

**ESTUDIO E IMPLEMENTACIÓN DE UN
ANEMÓMETRO DOPPLER-LÁSER PARA
MEDIR LA VELOCIDAD DE FLUJO DE LÍQUIDOS**

DANIEL ALEXANDER DÍAZ ARTEAGA
CARLOS FELIPE ORDÓÑEZ URBANO

UNIVERSIDAD DEL CAUCA
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES, EXACTAS Y DE LA EDUCACIÓN
INGENIERÍA FÍSICA
POPAYÁN
2006

**ESTUDIO E IMPLEMENTACIÓN DE UN
ANEMÓMETRO DOPPLER-LÁSER PARA
MEDIR LA VELOCIDAD DE FLUJO DE LÍQUIDOS**

DANIEL ALEXANDER DÍAZ ARTEAGA
CARLOS FELIPE ORDÓÑEZ URBANO

Trabajo de grado presentado como requisito parcial para optar al título de
Ingeniero Físico

Director
Msc. Jaury León Téllez

UNIVERSIDAD DEL CAUCA
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES, EXACTAS Y DE LA EDUCACIÓN
INGENIERÍA FÍSICA
POPAYÁN
2006

Índice general

RESUMEN	VII
INTRODUCCION	VIII
1. HAZ LÁSER	1
1.1. Características de utilización	2
2. PRINCIPIOS DE INTERFERENCIA	6
2.1. Introducción	6
2.2. Intensidad	8
2.3. Interferómetros convencionales	9
2.3.1. Interferómetro de división de frente de onda	9
2.3.2. Interferómetro de división de amplitud	9
3. EFECTO DOPPLER	13
3.1. Cambio Doppler	13
3.2. Detección del cambio Doppler	16
4. TÉCNICA LÁSER DOPPLER	18
4.1. Introducción	18
4.2. Detección directa	20
4.3. Arreglos ópticos para anemometría láser Doppler	21
4.4. Haz de referencia	21
4.5. Diferencial Doppler	24

5. LDA DIFERENCIAL	29
5.1. Principios básicos	29
5.2. Volumen de dispersión	31
5.3. Modelo de franjas	32
5.4. Señal burst Doppler	34
5.4.1. Espectro de la señal burst Doppler	37
5.5. Tiempo de tránsito	38
5.6. Incremento del ancho frecuencial	39
5.6.1. Gradiente de velocidad en el espacio	39
5.6.2. Gradiente de velocidad en el tiempo	40
5.6.3. Tamaño de las partícula de sembrado	40
5.6.4. Vibración de los elementos ópticos	40
5.7. Señales	41
6. SEMBRADO DE PARTÍCULAS	43
6.1. Introducción	43
6.2. Movimiento de partículas en el seno de un fluido	44
6.3. Tamaño óptimo de las partículas	47
6.4. Elección del tipo de sembrado	49
7. DISPERSIÓN DE LUZ POR PEQUEÑAS PARTÍCULAS	51
7.1. Introducción	51
7.2. Modelo de un dispersor elemental	53
7.3. Teoría de Lorentz-Mie	56
8. MEDIDAS 1D-LDA	58
8.1. Introducción	58
8.2. Sistema óptico	59
8.2.1. Configuración física	59
8.3. Sistema de recepción y detección	64
8.4. Sistema de referencia	66
8.4.1. Disco rotatorio	66
8.4.2. Calibración	67

8.5. Medidas de velocidad del fluido	71
8.5.1. Sistema de flujo	71
8.5.2. Método volumétrico	74
8.5.3. Partículas en agua	75
8.5.4. Cálculo de velocidades	76
9. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	80
BIBLIOGRAFIA	82
ANEXOS	84

Índice de figuras

2.1. Interferencia entre dos fuentes puntuales	7
2.2. Esquema del Interferómetro de Michelson	10
2.3. Montaje del Interferómetro de Mach-Zehnder	11
4.1. Efecto Doppler para una partícula en movimiento	19
4.2. Sistema LDA, con la configuración haz de referencia	22
4.3. Configuración de haz de referencia con 1 haz de transmisión	23
4.4. Diferencial Doppler en DHD	24
4.5. Diferencial Doppler en RD	25
4.6. Sistema LDA, con la configuración diferencial Doppler de dos haces	26
5.1. Esquema básico de una configuración diferencial Doppler	30
5.2. Forma y dimensiones del volumen de dispersión	31
5.3. Franjas en volumen de dispersión debido a la interferencia de dos haces	33
5.4. Formación de la señal <i>Burst</i> a partir del modelo de franjas	37
5.5. <i>Burst</i> Doppler.	42
5.6. Señal filtrada con la componente DC removida.	42
7.1. Dispersor elemental	54
8.1. Esquema subsistema óptico	60
8.2. Montaje experimental	61
8.3. Cambio del ángulo entre haces en el caso de aire y agua	62

8.4. Unidad básica Cobra3 y módulo fotoamplificador	64
8.5. Sensor fotodiodo de silicio y abertura $30 \mu m$	65
8.6. Esquema disco rotatorio y optoacoplador	67
8.7. Variación de voltaje y el espectro para $683.59 Hz$	69
8.8. Espectros: $a) = 1640,63Hz$ y $b) = 1972,66Hz$	70
8.9. Espectros: $a) = 2304,69Hz$ y $b) = 2441,41Hz$	71
8.10. Espectros: $a) = 2656,25Hz$ y $b) = 2753,91Hz$	72
8.11. Sistema cerrado de flujo	72
8.12. Tubos en vidrio y sus respectivos acoples	73
8.13. Bomba para recirculación de agua	74
8.14. Espectros para diferentes frecuencias: a)sembrado natural , y b)sembrado artificial	75
8.15. Montaje 1D-LDA con sistema de flujo	76
8.16. Espectros para las frecuencias: $a)8,50kHz$ $b)22,40kHz$	77
8.17. Histogramas correspondientes a las frecuencias: $a) = 22,40kHz, \sigma =$ $1,62$ y $b) = 27,80kHz, \sigma = 0,96$	78
8.18. Espectros para las frecuencias: $a)27,80kHz$ $b)30,98kHz$	78
8.19. Histogramas correspondientes a las frecuencias: $a) = 8,50kHz, \sigma =$ $1,70$ y $b) = 16,99kHz, \sigma = 1,89$	79
8.20. Histogramas correspondientes a las frecuencias: $a) = 30,98kHz, \sigma =$ $1,32$	79

Índice de cuadros

1.1. Características más importantes de diferentes tipos de láser utilizados en sistemas LDA.	3
4.1. Características más importantes de las tres configuraciones de un sistema LDA.	28
6.1. Densidades de diferentes partículas de sembrado.	48
6.2. Tipos de sembrado comerciales.	50
8.1. Características más importantes del láser utilizado.	59
8.2. Datos obtenidos en el montaje experimental	63
8.3. Datos de frecuencia obtenidos en el osciloscopio con el optoacoplador	68
8.4. Datos de frecuencia obtenidos con el software <i>MEASURE</i>	69
8.5. Porcentajes de error entre los datos obtenidos en el osciloscopio y <i>MEASURE</i>	70
8.6. Datos frecuencia obtenidos con el método volumétrico	74
8.7. Frecuencias y velocidades obtenidos con 1D-LDA diferencial	77

AGRADECIMIENTOS

- A nuestros familiares que han hecho posible la culminación de esta etapa de nuestras vidas.
- A nuestros grandes amigos quienes están presentes en todo momento y que conocen el verdadero significado de la amistad.
- A los docentes del Departamento de Física que nos formaron con principios y que nos brindaron su cálido apoyo.
- La asesoría brindada a distancia del PhD. David García i Vizcaíno de la universitat Politècnica de Catalunya (UPC) quien nos aclaró muchos conceptos acerca de la técnica y siempre estuvo a disposición.

RESUMEN

En el presente trabajo, se presenta un estudio de la técnica de Anemometría Doppler Láser y su implementación en configuración de haz dual o diferencial, para la medición de una de las tres componentes del vector velocidad (componente ortogonal al patrón de franjas de interferencia) de un fluido translucido (agua destilada) que circulaba a través en un circuito cerrado por una tubería hecha en vidrio pyrex y que era impulsada por una bomba para filtrar agua de peceras, luego el agua se almacenaba en un recipiente(vidrio). Cabe señalar que el fluido se trabajó con sembrado de partículas tanto natural (burbujas) como artificial(ZrO_2).

Como primera medida se utilizó el sistema óptico y de detección para medir las frecuencias de giro de una superficie rugosa (disco rotatorio), dichas frecuencias fueron verificadas mediante el uso de un optoacoplador y un osciloscopio. Así este método fue usado como referencia.

Como segundo paso se estimaron las posibles frecuencias que generaba la bomba para diferentes velocidades haciendo uso del método volumétrico y se determinó cada régimen de circulación.

El sistema 1D-LDA diferencial en dispersión hacia delante se utilizó para medir las frecuencias Doppler que, mediante su análisis estadístico, proporcionaron los valores reales de velocidad de flujo para la bomba usada en un sistema cerrado.

INTRODUCCION

Con la evolución de la tecnología, las ciencias y la ingeniería se ha buscado diferentes formas que permitan no solo la fabricación de mejores dispositivos, sino además, brindar una alta confiabilidad en los datos obtenidos; labrando nuevos horizontes en el desarrollo de sistemas que faciliten la realización de tareas de dimensión nanoscópica las cuales son de difícil manejo para el ser humano.

La óptica como área del conocimiento ha empezado a formar parte de los diferentes medios de registro de información que permiten una interpretación cualitativa acerca de los fenómenos de estudio. Desde la aparición del láser se han generado investigaciones acerca de técnicas más elaboradas que proporcionan datos cuantitativos con gran precisión y resolución, debido a sus propiedades de coherencia tanto espacial (propagación casi rectilínea) como temporal (todos los fotones están en fase) y a la alta densidad de energía que es posible obtener.

La mecánica de fluidos ha visto la necesidad de aprovechar las características que posee la luz láser como medio para la determinación de variables que en esta rama se manipulan, tales como velocidades de flujo, caudal y turbulencia.

Es por ello que las diferentes técnicas ópticas que hasta ahora han sido desarrolladas, como por ejemplo, técnicas de fotografía de video convencionales, Velocimetría por imagen (PTV - *Particle Tracking Velocimetry*, PIV - *Particle Image Velocimetry*, PLIF - *Planar Laser Induced Fluorescence*), Interferometría (Holografía, LDA - *Laser Doppler Anemometry*, PDA - *Phase Doppler Analyzer*) son susceptibles para su uso en medidas de flujos, constituyendo una alternativa a las técnicas invasivas (tubos de pitot

para medida de velocidad local, sondas para captación de gases con objeto de medir la concentración o sondas de temperatura) cuyo principal inconveniente es la introducción de un elemento sólido en el flujo donde se realiza la medida, provocando una perturbación significativa de éste.

En este documento se describe la técnica LDA (Anemometría Doppler Láser) en la configuración de haz dual o diferencial, cuyo propósito radica en la determinación de la velocidad media del fluido, puesto que ha sido uno de los métodos más extendidos y contrastados. Además, su implementación ha sido viable dentro del laboratorio de óptica y láser de la Universidad del Cauca.

El estudio de la velocidad del fluido por medio de este método se basa en la detección del cambio de frecuencia Doppler, debido a la variación en intensidad de la energía dispersada asociada a pequeñas partículas trazadoras que reciben el nombre de sembrado. Este sembrado es capaz de seguir fielmente el fluido y no alterar sus propiedades (en especial que no modifique su densidad).

En el capítulo uno se presenta una breve descripción del haz láser y las características principales para su uso en esta técnica.

En el capítulo dos se presentan los principios básicos de interferometría y el funcionamiento del interferómetro más utilizado en óptica.

En el capítulo tres se establecen los principios fundamentales para el cambio Doppler asociado a la luz láser y su correspondiente detección.

En el capítulo cuatro se describen los conceptos de la técnica Doppler láser, junto con las posibles configuraciones de detección.

En el capítulo cinco se estudia la configuración LDA diferencial que se escogió para el desarrollo de este trabajo.

En el capítulo seis se brindan los criterios que deben satisfacerse a fin de elegir las partículas de sembrado.

En el capítulo siete se describe brevemente el modelo básico para la dispersión que se produce cuando un haz de luz incide sobre una partícula.

En el capítulo ocho se presenta el prototipo del sistema 1D-LDA implementado, junto con las mediciones respectivas para dos casos. El primero es para una superficie en rotación y el segundo para un líquido (agua) que circula por un tubo.

En el capítulo nueve se presentan las conclusiones del trabajo realizado.

Capítulo 1

HAZ LÁSER

Las propiedades especiales de un láser de gas, que permiten hacer muchas medidas de propiedades mecánicas, son las coherencias espacial y temporal.

En todas las secciones transversales de cruce a lo largo del haz láser, la intensidad tiene una distribución Gaussiana, y el ancho del haz es usualmente definido por el margen de intensidad $1/e^2$, aproximadamente el 13% de la intensidad en el centro. En un punto la sección transversal alcanza su valor mas pequeño, y el haz láser es únicamente descrito por el tamaño y la posición de la llamada cintura de haz.

Con una longitud de onda λ conocida, el haz láser es descrito únicamente por el tamaño d_0 y la posición de la cintura del haz como se muestra en la figura 1.

Con z , que describe la distancia de la cintura del haz, se aplican las siguientes fórmulas:

$$\alpha = \frac{4\lambda}{\pi d_0}$$
$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4\lambda z}{\pi d_0^2}\right)^2} \rightarrow \alpha z \text{ para } z \rightarrow \infty \quad (1.1)$$
$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi d_0^2}{4\lambda z}\right)^2 \right] \begin{cases} \rightarrow \infty & \text{para } z \rightarrow 0 \\ \rightarrow z & \text{para } z \rightarrow \infty \end{cases}$$

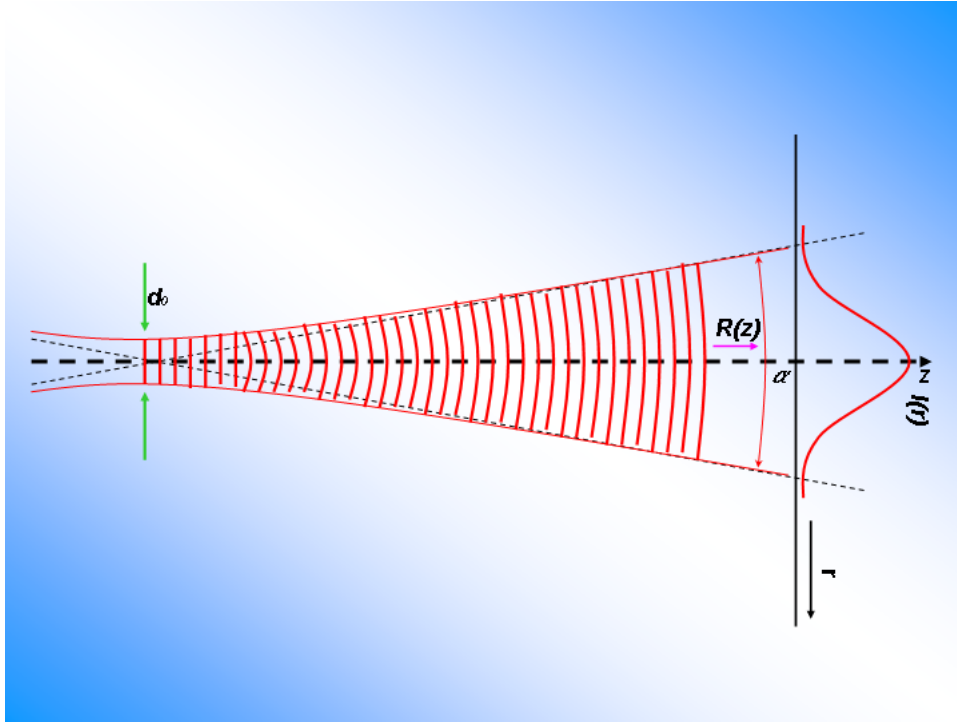


Figura 1.1. **Haz láser con distribución de intensidad Gaussiana.**

La divergencia α del haz es más pequeña que como se indica en la figura 1, y visualmente el haz láser parece ser recto y de espesor constante. Sin embargo, es importante entender que este no es el caso, ya que las medidas deben tener lugar en la cintura del haz para conseguir una realización óptima de cualquier equipo LDA. Sólo se debe notar que cuando el radio del frente de onda tiende a infinito z se aproxima a cero; es decir que los frentes de onda son aproximadamente rectos en la vecindad inmediata de la cintura del haz. Esto significa que la teoría de ondas planas se puede usar aquí, simplificando enormemente los cálculos [1].

1.1. Características de utilización

La elección del tipo de láser utilizado para un sistema LDA, va a depender de las características específicas del tipo de fluido a medir, tales como, la eficiencia de dispersión de las partículas de sembrado, la intensidad en la zona de medida, las pérdidas de

1.1. CARACTERÍSTICAS DE UTILIZACIÓN

los componentes ópticos a lo largo del camino recorrido y del número de componentes de la velocidad del blanco a medir.

Actualmente existen una infinidad de dispositivos láser a diferentes frecuencias y de diversas tecnologías, desde los más conocidos como los de gas, pasando por los de estado sólido hasta los diodos semiconductores. En el cuadro 1.1, se presenta un resumen de los diferentes tipos más utilizados en anemometría láser Doppler.

Cuadro 1.1: Características más importantes de diferentes tipos de láser utilizados en sistemas LDA.

	Longitud de onda [nm]	Color	Ancho de banda de ganancia [GHz]	Ancho de línea [MHz]	Longitud de coherencia [m]	Potencia [mW]	Factor de calidad [M ²]
HeNe	632.8	Rojo	1.6	300	1	0.5 50	1
Ar ⁺	Línea a 257	UV	4	4000	0.07	5 20×10 ³	1.5
Ar ⁺	Línea a 476.5	Violeta	4	4000	0.07	5 20×10 ³	1.5
Ar ⁺	Línea a 488	Azul	4	4000	0.07	5 20×10 ³	1.5
Ar ⁺	Línea a 514.5	Verde	4	4000	0.07	5 20×10 ³	1.5
Diodo Láser	640	Rojo	100	100	3	0.2 10 ³	1.5
Nd:YAG	1064	IR	120	1	300	5 10 ⁵	1.1
Nd:YAG	532(doblador)	Verde	120	1	300	1 10 ⁴	1.1

Todas estos requerimientos se los puede resumir principalmente en:

1.1. CARACTERÍSTICAS DE UTILIZACIÓN

1. Potencia de salida

La potencia de salida del láser deberá ser aquella que proporcione una intensidad mínima sobre el blanco o partícula de cada uno de los haces focalizados en la zona de medida, que asegure una intensidad dispersada suficiente para que pueda ser detectada por los circuitos de detección y de estimación de la velocidad.

2. Polarización

Hay que recordar, que para que exista batido o interferencia entre dos o más haces láser en un punto, se necesita que todos los haces tengan la misma polarización, para que el contraste entre las franjas sea máximo.

3. Longitud de coherencia

También llamada coherencia temporal. Está relacionada con la posibilidad de encontrar una referencia común de fase entre la radiación emitida por la misma fuente en instantes diferentes en un intervalo de tiempo dado. Ese parámetro limita las distancias que pueden recorrer los diferentes haces de la misma fuente en un sistema LDA, para coincidir en un punto y producir un batido entre ellos.

También se puede afirmar que la coherencia temporal está muy relacionada con la pureza espectral del dispositivo láser, ya que en el caso que tenga un margen de longitudes de onda grande producirá una longitud de coherencia pequeña.

4. Pérdidas por absorción del fluido

En el caso de detección de velocidad de fluidos, se deben minimizar las pérdidas de cada uno de los haces cuando se propagan por el medio o fluido que atraviesan. Esto significa que la longitud de onda elegida dependerá de los picos o bandas de absorción del medio.

5. Precio

A parte de las características propias de un láser, la elección vendrá supeditada por su costo económico. Actualmente los láseres de gas son las fuentes de luz con una relación calidad - precio que pueden proporcionar una buena fuente coherente, con una tecnología muy desarrollada desde principios de los años 60.

