una técnica usada para medir velocidades de flujos o más específicamente de partículas pequeñas en flujos. La técnica se basa en la medición de la luz dispersada por las partículas que pasan a través de una serie de las franjas de interferencia o patrón de interferencia (patrón de superficies luminosas y opacas). La luz láser dispersada oscila con una frecuencia específica que se relaciona con la velocidad de las partículas. Si el flujo es perpendicular a las franjas la relación entre esta frecuencia f_{doppler} , y la velocidad v_{flujo} es determinada por el ángulo 2θ formado por los dos rayos que se intersecan formando el volumen de medición y la longitud de onda λ_0 de la luz láser.

$$f_d \approx 2 \text{Sen} \theta \frac{v_x}{\lambda_0} \quad (6-1)$$

Esta técnica tiene numerosas ventajas sobre otras técnicas. Por ejemplo, no existe necesidad del contacto físico con el flujo, así que no ocurre ninguna clase de disturbio provocado durante la medición y la técnica se puede aplicar a los flujos de líquidos y fluidos altamente reactivos o extremadamente calientes. Además se puede obtener una resolución espacial relativamente alta enfocando los dos rayos láser. Estas características hacen que la Anemometría Láser Doppler una técnica de medición valiosa con muchas aplicaciones.

Un sistema ALD consta de tres partes básicas: Una parte óptica, la cual consiste en una fuente de luz láser, un sistema óptico para iluminar el flujo a medir y coleccionar la luz por el propio flujo en un fotodetector. La parte electrónica básicamente esta constituida por un preamplificador electrónico (el cual contiene amplificadores de corriente y filtros eléctricos). Por último, existe una parte de procesamiento de señal que sirve para obtener la señal en tiempo o bien en frecuencia. El esquema más sencillo para el procesamiento de la señal normalmente consiste en un analizador de espectros y un osciloscopio, aunque la señal Doppler puede ser manipulada por un DSP para aplicársele algún tipo de filtrado digital y puede aplicarse un algoritmo para el análisis en frecuencia como la transformada rápida de Fourier (FFT). La figura 6.1 muestra el esquema básico para ALD.

Para optimizar un sistema ALD, los diferentes componentes del sistema deben estar acoplados entre ellos y deben seleccionarse de manera adecuada a la situación del fluido bajo investigación. El sistema electrónico debe escogerse de acuerdo al flujo a medir, debido a que un sistema electrónico diseñado para obtener frecuencias Doppler en agua no podría funcionar adecuadamente para mediciones en fluidos de aire supersónicos [6.1].

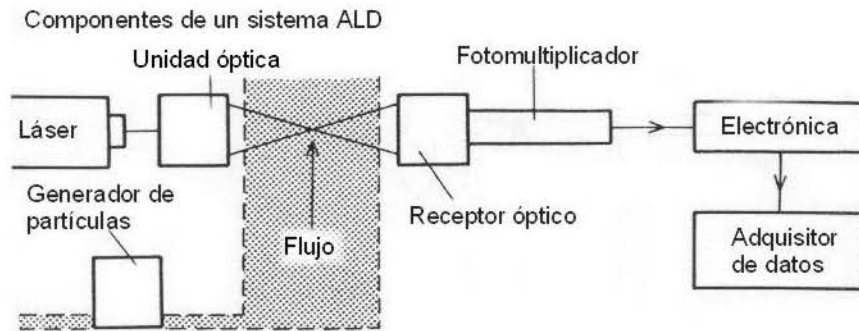


Figura 6.1 Esquema básico ALD [6.1]

6.2. ELEMENTOS PRINCIPALES DE UN ANEMÓMETRO LÁSER DOPPLER

Los anemómetros láser Doppler al igual que los sistemas de comunicaciones ópticos poseen elementos semejantes los cuales se muestran a continuación con una breve descripción.

6.2.1. Fuente de Luz

En principio, cualquier fuente de luz podría ser útil para usarse en Anemómetros Láser Doppler. En la práctica, la coherencia, la colimación e intensidad asociada con las fuentes de luz láser implica que solo ellas pueden ser utilizadas para este propósito.

Los anchos de banda estrechos disponibles para fuentes de luz láser no son indispensables, pero los requerimientos de intensidad dictan que son sólo ellos quienes deben ser utilizados en la Anemometría Láser Doppler. Ya que el costo de los láseres se incrementa con las potencias de salida disponibles, deben elegirse con mucho cuidado. La frecuencia de la luz láser puede ser importante en los parámetros como el espaciado entre las franjas, la eficiencia cuántica del fotodetector, el espaciado de partículas, y el diámetro del haz y estos pueden ser importantes si las dimensiones del volumen del control son críticas. Se presenta una tabla con longitudes de onda y diámetros de los haces láseres típicos usados en Anemómetro Láser Doppler:

Tabla 6.1 Características Básicas de los principales Láseres utilizados en Anemometría Láser Doppler [1]

Tipo de láser	Potencia nominal	Longitud de onda	Diámetro del haz
He-Ne	1-15 mW	632.8 nm	0.65 mm
He-Cd	100-50 mW	441.6 nm	0.7-1.5 mm
Argón	1-1000 mW	514.5 o 488 nm	1.5 mm

La eficiencia en el procesamiento de las señales depende de la relación señal a ruido (*Signal to Noise Ratio*, *SNR*) de la señal Doppler en el fotodetector. La cantidad de potencia esparcida es importante, ya que define el nivel de la señal y la relación señal a ruido, pero los niveles bajos de señal Doppler pueden incrementarse mediante amplificación si la relación señal a ruido original es suficientemente alta. El nivel de ruido a la salida del fotorreceptor es proporcional al ancho de banda del detector, Δf , el cual debe ser mayor que la frecuencia Doppler más alta esperada [6.1].

6.2.2. Sistema óptico

El sistema óptico de la configuración utilizada está constituido por un conjunto de elementos que se encargan de convertir el haz láser en un par de haces colimados que son dirigidos de tal manera que finalmente se intersecan en el llamado volumen de medición.

Además otros de los elementos principales del sistema óptico en un sistema de Anemómetro Láser Doppler como el presentado se encuentra un conjunto de lentes biconvexas y plano-convexas que funcionan tanto para expandir el haz inicial como para enfocar el par de haces generado al final del sistema en el volumen de medición.

También se cuenta con cubos divisores, los cuales se encargan de dividir el haz láser inicial en dos haces aproximadamente de la misma intensidad. Los prismas ópticos son utilizados para desviar un haz y producir un cruce. En este tipo de prismas se busca que se produzca al menos una reflexión interna con el propósito específico de cambiar la dirección de propagación, o la orientación de la luz que lo atraviesa conservado siempre la misma polarización.

Tanto el cubo divisor, como el prisma de orientación son de primas conocidos como prismas ortogonales (figura 6.2). La función de estos prismas es desviar en 90° los rayos perpendiculares a la cara de incidencia. Este prisma es por consiguiente un sistema inversor cuya cara superior actúa como un espejo plano [6.3].



Figura 6.2 Cubo divisor y prisma rectangular utilizados en sistemas de ALD [6.2]

6.2.3. Fotodetectores

Los tres tipos de detectores usados en Anemómetros Láser Doppler son el fotomultiplicador, el fotodiodo *p-i-n* y el fotodiodo de avalancha. Los criterios principales para la selección del fotodetector son: la eficiencia cuántica, la corriente de amplificación, la respuesta en frecuencia, el ruido introducido por el detector y el costo.

El pico de eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores está cerca de los 400nm y es muy baja a la longitud de onda de los láser de Helio-Neón (632.8 nm). Para fotodiodos la eficiencia cuántica es máxima en el infrarrojo cercano (arriba de los 700 nm) y por lo tanto es máxima para láseres He-Ne, el valor típico de la eficiencia cuántica en 632.8 nm es del 70% para un fotodiodo *p-i-n* y del 20% para fotodiodos APD. La figura 6.3 muestra las gráficas para la eficiencia cuántica de los distintos tipos de fotodetectores utilizados.

En los fotomultiplicadores la amplificación se logra mediante la emisión secundaria de electrones en una cadena de dinodos, la amplificación depende del número de dinodos y del voltaje aplicado a través de la cadena. Los tubos de 10 a 12 dinodos proveen una amplificación suficiente para un anemómetro. La principal fuente de ruido para un fotomultiplicador es el ruido de disparo. El ruido generado por un fotomultiplicador es pequeño comparado con el que se genera en un fotodiodo [6.1].

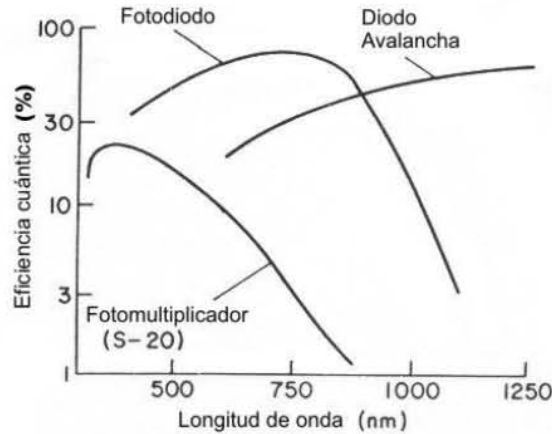


Figura 6.3. Respuesta espectral de algunos fotodetectores [6.1]

Un fotodiodo provee una amplificación menor a la de un fotomultiplicador y la salida del fotodiodo por sí sola es muy pequeña para usarse en un posterior procesamiento con las intensidades usadas en Anemometría Láser Doppler, por lo que es necesario utilizar un preamplificador.

La respuesta en frecuencia de un fotodiodo es reducida, por lo que es necesario tener una resistencia de carga alta para dar suficiente amplificación y minimizar el ruido térmico en el fotodetector, pero una resistencia baja conduce a una mejor respuesta en frecuencia. Lo anterior limita el uso de fotodiodos a situaciones con fuerte esparcimiento y frecuencias Doppler bajas.

Los fotodiodos APD emplean el efecto de fotomultiplicación en el cual los pares electrón hueco producidos por la absorción de fotones producen pares electrón-hueco mediante colisiones con átomos, los cuales produce ganancias de corriente del orden de 100. Estos proveen un bajo ruido de amplificación y una buena respuesta en frecuencia.

El criterio de costo favorece al fotodiodo *p-i-n*, pero este factor no es muy importante debido a que el costo del fotodetector y su fuente de alimentación normalmente es una pequeña parte del costo total de un anemómetro.

6.3. ARREGLO ÓPTICO BÁSICO PARA ANEMÓMETROS DE DOBLE HAZ (CONFIGURACIÓN ESPARCIMIENTO FRONTAL)

La figura 6.4 muestra la forma básica de un arreglo de doble haz, los cuales se intersecan para la medición de la velocidad asociada al esparcimiento de partículas aisladas.

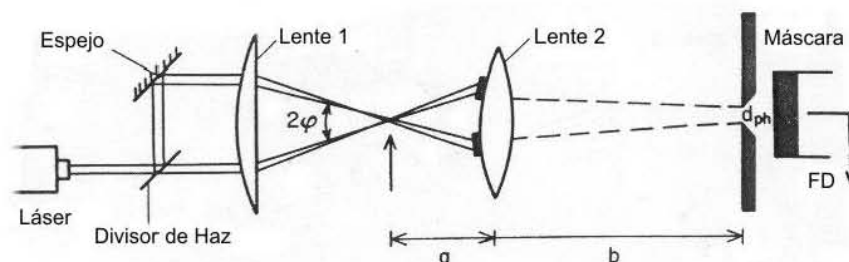


Figura 6.4 Arreglo básico de un anemómetro de doble haz [6.1]

Los dos haces se intersecan en un volumen común a través del cual pasan directamente las partículas produciendo señales en forma de pulsos que contienen la información de la velocidad de la partícula. Con el objetivo de evitar que las señales producidas por distintas partículas contribuyan a la fotodetección de la señal (que se ve reflejado en un aumento en el ancho espectral), la imagen de la región de intersección de los dos haces se puede limitar con una máscara colocada frente al fotorreceptor.

Esto se consigue por medio de una lente colectora de luz que se coloca en una posición “a” al centro de la región de intersección de los dos haces. Si la distancia focal de la lente colectora L_2 es f_2 la relación entre la distancia a la lente “a” y la posición de la máscara enfrente del fotorreceptor es:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f_2} \tag{6-2}$$

El diámetro en diafragma de la máscara en el fotorreceptor esta dado por:

$$d_{ph} = \frac{b}{a} \cdot \frac{\lambda}{2 \text{sen} \varphi} \cdot N_{ph} \tag{6-3}$$

donde N_{ph} es el número de líneas de interferencia vistas en el fotorreceptor [6.1].

6.4. FENÓMENO DE ESPARCIMIENTO

La señal Doppler se origina del conocimiento de la frecuencia de las ondas de luz esparcidas por pequeñas partículas. La intensidad de la luz esparcida depende del tamaño de la partícula y la variación de la intensidad de la luz es función de la dirección de observación. La figura 6.5 muestra el patrón de esparcimiento individual para algunas partículas.

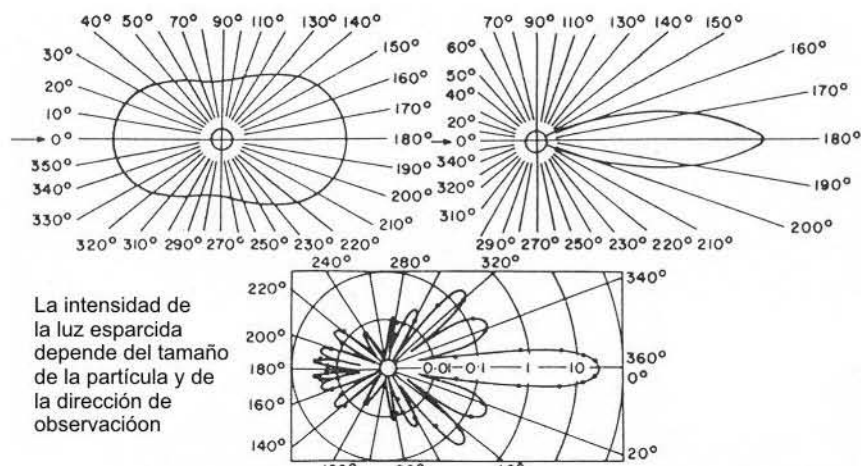


Figura 6.5. Patrones de esparcimiento de diferentes partículas [6.1]

El esparcimiento de luz producido por pequeñas partículas esféricas ha sido considerado por algunos investigadores como Mie (1908), Debye (1909) Bromwich (1919), y otros más. Mie fue el primero en proponer un sistema para obtener una fórmula exacta para el esparcimiento, la cual involucra las funciones de Riccati-Bessel para el esparcimiento de este tipo de partículas. La importancia de la fórmula de Mie es que además de calcular los valores integrales de los parámetros de esparcimiento también es posible obtener los valores locales de la intensidad y la fase de las ondas de luz esparcida.

De acuerdo a la teoría de Mie, el comportamiento del esparcimiento puede expresarse en términos de la intensidad de la siguiente forma:

$$I_s(\theta, \phi) = \frac{I_0 F(\theta, \phi)}{k^2 \cdot R^2} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{6-4}$$

Donde R es la distancia entre la partícula y el receptor.

Esta relación indica que la intensidad de la luz esparcida varía con la dirección (θ, φ) y las distribuciones típicas de la intensidad de la luz se muestran en las gráficas de la figura 6.6.

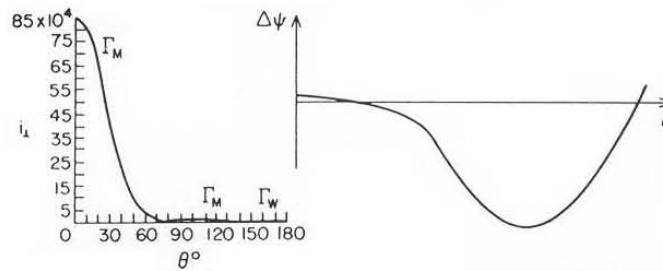


Figura 6.6 Intensidad y Fase de la Luz esparcida vs Ángulo de esparcimiento, de acuerdo a la teoría de Esparcimiento Mie [6.1]

Además de las variaciones en la intensidad, existen variaciones en la fase para ondas esparcidas en distintas direcciones. Algunas pequeñas variaciones en la forma de la partícula producen fuertes cambios en la distribución de la intensidad de la luz. Los anemómetros láser Doppler pueden ser tratados teóricamente para partículas esféricas y los resultados pueden extrapolarse con mucho cuidado en partículas de formas aleatorias.

Normalmente se tiene que los diámetros de las partículas dentro del fluido son del orden de la longitud de onda de las ondas de luz y las partículas están lo suficientemente alejadas entre ellas (más de tres veces el radio de la partícula). La luz de cada partícula es esparcida en un ángulo sólido grande, por lo tanto todas las partículas contribuyen a la señal generada en cada punto del campo lejano.

Las variaciones en la fase determinan la calidad de la señal, las ondas de luz esparcidas por diferentes partículas en el volumen de medición poseen relaciones en su fase y pueden interferir de forma constructiva o destructiva. Para propósitos prácticos en anemómetros láser Doppler las intensidades de las partículas se suman sin relacionar la fase. La fase de la onda esparcida depende de la dirección de la onda incidente.

En el análisis del esparcimiento de luz producido por varias partículas hay que considerar cada uno de los casos individualmente. Los casos aislados mencionados son los siguientes: interferencia producida por un par de partículas iluminadas por un solo haz; interferencia producida por una partícula y diferentes haces; interferencia producida por un par de partículas y un par de haces.

Para el caso en el cual existe interferencia entre varias partículas con varios haces de luz se tiene un patrón de interferencia sólo si la radiación de la luz esparcida por las partículas es coherente. Estos patrones tienen regiones regulares bien definidas de la variación de intensidad de luz si el arreglo de las partículas es regular o, consiste de una distribución aleatoria de manchas de luz y oscuridad si las partículas están distribuidas aleatoriamente dentro del volumen de control. En el caso en el que hay una gran cantidad de partículas presentes, ocurren distribuciones irregulares de manchas de luz y oscuridad.

El análisis del funcionamiento de un anemómetro láser Doppler de Doble Haz se puede llevar a cabo utilizando dos modelos diferentes: 1. Modelo de la interacción coherente de las ondas dispersadas por la partícula ó partículas iluminadas por las haces de luz descrito en el Capítulo 4, es decir en términos de recepción homodina (ó heterodina), y 2. Modelo de Franjas de Interferencia descrito en las secciones siguientes del presente capítulo [6.1].

6.5. MEDICIÓN DE LA VELOCIDAD EN TÉRMINOS DE LOS EFECTOS DE LA INTERFERENCIA

Dos ondas de luz esparcidas por partículas interfieren produciendo una variación sinusoidal en la superficie del fotodetector. Si estas partículas se mueven, las franjas de interferencia son transportadas hacia la apertura del fotodetector produciendo señales de intensidad variable. Esto muestra que la Anemometría Láser Doppler está basada en las variaciones de fase producidas en las ondas esparcidas por partículas en movimiento y por el movimiento relativo con respecto al fotodetector.

La luz coherente de dos fuentes puntuales puede interferir y producir un patrón de franjas sobre una pantalla. Dicha pantalla está provista de una ranura posicionada de forma paralela al patrón de franjas o colocada frente del detector. Cualquier movimiento de las fuentes puntuales produce un movimiento en el patrón de franjas, lo cual produce variaciones de intensidad en la apertura si el movimiento de las fuentes es tal que existe una componente de velocidad perpendicular al patrón de franjas (figura 6.7). El resultado de esto es una señal de salida fotomultiplicada, la cual es función de la velocidad V de las fuentes en movimiento y una función del espaciamiento entre franjas en la pantalla. Si se mide la frecuencia de la señal en el fotodetector y si se conoce el espaciamiento entre franjas es posible conocer la velocidad [6.1].

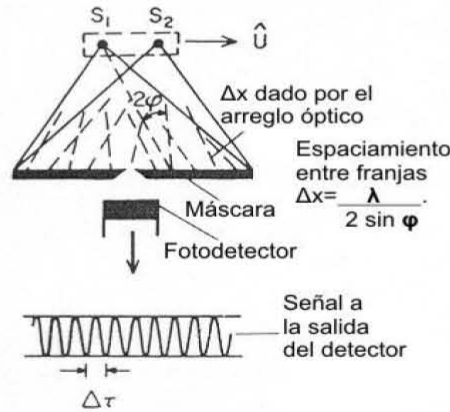


Figura 6.7 Formación del patrón de interferencia por dos fuentes puntuales colocadas enfrente de una ranura [6.1]

6.5.1. Modelo de Franjas para Señales Láser Doppler

Este modelo de franjas de interferencia fue propuesto por Rudd (1969) y establece que dos haces de luz coherentes con frentes de ondas planos como se presenta en la región de la cintura de un haz gaussiano se intersecan en un ángulo 2ϕ . Esto produce un patrón de franjas de interferencia planas cuyo espaciamiento entre franjas es proporcional a la longitud de onda de la luz e inversamente proporcional a la mitad del ángulo entre los haces. La figura 6.8 muestra la formación del patrón de interferencia generado por el cruce de dos haces coherentes.

Cuando el modelo de franjas es combinado con el comportamiento Gaussiano de los haces se obtiene una imagen más completa del sistema de Anemometría Láser Doppler. El volumen de medición generado por los haces puede visualizarse como un conjunto de franjas paralelas planas ocupando un volumen elipsoidal en el punto de intersección de los haces. El eje menor del elipsoide depende principalmente del tamaño de la cintura del haz y varía muy poco con el ángulo de intersección de los haces. Sin embargo el eje mayor se incrementa rápidamente conforme el ángulo entre los haces decrece.

Los efectos de una intersección impropia de los haces puede llevar a que interfieran frentes de onda esféricos en vez de planos (debido a que los frentes de onda planos se encuentran sólo en la cintura del haz), el patrón de franjas se ve distorsionado y las franjas no son paralelas. Con este patrón, las partículas de velocidad igual pero cruzando en partes diferentes del volumen de medición, pueden producir diferentes frecuencias Doppler.

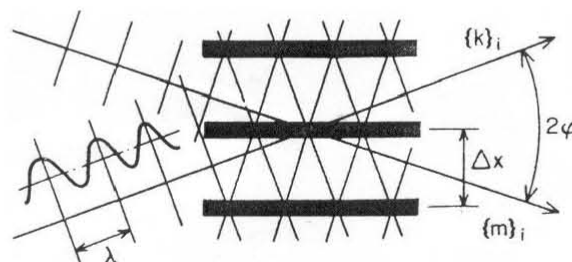


Figura 6.8 Modelo de franjas para señales láser Doppler. [6.1]

El espaciamento entre franjas se ilustra en la figura 6.9 y está dado por: $\Delta x = \frac{\lambda}{2 \cdot \text{sen } \varphi/2}$

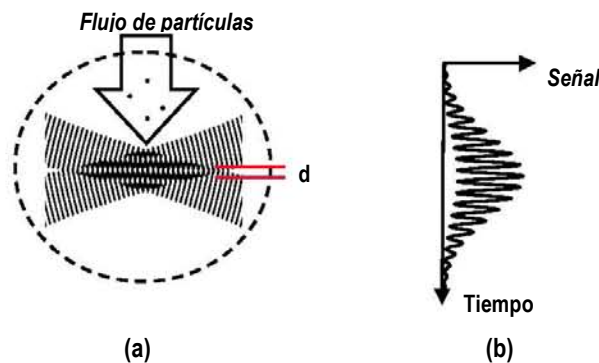


Figura 6.9. (a) Flujo de partículas en el patrón de interferencia. (b) Señal Doppler generada en el osciloscopio.

Cuando la partícula atraviesa este patrón de franjas, la luz esparcida fluctúa en intensidad con una frecuencia igual a la velocidad de la partícula dividida entre el espaciamento entre franjas [6.1].

$$f_D = \frac{V}{\Delta x} = \frac{V \cdot 2 \cdot \text{sen } \varphi/2}{\lambda} \tag{6-5}$$

6.5.2. Intensidad de Luz Esparcida

La figura 6.10 muestra algunas simulaciones obtenidas para un diámetro de partícula en términos de la longitud de onda de la fuente.

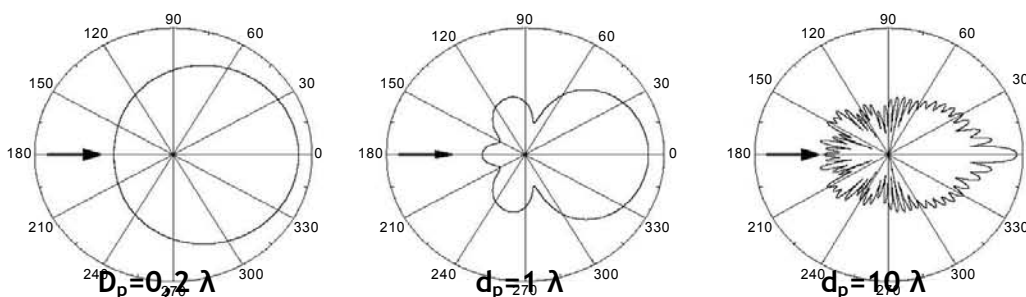


Figura 6.10 Intensidad de luz esparcida contra ángulo de esparcimiento para los distintos diámetros permisibles de partículas usadas en Anemometría Láser Doppler

6.5.3. Haces Gaussianos y formación del patrón de franjas

En un haz láser, el diámetro mínimo del haz generalmente no se encuentra en el punto focal de las lentes. La posición relativa al punto focal de las lentes depende del láser y de la distancia entre el láser y las lentes. Los frentes de onda planos sólo se encuentran en la cercanía a la cintura del haz y en cualquier otro lado son esféricos.

Cuando una sola lente es usada para enfocar los dos haces (en la configuración de haz doble), los ejes de los haces se intersecan en el punto focal de dicha lente. Si las cinturas de los haces no están localizadas en dicho punto se produce un volumen de medición alargado (figura 6.11) [6.1].

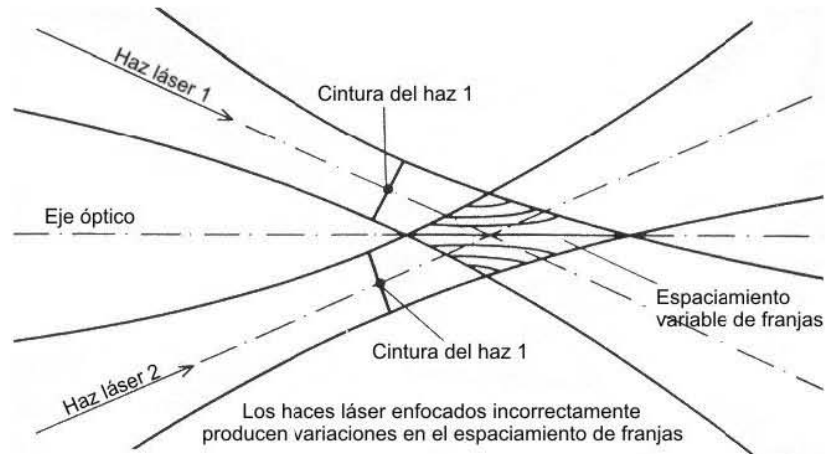


Figura 6.11. Deformación del patrón de franjas de interferencia producido cuando las cinturas de los haces no coinciden en la región de intersección [6.1]

6.6. FACTORES QUE AFECTAN LA CALIDAD DE LA SEÑAL

La calidad de la señal Doppler se ve afectada por varios factores, a continuación solo se mencionan aquellos que tienen que ver con el las partículas disueltas en el fluido de estudio.

6.6.1. Dependencia de la Calidad de la Señal en función del tamaño de las Partículas

El incremento en el tamaño de la partícula no necesariamente produce un aumento en la relación Señal a Ruido, como se pudiera predecir si sólo consideramos el incremento de la intensidad de la luz con el diámetro de la partícula. El tamaño de partícula deseable se encuentra en una rango de 0.1 a 10 veces la longitud de onda del láser a emplear. La distribución de la luz a través del patrón de franjas puede ser expresada de la siguiente forma:

$$I = I_A \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\Delta x} r \right) \right] \tag{6-6}$$

El grado de modulación de la señal depende del tamaño de las partículas esparcidoras y del espaciamento entre franjas. Para entender esto imaginemos una partícula del mismo tamaño que el espaciamento entre franjas (figura 6.12). En este caso la partícula siempre alberga medio ciclo de oscuridad y medio ciclo de brillo y un cambio de posición de la partícula dentro del volumen de medición sólo reacomoda la posición de la distribución de la intensidad de luz sobre la sección transversal de la partícula. Por lo tanto, la variación de la intensidad de luz esparcida es cero.

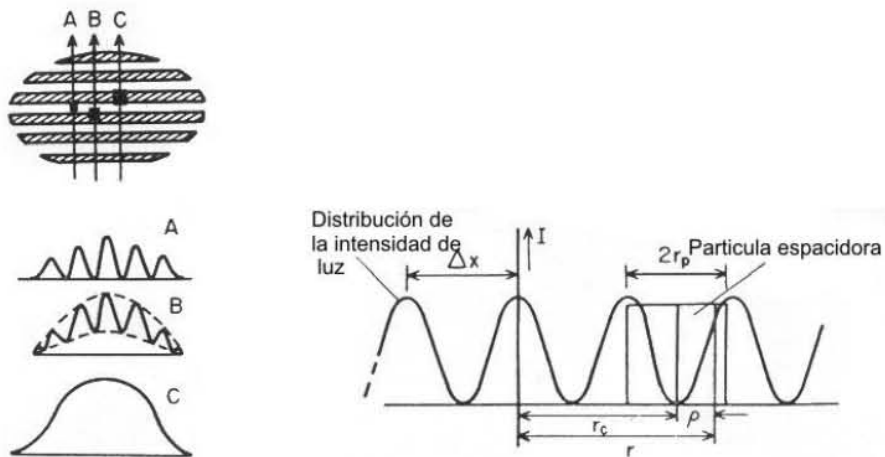


Figura 6.12 Dependencia de la calidad de la señal con el tamaño de la partícula [6.1]

En relación con el tamaño de la partícula, la calidad de la señal esta influenciada directamente por el proceso de esparcimiento. La intensidad de la luz, la fase de las ondas y el estado de polarización de la radiación esparcida son funciones de la dirección de observación. En un anemómetro de doble haz, cada haz tiene su propio patrón de esparcimiento y los dos patrones sólo se traslapan parcialmente, por lo que el ángulo entre los dos haces es de importancia para la señal detectada así como el ángulo sobre el cual la luz esparcida es colectada.

De acuerdo a la teoría la medición de velocidad por medio de Anemometría Láser Doppler no puede llevarse a cabo para partículas grandes. Sin embargo, se han obtenido resultados experimentales satisfactorios con señales Doppler de buena calidad para partículas con un diámetro mayor que el tamaño de varias franjas del patrón de interferencia [6.1].

6.6.2. Dependencia de la Calidad de la Señal en función de la concentración

La intensidad de la modulación de la señal Doppler depende del tamaño de las partículas, del número de partículas presentes dentro del volumen de medición y de su posición relativa dentro de las franjas de interferencia.

Para el caso en que se tiene tamaños aleatorios de partículas y distribuciones aleatorias de partículas, como se encuentra en sistemas naturales, las separaciones aleatorias que ocurren entre las partículas dan como resultado las señales descritas en la figura 6.13.

Las partículas que pasan a través del patrón de franjas si se encuentran con una concentración alta pueden producir varias señales de manera simultánea con distinta fase, lo cual se traduce en interferencia destructiva.

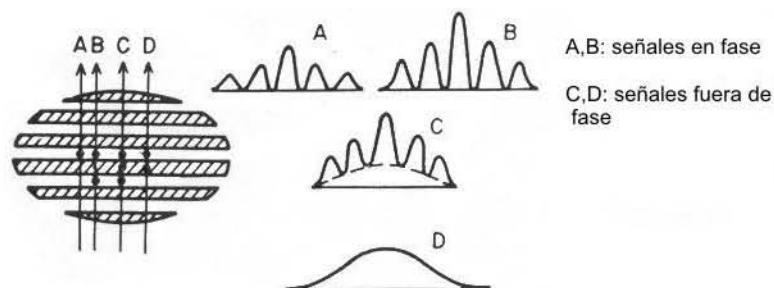


Figura 6.13 Dependencia de la calidad de la señal Doppler con relación a la concentración de partículas en el volumen de medición [6.1]

De acuerdo a la explicación cualitativa los Anemómetros Láser Doppler no operan satisfactoriamente con grandes concentraciones de partículas. Algunas investigaciones analíticas han sido realizadas por Drain (1972), las cuales muestran que existe una gran influencia entre la concentración de partículas y la relación señal a ruido de las señales Doppler. Las predicciones hechas por Drain prueban la necesidad de tener un Anemómetro Láser Doppler multipropósito apropiado para mediciones en diferentes situaciones de flujo. Estos resultados muestran un decremento en la relación señal a ruido al aumentar la concentración de las partículas y, para altas densidades de partículas, se tiene una relación señal a ruido constante al aumentar la apertura del detector. Los resultados experimentales muestran un incremento en la relación señal a ruido con una apertura creciente seguida por una decreciente [6.1].

6.7. ESPECIFICACIÓN DE ESPARCIMIENTO DE PARTÍCULAS

La ALD depende de las señales producidas por las partículas suspendidas en el fluido más que de las señales del fluido mismo. Para realizar una buena medición de la velocidad es necesario conocer que tan bien el movimiento de las partículas suspendidas en el fluido representa el movimiento del fluido.

Para obtener señales en Anemometría Láser Doppler óptimas son necesarias partículas grandes como esparcidoras de luz, sin embargo el movimiento de las partículas en flujos turbulentos determina el diámetro óptimo de partículas de cierta densidad a la cual pueden seguir el flujo [6.1].

6.7.1. Necesidad de Partículas suspendidas como Esparcidoras de Luz

Las partículas suspendidas en el fluido deben de ser mucho más grandes que las moléculas del fluido. Para esto se define C_{esp} como la proporción de la potencia P_s , en watts esparcida en todas las direcciones a la intensidad de luz $I_0(W/m^2)$ incidente en las partículas, presentando dimensiones de área. La tabla 6.2 presenta los principales criterios de esparcimiento y los valores de área para la sección transversal.

Tabla 6.2. Criterios de esparcimiento y tamaño de las partículas [1].

Tipo de esparcimiento	Tipo de partículas	Área de la sección transversal (mm ²)
Rayleigh	Moléculas	10 ⁻³³
Thompson	Electrones libres	10 ⁻³⁰
Mie	Partículas del orden de micras	10 ⁻¹²
---	Esferas, 10µm de diámetro	10 ⁻⁸

Algunos experimentos (Meyers, 1971) han confirmado que el esparcimiento de Rayleigh no es suficiente para obtener una relación señal a ruido adecuada [6.1].

6.7.2. Propiedades requeridas para Partículas Esparcidoras

Las partículas cuyo movimiento es usado para representar el movimiento del fluido deben ser:

- Capaces de seguir el flujo.
- Buenas esparcidoras de luz.
- Generadas convenientemente.
- Baratas.
- No tóxicas, no corrosivas ni abrasivas.
- No volátiles, o lentas para evaporarse.
- Químicamente inactivas.
- No deben presentar impurezas.

Cuando la velocidad de las partículas transportadas se toma para representar la velocidad del fluido, la habilidad de las partículas para seguir el fluido se vuelve de gran importancia. Una vez que se tienen partículas con un comportamiento adecuado, se debe optimizar la luz esparcida por las partículas, por ejemplo escogiendo partículas de acuerdo al índice de refracción o a las regularidades de la superficie.

El movimiento de las partículas se ve afectado por la forma de la partícula, el tamaño, la densidad relativa de la partícula y el fluido, concentración de la suspensión y las fuerzas externas a la partícula [6.1].

6.7.3. Limites de concentración de Partículas

La densidad máxima de partículas está dada por la atenuación de la luz, la coagulación del fluido y el deterioro de la señal de las franjas ópticas. La densidad mínima se determina por tasa mínima aceptable de medición dada por el analizador de espectros, es decir, la cantidad mínima de partículas que esparcen una potencia sensible al sistema receptor para su posterior procesamiento.

La densidad de partículas pequeñas que presentan un bajo esparcimiento pueden presentarse en gran número sin efectos serios, con la consideración de que una alta concentración produce señales de DC altas, pero la

concentración de partículas grandes debe mantenerse al mínimo aún si estas no contribuyen con señales Doppler mayores [6.1].

6.7.4. Medición de concentración de Partículas a partir de la Señal del Anemómetro

Existe un camino para estimar la concentración de partículas por el número de señales del anemómetro. Este puede ser empleado sólo cuando hay al menos una partícula en promedio en el volumen de medición en cualquier momento. Del número de señales encontradas en la señal Doppler (figura 6.14), la fracción total de tiempo t_s para el cual las partículas están presentes en el volumen de medición puede encontrarse de:

$$n \approx \frac{\sum \tau_k}{t_s} \tag{6-7}$$

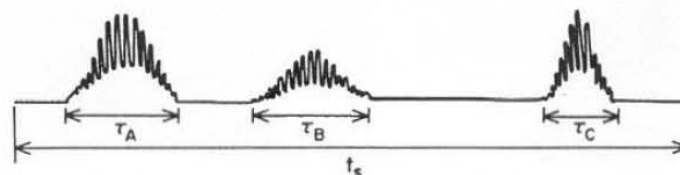


Figura 6.14 Tiempo de tránsito de las partículas en el volumen de medición y duración individual de las señales Doppler [6.1]

Esta proporción es también una fracción del tiempo n para el cual las partículas están presentes en la región de esparcimiento cuyo volumen V es calculado con las características ópticas del sistema. El número de partículas por unidad de volumen es encontrado con un aumento de exactitud cuando el número de señales medidas aumenta [6.1].

Volumen de medición
$$V \approx \pi r_m^2 l_m \tag{6-8}$$

Concentración de partículas
$$N \approx \frac{n}{V} \quad (\text{partículas /m}^3) \tag{6-9}$$

6.8. CARACTERÍSTICAS DE LA SEÑAL DOPPLER ELÉCTRICA

La señal del fotorreceptor tiene la forma de la figura 6.15. La variación de la señal en baja frecuencia corresponde al paso de las partículas directamente en alguno o ambos haces de luz y la señal de mayor frecuencia, contenida dentro de varias envolventes, a la velocidad individual de las partículas que pasan directamente en la región de intersección de los haces observadas por el fotorreceptor. El diagrama representa una situación donde hay muchas partículas ó también representa una partícula que pasa en el volumen de medición muchas veces.

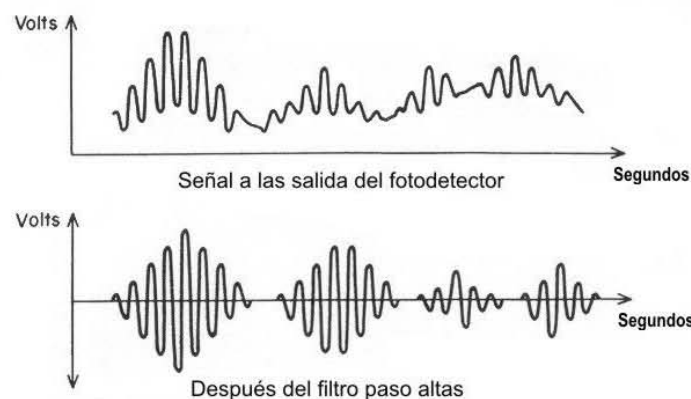


Figura 6.15. Forma de onda de la señal Doppler vista en el osciloscopio. La gráfica superior representa la señal Doppler a la salida del fotodetector. La gráfica inferior muestra la señal Doppler después de pasar por un filtro paso altas [6.1].

La frecuencia de la señal en el interior de cada envolvente es normalmente constante debido a que se requiere de un periodo de tiempo muy corto para que la partícula pase en el volumen de medición. La frecuencia, sin embargo, puede cambiar de una envolvente a otra y normalmente se requiere medir la frecuencia en el interior de cada envolvente. En muchos casos, se usa un filtro paso altas para remover las componentes de frecuencias bajas de la señal y la señal resultante se asemeja a la mostrada en la parte baja de la misma figura. El ajuste del filtro se logra normalmente sin pérdidas en la información. En situaciones donde la frecuencia de la señal está cerca del pedestal de la señal, la ubicación del filtro paso altas puede volverse crítica.

- ◆ La frecuencia de la señal dentro de cada envolvente es proporcional a la componente instantánea de velocidad.
- ◆ La intensidad de modulación de la envolvente varía con la posición y el tamaño de la partícula dentro del volumen de medición.
- ◆ La señal no está presente a cada momento.
- ◆ Dos o más partículas pueden contribuir a la generación de la misma señal.
- ◆ El ruido siempre está presente y es generalmente significativo.

En resumen, esta claro que la señal puede no estar presente todo el tiempo y la proporción del tiempo en que puede estar presente dependerá tanto de la concentración de las partículas como del tamaño del volumen de medición. Cuando el volumen de medición y la concentración de las partículas son grandes, dos o más partículas pueden contribuir a la misma señal dando lugar a la misma frecuencia. La luz esparcida de dos o más partículas puede combinarse y provocar un mejoramiento o una disminución de la señal. En que la señal se fortalezca o disminuya depende de la relación entre las posiciones de las dos partículas.

La relación del tamaño de las partículas con el espaciamiento entre franjas es del orden de una cuarta parte, donde el tamaño de la partícula se refiere al tamaño de las partículas promedio. Esto difícilmente se sabe con exactitud pero puede hacerse una estimación; afortunadamente, la magnitud absoluta de la relación no es crítica y, por ejemplo, algunos autores han obtenido relaciones señal a ruido mayores a 40 dB con relaciones del diámetro de la partícula y el espaciamiento entre franjas del orden de 0.5 a 2.0 y 25 dB con una relación de 20, después de un filtro paso banda.

Vale la pena resaltar que una relación señal a ruido grande generalmente permite usar equipos de procesamiento de la señal menos complicados y costosos. Esto es, por lo tanto, muy deseable para asegurarse que el arreglo óptico fue diseñado de manera correcta, la potencia láser, el tamaño de partículas con respecto a espaciamiento entre franjas, y las intensidades relativas apropiadas de los dos haces [6.1].

6.9. ANÁLISIS ESPECTRAL DE LA SEÑAL DOPPLER

El análisis espectral ha sido una de las primeras técnicas de procesamiento usadas en mediciones de fluidos para Anemometría Láser. El análisis espectral es una herramienta versátil para estudios en fluidos, abarcando un amplio rango de concentraciones de partículas, velocidad, relación señal a ruido e intensidad de turbulencia.

En el análisis espectral el objetivo es medir la potencia espectral de la señal Doppler, o equivalentemente, la función densidad de probabilidad de la frecuencia Doppler. De esta función se puede encontrar algunos parámetros estadísticos como frecuencia Doppler media, componentes de frecuencia rms, desviación de la frecuencia para valores rms, variación de la frecuencia en un rango de frecuencias específico, etc. La forma del espectro de una señal Doppler se muestra en la figura 6.16 [6.1].

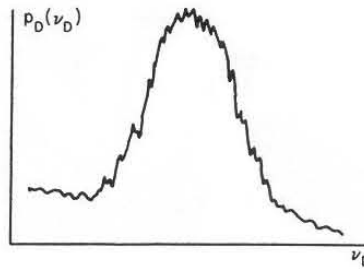


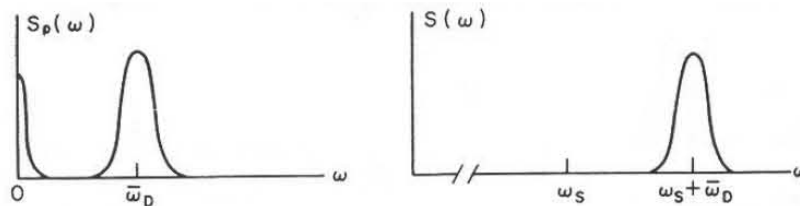
Figura 6.16 Forma del espectro de la señal Doppler [6.1]

6.9.1. Espectro de Luz esparcida, en un ALD

El espectro de la fotocorriente de una señal Doppler con un solo modo axial de un láser tiene la forma de la figura 6.17(a). Este espectro se encuentra centrado en una frecuencia angular $\bar{\omega}_D$ y es el espectro de la señal Doppler proveniente de la mezcla heterodina de la luz esparcida de los dos haces.

Matemáticamente, la imagen de este espectro esta presente en una frecuencia $-\bar{\omega}_D$. Esto se traduce en un ensanchamiento de la señal original producido por el pico de frecuencia cero proviene de la auto-mezcla de los haces incidentes en el volumen de medición, observándose un pedestal en la señal producida en el patrón de franjas (figura 5.17(a)).

Es importante resaltar que el espectro Doppler es el mismo que el espectro $S_p(\omega)$ de la radiación esparcida mostrado en la figura 6.17(a), con la excepción de que este último está centrado a la frecuencia $\omega_s + \bar{\omega}_D$ en el rango de frecuencias visibles (figura 6.17(b)) [6.1].



6.17 Forma de los espectros Doppler debido a la fotocorriente(a) y a la radiación esparcida (b), [6.1].

6.9.2. Ventajas del análisis espectral en Anemómetros Láser Doppler

- Técnica de diagnóstico útil en investigaciones preliminares en el comportamiento del flujo.
- Los analizadores de espectros operan en rangos de frecuencias amplios, por lo que existe mayor probabilidad de encontrar la señal Doppler.
- El método trabaja de forma eficiente con altos y bajos niveles de turbulencia, de manera que el espectro Doppler no se traslape con la señal de la mezcla homodina de frecuencia cero.