1.1. CARACTERÍSTICAS DE UTILIZACIÓN

Habrá que ponderar todas las características del láser con el precio de este. La mejor solución será un láser, que permita generar haces coherentes y monocromáticos en el punto de medida y con una potencia suficiente como para que la SNR a la salida del detector permita estimar la velocidad del fluido con un error mínimo [4].

Capítulo 2

PRINCIPIOS DE INTERFERENCIA

2.1. Introducción

Una característica importante del movimiento ondulatorio es el fenómeno de interferencia que ocurre cuando dos o más ondas coinciden en el espacio y en el tiempo.

Dos fuentes S_1 y S_2 que oscilan en fase con la misma frecuencia angular ω y amplitudes E_{01} y E_{02} producen ondas planas monocromáticas, ecuación

$$E_1(t) = E_{01} \cos(\omega t + kr_1) \quad (2.1)$$

y,

$$E_2(t) = E_{02} \cos(\omega t + kr_2) \quad (2.2)$$

Donde r_1 y r_2 son respectivamente las distancias desde el punto P a las fuentes S_1 y S_2 , k es el número de onda y t es el tiempo en un instante determinado.

Si comparamos las ondas con la ecuación del movimiento armónico simple,

$$Y = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (2.3)$$

Las cantidades kr_1 y kr_2 juegan un mismo papel que las fases iniciales, entonces el desfase entre los dos movimientos ondulatorios en cualquier punto P es:

$$\Delta\varphi = kr_1 - kr_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2) \quad (2.4)$$

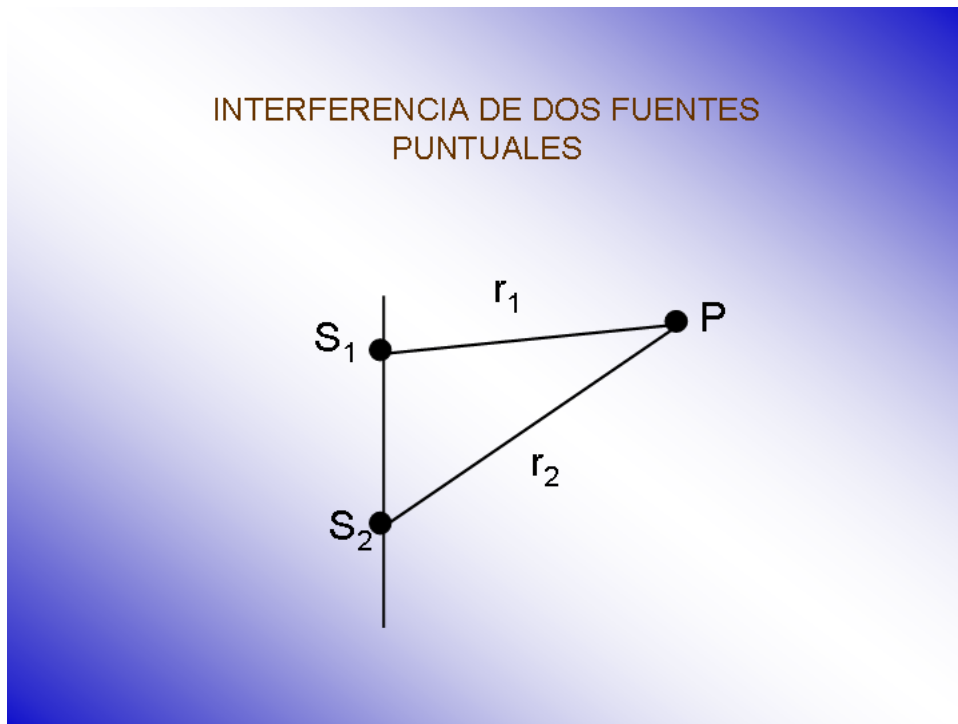


Figura 2.1: Interferencia entre dos fuentes puntuales

Si las ondas $E_1(t)$ y $E_2(t)$ tienen la misma polarización en P , la amplitud resultante es la suma vectorial de las amplitudes,

$$E = \sqrt{E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(kr_1 - kr_2)} \quad (2.5)$$

Esta amplitud toma su máximo valor cuando la diferencia de fase $\Delta\varphi = kr_1 - kr_2$ es cero o múltiplo par de π .

$$\Delta\varphi = 2n\pi \quad (2.6)$$

$$kr_1 - kr_2 = 2n\pi \quad (2.7)$$

Teniendo en cuenta que $k = 2\pi/\lambda$, se tiene que:

$$r_1 - r_2 = n\lambda \quad (2.8)$$

La amplitud resultante es la suma aritmética de las amplitudes y en este caso se habla de interferencia constructiva total.

Cuando la diferencia de fase $\Delta\varphi = kr_1 - kr_2$ es múltiplo impar de π se obtiene

$$\Delta\varphi = (2n + 1) \pi \quad (2.9)$$

y,

$$kr_1 - kr_2 = (2n + 1) \pi \quad (2.10)$$

ademas, dado que $k = 2\pi/\lambda$, se tiene que:

$$r_1 - r_2 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (2.11)$$

la amplitud resultante es la diferencia de las amplitudes y en este caso tenemos interferencia destructiva total.

2.2. Intensidad

La intensidad de una onda dentro del mismo medio se puede expresar como:

$$I = \langle E^2 \rangle \quad (2.12)$$

Donde el símbolo $\langle E^2 \rangle$ denota el promedio en el tiempo de la magnitud del campo eléctrico al cuadrado. Entonces en el punto donde las dos ondas interfieren, la intensidad esta dada por la ecuación,

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (2.13)$$

Siempre que,

$$I_1 = \langle E_1^2 \rangle, I_2 = \langle E_2^2 \rangle, I_{12} = 2 \langle E_1 E_2 \rangle \quad (2.14)$$

Este último es llamado término de interferencia y puede ser reescrito como:

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi \quad (2.15)$$

De esta forma la intensidad total es,

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi \quad (2.16)$$

La intensidad del patrón de interferencia varia de forma sinusoidal entre los valores $I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ e $I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$ respectivamente.

2.3. Interferómetros convencionales

Existen sistemas o arreglos de componentes ópticos capaces de hacer interferir dos o mas ondas, este tipo de dispositivos se conocen con el nombre de interferómetros y se pueden clasificar en interferómetros de división de frente de onda, los cuales emplean elementos tales como rendijas o redes de difracción para producir dos o mas fuentes puntuales perfectamente coherentes a partir de un mismo frente de onda, e interferómetros de división de amplitud, los cuales utilizan espejos semireflectantes para dividir el haz.

2.3.1. Interferómetro de división de frente de onda

Cuando un frente de onda se limita por una abertura, se pone de manifiesto una propiedad fundamental de las ondas llamada principio de Huygens [15], el cual establece que cada punto en un frente de onda en propagación sirve como fuente de trenes de ondas esféricas secundarias de tal modo que, al cabo de cierto tiempo , el frente de onda será la envolvente de estos trenes de onda. Entre los interferómetros de división de frente de onda mas conocidos tenemos el interferómetro de Young y el biprisma de Fresnel.

2.3.2. Interferómetro de división de amplitud

Supóngase que una onda luminosa incide sobre una superficie semitransparente (divisor de haz). Parte de la onda será transmitida y parte será reflejada. Tanto la onda transmitida como la reflejada tendrán amplitudes menores que la original. Se puede decir en forma figurada que la amplitud ha sido dividida. Si las dos ondas producidas por división pueden ser reunidas de alguna manera sobre un detector, habrá interferencia en tanto que exista algún grado de coherencia entre ellas [17] [18].

Existe una gran cantidad de interferómetros de división de amplitud, el mas conocido de todos, e históricamente el mas importante, es el interferómetro de Michelson. Su configuración es ilustrada en la figura 2.2.

Una fuente de luz emite una sola onda. El divisor de haz divide la onda en dos, una

2.3. INTERFERÓMETROS CONVENCIONALES

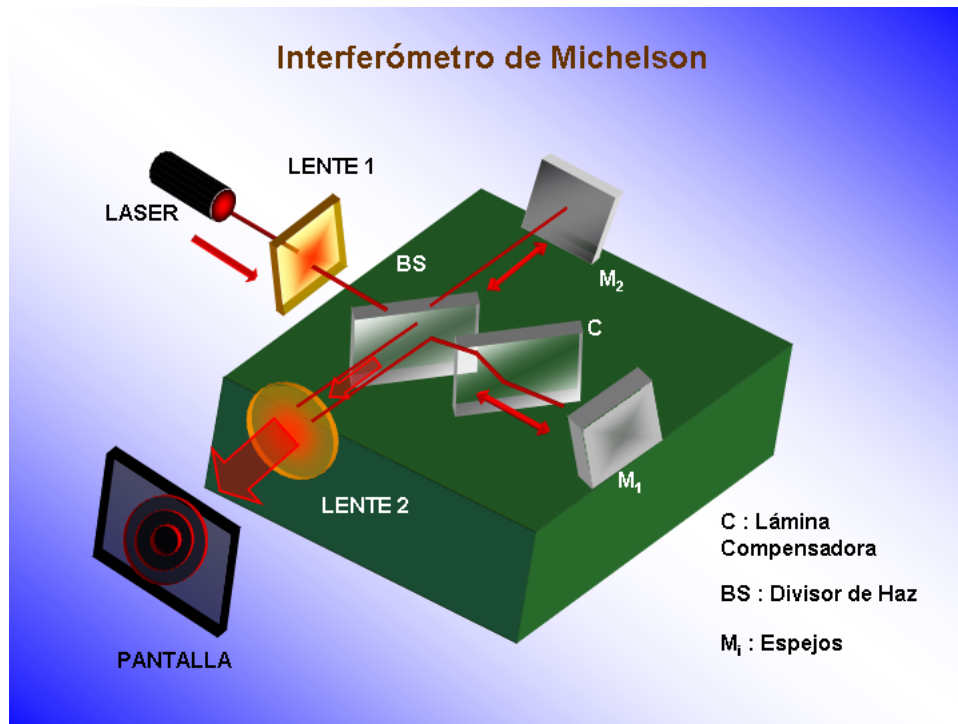


Figura 2.2: Esquema del Interferómetro de Michelson

porción se transmite y continúa su trayectoria y la otra porción se refleja sobre el divisor. Las dos ondas serán reflejadas posteriormente por los espejos 1 y 2 y regresadas al divisor de haz. Parte de la onda que viene del espejo 2 pasa a través del divisor y parte de la onda proveniente del espejo 1 es desviada por el divisor; por lo tanto, las dos ondas se unen, son recogidas por el detector y es posible que se produzca la interferencia. A veces es necesaria la inclusión de una lámina compensadora en uno de los brazos, esto debido a que un haz pasa tres veces a través del divisor mientras que el otro pasa solo una vez, de esta forma se garantiza que cualquier diferencia de camino óptico aparece de la diferencia de camino real. El interferómetro sin lámina compensadora puede ser usado con una fuente cuasi-monocromática como por ejemplo una fuente láser [17].

El interferómetro de Mach-Zehnder es otro dispositivo de división de amplitud que permite realizar mediciones, por ejemplo de variaciones en el índice de refracción. Como se muestra en la figura 2.3. Consta de dos divisores de haz y dos espejos reflectores. Las

2.3. INTERFERÓMETROS CONVENCIONALES

ondas dentro del dispositivo viajan a lo largo de caminos separados. Una pequeña diferencia de los caminos puede ser producida por un ligero giro de uno de los divisores de haz. Dado que los caminos están separados, este interferómetro es relativamente difícil de alinear; por la misma razón, sin embargo, el interferómetro encuentra diversidad de aplicaciones. Incluso se ha usado, en una forma alternada, aunque conceptualmente es la misma, para obtener franjas de interferencia de electrones.

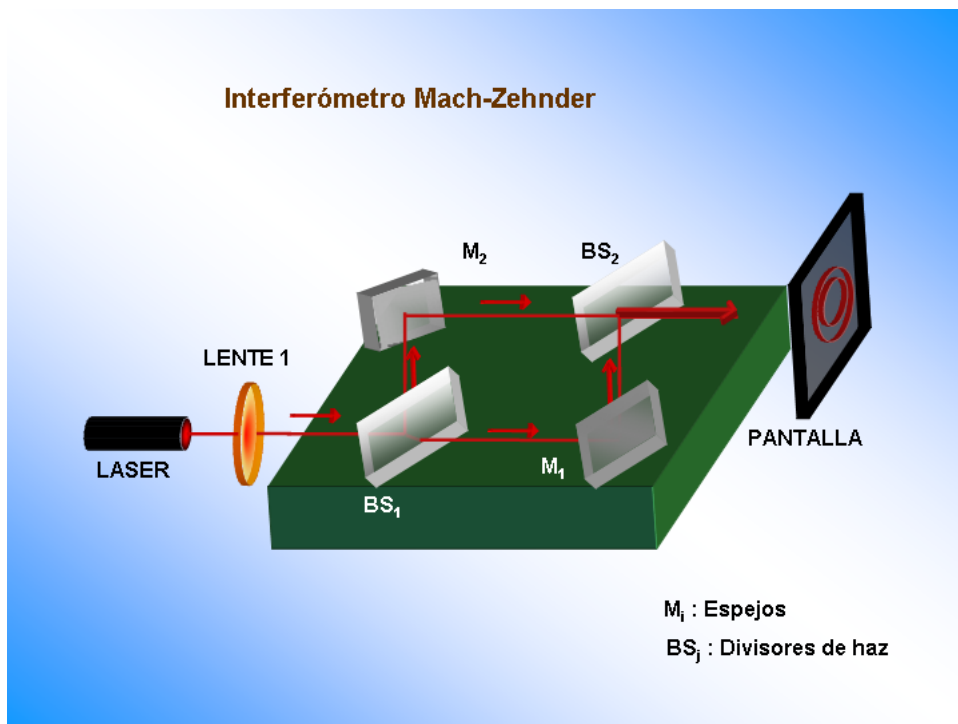


Figura 2.3: Montaje del Interferómetro de Mach-Zehnder

La formación de franjas de interferencia para este tipo de dispositivos obedece al principio de superposición de ondas. Cuando se recogen los dos haces provenientes de cada brazo del interferómetro, estos interfieren formando un patrón que se conoce como interferograma, el cual consta de una serie de franjas brillantes y oscuras alternadas, que pueden ser anillos o líneas [16].

El contraste de las franjas, llamado visibilidad C_f , está dado por la ecuación,

$$C_f = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.17)$$

2.3. INTERFERÓMETROS CONVENCIONALES

Donde I_{max} e I_{min} son los valores de intensidad máxima y mínima respectivamente dentro del interferograma. Dado que

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}, I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.18)$$

La expresión para la visibilidad tiene su valor máximo cuando I_1 es igual a I_2 , lo cual significa que los patrones mas definidos existirán cuando las ondas que interfieren tienen amplitudes iguales, es decir, cuando el divisor de haz presenta un cincuenta por ciento de reflectancia y un cincuenta por ciento de transmitancia (para el caso ideal de cero por ciento de absorción) o valores cercanos a estos. Las franjas brillantes se producen en aquellas zonas del espacio donde la interferencia de las ondas es constructiva, en cuyo caso la intensidad es representada por la ecuación,

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.19)$$

Mientras que las franjas oscuras se producen cuando los frentes de onda que interfieren se encuentran en contrafase, para tal caso la intensidad toma un valor igual a,

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.20)$$

Capítulo 3

EFECTO DOPPLER

3.1. Cambio Doppler

Cuando una onda electromagnética incide sobre una partícula, esta esparce la luz en todas las direcciones. La intensidad de la luz dispersada varía con la dirección y una partícula de polvo suspendida en el aire podría verse debido a que la dirección de esparcimiento predominante coincide con la dirección del punto de vista. Si se observa la partícula desde diferentes direcciones se podrá notar que la brillantez de la partícula varía, siendo más fuerte en la dirección de la luz entrante y más débil al situarse detrás o desde un lado de la partícula. La variación de la intensidad de la luz esparcida por partículas esféricas fue descrito en detalle por Mie(1908).

Sin embargo, no se puede detectar a simple vista que el color de la luz varia también levemente si la partícula está en movimiento, ya que el cambio es extremadamente pequeño. Este cambio, es el utilizado en anemometría doppler láser [3]y se basa principalmente en el efecto doppler, el cual explica el hecho que la luz cambia su frecuencia (λ) cuando es detectado por un observador estacionario después de ser dispersado por un objeto en movimiento [5].

Para ver como se produce este cambio, se considera un haz de luz monocromático perfectamente plano llegando hasta una partícula; el campo electromagnético del haz puede ser escrito como,

3.1. CAMBIO DOPPLER

$$\vec{E}_0(\vec{r}) = A_0(t) \exp \left\{ -i \left(\omega_0 t + \epsilon_0 - \vec{k}_0 \cdot \vec{r} \right) \right\} \quad (3.1)$$

donde t es tiempo, A_0 es la amplitud de la onda de luz, posiblemente cambiando con el tiempo, ω_0 es la frecuencia angular de la onda de luz, ϵ_0 da la fase, \vec{k}_0 es el vector de onda de la luz y \vec{r} es un vector posición.

Ahora, se asume que en un punto \vec{r}_p hay una partícula en movimiento con velocidad \vec{U} . Esta partícula esparce la luz entrante y produce una onda esférica

$$E_s(\vec{r}) = \frac{A_s(\hat{e}_0 - \hat{e}_s, t)}{R} \exp \left\{ -i(\omega_s t + \epsilon_s - k_s R) \right\} \quad (3.2)$$

donde A_s es una función amplitud, la cual varía con la dirección y posiblemente con el tiempo, \hat{e}_0 es un vector unitario en dirección de la luz entrante, \hat{e}_s es un vector unitario en dirección de la luz dispersada, R es la distancia a una punto de observación, ω_s es la frecuencia de la luz dispersada, ϵ_s es la fase y \vec{k}_s es el vector de onda de la luz.

Primero se escoge el punto de observación para que coincida con la superficie de la partícula. Sobre cada punto de esta superficie la partícula emite ondas a la misma rata como esta sensa las ondas entrantes, y entonces

$$\omega_0 t + \epsilon_0 - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}_p = \omega_s t + \epsilon_s - k_s R_p \quad (3.3)$$

donde \vec{r}_p es el vector posición del punto de observación a la partícula y R_p es su radio.

La posición de la partícula cambia con el tiempo y en la vecindad del punto r_{p0} , la posición de la partícula en el instante inicial, puede escribirse como $\vec{r}_p = r_{p0} + \vec{U}t$ donde \vec{U} es la velocidad de la partícula. La distancia entre la partícula y el punto de observación es entonces

$$R = R_0 - \vec{U} \cdot \hat{e}_s t \quad (3.4)$$

3.1. CAMBIO DOPPLER

donde R_0 es la distancia entre la partícula y el punto de observación en un tiempo cero, luego se tiene

$$k_s R = k_s R_0 - \vec{k}_s \cdot \vec{U}_t \quad (3.5)$$

y la ecuación (3.2) ahora puede ser escrita

$$E_s(\vec{r}) = \frac{A_s(\hat{e}_0 - \hat{e}_s, t)}{R} \exp \left\{ -i \left[(\omega_0 + \omega_D) t + \epsilon_0 + k_s (R_p - R_0) - \vec{k}_0 \cdot \vec{r}_{p0} \right] \right\} \quad (3.6)$$

donde la frecuencia Doppler es

$$\omega_D = \vec{k}_s \cdot \vec{U} = \vec{U} \cdot (\vec{k}_s - \vec{k}_0) \quad (3.7)$$

En la ecuación (3.6) se nota que hay un término de fase $k_s R_p$ que varía dependiendo dónde la luz sea dispersada en la superficie de la partícula.

La luz que alcance el punto de observación será una superposición de contribuciones desde diferentes partes de la partícula. Si el diámetro de la partícula no es mucho menor que la longitud de onda de la luz llevará a una degradación de la calidad de la señal en el punto de observación. Se nota, sin embargo, que las frecuencias de todas estas contribuciones son las mismas.