Es muy útil para mediciones preliminares en condiciones de flujo adversas, y es un método fiable particularmente cuando se opera en modo de muestreo continuo. En un flujo estable, es posible obtener espectros fidedignos con señales que tienen una frecuencia de modulación muy pequeña. El espectro puede construirse usando un barrido suficientemente lento teniendo contribuciones seguras de un gran número de partículas, usando un osciloscopio con pantalla y almacenamiento para superponer barridos más rápidos [6.1].

6.9.3. Desventajas del análisis mediante el Analizador de Espectros

El analizador de espectros sufre de cuatro principales desventajas en el uso del procesamiento de Anemometría Láser Doppler. Primera, utiliza la información de la frecuencia Doppler disponible en la señal del fotodetector muy ineficazmente, puesto que solamente una banda estrecha de frecuencias se examina al mismo tiempo, y las señales de la mayoría de las partículas esparcidas que cruzan el volumen que mide no se utilizan. Como resultado, la señal de entrada debe ser barrida en periodos del orden de 200 a 300 segundos para obtener un espectro estadísticamente confiable.

Segunda, un analizador de espectros es incapaz de dar una frecuencia Doppler instantánea; por lo tanto esta no es una salida en tiempo real la cual pueda ser procesada para proporcionar una función de autocorrelación, o espectro de energía de la turbulencia.

Otro defecto se presenta en la dependencia de la salida del analizador con las amplitudes de las señales mientras este se encuentra en operación, este efecto se minimiza promediando un gran número de señales a cualquier frecuencia Doppler.

Finalmente, la reducción de datos en una traza es lenta y tediosa. La operación en modo de barrido continuo evita cualquier reducción de datos en la traza del espectro, aunque el tiempo necesario para guardar el espectro es bastante largo [6.1].

6.10. PROBLEMAS EN LA MEDICIÓN DE FLUIDOS

6.10.1. Fluidos altamente turbulentos

En un flujo laminar en ausencia de algún mecanismo de ensanchamiento, todas las frecuencias medidas deben ser similares; en un flujo turbulento, en contraste, se presentará una variación de las frecuencias que pueden ser mas altas o más bajas que la frecuencia media dependiendo de la intensidad de la turbulencia.

La interpretación de las señales en el analizador de espectros se vuelve más difícil al aumentar la intensidad de las turbulencias en el fluido. Un anemómetro láser Doppler proporciona la información de la velocidad promedio de acuerdo a la ocurrencia de partículas. Entonces, la función densidad de probabilidad esta a favor de altas velocidades porque existe una llegada mas frecuente de partículas a altas velocidades en un fluido que contiene partículas distribuidas de forma aleatoria o uniforme.

La cola del espectro correspondiente a las velocidades negativas puede superponerse sobre una parte del espectro correspondiente a las velocidades positivas, como se muestra en la figura 6.18. Cuando las frecuencias Doppler de las partículas más lentas se encuentran cerca de las frecuencias características del pedestal de las partículas más rápidas, el espectro cero se encima al espectro Doppler y la función densidad de probabilidad no puede ser descifrada. Claramente se observa que este problema inicia para intensidades más bajas de turbulencias que aquellas donde comienza el flujo en reversa. Para ambos problemas la solución es realizar un desplazamiento relativo de la frecuencia de un haz con respecto del otro para separar la frecuencia correspondiente a la velocidad cero del correspondiente espectro cero.

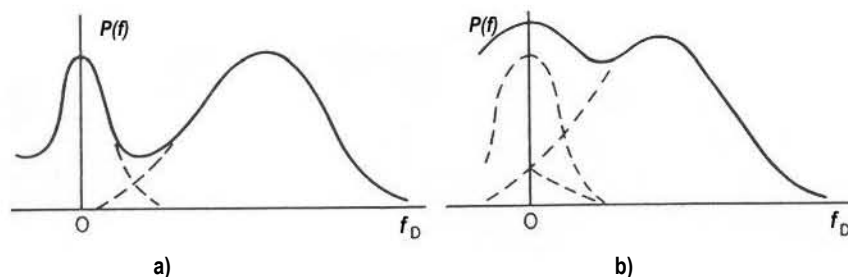


Figura 6.18. Problemas en fluidos altamente turbulentos. a) Superposición de la señal Doppler en frecuencias altas. b) Superposición de la señal Doppler en frecuencias bajas [6.1].

En general es espectro Doppler debe estar basado en un número suficiente de señales Doppler para definir la frecuencia media, la desviación de frecuencia rms, etc. [6.1].

6.10.2. Ensanchamiento por fluctuaciones de velocidad

Ya que el tiempo de tránsito de las partículas en un flujo turbulento se ve afectado evidentemente por fluctuaciones de velocidad, es de esperarse que exista una contribución turbulenta en el ensanchamiento del espectro (figura 6.19). En un análisis sobre turbulencias hecho por George & Lumley (1973) se dividieron las contribuciones turbulentas en dos partes. La primera es el resultado de la velocidad promedio del volumen. La segunda es el resultado de fluctuaciones turbulentas a pequeña escala en velocidades dentro del volumen de espaciamiento [6.1].

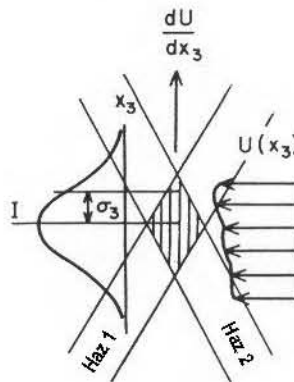


Figura 6.19. Ensanchamiento de la señal Doppler producida por un gradiente de velocidades en el fluido. [6.1]

6.10.3. Mediciones de fluidos con baja concentración de partículas

Los fluidos con bajas concentraciones de partículas pueden tener ventaja en algunos flujos y no se descarta su uso en los anemómetros: sin embargo se puede necesitar de tiempos de medición largos [6.1].

Para Anemometría Láser Doppler, la concentración de las partículas está definida en términos del número promedio de partículas simultáneas en el volumen de medición. Para concentraciones de partículas bajas este número es del orden de 0.1 o menos y para concentraciones altas es de 10 o mayor. Para anemómetros típicos de laboratorio las concentraciones pueden ser alrededor de 10^9 partículas por m^3 y 10^{11} por m^3 respectivamente.

6.11. VENTAJAS PRINCIPALES DE UN ANEMÓMETRO LÁSER DOPPLER

- Mediciones de velocidad fluidos (gases o líquidos).
- Medición de hasta tres componentes de velocidad.
- Técnica Óptica no invasiva para el fluido a medir.
- Técnica de medición Absoluta (no se requiere de calibración). Alta exactitud.
- Resolución Espacial alta debido al volumen de medición pequeño.
- Se requiere de partículas (partículas trazadoras).

6.12. APLICACIONES DE ALD

- Mediciones de flujo laminar y turbulento.
- Investigaciones en Aerodinámica.
- Flujos Supersónicos.

- Turbinas.
- Flujos líquidos.
- Ambientes a altas temperaturas (flamas, plasma, etc.).
- Velocidad de partículas.
- Mediciones de flujos sanguíneos en conductos capilares.

6.13. CONCLUSIONES

1. La técnica láser Doppler se vale de varias ramas del conocimiento que forman parte de la formación del ingeniero en telecomunicaciones, como son la óptica, la electrónica y de procesamiento de señales.
2. Mediante la técnica láser Doppler es posible realizar la medición de velocidades de cualquier fluido que cumpla con las condiciones de transparencia y dispersión.
3. Para una correcta aplicación de la técnica es necesario colocar cada elemento del anemómetro con la mayor precisión posible, principalmente a lo que respecta el cruce de los haces y el correcto posicionamiento del detector.
4. Al tratarse de un dispositivo de instrumentación todos y cada uno de los elementos de Anemómetro Láser Doppler son de vital importancia para el correcto funcionamiento de la técnica.
5. Esta técnica es sumamente versátil y pueden obtenerse tantas configuraciones posibles como aplicaciones existentes.
6. Para optimizar las señales Doppler obtenidas es necesario conocer las principales características de los instrumentos de medición como el osciloscopio o el analizador de espectros.

6.14. REFERENCIAS

- [6.1] Durst F., Melling A. & Whitelaw J. H., *Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*, Academic Press, London, 1979.
- [6.2] “ThorLabs Handbook and Catalogue”, ThorLabs, USA, 2004 & 2005.
- [6.3] Hetch E., Zayac A., *Óptica*, Addison-Wesley Iberoamericana, Tercera Edición, 1999.

Capítulo 7

Estudio experimental de un receptor óptico homodino

Este capítulo aborda la planeación, la realización y la investigación experimental de una maqueta funcional utilizando la técnica Láser Doppler. El proceso de planeación estuvo compuesto principalmente por la investigación y pruebas preliminares, que dio como resultado la propuesta final del dispositivo. La planeación la incluyó la búsqueda de información acerca de los dispositivos de Anemometría hasta ahora construidos, sus cualidades, limitantes y alcances, para así de esta manera buscar la manera de construir un modelo con el material disponible en el laboratorio que sea funcional con el objetivo de realizar una propuesta original.

Primero presentan los elementos seleccionados para la construcción del dispositivo, la propuesta original, las modificaciones que sufrió el dispositivo producto de distintas pruebas y finalmente los resultados obtenidos de ellas.

7.1. DISPOSITIVOS DE LA INSTALACIÓN

7.1.1. Fuente Óptica

El primer paso para montar el anemómetro láser Doppler fue seleccionar la fuente óptica, en nuestro caso un láser de He-Ne. De acuerdo a la teoría de Anemometría Láser Doppler es necesario que ambos haces tengan una polarización lineal. El tipo de polarización se determinó que fuera vertical debido a que el patrón de interferencia se pretendía fijar de tal manera que midiera la componente de velocidad en la dirección horizontal. La orientación de la polarización se ajustó y verificó con la ayuda de un filtro polaroide colocado a la salida de láser sin ningún elemento entre ellos.

La única fuente óptica coherente disponible que cumple con las características deseadas es un láser de gas He-Ne cuya longitud de onda es de 632.8 nm, linealmente polarizado. La siguiente tabla muestra sus principales características:

Tabla 7.1. Especificaciones del láser (Láser de He-Ne modelo LHP925, Melles Griot)	
Parámetro	Valor
Potencia mínima en modo continuo a $\lambda = 632.8$ nm TEM ₀₀	$P_{\min} = 17$ mW.
Diámetro de la cintura del haz $1/e^2$	$2W_0 = 1$ mm
Divergencia completa del haz	$2\theta_0 = 0.81$ mrad
Razón de polarización	500:1
Espaciamiento de modos longitudinales	$\Delta f_{ml} = 257$ MHz
Peso	0.8 Kg.
Corriente nominal de operación	$I_{op} = 7$ mA.
Voltaje de operación	$V_{op} = 3900 + 100$ VDC
Rango de temperaturas de operación	$T_{op} \in (-20, 50)$ °C

7.1.2. Receptor Óptico

El objetivo del fotorreceptor es convertir la señal óptica en una corriente eléctrica que pueda ser transportada hacia otro dispositivo para un posterior procesamiento. Uno de los dispositivos fotodetectores utilizado fue un fotodiodo *p-i-n* de silicio marca ThorLabs modelo DET110 (Vea Tabla B). Hay que resaltar que para los propósitos de Anemometría Láser Doppler se debe considerar el fotodetector como el conjunto de todo el circuito eléctrico que determina las características del receptor.

El fotodetector DET 110 cuenta con un conector BNC de salida. La fuente de alimentación con la que trabaja DET 110 es una batería tipo A23 de 12 V. A continuación se presentan sus principales características:

Tabla 7.2. Especificaciones del Fotodetector p-i-n modelo DET110 Thorlabs	
Parámetro	Valor
Ancho espectral	[350 @ 1100] nm
Respuesta espectral	Para $\lambda = 632.8$, $R \approx 0.4$ A/W
Corriente de oscuridad	$I_d = 10$ nm
Área sensible	13 mm ² (3.6 mm x 3.6 mm)
Fuente de alimentación	Batería 12 V

Por otra parte, también utilicé otro tipo de receptor fotodetector conocido como fotomultiplicador. Este dispositivo a diferencia del fotodiodo *p-i-n*, entrega una señal fotomultiplicada, es decir, una señal que ha sufrido una amplificación provocada por un circuito interno. El fotomultiplicador utilizado en este trabajo tiene las siguientes características:

Tabla 7.3. Especificaciones del fotomultiplicador marca Hamamatsu Modelo H6780-1	
Parámetro	Valor
Área efectiva	8 mm
Longitud de onda pico	400 nm
Longitud de onda mínima	300 nm
Longitud de onda máxima	850 nm
Sensibilidad radiante en el pico	60 mA/W
Material de la ventana	Borosilicato
Corriente de oscuridad	0.4 nA
Tiempo de levantamiento	0.78 ns
Tiempo del transitorio	5.4 ns
Estructura de dinodos/Número de etapas	Meta canal/8

7.1.3. Dispositivos para el procesamiento de la señal

Para realizar el análisis de las señales obtenidas, éstas necesitan llevarse a dispositivos que sean capaces de transformar la corriente eléctrica entregada por el fotodetector en información fácil de interpretar; como lo son gráficas o tablas de valores que puedan ser relacionadas entre si.

En el caso de este experimento el tratamiento de la señal fue llevada a cabo por osciloscopio y un analizador de espectros.

El *osciloscopio* es un dispositivo muy utilizado cuando se tiene interés en estudiar la forma de onda de las señales. Con la ayuda de éste es posible determinar las siguientes características de las señales:

- Determinar directamente el periodo y el voltaje de una señal.
- Determinar indirectamente la frecuencia de una señal.
- Determinar que parte de la señal es DC y cual AC.
- Localizar averías en un circuito.
- Medir la fase entre dos señales.
- Determinar que parte de la señal es ruido y como varia este en el tiempo.

Para el caso en particular de este experimento el laboratorio cuenta con un osciloscopio digital, el cual se ajustó a las necesidades de su uso. Este osciloscopio trabaja con los siguientes parámetros:

Osciloscopio de dos canales con la opción de trigger. Tiene conectores tipo BNC Hembra para su uso.

Tabla 7.4. Especificaciones del osciloscopio Modelo DSO 475, marca GOULD	
Parámetro	Valor
Ancho de Banda	200 Mhz
Tasa máxima de muestreo	200 Ms/s
Transferencia de datos	Si
Procesamiento de la forma de onda	Si
RTC	Si
Trazador interno	Opcional
Unidad de batería	Opcional
Interfase GPIB	Opcional

El *analizador de espectros* presenta las señales en el dominio de la frecuencia. En este caso utilicé un analizador de espectros modelo R3131A, marca ADVANTEST, gracias al cual fue posible realizar el tratamiento de la señal de tal manera que los registros fuesen visualmente sencillos. Este dispositivo presentó pocos problemas en su uso, ya que posee las funciones de calibración y sintonización automáticas.

Las principales características de este equipo son las siguientes:

Parámetro	Valor
Rango de operación	9 kHz @ 3 GHz
Entrada máxima	30 dBm (escala logarítmica) 50 V de CD (escala lineal)
Impedancia de entrada	50 o 75 Ω
Rango de temperaturas de operación	0 @ 50 °C (para protección de circuitos)
Atenuador de entrada	0 @ 50 dB en pasos de 10 dB
Rango de niveles de referencia	-64 @ 40 dBm (escala logarítmica) 141 μ V @ 22.36 V (escala lineal)
Tipo de conector	N (posee además un adaptador BNC)

Además de estos dos dispositivos que se encargaron de mostrar de una manera útil la señal se utilizó otro dispositivo indispensable para registrar señales de muy baja intensidad. Este dispositivo es un preamplificador de corriente de bajo ruido.

Preamplificador de corriente. Este instrumento se coloca antes de algún instrumento de medición; como lo son el osciloscopio y el analizador de espectros. Este preamplificador es un modelo SR570 de la marca Stanford Research Systems. Algunas de las características importantes de este preamplificador se muestran a continuación:

- Preamplificador de corriente de bajo ruido, esto es que minimiza el problema de amplificar el ruido al mismo o mayor nivel que la señal de interés.
- Posee una ganancia máxima de 1 pA/V.
- Posee la opción de utilizar tres filtros, paso altas, paso banda y paso bajas, con un rango de frecuencias de 0.03 Hz @ 1 MHz. La resolución se encuentra dada por múltiplos de 10 con inicio en 0.03 Hz hasta 300 kHz y de manera simultánea otra escala con inicio en 0.1 Hz hasta 1 MHz. Estos filtros están incorporados gracias a dos filtros RC de primer orden.

Durante el experimento se utilizaron distintos anchos de banda para las pruebas, así como distintos valores de sensibilidad del amplificador. Durante la descripción del mismo se hará hincapié cuando sea necesario en los valores de estos parámetros utilizados.

7.1.4. Elementos ópticos pasivos

El sistema óptico de enfoque consiste en una serie de lentes, filtros espaciales y prismas ópticos cuya función es adaptar los haces láser buscando remover el ruido del haz láser y producir el volumen de medición con la mejor resolución. Para determinar cada elemento fue necesario establecer las dimensiones dentro de las cuales era posible construir la maqueta del dispositivo de ALD. Estas dimensiones se vieron limitadas por el equipo óptico mecánico, principalmente por la condición de filtrado espacial que consiste en la extracción de componentes de alto orden propias del haz láser. Con esta limitación se seleccionaron las lentes de tal manera que fuera posible colocar el filtro espacial (diafragma) en el punto en el cual se encuentra la cintura del láser. La cintura del láser se conoce como el punto sobre el eje óptico en donde está concentrada la mayor parte de la potencia del haz láser, tiene como característica principal que el láser no puede ser reducido más en cuanto a sus dimensiones en este punto y se logra mediante el uso de un par de lentes. Para obtener la cintura del haz se requiere que las lentes sean colocadas sobre el mismo eje óptico de tal manera que la distancia que separe dichas lentes sea la suma de sus distancias focales individuales. El diafragma se coloca en el punto en el cual coinciden las distancias focales.

Estudio experimental de un receptor óptico homodino

El inconveniente al seleccionar las lentes como ya se ha dicho es encontrar un par que cumpla con tener distancias focales que permitan incluir entre ellas y los soportes que las sostienen el diafragma y su respectivo soporte. Debido a esto fue necesario determinar las distancias focales de cada lente y seleccionar entre ellas cuáles eran las apropiadas para continuar el desarrollo.

El sistema óptico está constituido por un conjunto de elementos que se encargan de convertir el haz láser en un par de haces colimados que finalmente se encuentran en el llamado volumen de medición.

Lentes dieléctricas. Para este caso utilicé una variedad de lentes dieléctricas de distintos tipos, distancias focales y tamaños. Después realizar una revisión de estas lentes las que fueron tomadas en cuenta para este experimento fueron las siguientes:

Tabla 7.6. Características de las lentes utilizadas en el experimento

Número de Lente	Tipo de Lente	Distancia Focal[mm]
1	Plano Convexa	65
2	Biconvexa	40
3	Plano Convexa	37
4	Plano Convexa	35
5	Cóncava Convexa	37
6	Biconvexa	22

Otro aspecto importante fue aumentar el diámetro del láser a la salida, ya que este es demasiado pequeño para generar un volumen de medición conveniente. Esto se logró mediante el mismo par de lentes seleccionados poniendo una lente de determinada distancia focal seguida de otra con una distancia focal mayor.

Con cada combinación de lentes se obtuvo un valor del diámetro del haz diferente. Se eligió la combinación de éstas de acuerdo a los siguientes criterios:

1. El nivel de ruido adyacente a la señal del láser mínimo. Esto se logró mediante el analizador de espectros.
2. Tamaño adecuado para el volumen de medición ya que el haz original era muy pequeño.
3. Nivel de potencia grande.
4. Una mejor definición del haz, es decir, que tuviera una mancha circular regular.

Las mejores combinaciones arrojaron los valores siguientes:

Para las lentes 1 y 2 se tiene:

Tabla 7.7. Valores de Ganancia vs. Frecuencia utilizando las lentes 1 y 2

Voltaje[V]	Frecuencia[KHz]	Ganancia[dB]
1.1	7	-45.3
2	18.1	-46.3
3	32.7	-46.7
4	45.52	-47.2
5	57.37	-48
6	70	-49.1
7	83.4	-49.4
8	97.2	-49.8
9	109.6	-50.5
10	121	-59.95
11	133.8	-51.25

Para las lentes 1 y 6:

Tabla 7.8. Valores de Ganancia vs. Frecuencia utilizando las lentes 1 y 6

Voltaje[V]	Frecuencia[KHz]	Ganancia[dB]
1.1	11.6	-63.5
2	24.58	-64.33
3	41.4	-66.3
4	57.88	-69.16
5	75.3	-70.22
6	91.12	-72.38
7	108.5	-76.25
8	124.44	-77.94
9	145.06	-78.89
10	161	-80.75

De acuerdo a los resultados obtenidos en el nivel de potencia de la señal Doppler utilizando estas dos combinaciones se tomo la decisión de utilizar las lentes 1 y de manera definitiva debido que la señal Doppler detectada fue de mayor potencia, presentaba menos ruido y también la distancia focal de ambas lentes que permitió colocar entre ambas lentes el diafragma o filtro espacial.

7.1.5. Filtros espaciales y su importancia

Los filtros espaciales remueven de forma conveniente fluctuaciones aleatorias del perfil de intensidad del haz láser (el cual es de forma gaussiana). Estos son magníficos para mejorar la resolución del patrón de interferencia que se forma por la intersección de los dos haces láser.

En la propuesta original el anemómetro láser Doppler contaba con diafragmas de 1/16 de pulgada construidos con cartoncillo negro en el sistema transmisor que aunque colaboraba a la eliminación de las irregularidades del haz no tenía un desempeño de acuerdo a lo esperado presentando sobre todo irregularidades en los bordes de los orificios. Por esto fue necesario reemplazarlo por diafragmas con una mayor calidad.

Las irregularidades en los bordes de los diafragmas provocaban un haz láser resultante no homogéneo y con disperso. Ya que el cartoncillo no es un material idóneo para la elaboración de estos diafragmas mi compañero de equipo se encargo de investigar sobre un material que al perforarlo no presentara estos problemas. El material elegido se le conoce como trobisel y este material se utiliza frecuentemente para la construcción de maquetas o modelos a escala y tiene una apariencia parecida al plástico solo que es muy blando parecido al papel Finalmente fueron pintados de color negro mate para minimizar las reflexiones producidas tanto por los bordes no eliminados que fueron significativamente mas pocos como la misma cara del diafragma.

Se fabricaron filtros espaciales con orificios de distinto tamaño, los tamaños de los orificios fueron de:

Tabla 7.9. Diámetros de los filtros espaciales diseñados

Número de Diafragma	Diámetro [pulg. / mm]
1	1/64 / 0.3968
2	1/32 / 0.79375
3	5/64 / 1.9843
4	7/64 / 2.7781
5	1/8 / 3.175
6	9/64 / 3.5772

Una vez terminados se colocaron en el dispositivo y se observó en una pantalla la mancha del haz producida a la salida del filtro espacial.

Se eligió el filtro correspondiente al diafragma 1. Esto debido a que fue posible ajustar el haz láser de tal manera que pasara a través de este orificio la parte gaussiana del haz láser eliminando las componentes que distorsionan el haz conservando la mayor cantidad de potencia.

7.2. DISEÑO DE LA MAQUETA DE ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER

7.2.1. Formación del patrón de Interferencia

Según la teoría de Anemometría Láser Doppler para formar un patrón de interferencia adecuado para nuestros propósitos se tienen que cumplir algunas condiciones básicas y puedan ser consideradas señales iguales.

- Se debe tener un par de fuentes ópticas con la misma frecuencia y polarización.
- Ambos haces deben ser coherentes.
- Deben cumplir el principio de superposición.

Ambos haces se deben intersecar en un punto específico previamente determinado que se llamará volumen de medición.

7.2.2. División del haz láser original

Para resolver las condiciones anteriores, el caso ideal se da cuando a partir de una fuente láser es posible dividir el haz láser original en un par de haces idénticos. Con esto se asegura que ambos haces son coherentes, con la misma frecuencia y polarización. Existen diversas maneras para lograr esto pero dados los elementos con que contábamos la elección final de entre varios prismas con características distintas fue un llamado "cubo divisor" el cual está formado por un par de prismas dieléctricos rectangulares con características idénticas. El haz primario (haz 1) sigue la trayectoria original del haz principal, mientras que el haz secundario (haz 2) fue desviado 90° con respecto de la trayectoria del haz original.

En la figura 7.1 se muestra la función del cubo divisor:

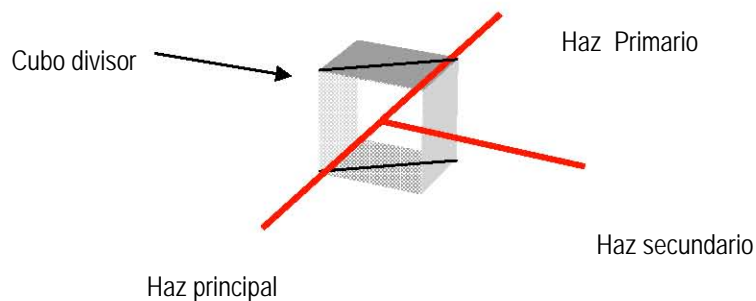


Figura 7.1. El haz original es dividido mediante un cubo divisor en dos haces de aproximadamente la misma potencia [7.2]

Al igual que en el caso de la división del haz original se necesita solo de elementos pasivos para cambiar la trayectoria del haz secundario (haz 2) y así lograr el cruce de los haces láser y formar el volumen de medición en un lugar previamente localizado. Aunque existen varias opciones para lograr esto se decidió utilizar un prisma dieléctrico rectangular con un ángulo crítico que permitió solo ángulos menores a 10.8°.

Estudio experimental de un receptor óptico homodino

En la figura 7.2 se muestra como se realizó el cruce de los haces girando ligeramente el prisma dieléctrico, de manera tal que los haces se encuentran en un punto más lejano sobre el eje óptico del sistema.

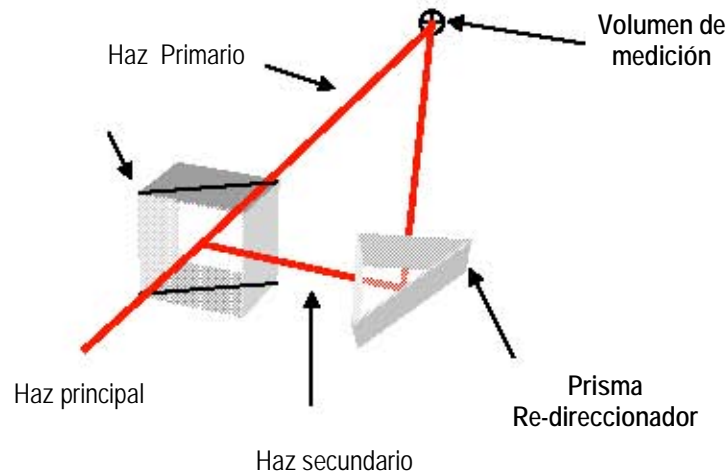


Figura 7.2. Con ayuda del prisma dieléctrico se produjo el cruce de ambos haces

Después de realizar lo anterior fue posible comprobar la aparición de un patrón de interferencia en el lugar en el que se había decidido colocar el volumen de medición. El patrón de interferencia no se encontraba bien definido ya que en lugar de encontrar regiones de luz y oscuridad se tenían solo zonas de penumbra y era muy complicado determinar los límites de cada una de las regiones.

Ya que el fenómeno de interferencia está relacionado directamente con la superposición de los haces láser se llegó a la conclusión de que para encontrar regiones de luz y oscuridad bien definidas era necesario que los haces láser además de ser iguales en frecuencia y polarización también lo debían ser en potencia.

A partir de esto se decidió que debía de verificarse la polarización de los dos haces y detectar si alguna había sufrido algún cambio provocado por los prismas dieléctricos. Al igual que el haz original se supuso que ambos seguían conservando una polarización vertical. Esto fue posible determinarlo al hacerlos pasar por el filtro polaroide antes mencionado, este fue colocado con distintos ángulos y con la ayuda del fotodiodo *p-i-n* se midió la señal en el osciloscopio. Al colocar este filtro en posición horizontal las amplitudes de ambos haces la fue mínima para todas las orientaciones, de esta misma manera se verificó que la señal fuera máxima en una orientación vertical del filtro polaroide.

La figura 7.3 muestra los elementos ópticos empleados para enfocar, filtrar, dividir y dirigir el haz láser.

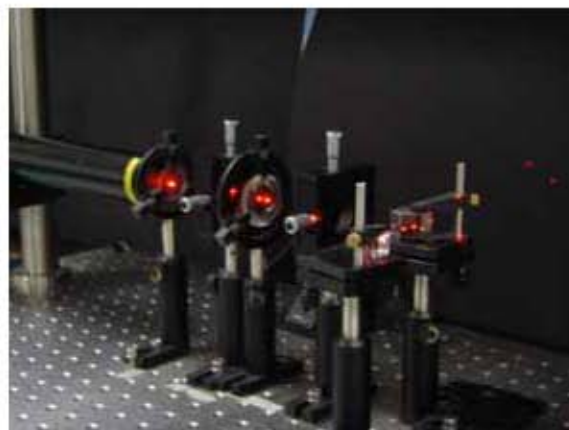


Figura 7.3. Sistema óptico producir el volumen de medición.

7.2.3. Ajustes del patrón de interferencia original

Ya que se aseguró que la polarización y la frecuencia son las mismas de ambos haces, finalmente se busco comprobar de manera experimental que ambos haces láser tuvieran también la misma potencia. Con esto se asegura interferencia totalmente constructiva para haces con fases iguales y totalmente destructiva para haces en antifase, es decir, 180° . La figura 7.4 muestra como se midió la potencia de ambos haces.

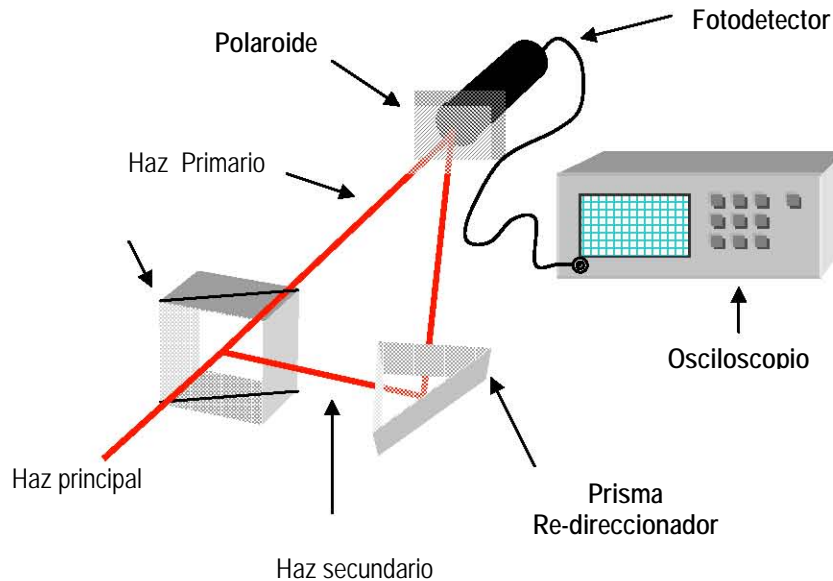


Figura 7.4 Configuración empleada para verificar que ambos haces tuvieran la misma potencia.

Con la ayuda del fotodiodo *p-i-n* se tuvieron los valores mostrados en la tabla 7.10. Cabe resaltar que para esto fue necesario cubrir el fotodiodo con una película polarizante ya que de otra manera este se hubiera saturado y los valores obtenidos no serían válidos. El fotodetector se colocó a una distancia idéntica a partir de una región determinada arbitrariamente perpendicular a la dirección de propagación en un punto entre esta región y el punto de intersección de los haces.

Tabla 7.10. Valores de la intensidad registrada en el osciloscopio para ambos haces sin vidrio

Haz	Amplitud [mV]
Primario	260
Secundario	300

A partir de estos valores fue posible ver que el haz secundario era más potente que el primario para compensar esta diferencia de potencia coloque un vidrio común de 6 mm de espesor en la trayectoria de los haces. Ambos presentaron una disminución de 40 mV a una distancia encontrada experimentalmente buscando este valor.

Tabla 7.11. Valores de la intensidad registrada en el osciloscopio para ambos haces con vidrio

Haz	Amplitud c/vidrio [mV]
Primario	220
Secundario	260

Gracias a esto fue posible colocar este vidrio en la trayectoria del haz secundario contando con que este tendría una disminución de 40 mV, de esta manera ambos haces tendría el mismo valor de 260 mV. Aún cuando no se incluye la tabla en la que se muestran las mediciones finales con este vidrio las mediciones fueron satisfactorias mostrando ambas los 260 mV esperados.

El siguiente elemento que fue necesario ajustar para producir el cruce de los haces fue el prisma dieléctrico de ángulo recto (al cual nombré prisma re-direccionador). Esto se debe a que, a simple vista se piensa que sólo con los ojos es posible determinar el punto de intersección de los haces láser, en un sentido más estricto esto no es así ya que el tamaño de la mancha producida es muy pequeño y aunque parece que es homogénea debido a la divergencia del haz no lo es, por lo tanto es más conveniente localizar los puntos en donde se encuentra la mayor potencia para realizar el cruce.

Estos inconvenientes fueron superados gracias al uso de un microscopio, el cual que fue ajustado para enfocar volumen de medición, y con esto se pudo observar la mancha del haz láser en una escala mucho mayor. Por otra parte puede visualizarse la zona de mayor intensidad del haz láser al observar los haces a través de lentes con filtros. En el laboratorio se tienen gafas con distintos tipos de filtros, entre ellos se encuentran lentes con filtros polarizadores, para longitudes de onda para luz en la región del rojo, del azul y con película polarizante ordinaria.

Con la ayuda de estos instrumentos fue posible tener una certitud de que ambos haces se intersecan completamente para la generación del patrón de interferencia.

Visto con ayuda del microscopio, el patrón de interferencia se definió mejor que sin las modificaciones anteriores. Una forma de comprobar dichas mejoras fue realizando distintas tablas con los valores de frecuencia Doppler, ancho de banda y nivel de señal recibida para el sistema con y sin el vidrio en haz secundario. Para se realizó una tabla de valores utilizando el arreglo de lentes y prismas para un disco de acrílico pintado de negro con partículas de aserrín en la superficie del mismo.

Tabla 7.12. Valores obtenidos para el dispositivo LDA sin vidrio en el haz secundario

Voltaje[V]	Frecuencia[KHz]	Ancho de Banda[KHz]	Ganancia[dBm]
2	19.06	0.76	-60.17
3	31.51	1.26	-67.00
4	45.26	1.65	-71.06
5	59.92	1.92	-75.04
6	71.8	2.00	-76.42
7	86.68	2.64	-83.10
8	99.62	2.68	-84.50
9	114.88	3.28	-86.50
10	129.24	3.56	-88.80

Tabla 7.13. Valores obtenidos para el dispositivo LDA con vidrio en el haz secundario

Voltaje[V]	Frecuencia[KHz]	Ancho de Banda[KHz]	Ganancia[dBm]
2	19.06	1.05	-53.69
3	31.51	1.11	-58.92
4	45.26	1.41	-63.83
5	59.92	2.88	-67.86
6	71.8	2.97	-69.47
7	86.68	3.75	-72.86
8	99.62	4.08	-75.25
9	114.88	5.46	-77.36
10	129.24	5.1	-78.56

Para realizar las tablas anteriores se colocó el dispositivo LDA con las lentes 1 y 6, así como los diafragmas, cubo y prisma dieléctrico definitivos. Se definió una posición fija para el fotodetector que se conectó a un filtro paso bajas con una frecuencia de corte de 100MHz y de ahí al analizador de espectros. El único elemento que se modificó fue el vidrio en el haz secundario para observar si se presentaban cambios significativos en el ancho de banda y el nivel de señal detectados, y con esto determinar si se dejaba o no dicho vidrio en las mediciones

posteriores. Las gráficas siguientes muestran el comportamiento para el sistema ALD con y sin vidrio para un disco determinado (Disco 3).

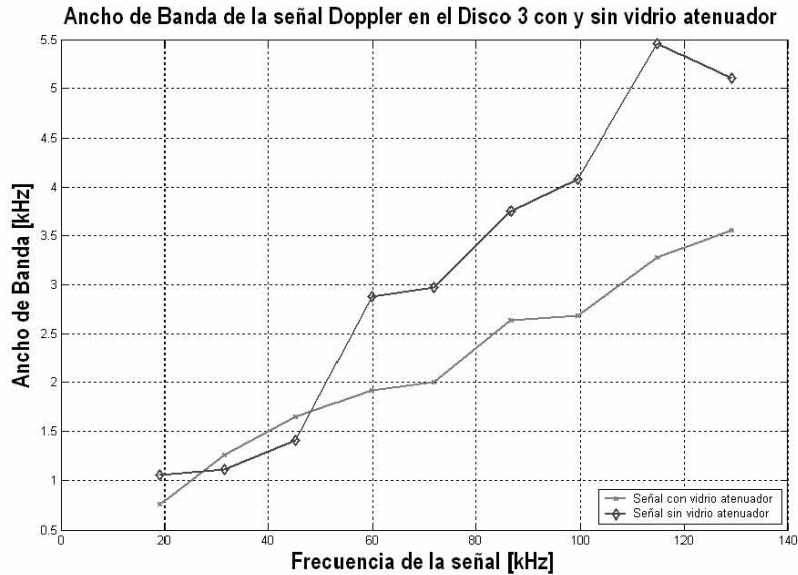


Figura 7.5. Gráfica de los anchos de banda en distintas frecuencias de la señal Doppler con y sin filtro atenuador en el haz secundario

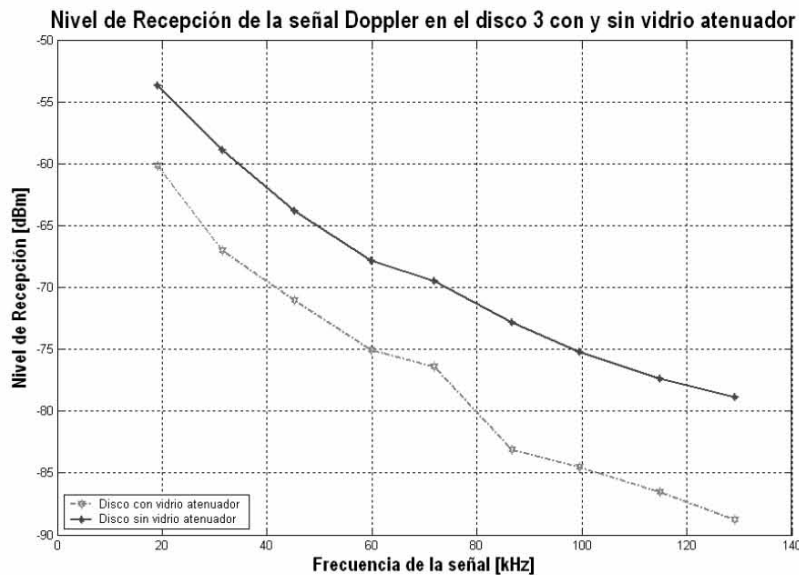


Figura 7.6. Gráfica de los niveles de recepción de la señal Doppler con y sin filtro atenuador en el haz secundario

Las figura 7.5 muestra la ventaja de incluir el vidrio compensador en la trayectoria del haz secundario. Como se puede apreciar después de incluir el vidrio hubo una disminución en el ancho de banda de la señal, esto se traduce en una mayor exactitud en la medición de la señal y una mayor certeza en la velocidad real de las partículas. Por otra parte la figura 7.6 muestra lo que en inicio podría parecer una desventaja, como se puede suponer el nivel de potencia detectado es menor. Esto no representa un gran inconveniente, ya que las señales Doppler detectadas poseen un nivel de potencia muy superior a los niveles de ruido que se encuentra por debajo de los -100 dBm.

7.3. METODOLOGÍAS DE OPTIMIZACIÓN DE LOS ELEMENTOS DE LA INSTALACIÓN

Una vez definidos los distintos elementos a utilizar en el ALD, se llevaron a cabo una serie de experimentos con el fin de mejorar la señal Doppler y observar las características de la señal con distintas superficies y partículas (ancho de banda, nivel de señal, nivel de ruido, etc.).

1. Medición de señal Doppler utilizando la configuración de retro esparcimiento (para esta propuesta el fotodetector se encuentra fuera del eje del haz) para distintos discos con distintos tipos de partículas.
2. Medición de la Señal Doppler para distintos colores en la superficie de los discos.

Los discos propuestos para este experimento: Se muestran en la figura 7.7 y se describen a continuación:

- **Disco 1.-** Disco de acrílico transparente de 10cm. de diámetro y espesor de 6mm. Este disco presenta una mica delgada que contiene partículas de talco esparcidas de manera uniforme sobre la superficie del disco.
- **Disco 2.-** Disco de acrílico transparente de 12cm de diámetro y 3mm de espesor. La superficie de este disco contiene aerosol negro mate en la parte posterior, la parte frontal contiene una mica con partículas de aserrín.
- **Disco 3.-** Disco de acrílico transparente de 10cm de diámetro y 3mm de espesor. La superficie posterior contiene aerosol negro mate, y la cara frontal tiene una mica con partículas de aserrín de madera de balsa (estas partículas visiblemente son más pequeñas que en el disco 2).
- **Disco 4.-** Disco de acrílico transparente de 10cm de diámetro y 3mm de espesor. Este disco tiene una mica transparente con partículas de aserrín de madera de balsa.
- **Disco 5.-** Disco de acrílico semitransparente color blanco de 10cm de diámetro y 3mm de espesor. La cara frontal de este disco tiene aerosol blanco. Al colocar la pintura blanca, simultáneamente se colocaron las partículas de aserrín de madera de balsa evitando así el uso de la mica.
- **Disco 6.-** Disco de acrílico semitransparente color amarillo de 10cm de diámetro y 3mm de espesor. La superficie disco está pintada de aerosol amarillo. Las partículas de aserrín se colocaron mediante el mismo proceso que el disco 5, por lo que se prescindió la mica.

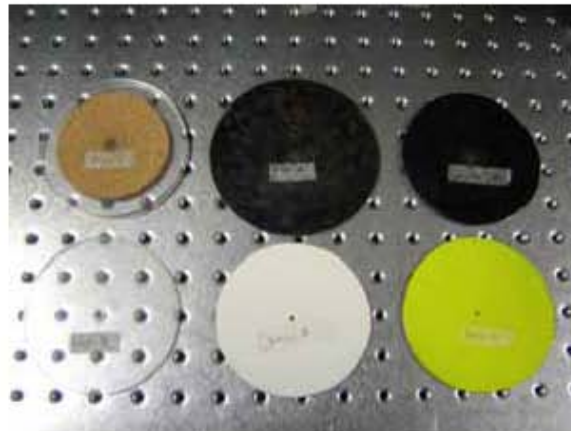


Figura 7.7. Discos utilizados para obtener las distintas características de esparcimiento de la señal Doppler

Para realizar estos experimentos se armó el dispositivo de Anemometría Láser Doppler definitivo, con los siguientes elementos:

- Láser Helio Neón.
 - Lentes 1 y 2 con diafragma espacial 1 entre ellas, y al final de la segunda lente un diafragma 2.
 - Cubo divisor y el prisma dieléctrico para formar un volumen de medición, dicho volumen se forma en la superficie del disco a medir.
1. En estos experimentos se midió el ángulo formado entre los dos haces para establecer el valor de la separación entre franjas del volumen de medición (figura 7.8).

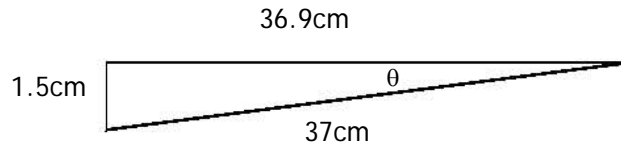


Figura 7.8. Ángulo formado por la intersección de los haces láser

$$\theta = \arctan\left(\frac{1.5}{36.9}\right) = 2.327^\circ$$

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{2 \operatorname{sen}(\theta/2)} = 15.58 [\mu\text{m}]$$

- El fotodetector fue colocado en una configuración de retroesparcimiento, el cual se conectó a un preamplificador con filtro paso bajas y a un analizador de espectros donde se va a realizar el procesamiento de la señal. La figura 7.9 muestra el montaje definitivo:

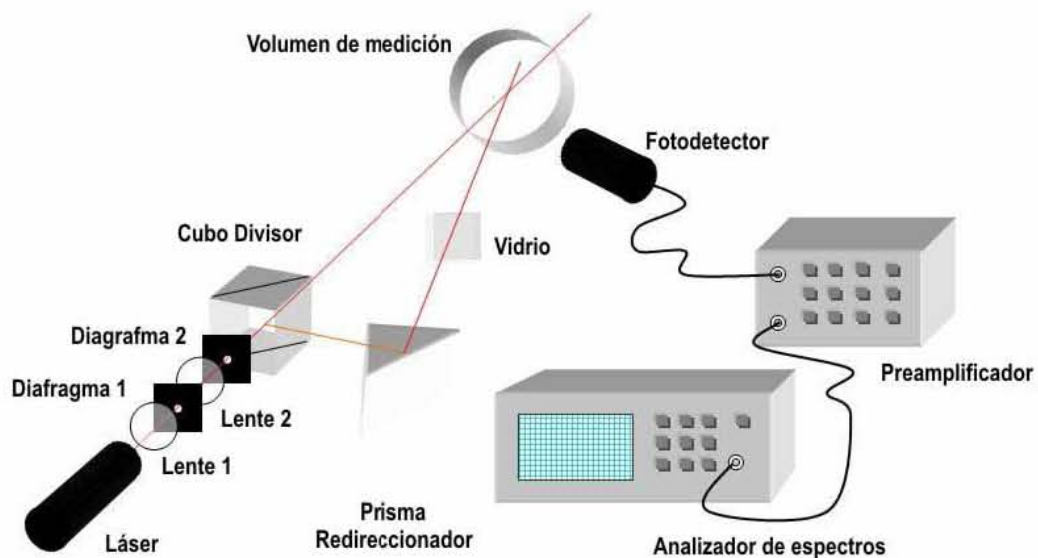


Figura 7.9. Anemómetro Láser Doppler que presentó las mejores características para la Señal Doppler

Distancias entre los componentes

Lente 1 a Diafragma 1: 65 mm.