Si, en la ecuación (3.7), se coloca $|k| = \omega/c$ donde c es la velocidad de la luz, se obtiene

$$\omega_D = (\omega_s \hat{e}_s - \omega_0 \hat{e}_0) \cdot \frac{\vec{U}}{c} = (\omega_0 \hat{e}_s) + \omega_D \hat{e}_s - \omega_0 \hat{e}_0 \cdot \frac{\vec{U}}{c} \quad (3.8)$$

de la cual se puede resolver

$$\omega_D \left(1 + \hat{e}_s \cdot \frac{\vec{U}}{c} \right) = \omega_0 (\hat{e}_s - \hat{e}_0) \cdot \frac{\vec{U}}{c} \quad (3.9)$$

3.2. DETECCIÓN DEL CAMBIO DOPPLER

U/c es muy pequeño comparado con 1 y el segundo término de la izquierda puede ser despreciado. Se puede entonces obtener la siguiente expresión final para la frecuencia Doppler como

$$\omega_D = \omega_0 (\hat{e}_s - \hat{e}_0) \cdot \frac{U}{c} = k_0 (\hat{e}_s - \hat{e}_0) \cdot U = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\hat{e}_s - \hat{e}_0) \cdot U \quad (3.10)$$

donde λ_0 es la longitud de onda de la luz.

Se puede ver que el efecto Doppler es directamente proporcional a la proyección del vector velocidad sobre el vector $\hat{e}_s - \hat{e}_0$, siendo el factor de proporcionalidad el producto de la magnitud de este vector y el número de onda de la luz no-dispersada. Si U_{\parallel} es la proyección del vector velocidad, la ecuación 3.10 puede ser escrita de la forma

$$\omega_D = 4\pi \frac{U_{\parallel}}{\lambda_0} \sin \frac{\varphi}{2} \quad (3.11)$$

donde φ es el ángulo entre las direcciones de propagación de la luz entrante y de *scattering* o esparcimiento.

3.2. Detección del cambio Doppler

El *scattering* tiene muy alta frecuencia, la frecuencia de la luz original mas el (pequeño) cambio Doppler. Tales frecuencias altas no pueden ser medidas directamente; sin embargo, se puede proporcionar un método por el cual la frecuencia doppler puede ser extraída de la luz dispersada. Esto se hace usualmente arreglando el sistema de tal forma que la luz sea llevada al detector a lo largo de un camino diferente del seguido por la luz esparcida. Esta luz puede ser derivada directamente desde la fuente (sistemas de haz de referencia) o ser el *scattering* de otro haz (sistemas de haz dual).

De cualquier forma, las dos ondas de luz son superpuestas sobre la superficie del detector, donde interfieren y forman un patrón de interferencia. El cambio en la inten-

3.2. DETECCIÓN DEL CAMBIO DOPPLER

idad puede ser detectado y dar la correspondiente frecuencia Doppler [3].

El cambio de frecuencia puede ser detectado por la frecuencia de batido (diferencia entre las dos ondas) producido por la luz dispersada del haz de referencia o por los dos haces incidentes en diferentes ángulos [7].

Capítulo 4

TÉCNICA LÁSER DOPPLER

4.1. Introducción

En sus principios las mediciones de velocidad fueron realizadas mediante fotografía multiexposición de partículas iluminadas en el fluido o utilizando métodos mecánicos alternativos, como anemómetros de hilo caliente. Sin embargo, la evaluación de tales mediciones es laboriosa y el desarrollo de las técnicas ópticas ha generado en métodos que permiten mediciones de velocidad local de pequeñas partículas trazadoras. La técnica Láser Doppler es un método generalmente aplicado a investigaciones de flujo de fluidos y como consecuencia, es muy probable que reemplace otras técnicas ópticas de medición que han sido empleadas por muchos años en la investigación de mecánica de fluidos. Estas abarcan simples métodos de inyección de humo y tinta para la visualización del camino del fluido dentro de los cuales está: el métodos schlieren y métodos interferométricos, los cuales miden solo valores integrales unidimensionales de una densidad de campo, pero permiten la extracción de información de velocidad a partir de las relaciones entre la densidad de campo y la distribución de velocidad.

Los sistemas de medida de velocidad que hacen uso de técnicas láser para diferentes blancos (LDA/LDV) se basan en el principio básico del efecto Doppler. Este efecto fue descubierto en 1842 por el físico austriaco Christian Doppler y por H. L. Fizeau para ondas luminosas, denominado efecto Doppler-Fizeau y consiste en una fuente de ondas

4.1. INTRODUCCIÓN

electromagnéticas (láser) de una frecuencia f_{TX} y longitud de onda λ_{TX} , incidiendo sobre un blanco o partícula en movimiento a una velocidad V_p , donde la frecuencia detectada o recibida por un observador (detector) f_{RX} será:

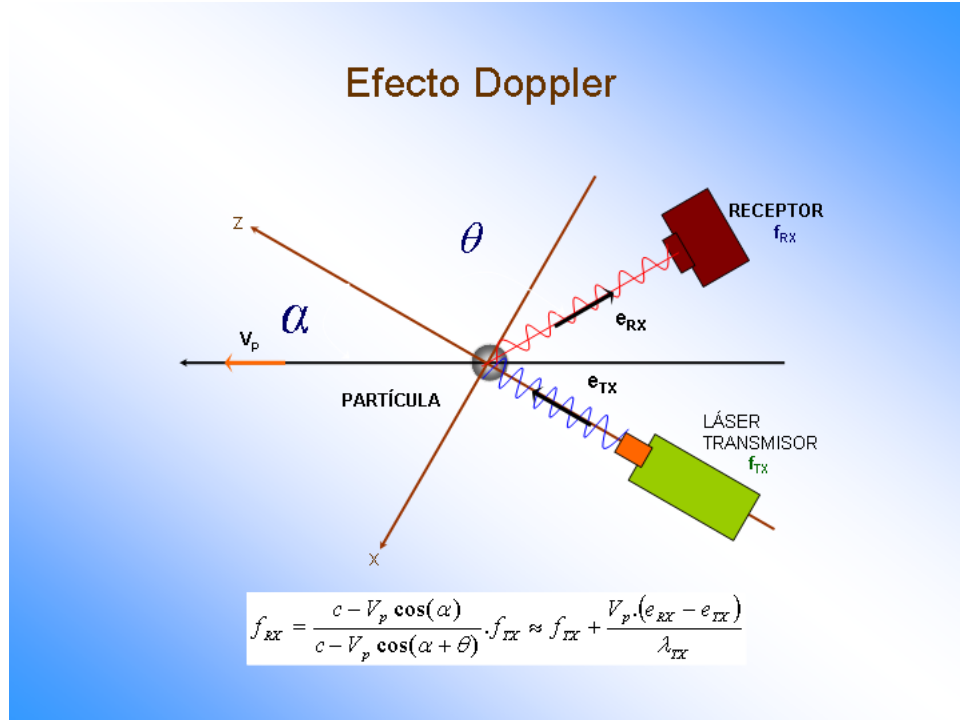


Figura 4.1: .Efecto Doppler para una partícula en movimiento

$$f_{RX} = \frac{c - V_p \cos(\alpha)}{c - V_p \cos(\alpha + \theta)} f_{TX} \quad (4.1)$$

donde c es la velocidad de la luz, α el ángulo formado entre la dirección de propagación del haz transmitido y el vector velocidad de la partícula, y θ el ángulo entre el mismo vector velocidad y la línea que describe la dirección de recepción. Expresando el desplazamiento frecuencial en función de los vectores unitarios que definen las direcciones de la fuente de luz y del receptor e_{TX} y e_{RX} respectivamente, en función del vector velocidad definido especialmente como $V_p = [V_{px}, V_{py}, V_{pz}]$, se define

$$f_{RX} = f_{TX} \frac{1 - \frac{e_{TX} \cdot V_p}{c}}{1 - \frac{e_{RX} \cdot V_p}{c}} \quad (4.2)$$

Considerando que la velocidad de la luz en la práctica es mucho mayor que el módulo de la velocidad del blanco o partícula ($c \gg |V_p|$), y con $c = f_{TX} \lambda_{TX}$ la ecuación (4.2) queda expresada de la siguiente forma:

$$f_{RX} \approx f_{TX} + \frac{V_p \cdot (e_{RX} - e_{TX})}{\lambda_{TX}} \quad (4.3)$$

Donde el desplazamiento frecuencial respecto a la frecuencia incidente (Frecuencia Doppler f_D) es proporcional a una de las componentes de velocidad de la partícula y por ende del fluido [4], cuya expresión es

$$f_D = \frac{V_p \cdot (e_{RX} - e_{TX})}{\lambda_{TX}} \quad (4.4)$$

4.2. Detección directa

El uso de fotodetectores convencionales no permite obtener la señal de la frecuencia óptica desplazada de manera directa, esto debido a los órdenes de magnitud que se manejan (algunos Hz hasta decenas de MHz) y la frecuencia de la luz incidente esta sobre los $10^{14}Hz$ (para un láser de HeNe de $632,8nm$ la $f_{TX} = 4,7 \cdot 10^{14}$).

Es complicado, pero se podría realizar haciendo uso de análisis espectral directo de la señal recibida por el receptor, mediante el uso de un interferómetro Fabry-Perot. Este método fue utilizado por Jackson y Paúl en el año de 1970, aunque fue una solución costosa las velocidades medidas fueron del orden hipersónico y turbulento. Ya en los noventa hicieron uso de la técnica denominada Doppler Global Velocimetry (DGV) o Planar Doppler Velocimetry (PDV) [4].

4.3. Arreglos ópticos para anemometría láser Doppler

Un sin número de configuraciones ópticas fueron propuestas durante los primeros días de la anemometría láser Doppler. Sin embargo, los diferentes diseños para este sistema pueden ser clasificados como interferómetros especiales en el cual uno de los siguientes efectos de interferencia ocurre:

- Luz dispersada de la interferencia de un haz láser con luz sin dispersar de otro haz (haz de referencia).
- Luz dispersada de la interferencia de un haz láser con luz dispersada de otro haz (haz dual o diferencial).
- Luz dispersada de un único haz en dos diferentes direcciones de interferencia (haz único o haz de dos dispersiones).

Se hace una descripción de las dos configuraciones más empleadas y de utilidad para diferentes aplicaciones (haz de referencia y diferencial).

4.4. Haz de referencia

Este fue el primer sistema que se dio a conocer en el año de 1964 por dos investigadores Yeh y Cummins, en el cual demostraron que si se iluminaba un fluido (agua), mediante una fuente de luz o haz láser (HeNe) y una determinada óptica, la señal dispersada a la salida de un fotodetector, contenía en el desplazamiento Doppler de la señal, información de una de las componentes de la velocidad del fluido, haciendo uso de agua en un tubo de laboratorio y utilizando partículas de sembrado de esferas de poliestireno, de esta forma maximizaban la energía dispersada. La configuración utilizada era la típica de un sistema radar de microondas, donde se mezclan parte de la señal dispersada por las partículas en el fluido con parte de la señal incidente (sistema heterodino). Esta configuración genérica se denomina haz de referencia [2].

4.4. HAZ DE REFERENCIA

La forma original para extraer la frecuencia Doppler de la configuración de haz de referencia es: dividir el haz láser en dos, los cuales serán un haz dispersado y el otro de referencia. La división es hecha de tal forma que la intensidad en el haz de referencia sea más débil que el haz dispersado. La luz dispersada es enfocada por lentes, de esta forma se logra obtener la mayor intensidad de la luz dispersada puesto que las partículas dispersan la luz en todas direcciones. El haz de referencia es llevado al detector sin ningún cambio Doppler.

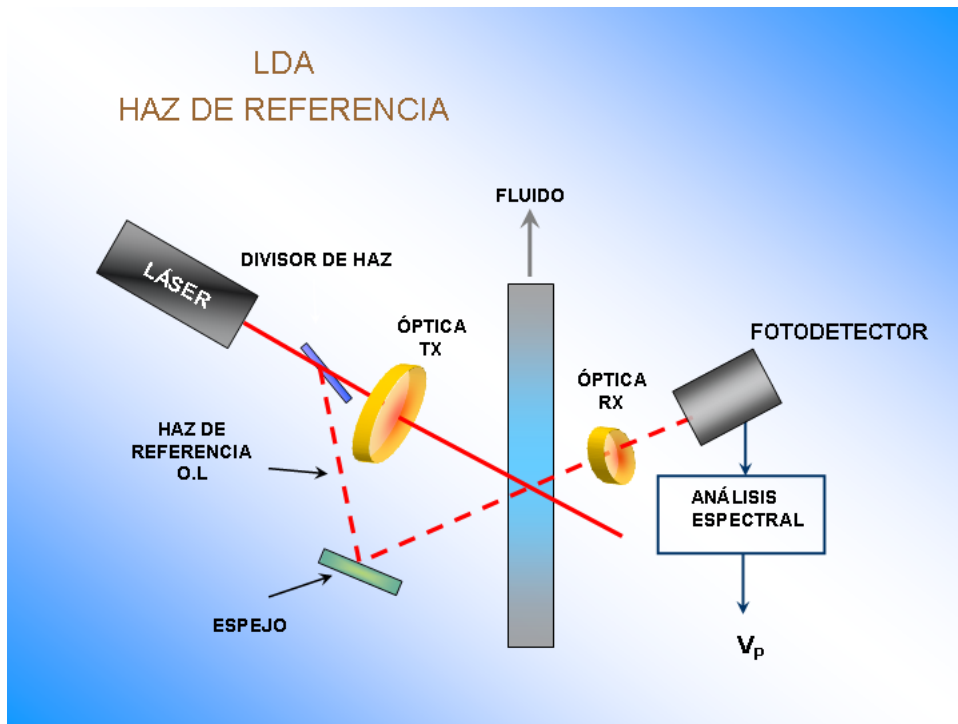


Figura 4.2: Sistema LDA, con la configuración haz de referencia

Se tendrá sobre el área del fotodetector dos señales. La primera f_{RX1} , proveniente de la señal dispersada por el blanco, y f_{RX2} fracción del haz original, haz de referencia u oscilador local (O.L). La ecuación para esta configuración es:

$$f_{RX1} = f_{TX} + \frac{V_p \cdot (e_{RX} - e_{TX})}{\lambda_{TX}} \quad (4.5)$$

4.4. HAZ DE REFERENCIA

$$f_{RX2} = f_{TX} \quad (4.6)$$

Luego a la salida del detector se obtendrá una señal heterodina o señal de batido, donde debido al comportamiento no lineal del fotodetector, generará a su salida la suma y diferencia de señales. Si se considera a la salida solo la diferencia de las ecuaciones anteriores (4.5) y (4.6) se tiene que la señal Doppler es

$$f_D = f_{RX} = f_{RX2} - f_{RX1} = \frac{V_p \cdot (e_{TX} - e_{RX})}{\lambda_{TX}} \quad (4.7)$$

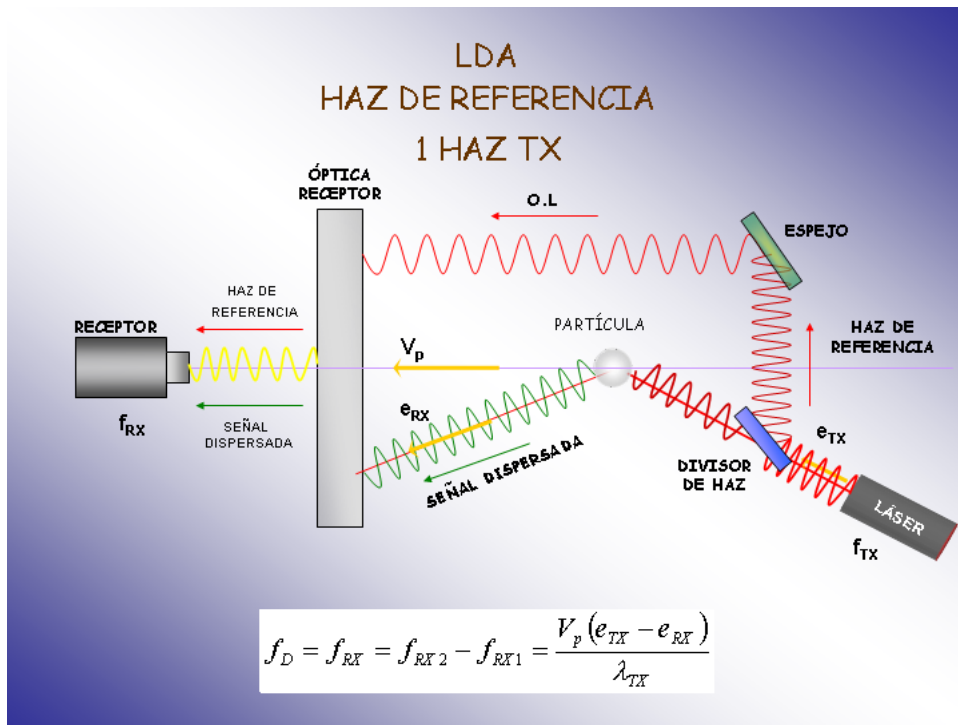


Figura 4.3: Configuración de haz de referencia con 1 haz de transmisión

Se nota que la velocidad del blanco, no solo va a depender de la dirección de la fuente láser, sino también de la posición del receptor. En función de la óptica utilizada y de la topología escogida para conseguir que la energía dispersada y la señal de referencia impacten sobre el detector aparecen diferentes geometrías ópticas.

4.5. Diferencial Doppler

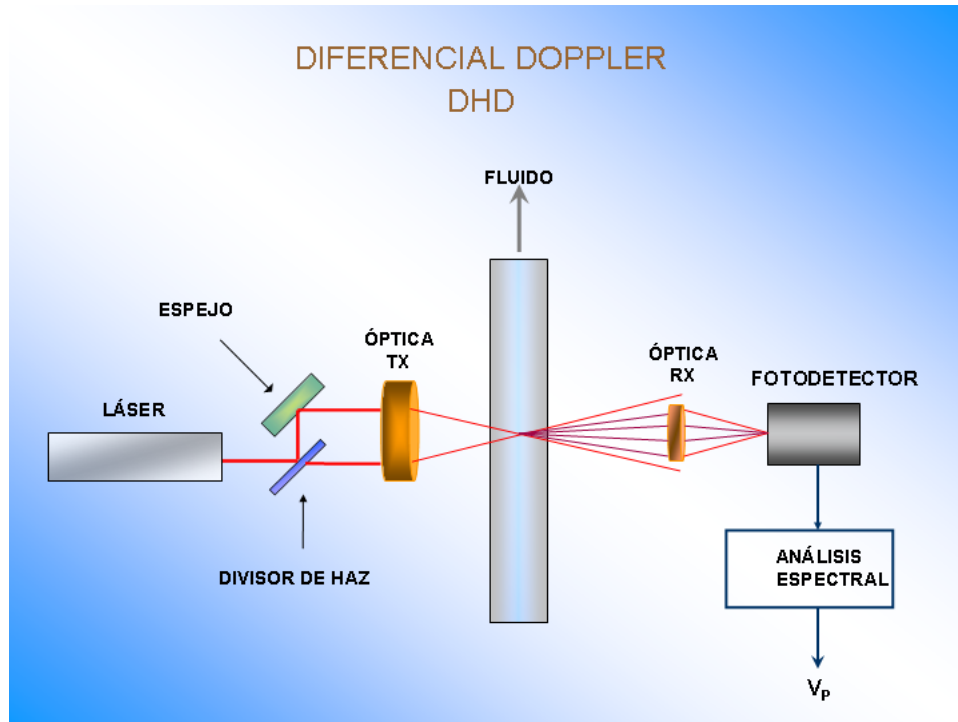


Figura 4.4: Diferencial Doppler en DHD

Se presenta una mejora al sistema de haz de referencia la cual fue introducida por Stein, Pfeifer y Penney en 1969, consiste en un sistema LDA con nueva configuración óptica conocida como diferencial Doppler o de haz dual, que permitió abrir puertas para aplicaciones hidrodinámicas y aerodinámicas de los últimos cuarenta años. Se trata de, a partir de una única fuente láser, dividirla en dos de igual potencia con un divisor de haz y focalizar los dos haces mediante una lente sobre el blanco a medir. El receptor puede estar ubicado delante o detrás del blanco. Para el caso en que el receptor este detrás es (retrodispersion RD) o se situó delante (detección hacia delante DHD) [2].