Diafragma 1 a Lente 2: 40 mm.

División de haces a Volumen de medición: 232 mm.

La componente de velocidad a medir es aquella que es perpendicular al patrón de franjas formado por los dos haces.

En general un ALD idealmente funciona bien para partículas comparables a la longitud de onda del láser (632.8 nm). Sin embargo, para ALD las partículas seleccionadas pueden estar dentro de un rango de tamaños de 0.1λ a 10λ , donde λ es la longitud de onda del láser. Adicionalmente, para tener una señal Doppler óptima las partículas normalmente son de un tamaño menor a la separación entre franjas del volumen de medición. Las partículas seleccionadas para este experimento fueron polvo de talco y aserrín. Para ambos casos fue imposible medir el

tamaño de las partículas porque el tamaño es aleatorio y porque no se cuenta con un microscopio adecuado para medir las partículas. Para el caso de las partículas de aserrín, estas se obtuvieron de madera de balsa y presentan un tamaño muy similar al talco.

7.3.1. Medición de la velocidad en discos de acrílico

Para medir la velocidad o frecuencia Doppler en los discos de acrílico, estos se montaron sobre una base giratoria (hecha de aluminio) con una polea, la cual se hace girar mediante una banda colocada en un pequeño motor que es alimentado por una fuente de voltaje de DC. Es importante resaltar de nuevo que sólo se mide la componente de velocidad del disco perpendicular al patrón de franjas.

Para coleccionar la luz esparcida por las partículas se colocó un Fotodetector (fotodiodo p-i-n) en un cierto ángulo (2.33°) con respecto al eje focal del anemómetro. Dicho fotodetector puede estar colocado en varios ángulos debido a que la frecuencia detectada es independiente de la posición de detector. Sin embargo, la posición del detector está limitada por el patrón de esparcimiento producido por las partículas y por los haces reflejados en las caras del acrílico que pueden saturar el fotodetector y producir algunas espigas de ruido (figura 7.10).

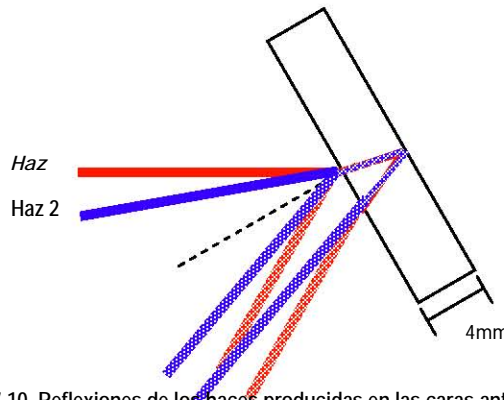


Figura 7.10. Reflexiones de los haces producidas en las caras anterior y posterior del disco

Al posicionar el detector para recoger la señal proveniente del esparcimiento de las partículas, se presentaban cuatro reflexiones de los dos haces láser producidos en la cara anterior y posterior del disco y que pueden generar ruido en el fotodetector. Para evitar las reflexiones de la cara trasera los discos, se colocó una pintura en la cara posterior que absorbiera los dos haces, por esta razón se eligió un color negro mate, que tiene la característica de absorber la mayor parte de la luz.

Con el disco elaborado se lograron eliminar los haces que se reflejaban en la cara posterior del disco, y de esta manera el fotodetector recoge tanto la señal proveniente del esparcimiento generado por las partículas como las reflexiones presentadas en la cara anterior. Este tipo de discos fueron diseñados con el objetivo de reducir el ruido y mejorar el ancho de banda de la señal Doppler. Con dos discos de este tipo (Discos 2 y 4) se midió el valor de la frecuencia Doppler para distintos voltajes suministrados al motor.

Por otra parte también se elaboró un disco transparente (disco 3) con características muy similares a las que posee el disco 1, es decir, se le colocó una mica transparente con pequeñas partículas. La diferencia con el disco que ya se tenía y con el cual ya se habían realizado algunas mediciones es que en este caso las partículas que se incluyeron son el aserrín producido por madera balsa.

Como se mencionó, también se efectuaron mediciones de la frecuencia Doppler en discos con características de esparcimiento diferentes. Con esto se buscó cuantificar el aumento en la señal producido por el esparcimiento de las distintas partículas y superficies de los discos. Los colores elegidos en este caso fueron el blanco y el amarillo (discos 5 y 6 respectivamente). A diferencia de los discos elaborados anteriormente, las partículas en estos discos se colocaron directamente a una de las caras, de esta manera estos discos no poseen la mica transparente sino que las partículas esparcidoras fueron añadidas directamente en una de las caras cuando la

pintura se encontraba aún fresca. Esto es un factor importante ya que se tiene una interfase menos que el caso de los otros discos y esto permite a su vez una mejor calidad de la señal y no existe reflexión producida por esta interfase. El principal problema encontrado en los discos consistió en lograr que los discos sujetos al eje giratorio se mantuvieran girando en un mismo plano, es decir, que no presentaran vibraciones en el eje axial. Este problema fue causado por una gran cantidad de factores que no se eliminaron del todo, siendo posible sólo minimizar sus efectos.

El proceso de ajuste se llevó a cabo en dos partes, la primera consistió en reducir la fricción entre el eje giratorio y su base, esta fricción se presentaba porque existía un borde en la base que empujaba a esta pieza durante los momentos en que se realizaban los giros. La solución planteada por el equipo de trabajo a este problema fue darle una forma mas adecuada a la pieza en el área de contacto con la ayuda de un torno. Ya que el laboratorio no cuenta con un torno para moldear la pieza mi compañero Agustín Espinosa se encargo de llevar la pieza a un taller externo en el cual fuera posible hacerlo, minimizando los efectos de la fricción.

La segunda parte del ajuste se enfocó en la base que sostiene al motor, la cual no fue hecha especialmente para este elemento y no tenía un acoplamiento ideal. En problema que se presentaba es que al accionarse el motor que hacia mover a la banda, éste sufría de pequeños desplazamientos en la base que lo sostiene, moviéndose continuamente de su posición original y provocando que el disco no girara sobre el mismo plano.

Para esta segunda parte trasladé al CDM (Centro de Diseño y Manufactura) de nuestra facultad la parte de la instalación que presentaba el problema y solicité la colaboración de algunos académicos del propio CDM. La colaboración consistió en la elaboración de la pieza que compensaría las dimensiones del motor y el soporte, es decir, un buje. Este buje fue fabricado en el propio CDM.

7.3.2. Ajustes del Detector

Como una alternativa en los sistemas de ALD se tiene la configuración de esparcimiento directo (figura 7.11), gracias a algunas pruebas realizadas por mi compañero Agustín Espinosa se logró adaptar el sistema a una variante de esta configuración con respecto a la de retroesparcimiento en donde en este caso el fotodetector se debe colocar en el lado opuesto a la fuente óptica (a 180° con respecto a la fuente) del elemento a medir.

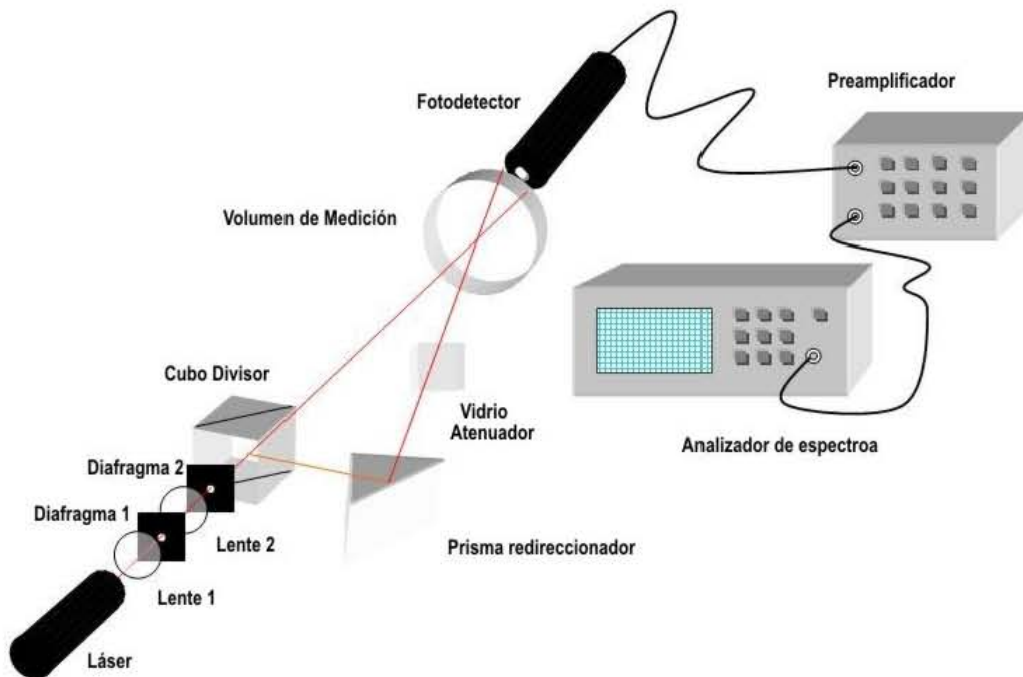


Figura 7.11. Configuración de esparcimiento frontal alineado

Distancias entre los componentes

Lente 1 a Diafragma 1: 65 mm.

Diafragma 1 a Lente 2: 40 mm.

División de haces a Volumen de medición: 232 mm.

Un problema que se presentó frecuentemente fue la interacción directa de las señales del láser no moduladas con el área activa del fotodetector. Esto es indeseable ya que éstas señales no contienen información acerca de la velocidad de las partículas y por el contrario pueden incluir a la región del espectro seleccionada para las mediciones de las frecuencias Doppler armónicas de la señal láser que interfieran con posibles señales Doppler, o en un caso extremo llegar a saturar el fotodetector como nos ocurrió en diversas ocasiones.

Para eliminar estos efectos se utilizan máscaras absorbentes, el objetivo de estas máscaras es bloquear solamente los haces láser sin información útil y dejar pasar la imagen del volumen de medición formado. En nuestro caso utilizamos dos tipos diferentes de máscaras.

Una máscara consistía de un diafragma circular, se eligió de esta manera ya que la mancha formada en el volumen de medición se asemeja a esta forma, además las pequeñas dimensiones de la propia mancha hacen sumamente complicada la elaboración de una máscara rectangular. El otro tipo de máscara utilizada consiste en un par de superficies circulares de tamaño ligeramente mayor a los haces láser, estas fueron colocadas de tal manera que interrumpen su propagación. La diferencia fundamental entre ellos es que con estas máscaras el receptor capta casi toda la luz esparcida por las partículas en el volumen de medición ya que solo bloquean los haces.

Por el contrario con los diafragmas espaciales la cantidad de luz esparcida se ve reducida por las dimensiones del orificio y en nuestro caso ese orificio fue adaptado para que la mancha que se formara en el fotodetector fuera aproximadamente del tamaño de la región activa del semiconductor en el fotodetector.

Después de realizar varias pruebas con estas variantes se seleccionó de manera definitiva el diafragma circular. Existieron dos razones para esto, la primera es que aunque con las superficies circulares la potencia recibida era mayor, junto con el incremento en la potencia aparecía un conjunto de señales no deseadas, es decir, que no eran formadas en el volumen de medición y no tenían relación con la frecuencia Doppler. La segunda razón es que la colocación de estas máscaras circulares era bastante complicada y necesitaba ser ajustada continuamente ya que una pequeña variación de su posición se traducía en un incumplimiento cabal de su propósito.

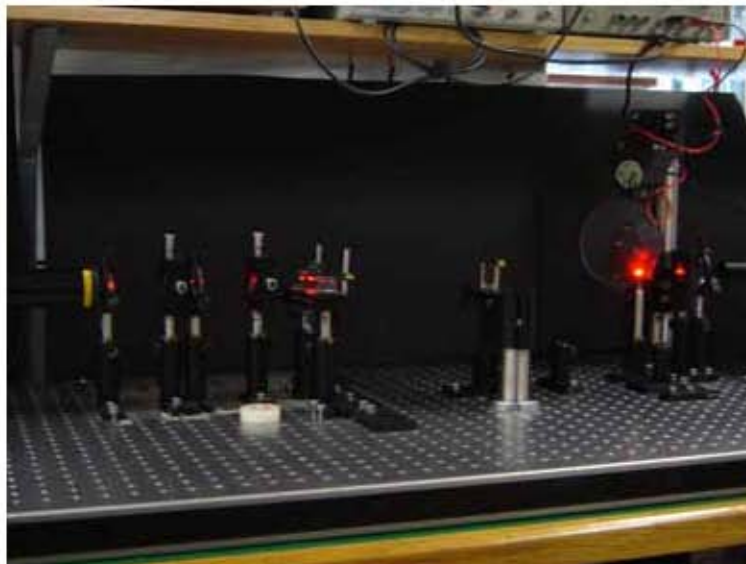


Figura 7.12. Elementos del anemómetro Láser Doppler en configuración de esparcimiento directo.

El anemómetro utilizado con la configuración de esparcimiento directo para los posteriores experimentos se muestra en la figura 7.12.

7.3.3. Comparación de la calidad de la señal en función de la concentración de los discos

Para realizar una comparación de la señal Doppler en función de la concentración de partículas se elaboraron tres nuevos discos de acrílico con diferentes concentraciones. Es importante mencionar que en este experimento se utilizó la configuración de detector en esparcimiento directo debido a que fue la que presentó un nivel de señal mayor y permitió visualizar de una forma clara las variaciones en la medición del nivel de la señales.

Una ventaja de esta configuración es que no existen reflexiones hacia el fotodetector. Sin embargo, debe colocar un diafragma para bloquear los haces que provienen directamente del láser y sólo se deja pasar la luz esparcida por las partículas.

Para elaborar dichos discos se cortaron tres discos de acrílico de 12cm de diámetro y 3mm de espesor. A diferencia de los discos fabricados para los experimentos anteriores donde se les colocaba una mica con las partículas de talco, ahora se prescindió de la mica y se sustituyó ésta por una capa de laca, la cual antes de secarse se le agregaron las partículas de talco (de manera análoga como se había hecho con los discos blanco y amarillo). La razón por la cual se prescindió de la mica es porque ésta al ser pegada al acrílico presenta una gran cantidad de burbujas de pegamento que podría influir en la medición de la señal. La figura 7.13 muestra las imágenes obtenidas en el microscopio para un pedazo de acrílico con mica y uno con laca.

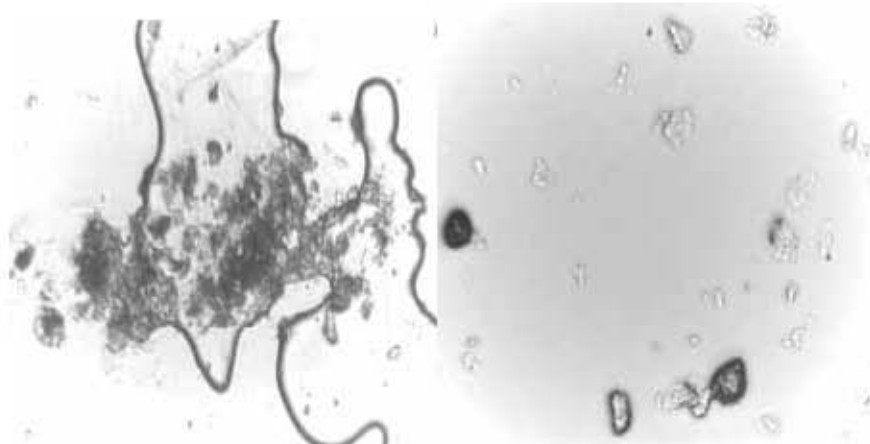


Figura 7.13. Imágenes microscópicas de las partículas utilizadas. La primera imagen presenta partículas de talco colocadas en las paredes de un disco con mica, mientras que la segunda muestra estas mismas partículas fijadas al disco con laca

Al colocar el talco sobre cada disco se procuró obtener una concentración lo más uniforme posible a lo largo de toda la superficie del disco, y así tener una señal Doppler similar para cada punto.

Los discos finales presentan concentraciones visiblemente distintas, el disco A es un disco saturado de partículas, el disco B es un disco con una concentración media y por último, el disco C presenta una concentración de partículas muy baja. Las imágenes de las concentraciones de estos discos fueron capturadas con ayuda de una cámara y un microscopio. La figura 7.14 muestra las concentraciones para cada disco.

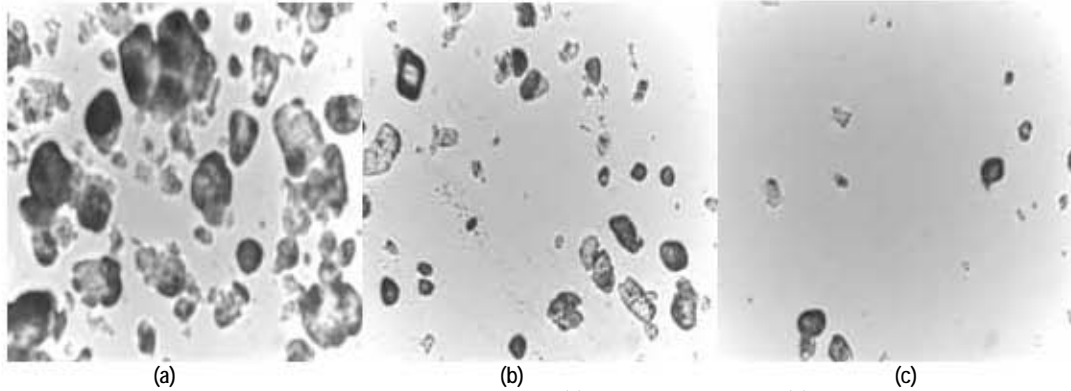


Figura 7.14. Diferentes concentraciones utilizadas en los discos. (a) Disco casi saturado, (b) Disco con saturación media, (c) Disco con mínima cantidad de partículas.

Las imágenes fueron tomadas con la ayuda del microscopio Iroscope modelo MT-H y la cámara Pixera Profesional y el software Visual Studio Suite.

Una vez elaborados los discos, cada uno se fue colocando en la base giratoria y la información que se obtuvo fue la siguiente:

- Valores de frecuencia Doppler, ancho de banda y nivel de señal para los tres discos para valores de voltaje de 1.5 a 10 V.
- Se realizó la adquisición de datos en el dominio de la frecuencia (mediante el analizador de espectros) para los tres discos para un valor fijo de voltaje de 2.5 volts, para observar el comportamiento de la señal Doppler en función de la concentración.

Ya que no se contaba con los medios suficientes para poder medir la cantidad de partículas que se depositaban en los discos, estos experimentos se realizaron de forma cualitativa

7.4. INVESTIGACIÓN DE APLICACIONES DE LA ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER EN MEDICIONES DE FLUJOS

Una vez medida la señal Doppler para el caso ideal (disco de acrílico) para distintas configuraciones de detector y para distintas concentraciones de partículas se intentó trasladar los resultados obtenidos a un caso tridimensional, para esto se planeó un experimento para la medir una componente de velocidad (frecuencia Doppler) en un fluido. El fluido utilizado para este experimento fue Agua.

Obtener una señal Doppler en un fluido puede resultar bastante complejo, principalmente por las siguientes razones:

- El fluido a medir debe ser transparente, así como las paredes del recipiente que contiene al fluido.
- Las partículas propias del fluido pueden no esparcir la suficiente luz de manera que permitan obtener una señal, por lo que es necesario colocar partículas adicionales al fluido que además de esparcir suficiente luz deben tener la capacidad para moverse a la misma velocidad del fluido.
- Los flujos a través de conductos raramente son de tipo laminar, sino que pueden presentar gradientes de velocidad.

Para poder realizar las mediciones en el fluido es necesario tener un sistema capaz de realizar la circulación de dicho fluido, para esto se seleccionaron los siguientes elementos:

- Un motor para fuente con una potencia máxima de 5 Watts, cuya función es hacer circular el agua. En la salida se tiene un diámetro de $\frac{1}{4}$ de pulgada y cuenta con un interruptor para una potencia de dos velocidades.
- Un recipiente para contener el agua y a la bomba.

Estudio experimental de un receptor óptico homodino

- Un juego de mangueras transparentes con un calibre de ¼ de pulgada.
- En la zona donde se encuentra el volumen de medición, se colocaron unos conductos rectangulares de acrílico. Para este experimento se propuso un conducto rectangular debido el tener caras planas produce menos reflexiones en los haces que penetran en las caras del conducto. De la misma manera la refracción producida en las caras es mínima en este tipo de superficies. Los conductos elaborados en un principio fueron los siguientes: (1) Conducto rectangular de 100mm de largo, 10mm, de ancho y 10mm, de alto. (2) Conducto rectangular de 100mm de largo, 5mm de ancho y 10mm de alto. La Figura.7.15 muestra dichos conductos.
- Como partícula esparcidora se eligió el mismo talco con el que se había estado trabajado. Como una como una segunda opción eligió leche, debido a que al disolverla en agua presenta partículas aproximadamente esféricas y que posiblemente pueden esparcir una considerable cantidad de luz.

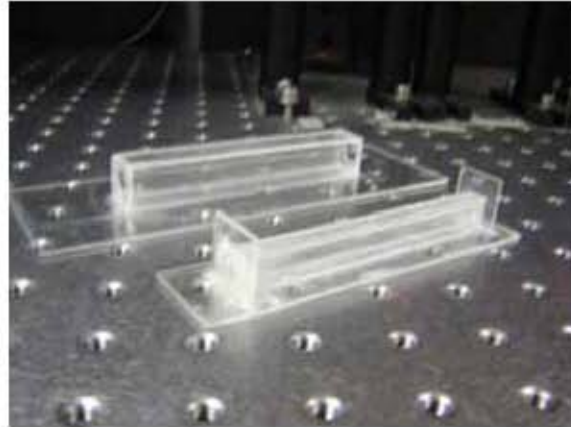


Figura 7.15. Primeros conductos rectangulares utilizados en la medición de la señal Doppler para un fluido. El conducto (1) se muestra al fondo de la imagen, mientras que el conducto (2) se encuentra al frente.

En este experimento también se utilizó la configuración de esparcimiento frontal debido a que se aprovecharon las ventajas de esta configuración anteriormente descritas.

Para realizar este experimento se colocó el conducto de acrílico de forma que el interior del mismo coincidiera con el cruce de los haces (volumen de medición). Antes de montar el conducto se conectaron las mangueras. Se montó un circuito de agua con ayuda de las mangueras antes mencionadas teniendo como fuente la bomba de agua mencionada. Para colocar el conducto se utilizaron unas bases que sostienen a éste en una posición fija ya que podría desplazarse y quedar fuera del volumen de medición.

Después de colocar el conducto de acrílico se llenó de agua con el propósito de alinear los distintos elementos como son las máscaras, la lente colectora y el fotodetector. La figura 7.16 muestra la forma en que se colocaron estos elementos.



Figura 7.16. Sistema para la recepción de la señal Doppler

Después del conducto se colocó una máscara o un diafragma para bloquear los haces directos para dejar pasar hacia la lente colectora sólo la luz esparcida por las partículas del fluido. El fotodetector se colocó sobre el eje focal de la lente de forma que la luz enfocada penetrara en el área sensible del fotodetector.

Una vez montado el ALD, se realizó una búsqueda de la señal Doppler (en un rango de frecuencias de 10 a 200 KHz) con ayuda del analizador de espectros para los siguientes casos:

- Agua Purificada.- Para el agua no se alcanzó a visualizar una espiga sobresaliente, lo único que se logró percibir fue un ligero aumento en el nivel de manera uniforme en el rango de frecuencias ya mencionado.
- Agua con talco.- Para este experimento no resultó conveniente el uso del talco, debido a que las partículas presentan una densidad muy baja y flotan en el agua. Al flotar en el agua, las partículas casi no eran succionadas por la bomba y muy pocas de ellas circulaban por el conducto. Estas partículas provocaban que las paredes de los conductos y las mangueras se opacaran ya que se adherían a las paredes.
- Agua con leche.- En este caso tampoco se encontró la señal Doppler. Al colocar una cantidad muy pequeña de leche (aprox. 5 ml. en un litro de agua) no se encontró ninguna señal Doppler. Poco a poco se aumentó la concentración de leche sin hallarse alguna espiga notable y llegó un momento en que el agua dejó de ser transparente y fue desapareciendo el esparcimiento a 180° de la fuente.

7.4.1. Problemas conductos rectangulares

Los resultados obtenidos anteriormente para los conductos rectangulares de acrílico de 5 y 10mm de ancho muestran una señal Doppler demasiado ensanchada, por lo que es muy difícil de identificar la espiga correspondiente a esta señal. Por lo que se concluyó que la mala calidad en la señal obtenida puede deberse a los siguientes factores:

- Existe absorción de la luz en el agua.
- Existen demasiadas partículas atravesando el volumen de medición y sumado a esto las partículas atraviesan el volumen a distintas velocidades (existe un gradiente de velocidad) Esto puede propiciar aumento en el ancho de banda del espectro Doppler.
- Las partículas no siguen al fluido
- Una concentración inadecuada considerada como saturación puede producir demasiado esparcimiento.

Para mejorar tanto la intensidad como el ancho de banda de la señal se propuso un nuevo diseño para el conducto rectangular de acrílico. En este diseño se disminuyó el ancho del conducto a 1mm aproximadamente, con el propósito de disminuir el gradiente de velocidades y hacer pasar una menor cantidad de partículas por el volumen de medición. Se construyeron dos conductos rectangulares de 100mm x 1mm x 12mm y otro de 120mm x 1mm x 12mm, que se muestran en la figura 7.17.

De acuerdo a la teoría se puede pensar que el flujo que pasa por el conducto se comporta de forma laminar, es decir, la velocidad es homogénea en la sección transversal del conducto. Esto debido a que a pesar de que existe un movimiento turbulento a través de la mayor parte del diámetro de una tubería, siempre hay una pequeña capa de fluido en la pared de la tubería, conocida como la "capa periférica" o "subcapa laminar", que se mueve en régimen laminar.

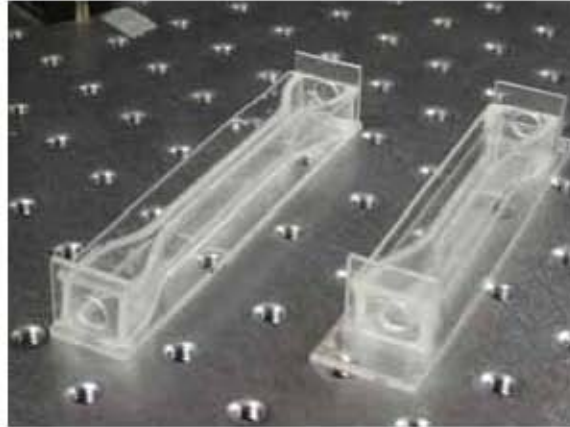


Figura 7.17. Conductos rectangulares delgados. El conducto de la izquierda tiene una longitud de 120 mm mientras que el de la derecha tiene una longitud de 100mm.

El problema de las señales detectadas en el agua es que la frecuencia Doppler variaba demasiado cada vez que se realizaba una medición distinta y esto se debe a que al mover interruptor de la bomba, ésta no bombea de manera constante. Para solucionar este problema mi compañero Agustín colocó una válvula al final del sistema de bombeo para regular la velocidad a la cual se mueve el fluido y dejó fijo el interruptor de la bomba en la máxima potencia. Con esto la velocidad del flujo del agua se controló mediante la válvula.

Una vez encontradas las primeras señales Doppler y configuración óptima, se realizaron algunos experimentos para caracterizar la señal Doppler en función del tipo de partículas y de la concentración de las mismas.

7.4.2. Señales Doppler en el caso de las partículas Drilling Fluids 2

Después de las pruebas preliminares antes mencionadas, se optó por utilizar otro tipo de partículas conocidas como Drilling Fluids (fluidos de perforación) utilizadas en sistemas de perforación (cabe mencionar que estas partículas no se conocen por su traducción al español por lo que se les seguirá tratando por su nombre en inglés). Se analizaron dos tipos de partículas que se describen a continuación en la tabla 7.14 y tienen las siguientes características:

Tabla 7.14. Principales características de las partículas Drilling Fluids

Tipo de partículas	Tamaño	Color	Forma	Observaciones
Drilling Fluids 1	Del orden de micras	Blanca	Aproximadamente Circular	Las partículas del tipo 1 son visiblemente más grandes en una escala aproximada de 5:1 y también más pesadas que las partículas del tipo 2
Drilling Fluids 2	Del orden de micras	Blanca	Aproximadamente Circular	

Entre ambas partículas solo me encargue de analizar los resultados de las partículas Drilling Fluids 2.

Con los nuevos conductos y partículas fueron realizados los primeros experimentos para tratar de encontrar la señal de frecuencia Doppler deseada. Para esto se colocó el conducto de 12 cm de largo de manera que el cruce de los haces quedara en el centro de dicho conducto e introduje unas pocas partículas correspondientes a DF2 en el agua.

El propósito de este experimento consistió en obtener las características más importantes de la señal Doppler para este tipo de partículas. Para esto se empleo agua purificada como fluido y como partículas esparidoras se usaron las partículas Drilling Fluids 2.

Los resultados encontrados para las partículas que analicé se discuten en la sección de resultados de este documento. Pero cabe resaltar que ambas poseen dimensiones y geometrías que permiten la aplicación de la técnica de Anemometría Láser Doppler.

7.4.3. Caracterización de la señal Doppler en función de la concentración de partículas

Para obtener la señal Doppler a distintas concentraciones también utilicé las partículas Drilling Fluids 2. Este experimento consistió en registrar una señal Doppler para una misma velocidad a diferentes concentraciones. La primera señal Doppler se obtuvo con agua pura y la última señal obtenida fue para un fluido visiblemente saturado de partículas.

Cabe mencionar que en esta etapa del experimento presentó un problema en donde se apreciaba notablemente en el recipiente contenedor, el asentamiento de las partículas Drilling Fluids 2 que me encontraba utilizando. Este problema fue superado mediante la implementación de un sistema de agitación que se llevaba a cabo mediante una bomba de aire y una manguera que se encargaban de mantener el fluido en movimiento constante logrando un fluido más homogéneo.

Para tener una concentración uniforme preparé un recipiente de 100 ml aproximadamente al cual le agregué una cucharada de aproximadamente 5 gr de partículas Drilling Fluids 2, después agité fuertemente el recipiente hasta alcanzar una mezcla homogénea. Para la primera medición se colocaron 800ml agua pura sin partículas y para cada incremento de concentración se agregaron 5 ml aproximadamente de la mezcla. Para obtener los datos de estos experimentos se realizó una tabla registrando la concentración, la frecuencia Doppler, el ancho de banda, el nivel de la señal y si aparecían algunas espigas de ruido en un rango de frecuencias de 0 a 100 KHz. Los resultados obtenidos se discuten con detalle en la sección de resultados de este documento en donde se encontró que a una mayor concentración existe mayor esparcimiento, y de acuerdo al tipo de conductos seleccionados presentan una mejor respuesta ya que los máximos encontrados tienden a unirse a mayores concentraciones.

7.4.4. Respuesta del Fotodiodo DET110 de ThorLabs y el Fotomultiplicador H6780-1 de Hamamatsu

La última modificación hecha al diseño de este experimento fue un cambio en el aparato fotorreceptor. Para esto se utilizó un fotomultiplicador modelo H6780-1. Esto fue con el objetivo de comparar la respuesta que presenta este fotomultiplicador con el fotodiodo, principalmente la relación entre el nivel de ruido y el pico de la señal.

El rango de operación espectral en el Fotomultiplicador seleccionado es bastante estrecho [300 nm a 800 nm] y la región en la que trabaja el láser utilizado se encuentra contenida en él. El máximo se da para una longitud de onda $\lambda = 400$ nm, decir cercana a los 638.2 nm que posee el láser de He-Ne utilizado. Por otra parte el fotodiodo *p-i-n* DET110 tiene un ancho espectral mayor [350 nm a 1100 nm] y su pico se encuentra en 960 nm.

Una de las desventajas que presenta el fotomultiplicador utilizado es que debe colocarse a la entrada un filtro para la longitud de onda correspondiente a la longitud de onda deseada para nuestro caso el rojo, debido a que gracias a sus características de fotomultiplicación puede entrar en él fotones correspondientes a una longitud de onda distinta a la del láser de fuentes externas (su ancho espectral es casi el total del rango visible) y por lo tanto producir componentes espectrales indeseables o simplemente incrementarse el nivel de toda la señal saturando el resto de los equipos del sistema.

Para maximizar la recepción de la señal se buscó una sensibilidad en el preamplificador de manera que la señal de AC vista en el osciloscopio fuera lo más grande posible mientras que la señal de AC fuera la menor posible. Sensibilidad de $2\mu A/V$.

Cabe mencionar que para realizar las mediciones al obtener una señal Doppler mediante alguno de los dispositivos solo se cambiaba de dispositivo manteniendo el resto de los factores idénticos en ambas mediciones para un mismo caso.

Gracias a los conductos de acrílico elaborados por mi compañero fue posible construir una tabla donde se muestra una comparación de los dos fotorreceptores. Al obtener la señal para ambos fotorreceptores se intercambiaban los conductos manteniendo el resto de los factores idénticos.

Aunque realicé una gran cantidad de mediciones para comparar las respuestas de ambos dispositivos, de alguna manera la tabla 7.10 resume lo repetido continuamente. Es decir, un enorme parecido entre la respuesta que presentaron. Con la diferencia que el fotodiodo $p-i-n$ es mucho más sencillo de manipular en prácticamente todos los aspectos posibles en comparación con el fotomultiplicador.

Las gráficas fueron construidas mediante el software MATLAB versión 6.5 gracias a la obtención directa de los datos del analizador de espectros Advantest descrito en la sección 7.1.3. La figura 7.18 tiene la muestra la única diferencia fundamental entre ambos tipos de fotodetector. Esto es, que mediante el Fotomultiplicador H6780-1 se tiene una ganancia mucho mayor (en este caso de aproximadamente 40 dBm) que además es variable. En la sección de resultados se comenta más al respecto.

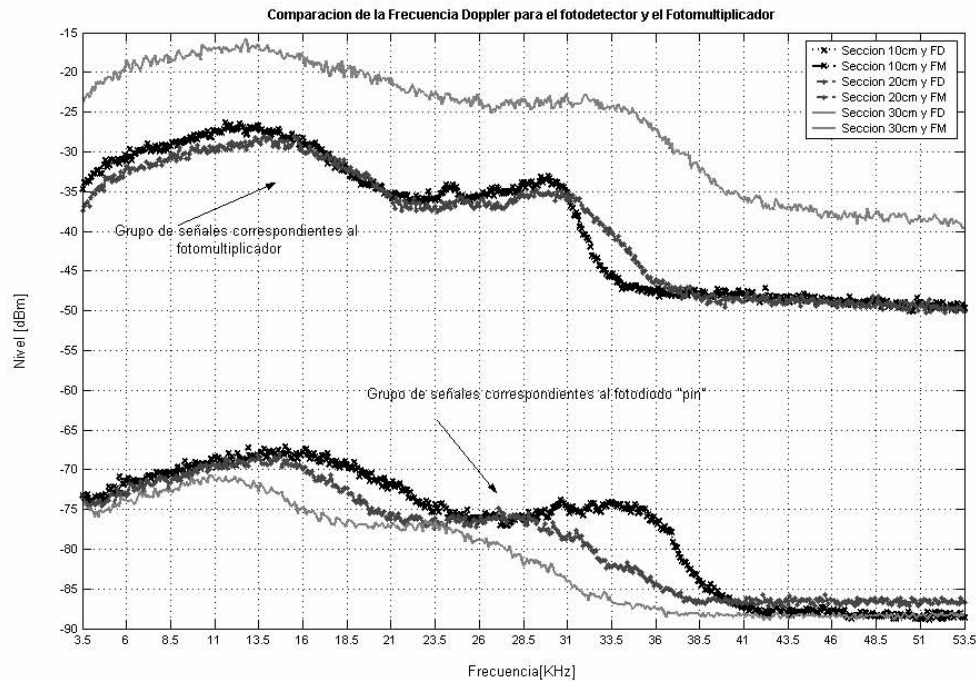


Figura 7.18. Niveles de las señales de ambos fotodetectores. En la parte superior se encuentra el grupo correspondiente a las señales obtenidas gracias al Fotomultiplicador H6780-1. En la parte inferior se encuentra el grupo correspondiente a las señales provistas por el Fotodiodo $p-i-n$ DET110.

Tabla 7.15 Respuesta de los Fotodetectores DET 110 y el FM H6780-1

Conducto [cm]	Tipo de Fotodetector	Frecuencia Doppler [kHz]	Nivel de Potencia [dBm]	Ancho de Banda [kHz]	Nivel de 2da [dBm]	Nivel de Ruido [dBm]	Real [dBm]
10	<i>p-i-n</i>	15	-67.14	10	-74.5	-88	20.86
10	Fotomultiplicador	11.6	-26.33	9	-33.9	-48.5	22.17
20	<i>p-i-n</i>	13.4	-68.06	7.8	-75.9	-86.4	18.34
20	Fotomultiplicador	13.8	-28.03	9.3	-35.4	-49	20.97
30	<i>p-i-n</i>	10.7	-70.72	8.6	-76.8	-88.6	17.88
30	Fotomultiplicador	12.8	-27.92	9.8	-35.9	-49.7	21.78

Circuito del fotorreceptor

En circuito del fotorreceptor se muestra en la figura 7.19. Para este caso se tienen las siguientes características en el circuito:

$C_j = 20 \text{ pF}$.

$R = [\text{varió entre } 50\Omega \text{ y } 10 \text{ K}\Omega \text{ dependiendo de la sensibilidad con se utilizó en el preamplificador de corriente y el analizador de espectros}]$.

De la ecuación teórica para el ancho de banda del circuito se tiene que se era posible obtener con certitud mediciones que se encontraran en anchos de banda que oscilan entre:

$$f_{BW} = \frac{1}{2\pi R_{CARGA} C_j}$$

De donde $f_{BW1} = 159 \text{ MHz}$; y $f_{BW2} = 795 \text{ kHz}$.

De manera que las señales esperadas para el receptor se encuentran dentro del rango teórico permitido ya que estas frecuencias variaron solo entre 15 kHz a 100 kHz.

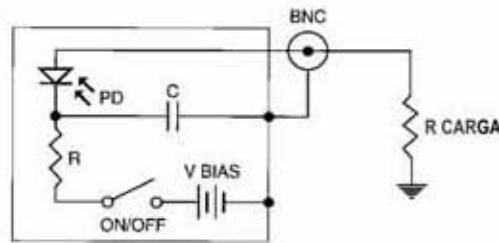


Figura 7.19. Circuito fotodetector

7.5. POSIBLES MEJORAS EN LA INSTALACIÓN EXPERIMENTAL

Se puede proponer varias medidas para mejorar la calidad de señal Doppler. Algunas de las opciones que pueden llevarse a cabo están relacionadas a una mejor alineación de los componentes ópticos que mediante el uso de una serie de rieles ópticos que permitan modificaciones en uno o varios ejes de manera que puedan ser analizados mas de un lóbulo de esparcimiento en una configuración de retroesparcimiento.

Estos rieles también pueden ser colocados en el eje que divide a los prismas utilizados para de esta manera realizar mediciones en rangos distintos de frecuencia (la frecuencia Doppler es directamente proporcional al ángulo con el cual se forma el patrón de interferencia) y de esta manera ubicarse en el rango mas adecuado para las mediciones según las interferencias producidas en el medio. También sería de mucha utilidad otro grupo

de prismas que permitan su uso con ángulos mayores ya que los utilizados poseen ángulos críticos pequeños y no permitieron la formación de ángulos mayores a 15°.

Además de los elementos descritos es posible mejorar la precisión de los resultados con componentes ópticos de alta calidad como en el caso de los diafragmas y en lugar de utilizar los que elaboramos en el propio laboratorio utilizar unos de mucho mayor calidad como lo son los diafragmas de iris que además de ser más cercanos a circunferencias perfectas son ajustables y permiten un mejor filtrado de las componentes que se buscó eliminar.

7.6. CONCLUSIONES

1. En la implementación del sistema de Anemometría Láser Doppler con receptor Homodino es de vital importancia seleccionar los elementos adecuados para obtener resultados con alta fiabilidad ya que como en cualquier dispositivo de instrumentación la precisión es uno de los factores mas importantes en su desempeño.
2. Trasladando la señal Doppler a frecuencias más altas puede encontrarse menor cantidad de ruido que interfiera con las mediciones.
3. La calidad de las señales Doppler se ven afectadas por la concentración, de manera que para obtener mediciones fiables los fluidos en estudio deben encontrarse en un rango delimitado por el propio anemómetro.
4. Las máscaras absorbentes de los haces láser no modulados son sumamente útiles para filtrar a la señal de las componentes producidas por el propio láser además de algunas otras provenientes de fuentes externas que se encuentran en la banda de operación del fotodetector utilizado.
5. Las mediciones de velocidades mediante la Anemometría Láser Doppler en conductos rectangulares delgados son posibles siempre y cuando se tome en cuenta que la señal Doppler encontrada posee más de un máximo producido como efecto de las altas turbulencias en el movimiento del propio fluido.
6. Los distintos fotodetectores utilizados presentaron una respuesta satisfactoria que se detalla en la sección de resultados y conclusiones. Solo cabe resaltar que ambos tienen respuestas muy similares y que su uso depende principalmente de los requerimientos de potencia de que busque el usuario en la detección de la señal.

7.7. REFERENCIAS

- [7.1] "*Melles Griot Handbook and Catalogue*", Melles Griot, USA 2004 & 2005.
- [7.2] "*ThorLabs Handbook and Catalogue*", ThorLabs, USA, 2004 & 2005.

CAPÍTULO 8

ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

En esta sección se presentan los resultados obtenidos a partir de los experimentos y pruebas realizadas en el capítulo 7 correspondiente al Estudio experimental del receptor óptico homodino. Se presentan en orden cronológico y se hace mención de ellos en el mencionado capítulo.

Las tablas presentadas fueron elaboradas a partir de lecturas realizadas manualmente, mientras que las gráficas fueron hechas en el software MATLAB con series de datos arrojados directamente por el analizador de espectros R3131A de la marca Advantest propiedad del laboratorio del área de investigación del Departamento de Ingeniería en Telecomunicaciones.

Cabe resaltar que las cualidades buscadas en las señales Doppler son la intensidad de la señal Doppler en comparación con el nivel de ruido adyacente a él y el ancho de banda que presentan estas señales. También se debe decir que para cada experimento se presentan solo las gráficas más representativas del fenómeno que se describe.

- **Características de esparcimiento diferentes en los discos de acrílico**

A estos discos se les considera como el caso ideal en el cual funciona el sistema de Anemometría Láser Doppler propuesto. Con estos elementos se realizaron una gran variedad de pruebas buscando un sistema que presentara una respuesta satisfactoria con los tipos de partículas seleccionadas para la medición.

Las primeras pruebas tuvieron la intención de determinar que tipo de superficie es la más adecuada para el funcionamiento del dispositivo de Anemometría Láser Doppler propuesto. Para esto se utilizaron seis discos de acrílico con características de esparcimiento también distintas. Su uso y manufactura se encuentran detallados en la sección 7.3.1. De estos discos se tienen los resultados mostrados en la tabla 8.1.

Tabla 8.1 Señales Doppler en Discos de Acrílico

Disco	Frecuencia[KHz]	Ancho de banda [KHz]	Nivel de señal [dBm]
1	37.72	1.38	-66.69
2	37.06	1.38	-68.03
3	36.16	1.8	-77.31
4	36.76	1.32	-76.5
5	37.51	1.77	-60.58
6	37.24	2.25	-65.22

En la tabla 8.1 se encuentran marcados los resultados más sobresalientes encontrados para los discos mencionados. Entre ellos se puede apreciar que la señal correspondiente al disco 5 posee mayor potencia que el resto. Éste, es el disco color blanco, por lo cual se puede concluir que posee mayor esparcimiento debido a que toda su superficie refleja una mayor cantidad de luz. Es decir, es como si a la señal Doppler se le hubiera agregado un pedestal.

Por otra parte se tiene la señal correspondiente al disco 4. Éste disco al igual que el disco 1, poseen superficies transparentes y presentan los menores anchos de banda de todos los discos utilizados, por lo cual se concluye que esta característica es la más adecuada para realizar el resto de las mediciones en busca de señales de las señales Doppler.

- **Ajustes del detector**

Debido a los problemas descritos en la sección 7.3.2 que tienen que ver con la interferencia de la propia fuente láser con las señal Doppler detectadas se decidió bloquear la parte correspondiente a las haces láser no moduladas. Para esto se utilizaron dos tipos de “máscaras” para bloquear los haces perjudiciales.

A continuación se muestra en la figura 8.1 el tipo de señales Doppler que se presentaron sin ningún tipo de máscara absorbentes de estos haces láser.