La mejora más importante en este sistema es la independencia que se tiene de la frecuencia Doppler (señal a la salida del fotodetector) de la posición del receptor. Eso genera señales con poco ancho de banda, y por consiguiente mejor resolución frecuencial, lo que implica un error menor en la medida de velocidad del blanco. De igual manera no aparecen problemas de coherencia temporal ni espacial ya que la longitud

4.5. DIFERENCIAL DOPPLER

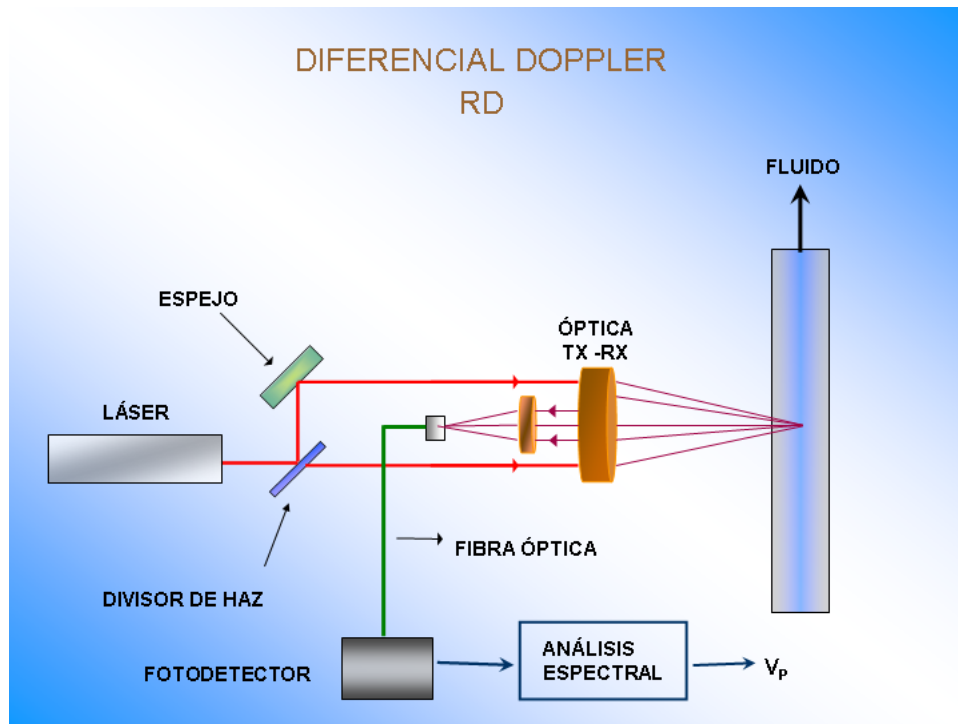


Figura 4.5: Diferencial Doppler en RD

de camino óptico es la misma recorrida por los dos haces y el batido entre ellos podrá ser maximizado.

En las aplicaciones de detección en líquidos o gases la relación señal ruido (SNR) de esta configuración es mejor que la de haz de referencia, en el caso que la zona de medida o el volumen de dispersión formado por la interferencia de los haces, solo haya una partícula capaz de producir dispersión de la luz incidente. Esto es motivado porque las dos señales dispersadas provienen de una misma fuente dispersora o partícula de sembrado, y por eso la coherencia transversal o espacial esta básicamente asegurada en esta configuración. Otra característica importante, que hace de esta configuración la mejor de todas para su utilización en fluidos poco densos (líquidos y/o gases), es la posibilidad de que con pequeñas modificaciones permita detectar más de una componente de la velocidad del blanco, como lo son los sistemas de dos componentes (2D-LDA) y de tres (3D-LDA) [14].

4.5. DIFERENCIAL DOPPLER

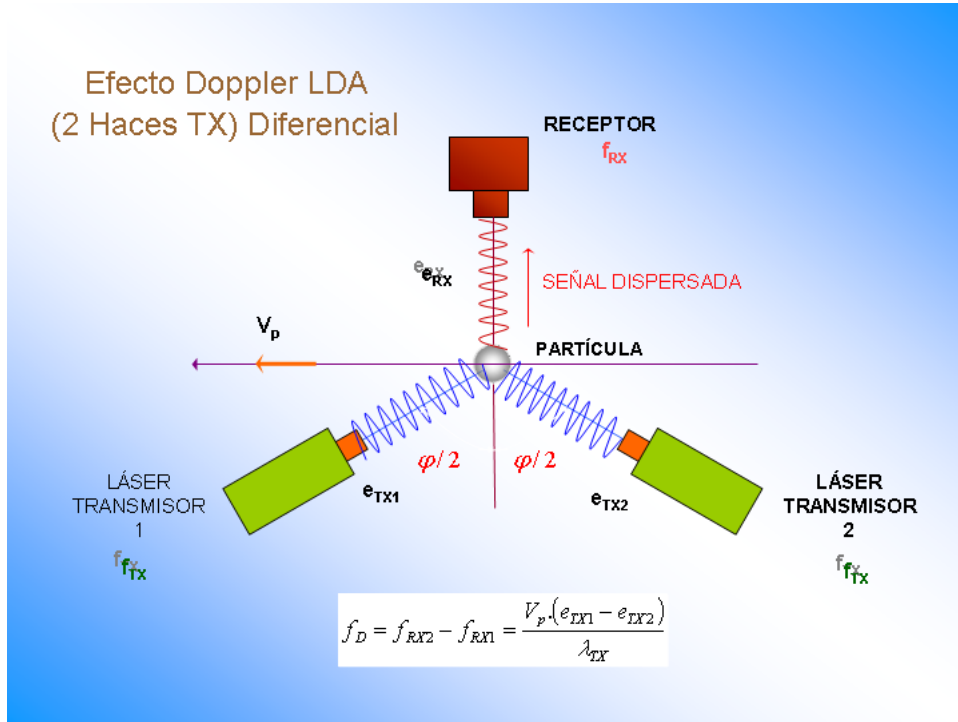


Figura 4.6: Sistema LDA, con la configuración diferencial Doppler de dos haces

Ahora se calcula la frecuencia Doppler a la salida del fotodetector, a partir de la expresión general del efecto Doppler de la ecuación (4.7), con la geometría definida en la figura 4.6

$$f_{RX1} = f_{TX} + \frac{V_p \cdot (e_{RX} - e_{TX1})}{\lambda_{TX}} \quad (4.8)$$

$$f_{RX2} = f_{TX} + \frac{V_p \cdot (e_{RX} - e_{TX2})}{\lambda_{TX}} \quad (4.9)$$

$$f_D = f_{RX2} - f_{RX1} = \frac{V_p \cdot (e_{TX1} - e_{TX2})}{\lambda_{TX}} \quad (4.10)$$

De la misma manera que ocurría para la configuración de haz de referencia, para la

4.5. DIFERENCIAL DOPPLER

configuración diferencial existe una alternativa, haciendo uso de un solo haz transmisor, y recibiendo en el receptor dos señales dispersadas por el blanco en dos direcciones distintas, conocida como configuración simétrica, y la frecuencia Doppler será

$$f_{RX1} = f_{TX} + \frac{V_p \cdot (e_{RX1} - e_{TX})}{\lambda_{TX}} \quad (4.11)$$

$$f_{RX2} = f_{TX} + \frac{V_p \cdot (e_{RX2} - e_{TX})}{\lambda_{TX}} \quad (4.12)$$

$$f_D = f_{RX2} - f_{RX1} = \frac{V_p \cdot (e_{RX2} - e_{RX1})}{\lambda_{TX}} \quad (4.13)$$

Esta configuración tendrá las mismas características que la tipo diferencial pero con una diferencia: el ancho de banda espectral de la señal Doppler será mucho mayor, ya que la señal Doppler es función de la dirección de los dos haces recibidos, de manera parecida a la del haz de referencia de un haz.

4.5. DIFERENCIAL DOPPLER

Cuadro 4.1: Características más importantes de las tres configuraciones de un sistema LDA.

Parámetros	Haz de referencia	Diferencial	Simétrica
Caminos ópticos	Diferentes	Iguales	Iguales
Ancho espectral Doppler	Grande	Pequeño	Grande
Complejidad Óptica	Grande	Moderada	Simple
Alineamiento	Difícil	Fácil	Moderado
tamaño de Partícula (d_p)	Grande y pequeño	Pequeño	Pequeño
centración de partículas (N_p)	Grande	Pequeño	Pequeño
Volumen de dispersión (l_v)	Pequeño	Indiferente	Pequeño
Apertura receptora	Pequeña	Grande	Pequeña
Tipos de Blancos	SR	SR/L/G	SR/L/G

Abreviatura	Tipo de blanco
SR	Superficies rugosas
L	Líquidos
G	Gases

Capítulo 5

LDA DIFERENCIAL

5.1. Principios básicos

La configuración básica de un sistema LDA basado en la configuración diferencial, se presenta en la figura 4.4 para el caso que el receptor estuviese colocado detrás del blanco (detección hacia delante DHD) y en la figura 4.5 para el caso en que el receptor está delante del blanco (retrodispersión RD). Ambos tienen el mismo principio de funcionamiento.

Un haz de luz generado por una fuente láser se divide en dos haces de la misma potencia mediante un divisor de haz. Estos dos haces se focalizan en el mismo punto, denominado volumen de medida o de dispersión, que será el punto de intersección entre los dos haces, mediante una lente simple, dentro del fluido a medir. Las partículas de sembrado que estén inmersas dentro del fluido y que pasen por el punto de medida, dispersarán la radiación incidente en cualquier dirección. Parte de esta radiación será recibida por una apertura y posteriormente focalizada en la superficie activa de un fotodetector.

Como en esta configuración toda la energía que llega al receptor proviene del mismo elemento dispersor, se obtiene un batido coherente de frecuencia igual a la diferencia de frecuencias Doppler de cada uno de los haces incidentes. Además, la relación entre

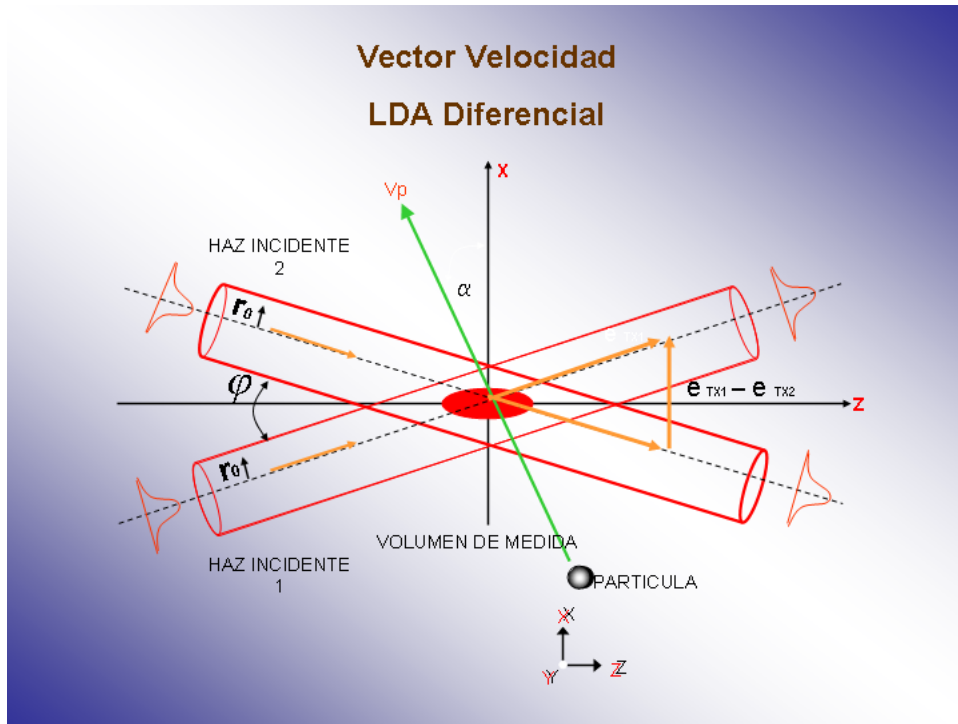


Figura 5.1: Esquema básico de una configuración diferencial Doppler

la frecuencia de batido obtenida y la velocidad de la partícula es independiente de la dirección de recepción, y sólo va a depender linealmente del ángulo de incidencia entre los dos haces y de la longitud de onda del láser en el fluido[4]. La dispersión del haz dual en el efecto Doppler es el más eficiente y más robusto en medidas de velocidad LDA [8].

La relación que existe entre la frecuencia Doppler a la salida del fotodetector y la velocidad de la partícula, aplicando la expresión del desplazamiento Doppler de la ecuación (??), sólo depende del producto escalar de la velocidad V_p y de la diferencia entre los vectores unitarios de los haces incidentes e_{TX1} y e_{TX2} . De acuerdo a la figura 5.1, la frecuencia Doppler es

$$f_D = \frac{2 \sin(\varphi/2)}{\lambda} |V_p| \cos(\alpha) \quad (5.1)$$

donde γ es el ángulo que forman los dos haces.

Se ve claramente que el sistema LDA diferencial, detecta no solo una única com-

ponente de la velocidad de la partícula, sino que esta componente será siempre la componente perpendicular a la bisectriz del ángulo que forman los dos haces incidentes en el plano formado por dichos haces. En este caso la componente x de la velocidad

$$f_D = \frac{2\sin(\varphi/2)}{\lambda} V_{p\perp} = \frac{2\sin(\varphi/2)}{\lambda} V_{px} \quad (5.2)$$

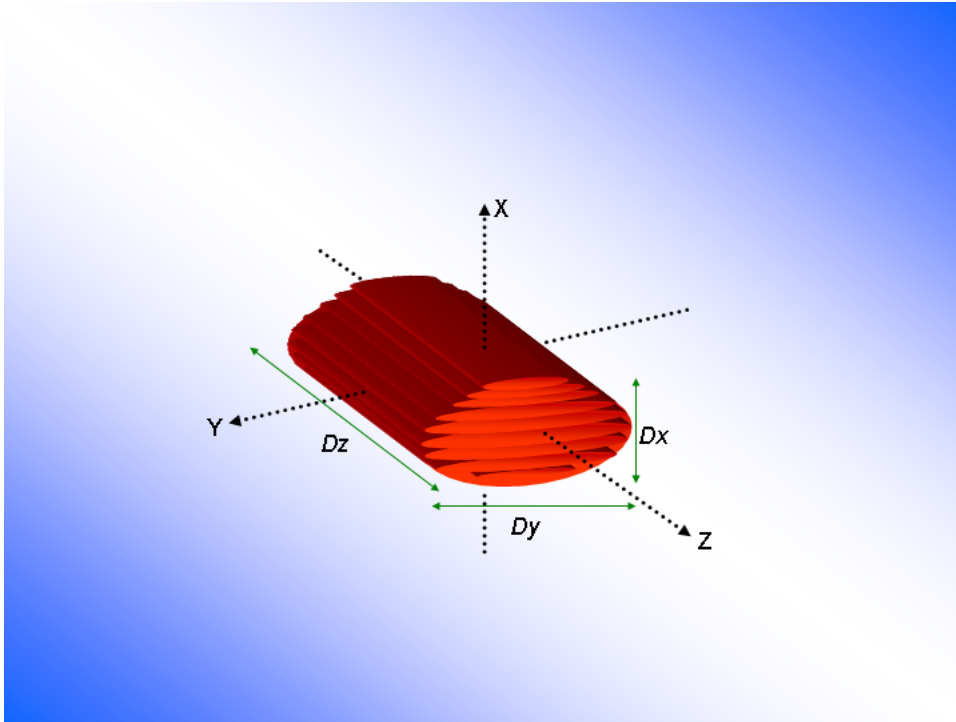


Figura 5.2: Forma y dimensiones del volumen de dispersión

5.2. Volumen de dispersión

El punto de medida será el punto de cruce o interferencia entre los dos haces incidentes. Este punto es una región casi elipsoidal formada por franjas, es producida por el cruce de los dos haces de luz incidentes presentada en la figura 5.2.

Si los haces son generados por un láser de longitud de onda en el fluido λ , de ancho de cintura $2r_0$, focalizados por una lente de distancia focal F y formando un determi-

5.3. MODELO DE FRANJAS

nado ángulo entre ellos φ , con una distribución de intensidad gaussiana típicamente para láseres de gas (para el caso de haces de luz generados por láseres de diodo semiconductores, una buena aproximación podría ser el producto de una gaussiana con una distribución lorentziana), las dimensiones del volumen de dispersión, de la figura 5.2, son aproximadamente

- Largo $\Rightarrow D_z$

$$D_z = \frac{4F\lambda}{2\pi r_0 \sin(\varphi/2)} \quad (5.3)$$

- Anchura $\Rightarrow D_y$

$$D_y = \frac{4F\lambda}{2\pi r_0} \quad (5.4)$$

- Altura $\Rightarrow D_x$

$$D_x = \frac{4F\lambda}{2\pi r_0 \cos(\varphi/2)} \quad (5.5)$$

Cabe mencionar que todas las dimensiones definidas en el volumen de dispersión se han medido respecto a aquellas distancias o tamaños donde la amplitud de la intensidad óptica de los haces incidentes (densidad de potencia) cae a $1/e^2$ de su valor máximo (13.5%).

5.3. Modelo de franjas

Cuando dos ondas se propagan por un medio cualquiera y se focalizan con una lente de focal F_{TX} en un mismo punto del espacio, se superponen o interfieren originando una nueva onda. Esto es lo que ocurre cuando dos haces láser coinciden en el volumen de medida. Si los dos haces tienen una frecuencia bien definida y una relación de fase constante, es decir son ondas coherentes, cuando se superponen aparecerán bandas claras y bandas oscuras alternativamente, denominadas franjas de interferencia. Todos los puntos que se encuentran en la región de cruce están sujetos a los campos eléctricos oscilantes de los dos haces. En la figura 5.3 se puede ver como se forman estas franjas o variaciones de intensidad.

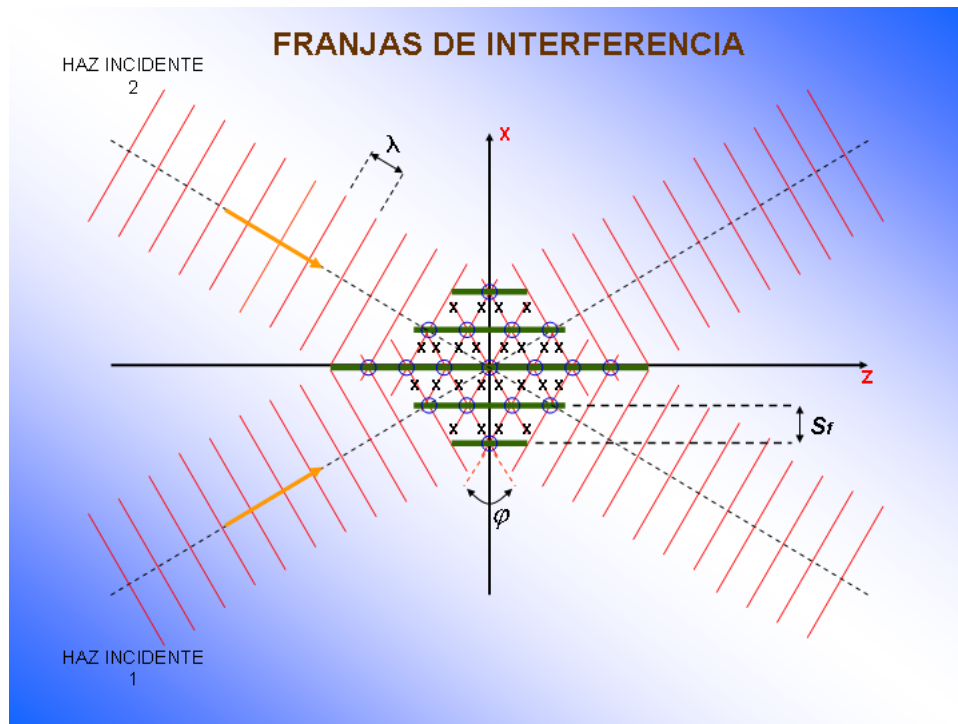


Figura 5.3: **Franjas en volumen de dispersión debido a la interferencia de dos haces**

En los puntos marcados por un pequeño círculo (o), las energías de los dos haces se superponen constructivamente (franjas iluminadas). A las zonas marcadas con cruces (x) en la figura 5.3, las señales incidentes se superponen destructivamente o en contrafase, produciéndose mínimos de interferencia (franjas oscuras). Se puede observar como los puntos quedan alineados, según sea de interferencia constructiva o destructiva, originando franjas alternadas de los dos tipos, paralelas a la bisectriz de los haces incidentes.