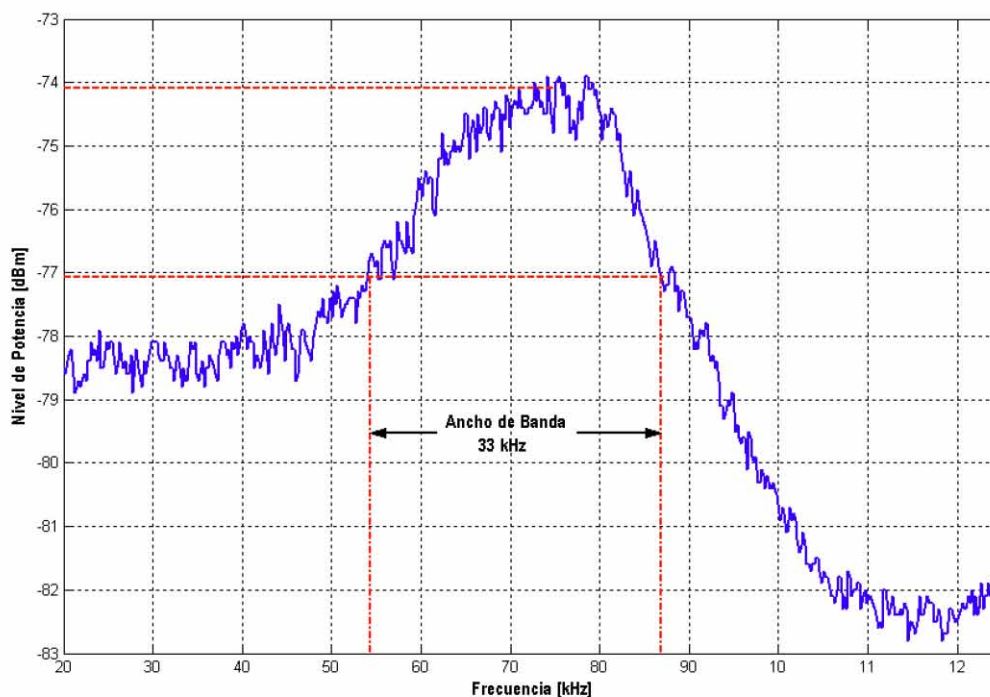


Figura 8.1. Gráfica de la señal doppler obtenida de manera directa en el fotodetector, es decir, sin la utilización de diafragmas o máscaras absorbentes.

Como se puede ver, fue posible obtener una señal Doppler sin interferencias externas. Esta señal aunque de inicio puede considerarse como un resultado satisfactorio el ancho de banda de la señal a la frecuencia que se ubica es sumamente amplio. Esto puede entenderse como si la señal Doppler real se encuentra dentro de la región ocupada por todo este ancho del espectro.

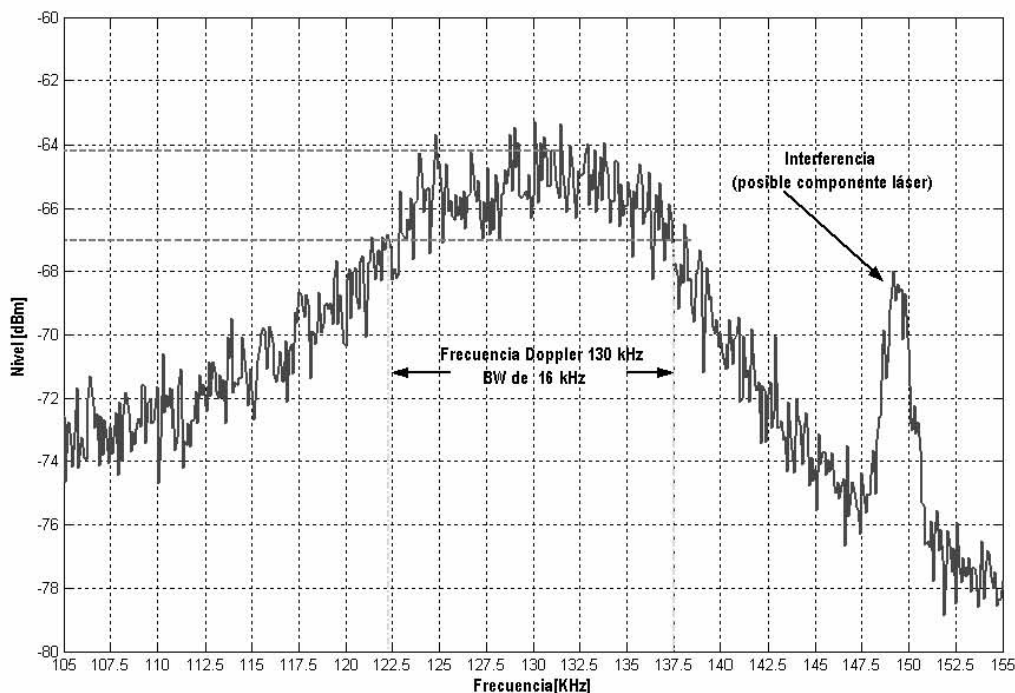


Figura 8.2. Gráfica de la señal doppler obtenida con máscaras absorbentes dejando pasar una mayor cantidad de luz esparcida que en el caso de diafragmas. Se observa en la propia gráfica una espiga producto de alguna interferencia externa.

Para solucionar esto, en primer lugar se utilizó un par de máscaras que tienen la función de bloquear únicamente los haces láser dejando pasar en su totalidad la luz esparcida hacia el fotodetector. Su manufactura se detalla en la sección 7.3.2. A partir de esta situación se tuvieron los resultados mostrados en la figura 8.2.

Finalmente para los ajustes propuestos en el receptor se tiene que en vez de colocar máscaras que solo bloqueen el haz láser se utilizó diafragmas circulares. Estos diafragmas tienen la función junto con la ayuda de una lente biconvexa de producir una imagen del volumen de medición en el área activa del fotodetector.

Los resultados arrojados por esta configuración fueron los más satisfactorios. Como se puede ver en la figura 8.3 los resultados obtenidos implican un ancho de banda bastante menor a los obtenidos y con esta configuración se obtuvo además una señal sin interferencias severas producidas por el haz láser sin modular.

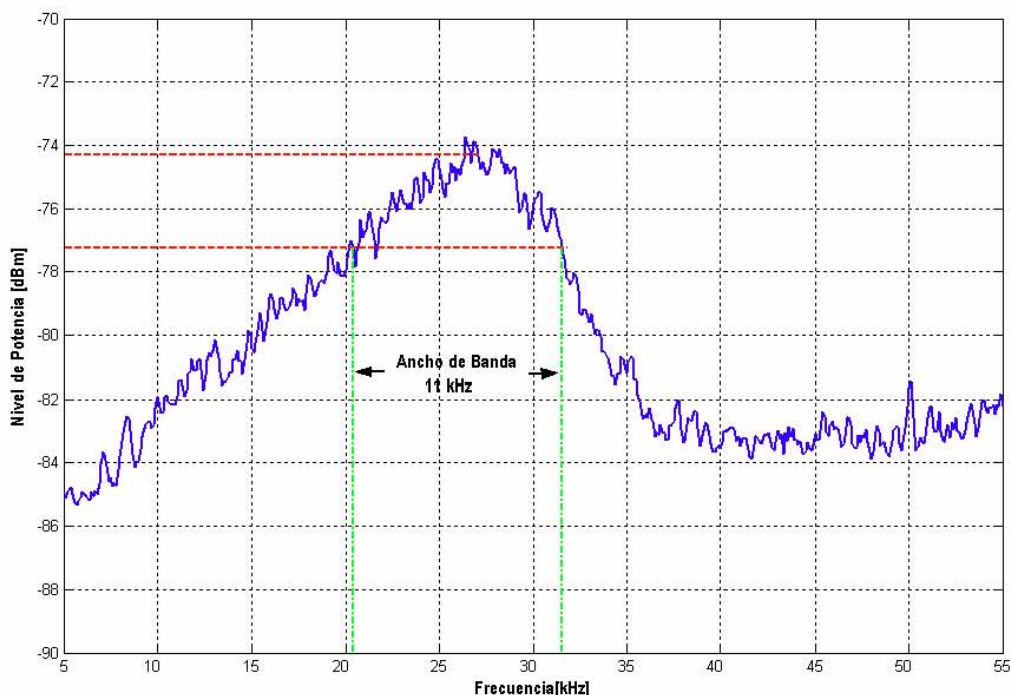


Figura 8.3. Señal Doppler con máscaras circulares. Esta señal se presenta con un ancho de banda menor a las anteriores gracias a que entra en el fotodetector menos información inútil

- Discos de acrílico con características óptimas de esparcimiento y fotodetección

De las pruebas realizadas la que finalmente convenció por presentar las mejores cualidades buscadas fue la que corresponde a los discos de acrílico sobre los cuales fueron agregadas partículas de talco con laca en configuración de esparcimiento frontal. La elaboración y el uso de estos discos se describen en la sección 7.3.3 del desarrollo experimental y los resultados se presentan en la figura 8.1.

Para la obtención de estos resultados se tomaron en cuenta los siguientes pasos:

- La distancia entre los discos y la lente colectora es igual a la distancia focal de la lente ($\approx 10.4\text{cm}$).
- Se utilizó un fotodetector *p-i-n* para coleccionar la luz colocado a 10.4cm de la lente colectora, y se utilizó un filtro espacial $\Phi 5$ con una apertura aproximada de 3.57cm.
- Se utilizó el preamplificador con un filtro paso altas con una frecuencia de corte de 3 KHz.
- El analizador de espectros se colocó en la ventana mostrada en las propias gráficas (22.9 @ 52.9 kHz).

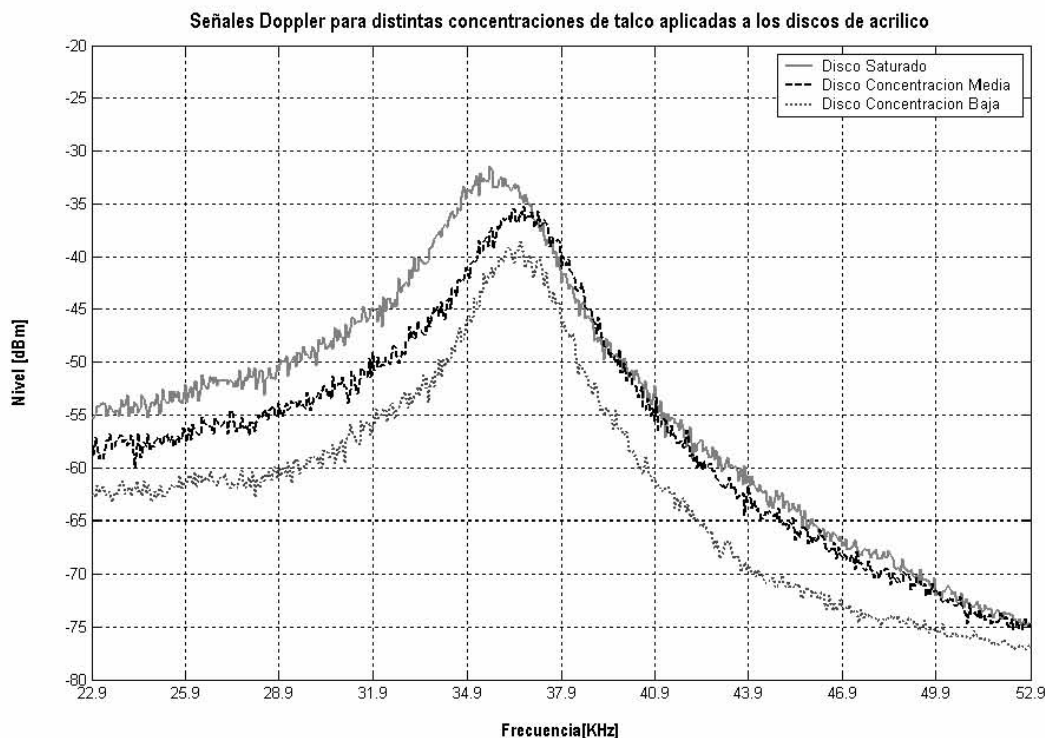


Figura 8.4. Distintas concentraciones de micropartículas (en este caso talco común) para una velocidad constante en un volumen de medición ideal (un plano).

En esta gráfica se muestran tres señales correspondientes a tres discos con distintas concentraciones de partículas descritos en la sección 7.3.3. Se puede apreciar en ella que aunque la que posee una mayor cantidad de partículas (llegando incluso a tener manchas mucho mayores producidas por la concentración de grupos de partículas) tiene un nivel de potencia registrado superior a las otras dos, su relación entre el pico de esta señal y el nivel de ruido adyacente es la misma en cada una de las tres señales. Por esto se puede decir que en este caso las tres señales presentan las mismas características y la concentración no influye en la obtención final de la señal Doppler para partículas que poseen solo movimientos transversales. De esto se puede decir que aunque a primera vista y aún con el microscopio utilizado se mostraran concentraciones de micropartículas produciendo manchas de mayor tamaño, el dispositivo fue sensible al tamaño real de las partículas de talco y su incremento en el nivel de potencia detectado solo se debió a que hubo mayor esparcimiento producto de una mayor cantidad de partículas.

Además de las pruebas realizadas con discos de acrílico, se tuvo la intención de trasladar los resultados obtenidos a algún fluido con partículas semejantes a las que fueron introducidas a los discos de acrílico antes mencionados.

- **Mediciones preliminares en el fluido**

Para nuestro caso como ya se mencionó en la sección 7.4 el fluido con el que trabajó fue agua pura. En primer lugar se disolvieron partículas de leche en agua utilizando los conductos rectangulares mostrados en esta misma sección. Aunque se esperaba que con estas partículas se presentaran las primeras señales Doppler esto no fue posible, esto sucedió principalmente porque la geometría de los conductos utilizados producía una gran turbulencia en el interior y lo que debiera presentarse como una señal estrecha se convertía en una multitud de señales que hacían imposible una medición certera de la señal Doppler real.

Por esta razón se cambió la geometría inicial de estos conductos y se utilizaron los mencionados en la sección 7.4.1. Con esta nueva configuración se presentaron los primeros resultados de las señales Doppler en flujos.

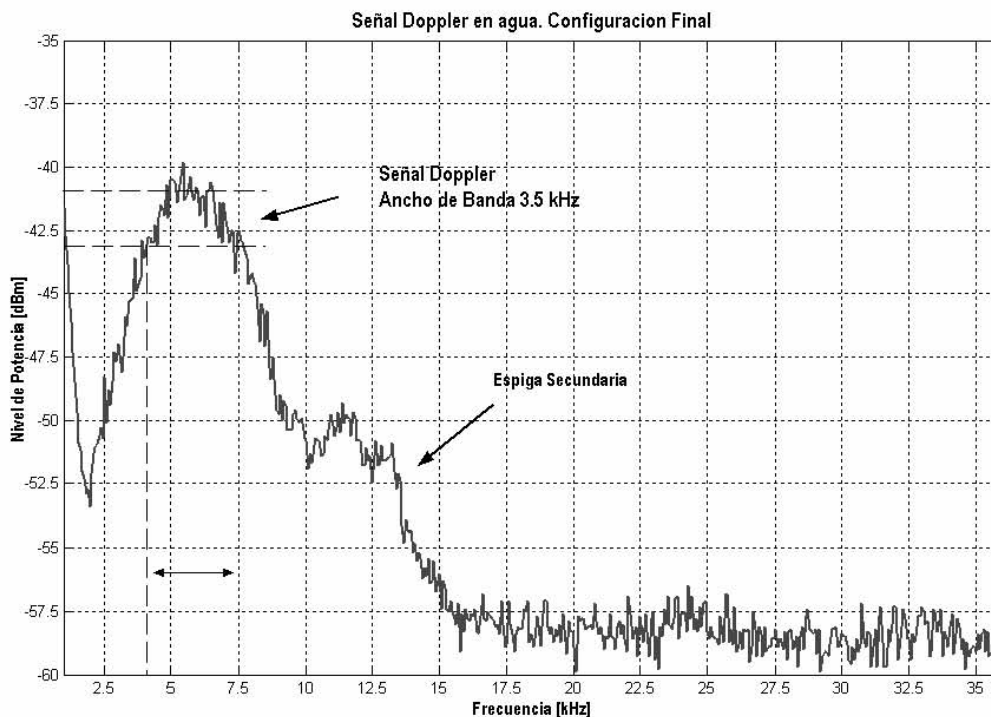


Figura 8.5. Primera señal Doppler obtenida a partir de algún fluido durante la realización del proyecto. No se registró ninguna de las características de la señal, ya que solo se considero cualitativamente.

Gracias a estos resultados se pudo ver que con el cambio en la geometría propuesta fue mucho más sencillo determinar las señales Doppler en los conductos rectangulares. De tal manera que estos fueran más parecidos al caso ideal presentado con los discos de acrílico.

Cabe resaltar que en estos fluidos se empezaron a presentar lo que llamaré espigas secundarias. Estas se presentaron en cada medición de fluidos y son producto de las turbulencias generadas por el movimiento del fluido en el conducto.

- **Señales Doppler para partículas Drilling Fluids 2.**

En esta sección se busco caracterizar las señales Doppler para un tipo específico de partículas en la configuración propuesta. Estas son las partículas DF2 (se detalla más ampliamente su uso en las secciones 7.4.2 y 7.4.3).

Las mediciones de las señales Doppler fueron hechas bajo las siguientes especificaciones:

Para poder medir la señal Doppler en función de la concentración se utilizó una configuración ALD en esparcimiento directo con los siguientes elementos para la parte de la recepción:

- En el volumen de medición se colocó una sección rectangular de acrílico (por donde circula el agua) de dimensiones transversales de 10mm de alto, 0.7mm de ancho y 20cm de largo.
- Las mangueras conectadas a la sección de acrílico para que fluya el agua se colocaron a la misma altura de la sección de acrílico (14cm aproximadamente) para que el agua fluyera con menos problemas y lo más constante posible.
- Al final de la manguera de salida se colocó una llave para regular el flujo del agua (y por lo tanto la velocidad) a través de la sección de acrílico.

- Entre la sección de acrílico y la lente que colecta la luz hacia el detector se utilizó el diafragma $\Phi 2$ para filtrar los haces principales del láser.
- La distancia entre la sección de acrílico y la lente colectora es igual a la distancia focal de la lente ($\approx 10.4\text{cm}$).
- Se utilizó un fotodetector *p-i-n* para colectar la luz colocado a 10.4cm de la lente colectora, y se utilizó un filtro espacial $\Phi 5$ con una apertura aproximada de 3.57cm.
- Se utilizó el preamplificador con un filtro paso altas con una frecuencia de corte de 3 KHz.
- En el analizador de espectros se utilizó una ventana de frecuencias de 5- 55 KHz para las primeras 6 concentraciones. Posteriormente se movió a 2.5-52.5 KHz debido a que el pico de la señal Doppler se encontró a una menor frecuencia.

Las siguientes gráficas muestran la señal Doppler para el agua a distintas concentraciones. La concentración 0 corresponde a agua purificada sin ninguna partícula. Para agregar las partículas al fluido se preparo una solución llenando un frasco de 200 ml con agua purificada y a ésta se le agrego una cucharada de partículas Drilling Fluids 2. Posteriormente se agitaba dicha solución y con la ayuda de una pipeta se agregaron partículas Drilling Fluids 2 en dosis iguales. Se muestran en grupos las distintas respuestas encontradas para las concentraciones mencionadas en la sección 7.4.3.

Antes de realizar la medición de la señal Doppler se registraron los siguientes valores para el ruido en ausencia de la señal Doppler:

- Nivel de ruido $\approx 88.3\text{ dBm}$
- Espiga de ruido de 24.4 KHz $\approx 85\text{ dBm}$.
- Se utilizó un Filtro paso Altas de 3Khz y una ventana en el analizar de espectros de 5 @ 55 KHz.

Tabla 8.2. Localización de las espigas presentadas en las partículas DF2

Concentración	FREC Doppler	BW [KHz]	Nivel [dBm]	Nivel 2da Espiga[dBm]	Nivel de Ruido[dBm]	Diferencia entre Espigas
0	12.7	7.4	-76.51	-82.9	-89.1	6.39
1	11.6	6.8	-66.75	-74.8	-89.1	8.05
2	12.7	5.7	-64.94	-74.4	-89.1	9.46
3	12	5.6	-63.53	-72.3	-87.9	8.77
4	13.1	6.1	-61.92	-70.4	-85.92	8.48
5	10.5	4.7	-61.03	-69.2	-85	8.17
6	7	3.6	-60.42	-70	-88.3	9.58
7	7.3	3.9	-59.44	-	-88	-
8	6.3	3.8	-59.33	-	-84.7	-
						8.414285714

Se presentó un promedio de 8.41 kHz. La señal correspondiente a la segunda espiga desapareció después de la sexta concentración vista.

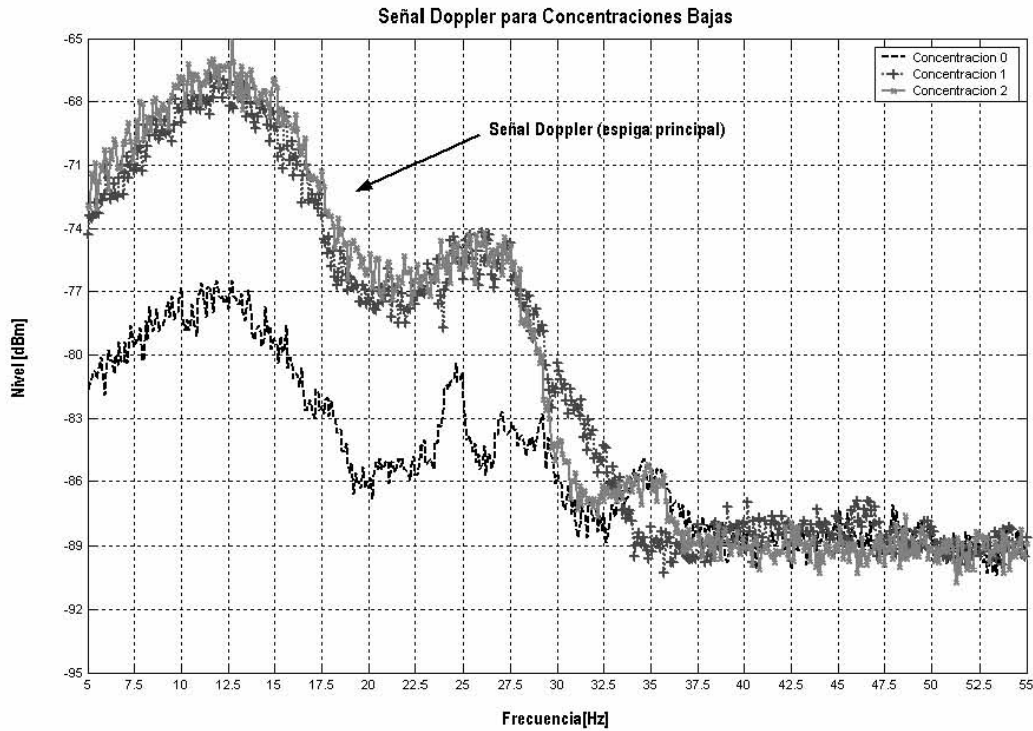


Figura 8.6. Señales Doppler para concentraciones bajas. Aquí se observa claramente que la señal Doppler para el agua sin partículas tiene un nivel menor en comparación a las siguientes concentraciones.