La separación entre franjas s_f y el número total de franjas N_f en el volumen de dispersión, se las puede relacionar con los parámetros de los haces y su geometría de la siguiente manera

- Separación entre franjas $\Rightarrow S_f$

$$S_f = \frac{\lambda}{2\sin(\varphi/2)} \quad (5.6)$$

- Número de franjas $\Rightarrow N_f$

$$N_f = \frac{8F \tan(\varphi/2)}{2\pi r_0} \quad (5.7)$$

5.4. Señal burst Doppler

Una partícula que se mueve dentro del volumen de dispersión con una componente de velocidad perpendicular a las franjas, produce una señal modulada en amplitud proporcional a la intensidad de las franjas de interferencia del volumen de dispersión.

La partícula interactúa con el campo y genera un campo dispersado de amplitud proporcional a la suma de las amplitudes individuales de campos incidentes, de los dos haces láser. La energía será igual a la intensidad en el fotodetector, que promediará la densidad de potencia o intensidad temporal e integrará la intensidad espacial sobre la superficie de su área activa. La señal eléctrica total a la salida del detector, será directamente proporcional a la densidad espacial de energía en el volumen de dispersión. Es decir, la partícula muestrea la intensidad local del patrón de interferencias dentro del volumen. Por esta razón, esta configuración diferencial, se denomina sistema de franjas o de modulación de intensidad o interferómetro Doppler.

Se puede notar que el método utilizado para describir la dispersión de una partícula por la zona de medida, a partir del modelo de franjas o de interferencia, estrictamente sólo es válido en el caso que las partículas sean muy pequeñas, comparadas con la longitud de onda del láser incidente ($d_p \ll \lambda$). En este caso, se ha supuesto que la amplitud y fase, o la intensidad del campo, es constante sobre todo el diámetro de la partícula, y esto sólo es válido para partícula muy pequeñas.

Cuando el tamaño de las partículas es comparable o mayor que la longitud de onda de la energía incidente, el método de franjas no es un modelo válido para explicar como se genera la señal eléctrica a la salida de un fotodetector. En este caso, las amplitudes y fases de las ondas incidentes varían a lo largo del diámetro de la partícula. La

5.4. SEÑAL BURST DOPPLER

única manera de realizar un estudio exhaustivo, independientemente del tamaño de la partícula dispersora, sería aplicar la teoría clásica de la óptica geométrica.

Además del efecto de las franjas de interferencia dentro del volumen de dispersión, se le añade una segunda componente que es debida a la distribución de densidad de cada uno de los haces incidentes, que en el caso de haces láser no son constantes. Los haces láser tienen una distribución de intensidad gaussiana en las dos dimensiones del plano del frente de onda, suponiendo que trabaja en el modo TEM_{00} . Es decir, que la intensidad será máxima en el centro del haz, y decaerá a medida que se acerque a los extremos. Esto hace que la amplitud de cada una de las franjas no sea constante en toda ella, sino que será mayor cuanto más cerca esté del centro del volumen de dispersión.

Así pues, a medida que la partícula va avanzando por el volumen, va generando una señal eléctrica gaussiana en función del tiempo, modulada en amplitud por una señal sinusoidal, denominada burst Doppler $S_B(t)$.

Esta señal burst, al igual que en una modulación tipo AM típica en banda de radio, tendrá como señal moduladora $S_{Bm}(t)$ una función sinusoidal debido a las transiciones periódicas entre franjas iluminadas y oscuras, y la señal portadora $S_{Bp}(t)$ a la función gaussiana debido al perfil de energía de los haces láser.

Las expresiones matemáticas de la señales moduladora y portadora son las siguientes:

- Señal Moduladora \Rightarrow

$$S_{Bm}(t) = A_D \cos(2\pi f_D t) \quad (5.8)$$

- Señal Portadora \Rightarrow

$$S_{Bp}(t) = A_p e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \quad (5.9)$$

La señal modulada en AM, es decir la señal burst $S_B(t)$ será

$$S_B(t) = A_p e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} + A_D e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cos(2\pi f_D t) \quad (5.10)$$

y si se expresa en función del índice de modulación Υ como la relación entre las amplitudes de la señal moduladora respecto a la de la señal portadora, al igual que se define para una modulación de amplitud convencional, se obtiene

$$S_B(t) = A_p e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} [1 + \Upsilon \cos(2\pi f_D t)] \quad (5.11)$$

$$\Upsilon = \frac{A_D}{A_p} \quad (5.12)$$

donde A_p es la amplitud de la señal pedestal, A_D la amplitud de la señal Doppler, f_D la frecuencia Doppler o batido entre los haces, Δf_D el ancho espectral de la señal. Observando la ecuación (5.11), la señal burst esta formada por la suma de dos señales de diferente frecuencia:

1. Una componente de alta frecuencia producida por la partícula al cruzar cada una de las franjas con una envolvente gaussiana. Cada máximo relativo de la señal burst corresponde al paso de la partícula por una franja iluminada, y cada mínimo relativo coincide con el paso de la partícula por una franja oscura. A esta señal se le denomina componente o señal Doppler.

$$S_D(t) = A_D e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cos(2\pi f_D t) = A_p e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \Upsilon \cos(2\pi f_D t) \quad (5.13)$$

2. Una segunda componente de baja frecuencia de forma gaussiana, originada exclusivamente por la distribución de intensidad de cada haz incidente y sin nada que ver con las franjas de interferencia (si no existe batido por razones de coherencia, esta señal siempre estará presente en el detector). El valor máximo coincidirá con la posición de la partícula más próxima al centro del volumen de dispersión. Se la conoce por la componente o señal pedestal.

$$S_p = A_p e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \quad (5.14)$$

5.4.1. Espectro de la señal burst Doppler

Si se calcula la transformada de Fourier (TF) de la señal burst $S_B(t)$ se pueden distinguir claramente las componentes de alta y baja frecuencia y se puede apreciar que las dos conservan la forma gaussiana de la señal temporal.

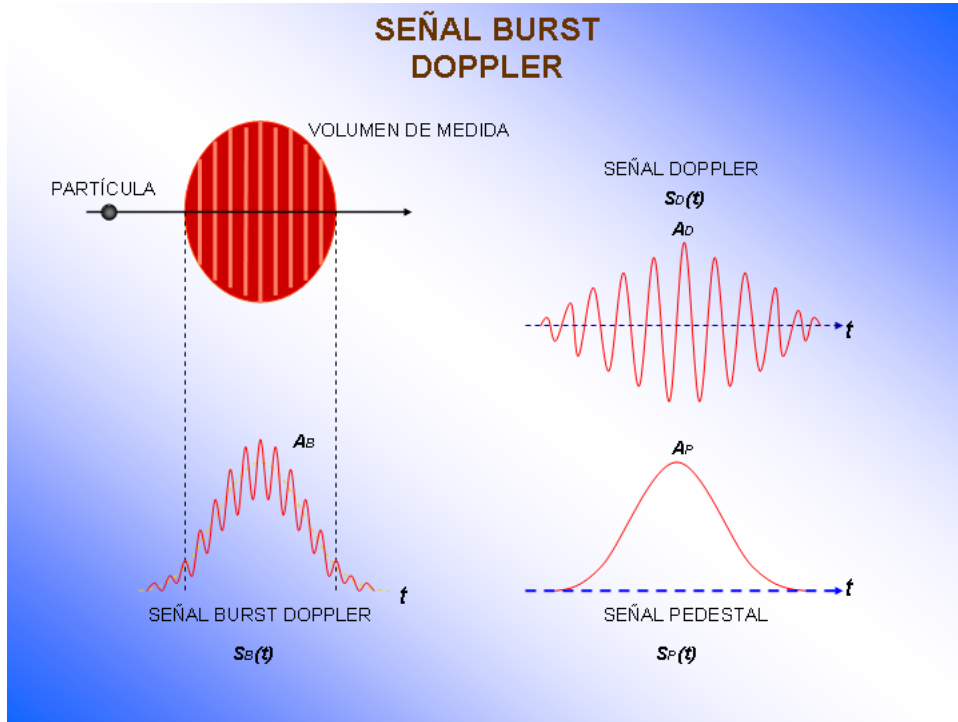


Figura 5.4: Formación de la señal *Burst* a partir del modelo de franjas

Las transformadas de Fourier de la señal Doppler y de la señal pedestal son:

- TF Señal Doppler $S_D(t) \Rightarrow S_D(f)$

$$S_D(f) = \frac{A_D}{2\sqrt{\pi}\Delta f_D} \left[e^{-\left(\frac{f-f_D}{\Delta f_D}\right)^2} + e^{-\left(\frac{f+f_D}{\Delta f_D}\right)^2} \right] \quad (5.15)$$

- TF Señal pedestal $S_P(t) \Rightarrow S_P(f)$

$$S_P(f) = \frac{A_P}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} e^{-\left(\frac{f}{\Delta f_D}\right)^2} \quad (5.16)$$

5.5. TIEMPO DE TRÁNSITO

La transformada de Fourier de toda la señal burst Doppler, que será la suma de las TF de la señal Doppler y de la señal Pedestal se obtendrá sumando las ecuaciones (5.15) y (5.16)

- TF Señal burst Doppler $S_B(t) = S_D(t) + S_p(t) \iff S_B(f) = S_D(f) + S_p(f)$

$$S_B(f) = \frac{A_p}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} e^{-\left(\frac{f}{\Delta f_D}\right)^2} + \frac{A_D}{2\sqrt{\pi}\Delta f_D} \left[e^{-\left(\frac{f-f_D}{\Delta f_D}\right)^2} + e^{-\left(\frac{f+f_D}{\Delta f_D}\right)^2} \right] \quad (5.17)$$

si se expresa en función del índice de modulación Υ , se tiene

$$S_B(f) = \frac{A_p}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \left[e^{-\left(\frac{f}{\Delta f_D}\right)^2} + \frac{\Upsilon}{2} e^{-\left(\frac{f-f_D}{\Delta f_D}\right)^2} + \frac{\Upsilon}{2} e^{-\left(\frac{f+f_D}{\Delta f_D}\right)^2} \right] \quad (5.18)$$

la amplitud en espectro de la señal pedestal A'_p y de la señal doppler A'_D a partir de la ecuación (5.18) son

$$A'_p = \frac{A_p}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \quad (5.19)$$

$$A'_D = \frac{A_D}{2\sqrt{\pi}\Delta f_D} = \frac{A_p}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \frac{\Upsilon}{2} \quad (5.20)$$

5.5. Tiempo de tránsito

El ancho de banda de la componente frecuencial centrada a la frecuencia Doppler f_D dará la precisión de la medida de la velocidad de la partícula. Se ve que esta no tendrá una frecuencia totalmente definida ya que aparecerá un determinado ancho o dispersión frecuencial.

Debido a que la señal burst Doppler es una señal que sólo aparecerá cuando existan partículas atravesando el volumen de dispersión, se tendrá señales intermitentes de duración finita (de ahí el nombre de burst o ráfaga) o con tiempo de tránsito τ_T . Es decir,

5.6. INCREMENTO DEL ANCHO FRECUENCIAL

se tiene una limitación por enventanado temporal de la señal y va a producir señales con un cierto ancho frecuencial, fenómeno propio de los sistemas LDA e independiente de las características del fluido.

Si se considera que la señal que recibe el receptor es debida al paso de sólo una partícula, por un volumen de perfil gaussiano limitado entre $1/e^2$ del máximo de energía, el ensanchamiento o ancho frecuencial Δf_D de la señal Doppler es

$$\Delta f_D = \frac{2}{\pi\tau_T} \quad (5.21)$$

Una posible solución para minimizar el ancho frecuencial de la señal Doppler sería utilizar un volumen de dispersión lo más grande posible. Pero se ve también que si el volumen de medida aumenta, se pierde resolución espacial, y además se tendrá una probabilidad más elevada que en el volumen haya más de una partícula a la vez. Esta eventualidad produciría una peor SNR en el sistema debido a la suma de contribuciones de señales con diferentes fases de los diferentes elementos dispersores.

5.6. Incremento del ancho frecuencial

Además del efecto de ensanchamiento de la señal Doppler producido por el tiempo de tránsito, aparecerán otros que frecuentemente podrán afectar a la señal Doppler, que son los siguientes:

5.6.1. Gradiente de velocidad en el espacio

Es posible en muchas situaciones, que se tenga más de una partícula dentro del volumen de dispersión. El hecho de tener un gran número de partículas distribuidas en la zona de medida de manera aleatoria hace que la suma de todas las señales dispersadas produzcan fluctuaciones de amplitud y de fase que serán también aleatorias, con el consiguiente empeoramiento de la relación Doppler/pedestal y por tanto de la SNR a la salida del detector. Además si se considera que todas estas partículas pueden tener velocidades diferentes (en las paredes por donde circula el fluido, o por acumulación de

partículas en esta zona), esto repercutirá en un aumento del ancho de banda de la señal Doppler.

5.6.2. Gradiente de velocidad en el tiempo

También puede darse el caso de velocidades dependientes del tiempo, como en situaciones de turbulencias, cuyo comportamiento es caótico. La dependencia de la velocidad con el tiempo provoca la generación de señales tipo Chirp, provocando un aumento de Δf_D . En el caso de fluidos en régimen laminar, las fluctuaciones de la velocidad no son demasiado importantes, y por tanto el ensanchamiento Doppler es insignificante.

5.6.3. Tamaño de las partícula de sembrado

Anteriormente se ha visto que si las partículas utilizadas son muy pequeñas comparadas con la longitud de onda del láser, en un sistema LDA diferencial, no se tendrá pérdidas por motivos de coherencia espacial en el área de la apertura receptora o, lo que es lo mismo, en la superficie del fotodetector. Eso supone que el tamaño de la apertura no estará limitada en tamaño. Ahora bien, cuando el método de franjas no es válido (es decir, partículas grandes) las contribuciones de cada punto de la partícula a la radiación incidente de los haces láser hacia el detector, no tienen porque estar en fase, y por tanto además de perder señal en el receptor, aparece un cierto incremento del ancho frecuencial de la componente Doppler (se pierde coherencia).

5.6.4. Vibración de los elementos ópticos

Por lo que se refiere al montaje óptico del sistema LDA, cualquier vibración de los elementos ópticos o mecánicos del entorno de la medida, va a favorecer cambios en el volumen de dispersión apareciendo ensanchamientos Doppler no deseados (vibraciones producidas por motores, válvulas o por cualquier fuente externa).

5.7. Señales

El primer resultado de una medida de un anemómetro láser es un pulso de corriente en el fotodetector. Esta corriente contiene la información de frecuencia relacionada a la velocidad medida. La fotocorriente también contiene ruido. La fuente principal de ruido en la fotodetección es el ruido shot, la cual es una propiedad fundamental del proceso de detección.

La interacción entre el campo óptico y el material fotosensible es un proceso cuántico, el cual inevitablemente imprime una cierta cantidad de fluctuación sobre la fotocorriente media.

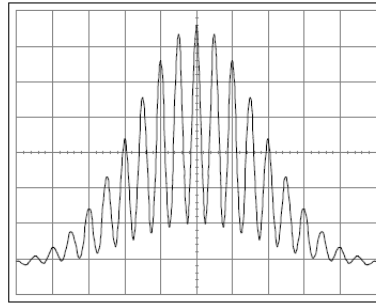
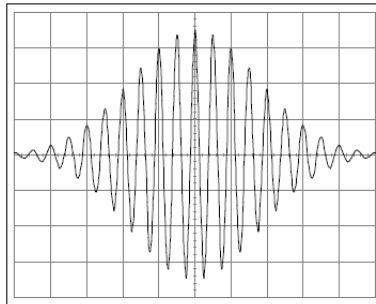
La mayoría del esfuerzo en el diseño del sistema óptico apunta a reducir la cantidad de luz láser reflejada o luz ambiente que llega al fotodetector.

Un anemómetro láser se opera con mayor ventaja, si el ruido shot en la señal es la fuente predominante de ruido. La limitación de este tipo de ruido puede ser obtenido por selección de la potencia del láser, tamaño de la partícula de sembrado y por parámetros del sistema óptico.

Además, el ruido debe ser minimizado seleccionando el mínimo ancho de banda necesario para medir el rango de velocidad deseada, configurando filtros pasa-bajas y pasa-altas en la entrada del procesador de señal.

Es muy importante para la calidad de la señal y la ejecución del procesador de señal, el número de partículas de sembrado presentes simultáneamente en el volumen de medida.

Si en promedio hay una partícula presente en el volumen, se habla de una señal doppler tipo burst. Una señal típica burst Doppler es mostrada en la figura 5.5 y la figura 5.6 muestra la señal filtrada la cual es realmente la señal que entra al procesador. La parte DC la cual fue removida por el filtro pasa-altas es conocida como pedestal Doppler, y es frecuentemente usada como señal trigger, la cual empieza un muestreo de una señal burst.

Figura 5.5: **Burst Doppler.**Figura 5.6: **Señal filtrada con la componente DC removida.**

Si más partículas están presentes simultáneamente en el volumen de medida, se habla de una señal multi-partícula. La corriente del detector es la suma de las corrientes burst de cada partícula individual con región iluminada. Ya que las partículas están localizadas aleatoriamente en el espacio, la corriente de las contribuciones individuales se añaden cada una con fase aleatoria, y la señal resultante Doppler y la fase fluctuarán.

La mayoría de los procesadores LDA están diseñados para burst de una partícula, y con una señal multipartícula, ellos normalmente estiman la velocidad como un promedio de las partículas dentro del volumen de medida. Se debe ser cuidadoso, sin embargo, que las fluctuaciones aleatorias de fase de la señal LDA multi-partícula agregan un ruido de fase a la frecuencia Doppler detectada, el cual es muy difícil de remover [4].

Capítulo 6

SEMBRADO DE PARTÍCULAS

6.1. Introducción

La técnica Doppler láser se basa en la indispensable presencia de partículas suspendidas en el fluido, como medio para estimar la velocidad. Generalmente en casi todas las aplicaciones el sembrado será introducido y generado de una forma artificial, y para asegurarse que su uso sea apto estas partículas deben cumplir ciertos requisitos indispensables para que la velocidad de las partículas sea igual a la del fluido, y para que su posterior detección sea posible.

El primer requisito es, que las partículas sigan en su movimiento cualquier fluctuación o turbulencia del fluido que pueda aparecer en el experimento, será la condición más importante que tiene que cumplir, así el seguimiento del fluido será lo más fiel posible [2].

El segundo requisito es que el sistema tiene que ser capaz de obtener relaciones de señal a ruido a la salida del receptor lo suficientemente grandes para que el subsistema encargado de detectar y estimar la velocidad, genere medidas lo más precisas posibles, para una potencia del láser, tamaño y posición de la apertura receptora, dados.

Además de estos factores, se tendrá en cuenta que el número de partículas detecta-

das sea suficiente para que la resolución temporal de la velocidad del fluido, relacionada con la concentración de partículas y con el tamaño de la zona de medida, pueda modelar cualquier proceso dinámico temporal de interés.

Observando los requerimientos necesarios para la utilización de partículas de sembrado en anemometría Doppler láser, se puede ver que un tamaño pequeño de estas es óptimo para el seguimiento del fluido, y por otro lado, tamaños suficientemente grandes, para que la energía dispersada sea la mayor posible. Se entra entonces en una situación de compromiso que se debe resolver para cada caso específico [4].

Ahora se debe estudiar el comportamiento que tienen partículas de un cierto tamaño, densidad e índice de refracción dentro de un fluido caracterizado por su viscosidad dinámica y por su densidad, para obtener todos los parámetros que ayuden en la elección del tipo y de las características del sembrado a utilizar.

6.2. Movimiento de partículas en el seno de un fluido

Se debe dar un recuento de las aproximaciones que se han considerado para describir el movimiento de una partícula en un fluido las cuales han sido:

- Forma esférica. Esta suposición no siempre será exacta, ya que en el caso de sembrado natural no tiene por qué cumplirse. Pero artificialmente se puede elegir debido a la existencia comercial de catálogos. A pesar de todo, si las partículas no fuesen totalmente esféricas, debido a que el tamaño de la zona de dispersión es generalmente del orden de 80-100 micras, y luego las partículas no podrán ser demasiado grandes para que puedan seguir al fluido, entonces pueden ser consideradas aproximadamente esféricas.
- No existe interacción entre partículas. Mantener una separación entre partículas lo

6.2. MOVIMIENTO DE PARTÍCULAS EN EL SENO DE UN FLUIDO

suficientemente grande para evitar cualquier fenómeno de interacción entre ellas, por ello se hace uso de una regla empírica habitual que consiste en la existencia de una separación media de al menos 1000 diámetros. Recordemos que la elección de este parámetro está directamente relacionada con la resolución temporal de la velocidad.

Al aplicar las anteriores aproximaciones, la ecuación de movimiento de una partícula en un fluido, en el caso de un perfil homogéneo de velocidad sobre el sembrado y sin considerar fuerzas de sustentación, conocida como la ecuación Basset-Boussinesq-Ossen, para aplicaciones láser Doppler se puede plantear de la siguiente forma [4] [6]

$$\underbrace{\frac{\pi d_p^3 \rho_p}{6} \frac{dv_p}{dt}}_1 = \underbrace{3\pi \eta_f a_p (v_f - v_p)}_2 + \underbrace{\frac{\pi d_p^3 \rho_f}{6} \frac{dv_f}{dt}}_3 + \underbrace{\frac{\pi d_p^3 \rho_f}{12} \frac{d(v_f - v_p)}{dt}}_4 + \underbrace{\frac{3d_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \eta_f}}{2} \int_{t_0}^t \frac{d(v_f - v_p)}{dt'} \frac{dt'}{\sqrt{t - t'}}}_5 + \underbrace{F_{ext}}_6 \quad (6.1)$$

Donde v_f , ρ_f , v_p y ρ_p son las velocidades y densidades del fluido y de la partícula. η_f la viscosidad dinámica del fluido, a_p el diámetro de la partícula y F_{ext} las fuerzas externas. De la ecuación se pueden observar diferentes términos:

1. Fuerzas de aceleración que actúan sobre la partícula.
2. Fueras viscosas de resistencia del fluido o de Stokes.
3. Fuerzas de gradientes de presión debidas a aceleraciones del fluido.
4. Fuerzas de aceleración por masa virtual.
5. Termino de Basset, donde expresa las fuerzas viscosas motivadas por la inestabilidad dentro del fluido, respecto al estado permanente.
6. Fuerzas externas al fluido actuando sobre la partícula.

6.2. MOVIMIENTO DE PARTÍCULAS EN EL SENO DE UN FLUIDO

Una solución a la ecuación anterior (6.1) para el caso particular que las fluctuaciones de la velocidad del fluido sean caracterizadas como variaciones sinusoidales, representadas por su pulsación ω_f (para una dimensión), y despreciando los términos 5 y 6, por el hecho que en la mayoría de situaciones la densidad de la partícula será mayor que la del fluido, obtenemos la ecuación (6.2) del movimiento y la expresión de la velocidad de la partícula para este caso en la ecuación (6.3)

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \left(\rho_p + \frac{1}{2} \rho_f \right) \frac{dv_p}{dt} + 3\pi\eta_f a_p v_p = \frac{\pi}{4} d_p^3 \rho_f \frac{dv_f}{dt} + 3\pi\eta_f a_p v_f \quad (6.2)$$

$$v_p = \sqrt{\frac{(3\pi\eta)^2 + \frac{1}{16} (\pi\rho_f d_p^2 \omega_f)^2}{(3\pi\eta)^2 + \frac{1}{36} [\pi (\rho_p + \frac{1}{2}\rho_f) d_p^2 \omega_f]^2}} v_f \sin(\omega_f t + \varphi) \quad (6.3)$$

el error relativo de la velocidad e_v se puede definir como

$$e_v = \frac{v_f - v_p}{v_f} \quad (6.4)$$

Y la relación de velocidades en función del error relativo es

$$\frac{v_p}{v_f} = 1 - e_v \quad (6.5)$$

Sustituyendo la ecuación (6.4) en (6.3), se obtendrá el valor del error relativo de la velocidad en función de las características de la partícula y del fluido, llegando a la expresión:

$$e_v = 1 - \sqrt{\frac{(3\pi\eta)^2 + \frac{1}{16} (\pi\rho_f d_p^2 \omega_f)^2}{(3\pi\eta)^2 + \frac{1}{36} [\pi (\rho_p + \frac{1}{2}\rho_f) d_p^2 \omega_f]^2}} \quad (6.6)$$

Para el caso que la relación entre la densidad de la partícula respecto a la del fluido sea muy elevada $\rho_p/\rho_f \gg 1$, la ecuación (6.6) para una pulsación de corte ω_c , y un error $v_p/v_f = 1 - e_v$ que pueda ser tolerado, se convierte en

$$\frac{v_p}{v_f} = 1 - e_v = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_c^2 \tau_o^2}} \quad (6.7)$$

donde el tiempo característico τ_o se define como:

$$\tau_o = \frac{\rho_p d_p^2}{18\eta_f} \quad (6.8)$$

6.3. Tamaño óptimo de las partículas

Una vez se tiene las ecuaciones necesarias para modelar el movimiento de las partículas en el seno de un fluido, se puede encontrar la expresión que permita obtener que diámetro máximo a_p de la partícula es necesario, para que un determinado error de seguimiento entre la velocidad de la partícula respecto a la del fluido ($1 - s$), siga las fluctuaciones o turbulencias del fluido en función de f_c . Al despejar de la ecuación (6.8) se tiene que el diámetro máximo será

$$a_p < \sqrt{\frac{9\eta_f}{\pi\rho_p f_c} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2} - 1}} \quad (6.9)$$

Se puede notar de la anterior relación que para un determinado tipo de fluido, caracterizado por su viscosidad η_f , hay una fuerte variación de su velocidad y un mínimo error, por lo cual la partícula tendrá que ser más pequeña. Por tanto se dispone de un solo parámetro de diseño, que ayude en la elección, este parámetro es la densidad de la partícula ρ_p .

Si se quiere que el límite sea lo más grande posible, se pueden escoger aquellas sustancias que posean una viscosidad del fluido respecto a la densidad de la partícula η_f/ρ_p lo más grande posible. En los dos casos de experimentación más utilizados, como puede ser agua $\eta_f = 10^{-3}Pas$ y en aire $\eta_f = 15.10^{-6}Pas$, la elección será totalmente diferente. En el primer caso, las partículas deberán tener una densidad lo más grande posible (líquidos), mientras en el segundo caso ocurre todo lo contrario (gases). En la

6.3. TAMAÑO ÓPTIMO DE LAS PARTÍCULAS

tabla 6.1 se presenta los diferentes tipos de partículas y densidades [4].

Así pues, ya se tiene un primer límite para el diámetro máximo de la partícula del sembrado, en función únicamente de las características del fluido y la partícula. Además, se debe cumplir una condición igual de importante a la anterior y es que el receptor reciba una mínima cantidad de señal esparcida que permita obtener una buena señal eléctrica que posteriormente será amplificada. Esta condición es necesaria, y se puede cumplir si se elige una potencia de los haces incidentes lo suficientemente grande, un tamaño de la apertura receptora y un ángulo de recepción determinados, que generen la máxima potencia de señal respecto al ruido, con un tamaño de los elementos dispersores lo suficientemente grandes.

Cuadro 6.1: **Densidades de diferentes partículas de sembrado.**

Partículas Sembrado	ρ_p [Kg/m ³]
<i>TiO₂</i>	3900
<i>Al₂O₃</i>	3800
<i>SiC</i>	3300
<i>Vidrio</i>	2600
<i>Poliestireno</i>	1600
<i>S – HGS</i>	1400
<i>HGS</i>	1100
<i>Poliamida – 12</i>	1030
<i>DEHS</i>	912
<i>Microesferas</i>	700
<i>Microbolas</i>	100

En definitiva un buen seguimiento del fluido ($a_p \Downarrow$ tamaños de partícula bajos) frente a una buena calidad de señal esparcida ($a_p \Uparrow$ tamaños considerables) será el

objetivo en todo el experimento, lo cual es una situación de compromiso entre dos condiciones enfrentadas.

6.4. Elección del tipo de sembrado

Ya presentadas las principales propiedades de las partículas que se deberán introducir artificialmente dentro del fluido para que su detección sea posible, cumpliendo los requisitos de gran dispersión de energía y de un buen seguimiento del fluido, se debe justificar la elección del sembrado que se utiliza.

- El sistema utilizado para realizar las medidas es un 1D-LDA con el detector ubicado en detección hacia delante (DHD), lo cual permite suponer que el índice de refracción de las partículas no será importante, puesto que la luz dispersada es una combinación de tres tipos de fenómenos: difracción, reflexión y refracción y para este caso en especial, la contribución de la difracción y refracción son muy importantes y por tanto el efecto de la reflexión es muy pobre.
- El fluido elegido ha sido agua destilada de viscosidad $\eta_f = 10^{-3} Pa \cdot s$ y de densidad $\rho_f = 1000 kg m^{-3}$.
- La temperatura de trabajo es la ambiente, y por tanto no hay ninguna restricción en cuanto a puntos de fusión, ni riesgos de explosión.
- Sembrado no tóxico. Generalmente al trabajar con agua las partículas dispersantes no presentan problemas de salud, a menos sean tóxicas o que reaccionen químicamente al contacto con la piel. Este tipo de sembrado es fácil de encontrar. Estos mismos problemas se pueden encontrar cuando se trabaja con flujo de aire.
- Velocidad de bombeo de agua relativamente bajo. El flujo puede ser considerado como un flujo en régimen laminar. De esta manera, las turbulencias o remolinos que puedan aparecer serán muy pequeños, y por tanto será muy factible que el sembrado siga al fluido [3].

El cuadro 6.2 muestra los tipos de sembrado de uso común tanto en aire como agua, con sus características determinadas.

6.4. ELECCIÓN DEL TIPO DE SEMBRADO

Cuadro 6.2: **Tipos de sembrado comerciales.**

	PSP Poliamida	HGS Esferas de vidrio	S-HGS Esferas de vidrio recubiertas en plata	FPP Polimero fluorescente	EMS
Diámetro medio (μm)	5, 20 ,30	10	10	10,30,75	40
Distribución de tamaño	1 – 10 μm 5 – 35 μm 30 – 70 μm	2 – 20 μm	2 – 20 μm	1 – 20 μm 20 – 40 μm 50 – 100 μm	30 – 50 μm
Forma de la partícula	Esferica	Esferica	Esferica	Esferica	Esferica
Densidad (g/cm^3)	1.03	1.1	1.4	1.5	0.03
Punto de fusión ($^{\circ}C$)	125	740	740	250	~150
Índice de refracción	1.5	1.52	–	1.68	–
Material	Poliamida 12	Vidrio borosilicato	Vidrio borosilicato	Resina melanina	Copolimero

Capítulo 7

DISPERSIÓN DE LUZ POR PEQUEÑAS PARTÍCULAS

7.1. Introducción

El fenómeno de esparcimiento (*scattering*) de luz y otras radiaciones electromagnéticas por pequeñas partículas son de gran estudio teórico, por tanto es el punto central de muchas disciplinas en ciencia e ingeniería. La luz solar incidente sobre la atmósfera terrestre es esparcida por moléculas gaseosas y partículas suspendidas, dando la tonalidad azulosa del cielo, las nubes blancas y varios despliegues ópticos tales como el arco iris, halos, glorias son ejemplos de este fenómeno. La fuerte dependencia de la interacción de esparcimiento sobre el tamaño, partícula, forma y el índice de refracción de la partícula hacen de la medición del esparcimiento electromagnético un poderoso medio no invasivo de caracterización de partículas en sentido remoto planetario, biomedicina, ingeniería y astrofísica [11].

Como se vió en capítulos anteriores, el sembrado es un requisito fundamental en la técnica láser Doppler, puesto que las partículas que atraviesan la zona de medida formada por la interferencia de dos o más haces de luz, dispersarán energía que luego es colectada por un receptor y enfocado sobre el fotodetector, donde se obtiene la señal correspondiente a la velocidad de la partícula que será aproximadamente igual a la del

fluido.

Es necesario estudiar las características de la radiación de pequeñas partículas para poder presentar sus propiedades en función del tamaño y del tipo de sembrado. Estas propiedades han sido estudiadas por investigadores desde el siglo pasado, y que a partir de las ecuaciones de Maxwell se han desarrollado métodos o teorías para determinar casos particulares.

- Sí la longitud de onda de la luz incidente es mucho más pequeña que el diámetro de la partícula $\lambda \ll a_p$, la luz dispersada puede ser descrita mediante fundamentos de óptica geométrica y sus aproximaciones.
- Para el caso en que el tamaño de las partículas sea arbitrario (relativa a la longitud de onda), la luz podrá ser caracterizada mediante teoría de ondas, donde la onda plana incidente se descompone en suma de ondas esféricas parciales en la superficie de la esfera, *teoría de Lorentz-Mie o dispersión Mie*.

Para un caso más general, donde el campo incidente no sea uniforme (ondas no homogéneas), se aplican otros métodos que son modificaciones de las teorías anteriores.

- Óptica geométrica extendida. Si la longitud de onda de la luz es mucho más pequeña que el diámetro de la partícula $\lambda \ll a_p$, el campo incidente no homogéneo, se aproxima en cada pequeño segmento de la superficie de la partícula, como una onda plana y homogénea, así cada diferencia de área se aplica a las leyes de la óptica geométrica.
- Existen dos métodos para el caso que el tamaño de partícula sea arbitrario. Teoría de Fourier-Lorentz-Mie: El campo incidente no homogéneo se descompone en suma de ondas planas, mediante la transformada de Fourier, dado que el fenómeno de propagación de la luz puede considerarse como lineal, y posteriormente para

calcular de la energía dispersada se aplica la teoría de Lorentz-Mie. La teoría generalizada de Lorentz-Mie dice que el campo incidente no homogéneo se descompone en suma de ondas esféricas en el espacio y posteriormente, para el cálculo de la energía dispersada, se aplica la teoría de Lorentz-Mie.

Para trabajar en mediciones de LDA, es una buena aproximación considerar partículas que tienen forma esférica y puede ser aceptable, puesto que generalmente el sembrado se realiza de manera artificial. En el único caso donde se trabaja sin sembrado es cuando se trabaja con agua domestica, puesto que posee sedimentos que actúan como elementos dispersores, pero la consideración de esfericidad se considerara con un error aceptable [14].

Una segunda aproximación es considerar que la onda de luz incidente, que ilumina las partículas dentro del fluido, es uniforme en todo el volumen de medida o zona de dispersión. Realmente en el volumen de detección los frentes de onda son aproximadamente planos, pero la intensidad tiene un perfil gaussiano debido a la emisión de la fuente de luz de trabajo (Láser). Por tanto esta aproximación será valida en el caso que el tamaño del sembrado sea mucho más pequeño que el diámetro de la cintura del haz láser $a_p \ll d_w$. Por tanto, se hace uso de la teoría de dispersión de Lorentz-Mie, que permite conocer como son las características de dispersión en la técnica de anemometria láser doppler [4].

7.2. Modelo de un dispersor elemental

Si las ondas se propagan en la dirección positiva del eje X (ver figura 7.1) y el vector eléctrico oscila en el plano $Y = 0$, la ecuación de movimiento de el electrón tiene la siguiente forma,

$$m\ddot{z} + m\omega_0^2 z = eE_0 \cos\omega t, \quad (7.1)$$

Donde $E_0 \cos\omega t$ describe las oscilaciones de campo eléctrico de la onda, la cual es coli-

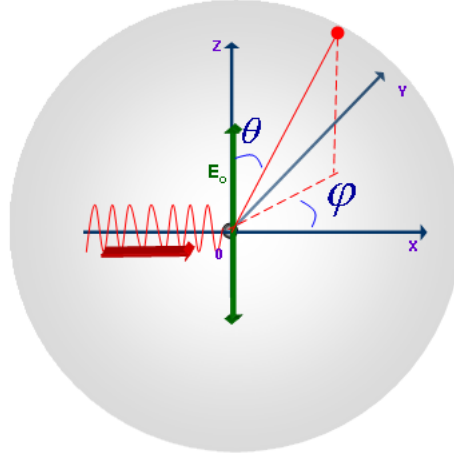


Figura 7.1: **Dispersor elemental**

neal con el eje Z en el plano $Y = 0$; m y e son la masa y la carga del electrón; ω_0 es la frecuencia natural de oscilación del electrón, determinada por la confinación de fuerza elástica en la posición de equilibrio del electrón. En vista de su pequeña magnitud, el apaciguamiento de las oscilaciones del electrón es despreciado.

De la ecuación (7.1), se obtiene la siguiente expresión para la desviación del electrón de la posición de equilibrio:

$$z = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 \cos \omega t \quad (7.2)$$

Un electrón que oscila por si mismo es un emisor de radiación, esta radiación es la dispersada. Así el modelo clásico ideal de un dispersor de luz es el emisor clásico elemental (un dipolo eléctrico en el campo de una onda electromagnética).

El electrón forma parte de un átomo el cual es eléctricamente neutro. De este modo puede asumirse que en concordancia con la ecuación (7.2), el electrón oscila cerca de su posición de equilibrio en el cual la carga positiva $|e|$ es localizada. Consecuentemente la

7.2. MODELO DE UN DISPERSOR ELEMENTAL

fórmula (7.2) puede ser escrita como una relacion de la variación del momento bipolar en el tiempo [12],

$$p_z(t) = ez = \frac{e^2}{m\omega_0^2 - \omega^2} E_0 \cos\omega t \quad (7.3)$$

En el sistema de coordenadas esféricas, con el eje polar coincidiendo con la dirección del dipolo, el campo de la onda electromagnética emitido esta dado por la siguiente relación:

$$E_\theta = cB_\varphi = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega^2 \sin\theta}{c^2} \frac{1}{r} p(t - r/c) \quad (7.4)$$

$$E_r = E_\varphi = 0, B_r = B_\theta = 0$$

Donde θ y φ son los ángulos axial y polar respectivamente, y r es la distancia del dipolo al punto en el cual el campo es determinado (ver figura 7.1). Debe enfatizarse que no hay radiación a lo largo de la linea de oscilación del dipolo. La densidad de flujo de energía en la dirección caracterizada por los angulos θ y φ , esta dado por:

$$S(\theta, \varphi, r, t) = E_\theta H_\varphi = \frac{E_\theta B_\varphi}{\mu_0} = \frac{\omega^2 \sin^2\theta p^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^2 r^2} \quad (7.5)$$

Promediando S sobre un periodo y tomando la ecuacion (7.3) en consideración, se obtiene

$$\langle S \rangle_t = \frac{\pi^2 c \sin^2\theta}{2\epsilon_0 r^2 \lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2 \quad (7.6)$$

Donde $\lambda = 2\pi c/\omega$. El flujo de energia $dP(\theta, \varphi)$ sobre un ángulo sólido $d\Omega = d\sigma/r^2$ formado por un elemento de área $d\sigma$ de una esfera es

$$dP(\theta, \varphi) = \langle S \rangle_t d\sigma = \langle S \rangle_t r^2 d\Omega \quad (7.7)$$

Esto da pie para la siguiente expresión de la intensidad de dispersión $I_1(\theta, \varphi)$ definida

como el flujo de energía correspondiente al ángulo sólido $d\Omega$:

$$I_1(\theta, \varphi) = \frac{dP}{d\Omega} = \frac{\pi^2 c \sin^2 \theta}{2\epsilon_0 \lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2 \quad (7.8)$$

Debe observarse que la ecuación (7.8) expresa la densidad de energía del flujo dispersado de un dispersor elemental. Con ayuda de la ecuación correspondiente a la densidad de flujo energético promedio en el tiempo (Vector de Poynting)

$$\langle S \rangle_t = c\epsilon_0 E_0^2 \langle \cos^2 \omega t \rangle_t = c(1/2) \epsilon_0 E_0^2 \quad (7.9)$$

La ecuación (7.8) se puede transformar en:

$$I_1(\theta, \varphi) = \frac{\pi^2 \sin^2 \theta}{\lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 \langle S_0 \rangle \quad (7.10)$$

7.3. Teoría de Lorentz-Mie

Una buena aproximación para describir el fenómeno de dispersión por una partícula homogénea, esférica e isotropa iluminada por ondas planas fue dada por Lorentz (1890) y Gustav Mie (1908).