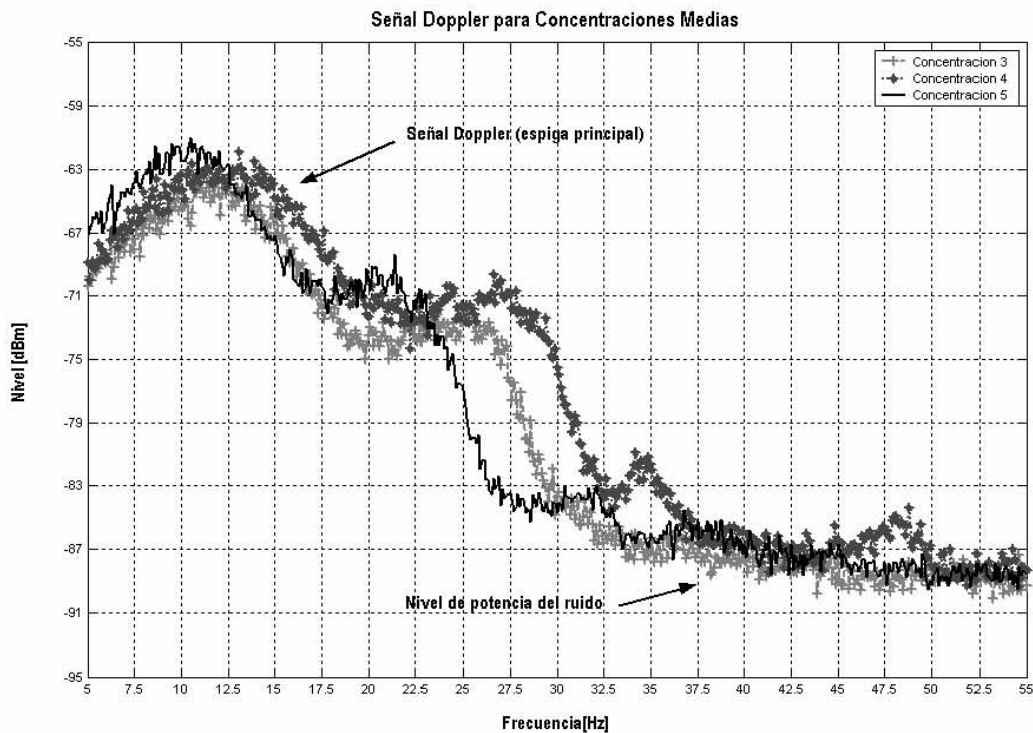


Figura 8.7. Señales Doppler para concentraciones medias. Se observa una ligera disminución en la frecuencia Doppler detectada al aumentar la concentración y el nivel del pico de la frecuencia Doppler casi se mantiene constante. También se puede observar una pequeña espiga en el nivel de ruido en 35 KHz aproximadamente.

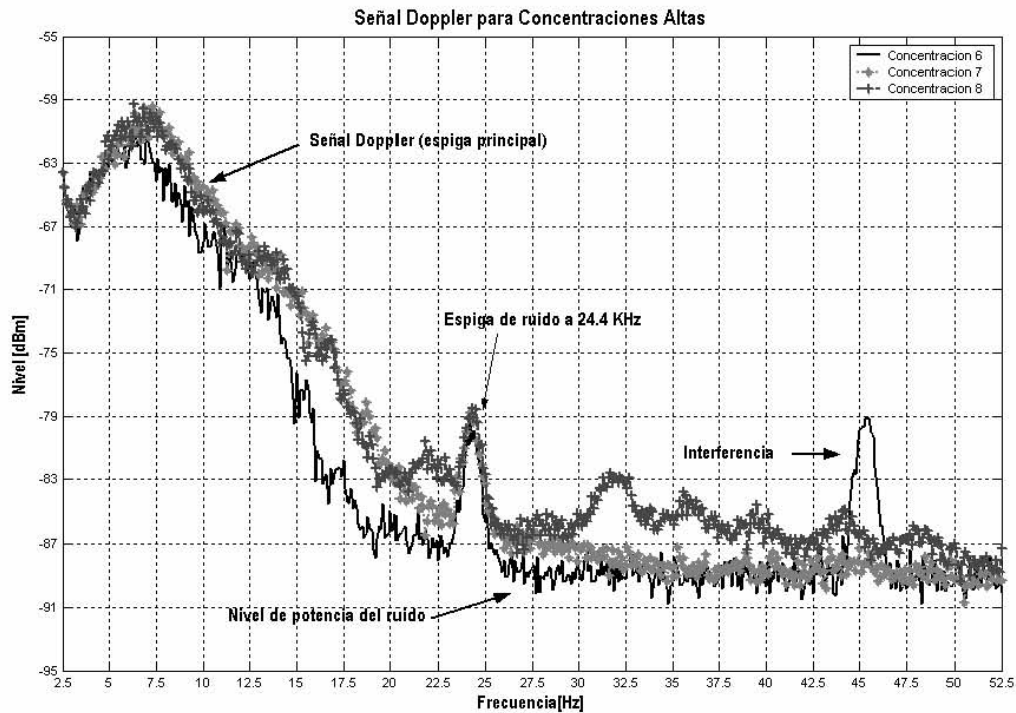


Figura 8.8. Señales Doppler para concentraciones altas. Se observa una disminución en la frecuencia Doppler (y por lo tanto en la velocidad del fluido). También se puede observar la aparición de espigas de ruido para las concentraciones más altas y la unión de la espiga secundaria con la señal doppler principal que se tenía para concentraciones bajas.

De estos resultados se tienen algunas conclusiones.

1. El tipo de conductos utilizado presenta una turbulencia severa, es decir, sin importar a la velocidad a la que el fluido se mueve siempre existen efectos de ella. En el caso de las frecuencias bajas y medias aparecen dos máximos en las señales, esto es como si hubiera dos señales Doppler sabiendo que solo puede existir una. Debido a la diferencia notable entre las potencias se asume que la frecuencia Doppler real es aquella se llamó espiga principal.
2. A medida que la velocidad del fluido aumenta las espigas tienden a unirse. Esto se puede explicar sabiendo que con mayor velocidad las partículas que se encargan de producir el esparcimiento tienen menos probabilidad de estancarse mientras viaja a través del conducto o producir choques entre ellas que reduzcan la velocidad del fluido.

- **Señales Doppler con Distintos tipos de Fotodetectores**

Buscando obtener una respuesta acerca de los fotodetectores con que cuenta el laboratorio se llevó a cabo una comparación entre el Fotodiodo *p-i-n* DET 110 marca ThorLabs y el Fotomultiplicador H6780-1 marca Hamamatsu. Se comenta en detalle las condiciones que se siguieron en la sección 7.4.4.

De las especificaciones proporcionadas por los fabricantes, de inicio se supuso que el fotomultiplicador H6780-1 presentaría una mejor respuesta a las señales Doppler detectadas. Esto debido a que su rango de operación espectral es bastante estrecho [300 nm a 800 nm] y la región en la que trabaja el láser utilizado se encuentra contenida en él. El máximo se da para una longitud de onda $\lambda = 400$ nm, decir cercana a los 638.2 nm que posee el láser de He-Ne utilizado. Por otra parte el fotodiodo *p-i-n* DET110 tiene un ancho espectral mayor [350 nm a 1100 nm] y su pico se encuentra en 960 nm.

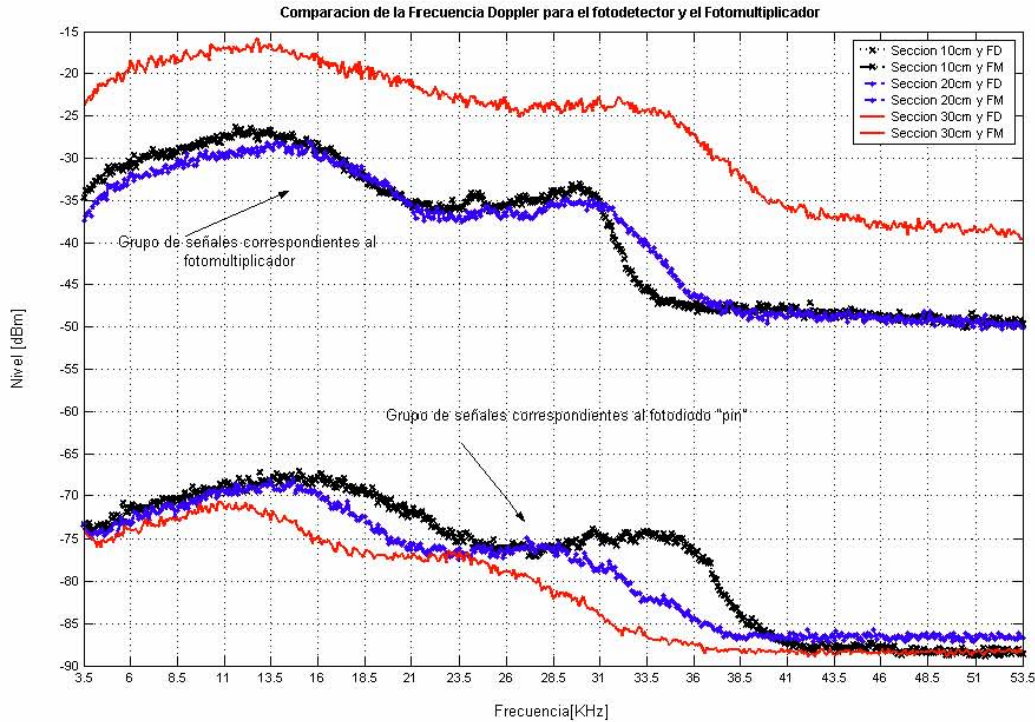


Figura 8.9. Señales de ambos fotodetectores. En la parte superior se encuentra el grupo correspondiente a las señales obtenidas gracias al Fotomultiplicador H6780-1. En la parte inferior se encuentra el grupo correspondiente a las señales provistas por el Fotodiodo *p-i-n* DET110.

Como ya se mencionó, se tenía la suposición de que el fotomultiplicador presentaría una mejor respuesta, pero como se ve en las mediciones realizadas esto no es estrictamente cierto ya que por otra parte se sabe que los sistemas en los que se lleva a cabo una mezcla heterodina como lo son los sistemas coherentes o bien la Anemometría Láser Doppler son muy susceptibles al ruido producido por componentes del oscilador local que se ven reflejados en los niveles de potencia adyacentes a la señal Doppler. En este caso el oscilador local es el propio haz láser por lo que si éste no es suficientemente limpio puede ser perjudicial para la recepción de las señales.

Tabla 8.3 Respuesta de los Fotodetectores utilizados

Conducto [cm]	Tipo de Fotodetector	Frecuencia Doppler [kHz]	Nivel de Potencia [dBm]	Ancho de Banda [kHz]	Nivel de 2da [dBm]	Nivel de Ruido [dBm]	Real [dBm]
10	<i>p-i-n</i>	15	-67.14	10	-74.5	-88	20.86
10	Fotomultiplicador	11.6	-26.33	9	-33.9	-48.5	22.17
20	<i>p-i-n</i>	13.4	-68.06	7.8	-75.9	-86.4	18.34
20	Fotomultiplicador	13.8	-28.03	9.3	-35.4	-49	20.97
30	<i>p-i-n</i>	10.7	-70.72	8.6	-76.8	-88.6	17.88
30	Fotomultiplicador	12.8	-27.92	9.8	-35.9	-49.7	21.78

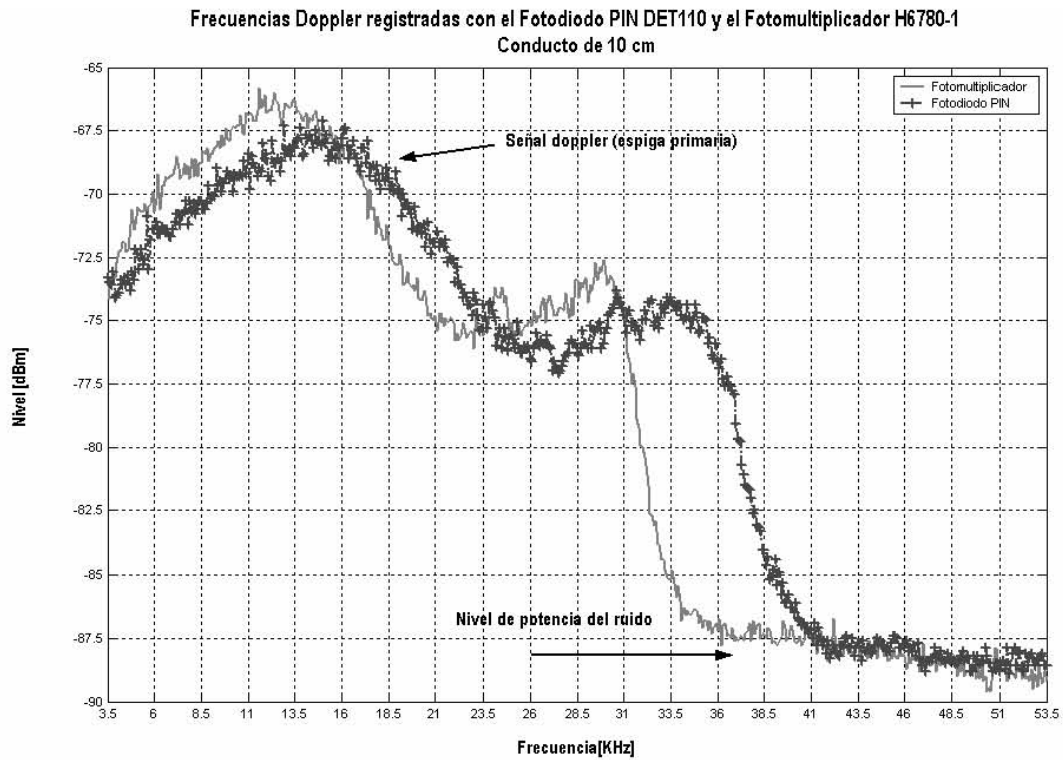


Figura 8.10. Señal Doppler en un conducto corto. Para esta gráfica se igualaron los niveles de ruido adyacentes a la señal Doppler, con la intención de mostrar la gran similitud en todos los aspectos de la señal. Se puede ver también que conservan un segundo máximo muy cercana a la señal Doppler real.

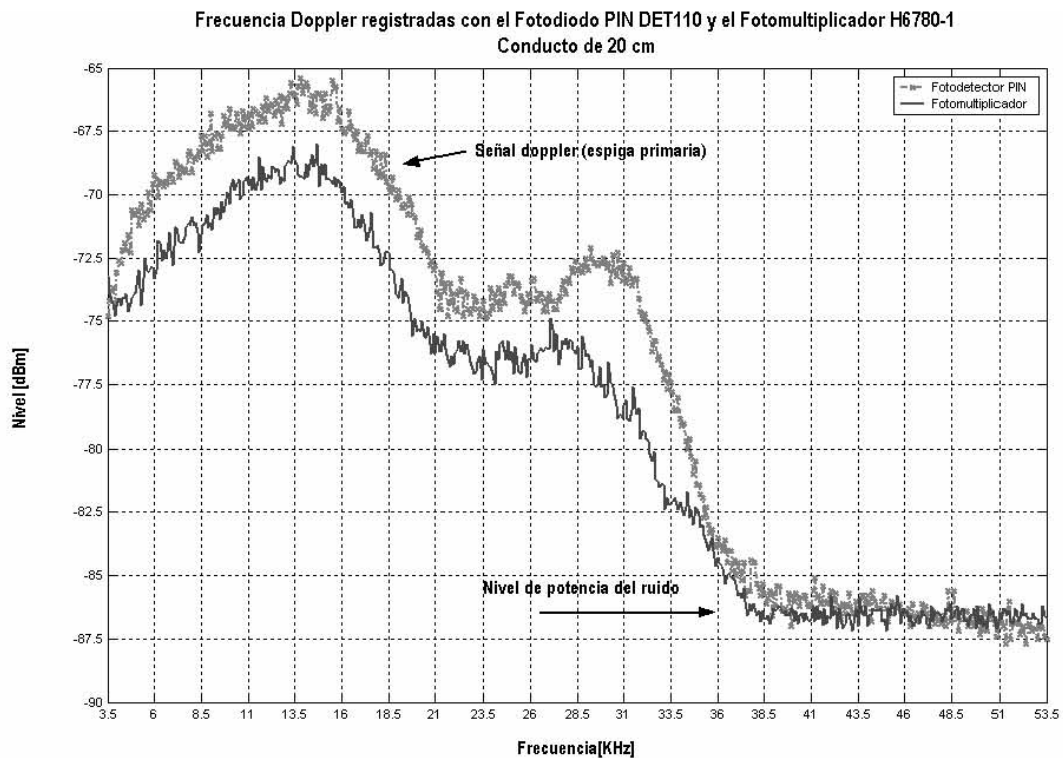


Figura 8.11. Señal Doppler en un conducto. Para esta gráfica se igualaron los niveles de ruido adyacentes a la señal Doppler, con la intención de mostrar la gran similitud en todos los aspectos de la señal. Se puede ver también que conservan un segundo máximo muy cercana a la señal Doppler real.

Como se comentó en la sección correspondiente al Desarrollo la diferencia fundamental que se presentó en las mediciones realizadas entre ambos fotodetectores fue la ganancia variable que proporciona el Fotomultiplicador H6780-1. Esta ganancia como se puede apreciar aumentó la señal registrada en su totalidad incluyendo lo que se considera como el nivel de ruido adyacente a la señal. Es decir, que esta parte que normalmente fue considerada como ruido también es parte fundamental de la señal que entra al fotorreceptor y no solo las regiones en donde se encuentran los máximos de la señal.

En las figuras 8.10 y 8.11 se muestran las señales Doppler para cada dispositivo sin tomar en cuenta la ganancia proporcionada por el fotomultiplicador. Esto se logró restando el pedestal que proporciona el fotomultiplicador, de manera que coincidieran los niveles de ruido de ambas señales, la señal del fotomultiplicador y el fotodiodo. En el caso de las mediciones realizadas el Fotomultiplicador H6780-1 solo agrega un pedestal de potencia a la señal. En un inicio puede parecer que se trataran de un par de señales distintas, pero estas pequeñas diferencias son provocadas por el error humano, es decir, se producen al intercambiar los dispositivos ya que como se ha mencionado a lo largo de este documento se requiere de alta precisión en los sistemas de instrumentación. Tomando en cuenta estos factores y las consideraciones hechas en la sección 7.4.4 se puede decir que se trata de la misma señal.

Gracias a esto es posible concluir:

3. Experimentalmente, se implementó un ALD de Haz Doble en dos configuraciones distintas, la configuración de esparcimiento frontal y la configuración con retroesparcimiento en algunos de los lóbulos laterales. Con esto fue posible determinar algunos factores en cuanto al esparcimiento de las partículas en las configuraciones propuestas y en algunas variantes al sistema de fotodetección.
4. Si se trata de llevar a cabo una elección entre el fotodiodo *p-i-n* DET 110 y el fotomultiplicador H6780-1, son igualmente efectivos para su aplicación en la Anemometría Láser Doppler, con la facilidad de que el fotodiodo *p-i-n* no requiere polarización ni filtros con ancho espectral estrechos.
5. El Fotomultiplicador se recomienda para los casos en los que los sistemas de procesamiento no aceptan los niveles de potencia de los Fotodiodos que no poseen sistemas internos de amplificación, es decir, que sus circuitos de decisión no son sensibles a las potencias de salida de estos dispositivos.

CONCLUSIONES GENERALES

1. Con base en el análisis del estado del arte de algunas áreas de las comunicaciones ópticas contemporáneas y los dispositivos con los que se logran llevar a cabo, se elaboró una propuesta y finalmente una maqueta de un receptor óptico homodino.
2. Se encontró que algunos sistemas de instrumentación ópticos tales como los Anemómetros Láser Doppler (ALD) utilizan los receptores ópticos homodinos; estos sistemas son más cómodos para la investigación de las singularidades de funcionamiento de un receptor óptico homodino. Por esta razón, se desarrollo y utilizo una maqueta funcional de un ALD para llevar a cabo la investigación experimental sobre algunas características de un receptor óptico homodino.
3. Uno de los láseres más adecuado para su uso en la ALD el láser de HeNe con longitud de onda de 632.8 nm y polarización lineal con potencia superior a 5 mW, éste es una opción que además presenta la valiosa cualidad de encontrarse en la región visible del espectro y por esta razón es más fácil su uso ya que puede ser manipulado casi en su totalidad de manera visual.
4. El ancho espectral y la velocidad de respuesta de los fotodetectores, son las características más importantes en la selección del tipo de fotodetector. Es posible concluir que tanto los fotodiodos como los fotomultiplicadores son aptos para su uso en la detección homodina.
5. Experimentalmente, se implementó un ALD de Haz Doble en dos configuraciones distintas, la configuración de esparcimiento frontal y la configuración con retroesparcimiento en algunos de los lóbulos laterales. Con esto fue posible determinar algunos factores en cuanto al esparcimiento de las partículas en las configuraciones propuestas y en algunas variantes al sistema de fotodetección.
6. En cuanto a las singularidades en el receptor óptico homodino para su aplicación en la ALD se encontró en el caso de flujo "ideal" (con imitación al flujo de partículas que se encuentran incrustados en los discos de acrílico giratorios) que aunque los niveles de detección de la señal se incrementan por la presencia de las partículas en un volumen de medición con gran esparcimiento, la señal Doppler se ve

afectada en todo el espectro incrementando también el ruido adyacente a la señal de interés que al compararla con una señal Doppler encontrada en un volumen de medición con poco o nulo esparcimiento los niveles entre la señales Doppler y el nivel de ruido adyacente son iguales.

7. La exploración de un caso tridimensional reveló que existe una forma de espectro característica para las señales Doppler obtenidas de flujos en conductos rectangulares delgados, esta señal posee dos máximos en vez de uno, que se van acercando entre si a medida que se incrementa la concentración de partículas. Se seleccionaron las partículas Drilling Fluids 2 y su comportamiento detallado se describe en la sección 7.4.2 y 7.4.3.
8. Se encontró que tanto el fotodiodo *p-i-n* DET110 de la marca ThorLabs como el fotomultiplicador H6780-1 de la marca Hamamatsu pueden ser utilizados en un receptor óptico homodino y su aplicación a la técnica láser Doppler esperando resultados satisfactorios, aunque cada fotodetector posee sus propias ventajas y desventajas depende del usuario y del equipo disponible la selección del apropiado.
9. La variante de receptor óptico homodino presentado en este documento aplicado a la técnica Láser Doppler propuesta tiene varios aspectos que pueden ser modificados buscando mejoras en la obtención de las señales (Véase el Capítulo 7, sección 5). Si se toma en cuenta las consideraciones hechas, esta instalación puede ser adaptada para mediciones en flujos esperando resultados satisfactorios, con la consideración de que los resultados que se obtengan siempre corresponderán a una componente perpendicular del patrón de interferencia. Por lo tanto, si se tuviera la necesidad de conocer mas de una componente se requiere de mas de un par de haces láser y en cada uno debe tomarse en cuenta la propuesta planteada en este trabajo.