En términos electromagnéticos, la luz dispersada toma lugar cuando una onda electromagnética (EM) encuentra un obstáculo, que para el caso de LDA es la partícula de sembrado. Se asume que la luz incidente interactúa con la partícula discreta y las orbitas del electrón dentro de la moléculas constituyentes son perturbadas periódicamente con la frecuencia del campo eléctrico de la onda incidente. La oscilación o perturbación, específicamente llamada un momento bipolar inducido, que se manifiesta como una fuente de radiación electromagnética (EM) en forma de luz esparcida (dispersada). La mayoría de la luz esparcida por la partícula es emitida con una frecuencia idéntica

7.3. TEORÍA DE LORENTZ-MIE

a la luz incidente, proceso referido como dispersión elástica.

La teoría de esparcimiento de luz puede ser categorizada en términos de dos teorías. Una es la teoría de dispersión de Rayleigh que es aplicable a pequeñas partículas, dieléctricas (no absorbentes) y esféricas. La segunda teoría, esparcimiento de Mie, comprende la solución de esparcimientos esféricos generales (absorbentes y no absorbentes) sin un particular contorno sobre el tamaño de la partícula[13].

Capítulo 8

MEDIDAS 1D-LDA

8.1. Introducción

Durante el desarrollo del trabajo se pretendió realizar medidas confiables de velocidad de líquidos, además aprovechando la funcionalidad que tiene la técnica diferencial Doppler al poder ser utilizada con diferentes tipos de blancos, como se describe en capítulos anteriores, se vió la viabilidad de trabajar dos situaciones diferentes; utilizando un líquido (agua) y por otro lado, el uso de una superficie rugosa (SR) que consiste de un blanco rotatorio. Este último es aprovechado como método o sistema de referencia útil para la calibración del montaje LDA. Ya que, antes de hacer medidas de velocidad de fluidos, es necesario tener confiabilidad en el diseño óptico y en los datos que se obtienen con el prototipo implementado.

Existió la imposibilidad de utilización de un dispositivo electromecánico para medir directamente los caudales del flujo, ya que estos son muy robustos para el diseño realizado y además requieren características específicas en la tubería. Por lo tanto se determinaron diferentes valores de frecuencia de rotación para la superficie rugosa, que fueron verificados mediante un generador de señales, un osciloscopio y un dispositivo optoelectrónico.

Una vez comprobada la veracidad de los datos, se puede asegurar que el prototipo

funciona de manera adecuada, lo que permite proceder con la medida de velocidades de agua dentro de una tubería en vidrio, que hace parte de un sistema cerrado conformado por un recipiente y una bomba que hace recircular el líquido.

8.2. Sistema óptico

8.2.1. Configuración física

Una vez sean estudiadas las características fundamentales que todo sistema Doppler láser debe cumplir y considerando todos los dispositivos y elementos ópticos con que se cuentan dentro del laboratorio de investigación, se diseñó un sistema interferométrico que permite obtener la configuración de haz dual o diferencial doppler con dispersión hacia adelante (DHD) debido a las ventajas ya estudiadas.

Este sistema óptico es el encargado de la generación de dos haces de luz coherentes de igual intensidad (I_1 , I_2) provenientes de una sola fuente láser linealmente polarizada, un conjunto de espejos (E1, E2, E3) y un divisor de haz (BS). El haz de luz que genera dicha fuente es filtrado y colimado; el filtro se hace necesario para lograr un haz uniforme en intensidad con frentes de onda esféricos y la colimación se utiliza para que este haz tenga frentes de onda planos en todo el espacio de trabajo.

Cuadro 8.1: Características más importantes del láser utilizado.

Láser He-Ne 1D-LDA	
Modelo	1125P
Modo espacial	TEM_{00}
Color	Rojo
Longitud de onda	632.8 nm
Potencia nominal	5 mW
Polarización	Linealmente polarizado
Voltaje Alimentación	230V/39VA

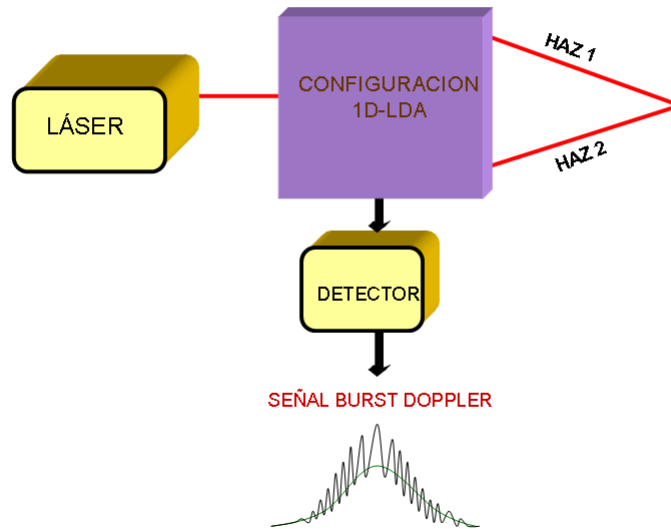


Figura 8.1: Esquema subsistema óptico

Los dos haces son enfocados en una región del espacio, donde se obtiene un patrón de franjas de interferencia y también la zona de medida que deben ser logrados con una buena alineación de todos los elementos ópticos. La radiación esparcida por las partículas presentes en el fluido será recogida por una lente receptora (L2), enfocándola sobre el módulo fotodetector. Adicionalmente se utiliza un diafragma iris (B) y una apertura para restringir el paso de la radiación que viene directamente de los haces principales y que pueden saturar el receptor.

El montaje experimental del anemómetro 1D diferencial (ver figura 8.2) se rige por algunos parámetros que son establecidos por el experimentador, dentro de los cuales están:

- Camino óptico recorrido
- Ángulo entre haces

CONFIGURACION 1D-LDA

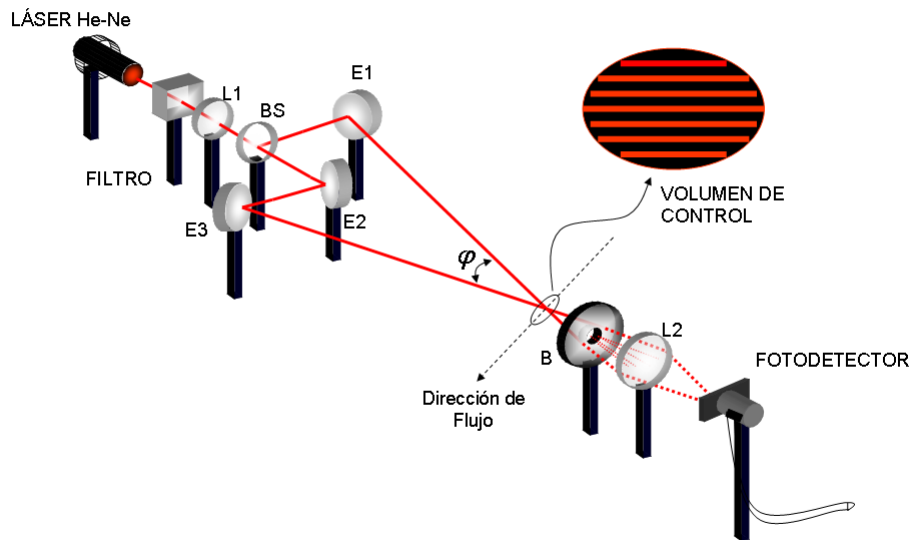


Figura 8.2: Montaje experimental

- Espaciamiento entre franjas
- Diámetro y longitud del volumen de control
- Distancias de ubicación de la etapa de recepción

Para que existan patrones de franjas de interferencia, es fundamental que la longitud de camino óptico recorrido por cada haz sea aproximadamente igual, condición que tiene un alto grado de dificultad, puesto que su precisión es del orden de la longitud de onda de la fuente láser (nm). Sin embargo, esta variable se redujo mediante la manipulación de dos espejos(E2 , E3) que permiten reducir la diferencia de camino óptico entre los haces.

Mediante la adecuada elección adecuada de la distancia donde se estableció la zona de medida, se fijó el valor del ángulo φ de incidencia en aire entre los dos haces. El ángulo φ adecuado para dicho sistema debe ser pequeño (orden 2 - 14 grados) para obtener una buena resolución espacial, lo que permite realizar medidas sobre regiones

8.2. SISTEMA ÓPTICO

muy pequeñas (zonas bien localizadas dentro del fluido). La relación que facilita su determinación es:

$$\varphi = \arctan \left\{ \frac{D}{2L} \right\} \quad (8.1)$$

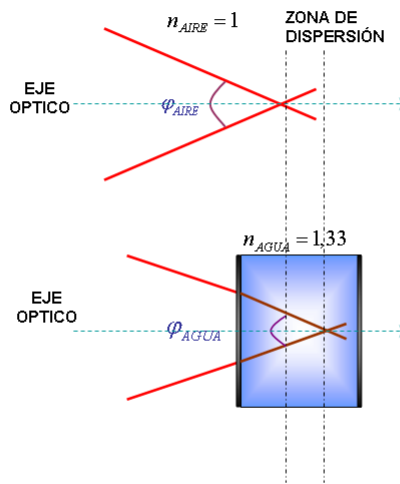


Figura 8.3: Cambio del ángulo entre haces en el caso de aire y agua

Una vez obtenido el ángulo φ es necesaria una modificación, ya que se introducen dos índices de refracción adicionales en la región de medida debido al material del tubo y al agua que circula a través de él. Teniendo en cuenta la ley de Snell y relaciones básicas de trigonometría, se calculó el nuevo valor de dicho ángulo.

$$n_{\text{agua}} \cdot \sin(\varphi_{\text{agua}}/2) = n_{\text{aire}} \cdot \sin(\varphi_{\text{aire}}/2) \quad (8.2)$$

Con un ángulo pequeño y teniendo en cuenta la longitud de onda de la fuente de luz λ , se logra un óptimo espaciamiento entre franjas Δx , con el fin de conseguir que el

8.2. SISTEMA ÓPTICO

tamaño de las partículas de sembrado estén dentro del rango de Δx . Al igual que el espaciamiento, el diámetro D_{mcv} y longitud L_{mcv} del volumen de control también van a depender del ángulo entre haces trabajado.

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\sin(\varphi/2)} \quad (8.3)$$

$$D_{mcv} = \Delta x \cdot N_f \quad (8.4)$$

$$L_{mcv} = D_{mcv} / \sin(\varphi/2) \quad (8.5)$$

Cuadro 8.2: Datos obtenidos en el montaje experimental

Características	Valores
φ_{aire}	4,71°
φ_{agua}	3,54°
N_f	400 <i>franjas</i>
Δx	5,12 μm
D_{mcv}	2,05 <i>mm</i>
L_{mcv}	33,20 <i>mm</i>
Abertura del fotodetector	30 μm
Diámetro iris diafragma	2 <i>mm</i>
Objetivo filtro espacial	10x
Distancia focal lente colimadora	+50 (mm)
Distancia focal lente receptora	+20 (mm)

La ubicación de la etapa de recepción esta basada en la distancia focal de la lente (L2) que permite determinar la posición tanto del iris diafragma (B), como del módulo fotodetector con la siguiente expresión:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (8.6)$$

El cuadro 8.2 muestra los datos obtenidos y calculados a partir del montaje experimental.

8.3. Sistema de recepción y detección

Esta etapa es la encargada de focalizar la energía dispersada que pasa a través de una abertura (Iris - diafragma) y transmitirla por medio de una lente receptora que concentra dicha energía en el área del módulo fotodetector. Con el fin de aprovechar la mayoría de potencia disponible del láser, se dispuso de una lente receptora cuya distancia focal fuese pequeña de esta forma se maximiza la intensidad que es recibida por el sensor.

El equipo de detección utilizado, esta compuesto por tres módulos básicos de la serie *COBRA3* de la compañía *PHYWE* y el software *MEASURE* que se encuentran a disposición en el laboratorio de Óptica y Láser de la Universidad del Cauca. La descripción de cada modulo está dada a continuación,



Figura 8.4: Unidad básica Cobra3 y módulo fotoamplificador

1. Módulo fotodetector

Unidad optoelectrónica capaz de recibir la energía dispersada (fotones) y convertirla a corriente (electrones). Consta de un fotodiodo de silicio y un amplificador de transconductancia (amplificador de corriente). El rango de operación del foto-

8.3. SISTEMA DE RECEPCIÓN Y DETECCIÓN

detector permitió el uso del láser de He-Ne, cuya longitud de onda es 632.8 nm. (VER ANEXO)



Figura 8.5: **Sensor fotodiodo de silicio y abertura 30 μm**

2. *Unidad de control para el fotodetector*

Unidad fotoamplificadora que recibe la señal proveniente del fotodiodo, es útil para hacer medidas de intensidades débiles de luz. Permite al experimentador regular la magnificación de la señal, la cual es enviada a la unidad básica de control.

3. *Unidad Básica COBRA3*

Es una interfaz para regulación y control de medidas en Física, Química, Biología, entre otras. Puede ser operada con un computador con recursos de operación media (interfaz tipo serial RS232). Todos los datos técnicos de los dispositivos se encuentran en el ANEXO.

4. *Software MEASURE*

Esta interfaz gráfica permite visualizar la evolución en el tiempo de la señal Doppler proveniente de los módulos anteriores, además despliega el espectro en frecuencia, es decir realiza la Transformada Rápida de Fourier (FFT). Este programa tiene varias herramientas dentro de las cuales las más útiles para el desarrollo de la técnica permiten variar: rangos de muestreo, niveles de voltaje y frecuencia, entre otros.

8.4. Sistema de referencia

En esta sección se presentan las medidas que se realizaron con el disco rotatorio utilizando el montaje 1D-LDA diferencial implementado y su respectiva calibración.

8.4.1. Disco rotatorio

Como se vió en capítulos anteriores, la técnica LDA diferencial puede trabajar en la medición de velocidades de superficies rugosas, es por ello que se utilizó un disco rotatorio o chopper electromecánico, al cual se le determinaron las frecuencias de giro.

El sistema de rotación está conformado por un disco de metal ranurado, el cual es un instrumento de obturación óptica que modula una fuente de luz. Esta sujeto a un soporte extendible, donde esta ubicado un motor híbrido marca PD60ER003 de *Copal Electronics* regulado con un microcontrolador 18F452 de *Microchip* que, de acuerdo a un valor de pulso, hace girar el disco a diferentes frecuencias, las cuales están dentro del rango que cubre cualquier otro chopper de tipo comercial. A continuación se muestran las especificaciones del sistema de rotación:

Rango de frecuencias: 24 - 3144 Hz.

Fuente de voltaje: 110 - 120 V AC/ 50 - 60 Hz.

Temperatura de operación máxima: 40 grados.

Resolución: 1 Hz.

Precisión: 0.5 %.

Peso: 5 Kg.

Motor: IC - 7900 rpm.

Voltaje de polarización del motor: 24 y 5 Voltios.

Ranuras: 24.

Dimensiones del disco chopper:

Diámetro externo: 119.87 mm.

Diámetro interno: 29.95 mm.

8.4. SISTEMA DE REFERENCIA

Eje de rotación: 9.87 mm.

Angulo de ranuras: 7.5 grados.

8.4.2. Calibración

Debido a la imposibilidad de tener otro sistema LDA que sirva como referencia o medio verificador de los resultados obtenidos con el disco de 24x con el anemómetro implementado, se utilizó un optoacoplador de referencia EESX1115-A, dispositivo que consta de un diodo emisor infrarrojo y un fotodiodo. Este arreglo se ubica de manera ortogonal al disco (ver figura 8.6).

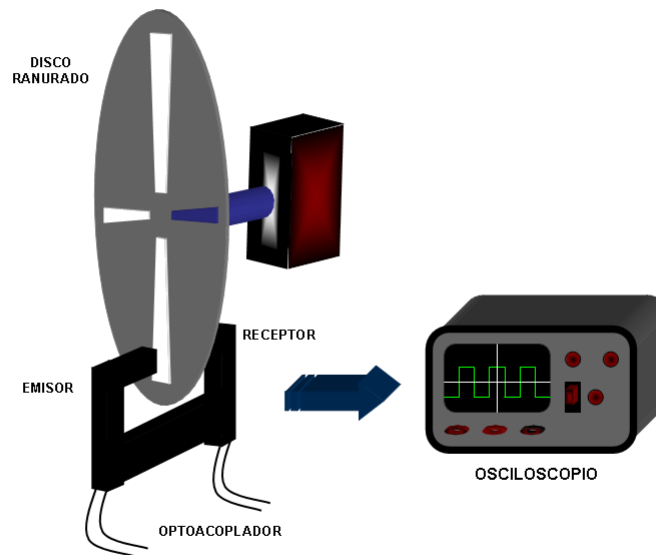


Figura 8.6: Esquema disco rotatorio y optoacoplador

La señal entregada por el optoacoplador durante el giro del disco es enviada a un osciloscopio, donde se obtienen una serie de pulsos, cuyo ancho temporal está relacionado con la velocidad de rotación. El cuadro 8.3 muestra los datos de frecuencia obtenidos, y ya que el disco tiene 24 franjas se debe calcular la frecuencia de una vuelta completa del

8.4. SISTEMA DE REFERENCIA

disco. el valor ω_0 de la tabla, corresponde a la frecuencia angular de un giro completo del disco.

Cuadro 8.3: Datos de frecuencia obtenidos en el osciloscopio con el optoacoplador

Frecuencia f_d Hz	Frecuencia Angular ω_0 rad/s	Frecuencia $f_d/24$ Hz
28	7,33	1,17
714,28	186,99	29,77
1315	344,27	54,80
1666,66	436,33	69,44
1923	503,44	80,12
2000	523,60	83,33
2083	545,33	86,79
2272	594,81	94,67
2500	654,50	104,17
2564	671,25	106,83
2631	688,81	109,62
2702	707,38	112,58

Después del registro de todos los datos obtenidos mediante el uso del optoacoplador, se procedió a realizar medidas del blanco rotatorio con el sistema 1D-LDA. La medida del espectro Doppler se obtiene mediante el software MEASURE, asociado a los módulos COBRA3 de la PHYWE. En las figuras siguientes se observan seis medidas realizadas para diferentes velocidades de rotación, donde se ve las variaciones pulsadas del voltaje y sus correspondientes espectros; aquí los picos más pronunciados de cada una de ellas son las frecuencias de rotación del disco.

Las medidas realizadas para diferentes frecuencias se hicieron teniendo en cuenta el rango de funcionamiento del disco. En el cuadro 8.4 se muestran todos los valores obtenidos a partir de los espectros.

8.4. SISTEMA DE REFERENCIA

Cuadro 8.4: Datos de frecuencia obtenidos con el software *MEASURE*

Frecuencia f_d Hz	Frecuencia Angular ω_0 rad/s	Frecuencia $f_d/24$ Hz
29	7,59	1,20
683,59	178,97	28,48
1289,06	337,48	53,71
1640,63	429,52	68,36
1914,06	501,10	79,75
1972,66	516,44	82,19
2128,91	557,35	88,70
2304,69	603,37	96,03
2441,41	639,16	101,72
2558,59	669,84	106,60
2656,25	695,40	110,67
2753,91	720,97	114,74

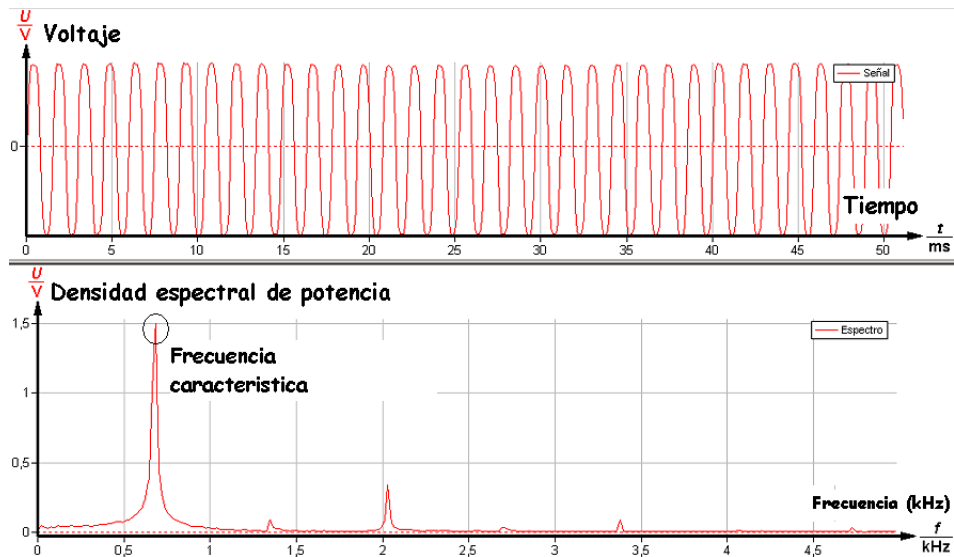


Figura 8.7: Variación de voltaje y el espectro para 683.59 Hz

8.4. SISTEMA DE REFERENCIA

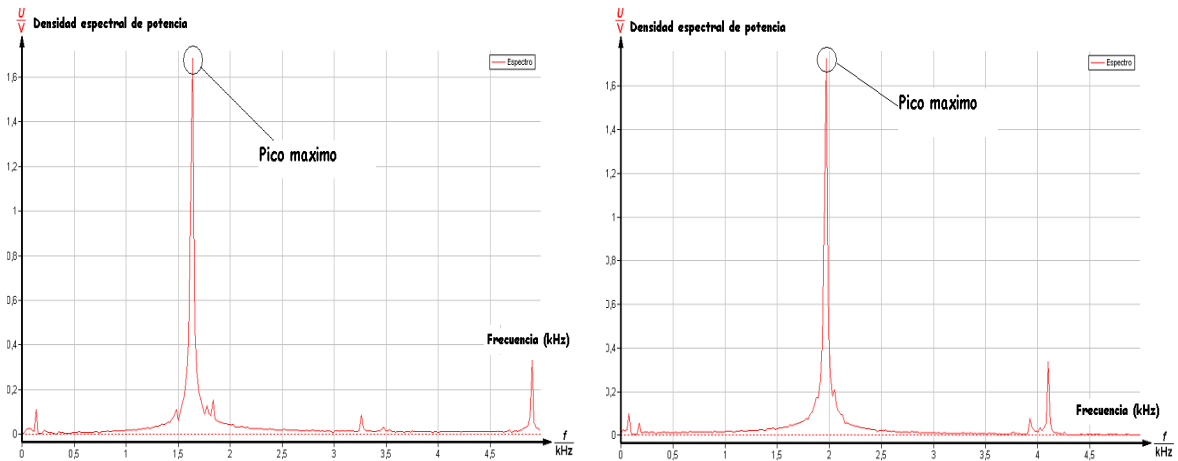


Figura 8.8: **Espectros:** a) = 1640,63Hz y b) = 1972,66Hz

Con base en los datos tabulados en el cuadro 8.3 y 8.4 se analiza que tan buena es la respuesta de la técnica Doppler láser con respecto al otro método (optoacoplador). El factor que indica si el sistema de medida está listo para su trabajo con flujo de líquidos (agua), es la diferencia en valor absoluto entre las frecuencias determinadas por los dos métodos. En la que se ha establecido un valor teórico o de referencia; en este caso es el dispositivo optoelectrónico, porque el error introducido en él, es debido a algunos parámetros que son incontrolables tales como: ruido tipo shot, corrientes oscuras, o del error que surge al visualizar las subdivisiones en el osciloscopio (paralelaje).

Cuadro 8.5: **Porcentajes de error entre los datos obtenidos en el osciloscopio y MEASURE**

Porcentaje de error	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
%	4.29	1.97	1.56	0.46	1.37	2.20	1.44	2.34	0.21	0.96	1.89

Como se ve en los resultados, los porcentajes de error mostrados en el cuadro 8.5 para las medidas con la técnica 1D- LDA diferencial son bajos, ya que el orden de

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

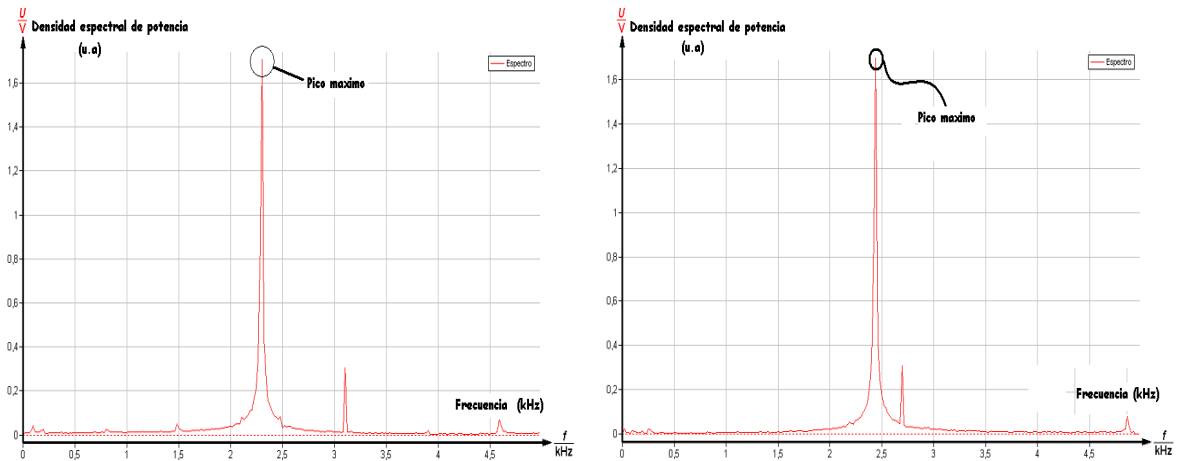


Figura 8.9: **Espectros:** $a) = 2304,69Hz$ y $b) = 2441,41Hz$

frecuencias Doppler que se están detectando es del orden de los kHz . Lo anterior da lugar a confiar en las medidas que se realizan con el anemómetro y asegurar que el método de calibración es adecuado y pertinente. Ahora el sistema está listo para su utilización en la determinación de velocidades de líquidos.

8.5. Medidas de velocidad del fluido

Una vez se logró tener el sistema de medición con láser calibrado, se realizaron medidas de frecuencias doppler a un sistema cerrado de agua, elaborado con tuberías en vidrio tipo pyrex y una bomba de agua (bomba para filtrar agua de peceras), y de esta forma determinar distintas velocidades para un líquido.

8.5.1. Sistema de flujo

Como primera medida, para obtener datos de velocidad, se seleccionó un fluido que fuese adecuado y de fácil disponibilidad, el cual pudiese trabajar en un circuito cerrado. Se escogió un líquido, y es evidente que el agua es la mejor sustancia para trabajar con esta técnica.

En este punto, se hizo necesaria la elaboración de un recipiente de almacenamiento

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

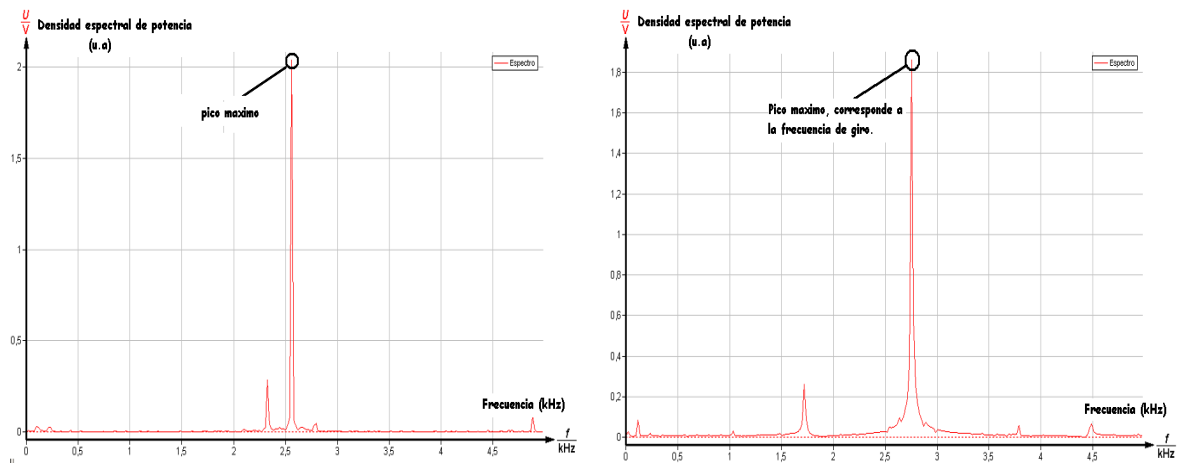


Figura 8.10: Espectros: a) = 2656,25Hz y b) = 2753,91Hz

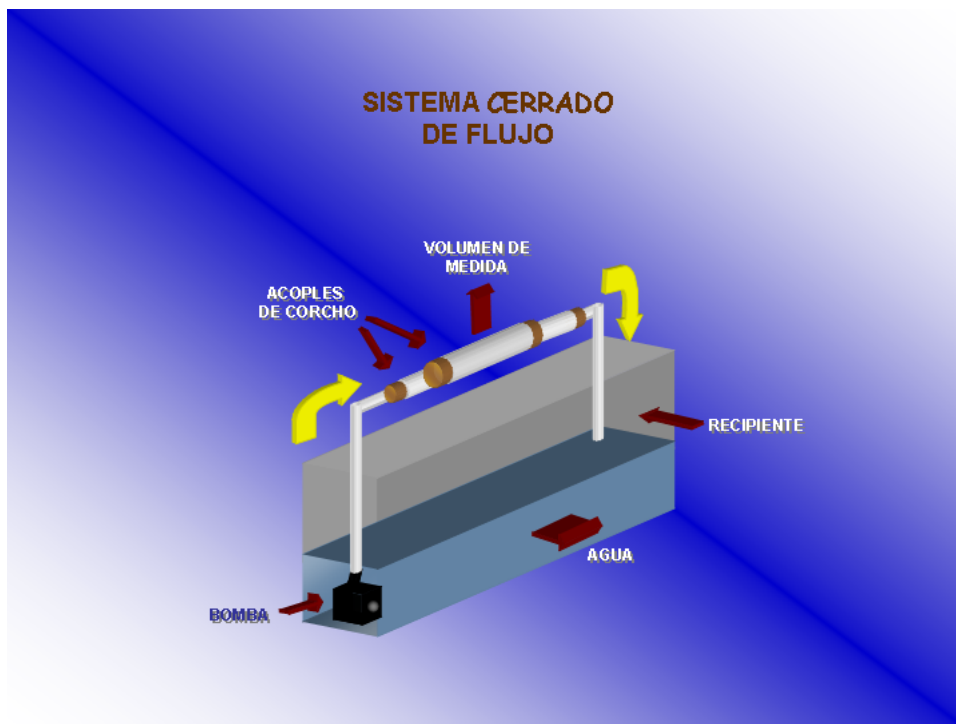


Figura 8.11: Sistema cerrado de flujo

y un sistema que permitiese bombear o impulsar el flujo de agua a través de toda la tubería. Las medidas de velocidad se realizan sobre un tubo de sección circular (diámetros de los tubos que componen la tubería: 16,77 mm, 11 mm, 6,34 mm). En la

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

figura 8.12 se ilustra el sistema.

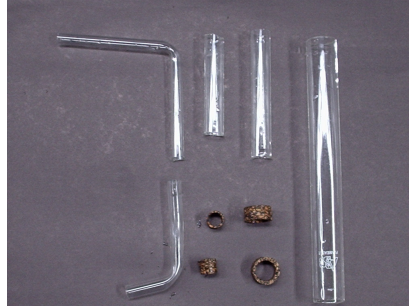


Figura 8.12: **Tubos en vidrio y sus respectivos acoples**

El acople de los tubos de vidrio de diferente diámetro se realizó con anillos hechos en corcho, que permitieron un cierre hermético de toda la tubería y por tanto evitaron fugas de agua y entrada de aire al sistema obteniendo un flujo uniforme.

Para describir el régimen del flujo se hace uso del número de Reynolds Re , definido como una relación adimensional de las fuerzas de inercia y viscosa;

$$Re = \frac{\rho v^2}{\mu v/l} = \frac{\rho v l}{\mu} \quad (8.7)$$

donde l es alguna longitud característica de las dimensiones del flujo, el cual, en este caso, es el diámetro de la tubería. Aproximadamente hablando, para una tubería recta cilíndrica el flujo es laminar para un $Re < 2400$. Si $2400 < Re < 4000$ el régimen puede cambiar a ser turbulento. Se da un rango porque las fuerzas de inercia y viscosidad pueden influir en otros fenómenos. De aquí se puede pensar, por ejemplo, en oscilaciones introducidas por un bombeo donde influencias como éstas promuevan la inestabilidad del flujo laminar [2].

La bomba utilizada es una bomba típica para peceras, que posee un pequeño regulador cuya función es restringir la cantidad de agua que entra a la tubería, logrando así diferentes valores de caudal.



Figura 8.13: Bomba para recirculación de agua

8.5.2. Método volumétrico

Como se vió en la sección anterior, la bomba de agua brinda diferentes caudales, de los que se escogieron cinco para estimarles la velocidad de circulación a través de la sección transversal en el volumen de medida, y tener una muestra representativa de las posibles frecuencias doppler que corresponden a cada velocidad.

Cuadro 8.6: Datos frecuencia obtenidos con el método volumétrico

Tiempo <i>s</i>	Caudal <i>cm³/s</i>	Velocidad <i>cm/s</i>	Número de Reynolds	Frecuencia Hz
10.23 ±0,22	9.78 ±0,58	4.43 ±0,24	778.79	8645.13 ±468,4
5.51 ±0,18	18.15 ±1,27	7.49 ±0,54	1316.42	14616.71 ±1053,8
3.74 ±0,10	26.74 ±1,72	12.10 ±0,73	2127.18	23613.11 ±1424,6
3.74 ±0,10	31.70 ±1,14	14.34 ±0,49	2520.97	27984.46 ±956,2
3.74 ±0,10	34.72 ±1,43	15.71 ±0,62	2761.82	30658.01 ±1209,9

Para la determinación del caudal se aplicó el método volumétrico, que consiste en medir el tiempo que tarda un líquido en llenar cierto volumen. Aunque la técnica no es muy precisa debido a la existencia de errores en la medida del tiempo y a la cantidad exacta de volumen que se ocupa, brindó una buena aproximación en el cálculo de caudal y velocidad, y con ayuda de la ecuación (5.1) se pudo ver donde estaban los picos de frecuencia en el espectro de Fourier. A continuación se hace una tabulacion de los valores obtenidos con el método.

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

Como se observa en la cuarta columna del cuadro 8.6 correspondiente al número de Reynolds, se debe establecer si cada valor se encuentra dentro del rango adecuado y definir su régimen de circulación. El cuadro muestra claramente que a partir de la cuarta velocidad correspondiente a $14,34 \text{ cm/s}$, el flujo cambia de régimen laminar a régimen de transición, en el cual se pueden formar pequeñas turbulencias que evitarán una buena recepción de la luz esparcida. El prototipo implementado posee mayor confiabilidad en régimen laminar.

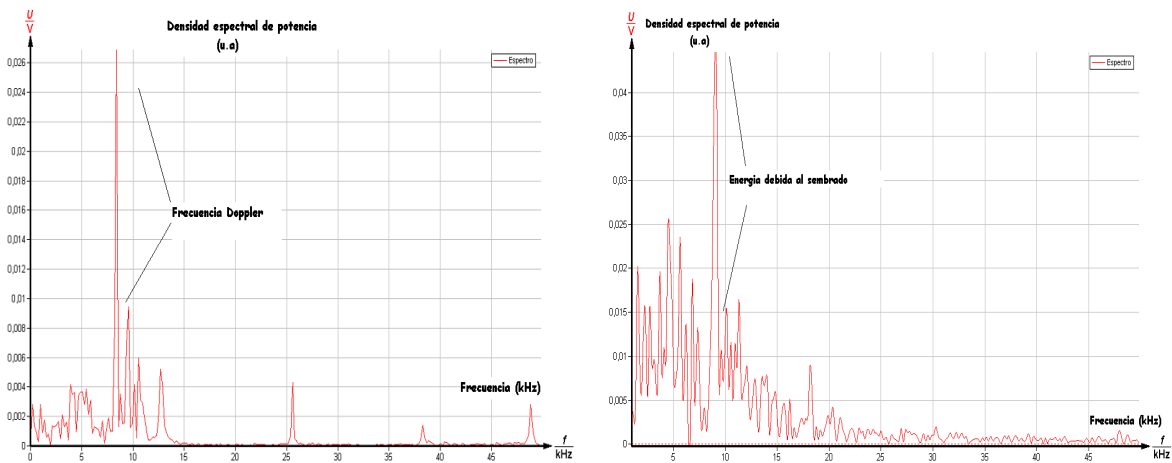


Figura 8.14: Espectros para diferentes frecuencias: a)sembrado natural , y b)sembrado artificial

8.5.3. Partículas en agua

Debido a que el agua corriente (de grifo) tiene muchas impurezas (sedimentos) que no dejan obtener una buena señal, se optó por usar agua destilada y se aprovechó las diminutas burbujas que se generan dentro del sistema de flujo. Además, se utilizó un sembrado de circonia (ZrO_2) en pequeñas cantidades, para lograr que la intensidad de la energía dispersada tuviera mayor amplitud y obtener señales de voltaje más altas y una densidad espectral de potencia mayor, como se ve en la figura 8.14. Se escogió este

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

sembrado por estar aceptado para uso en la técnica LDA (Capítulo 6), y por su amplia disponibilidad comercial. Las características del sembrado son:

- Tamaño aproximado: menor que $5 \mu m$
- Densidad: $5.85 \text{ Kg}/m^3$
- Marca: Aldrich

8.5.4. Cálculo de velocidades

Una vez hechos los cálculos correspondientes a las posibles frecuencias Doppler con el método volumétrico, se hicieron medidas con el sistema 1D-LDA diferencial y su sistema cerrado de flujo (ver figura 8.15), cuyos resultados se muestran en el cuadro 8.7.

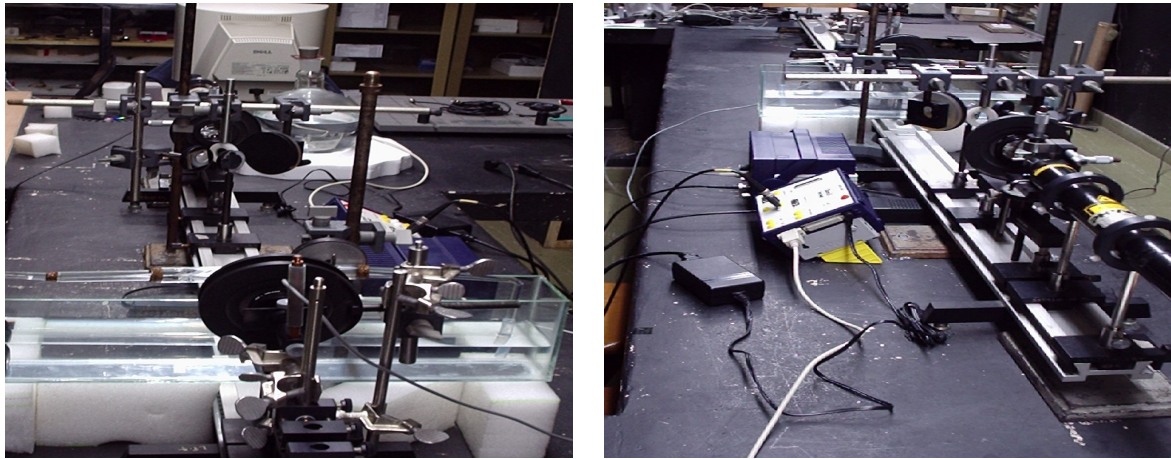


Figura 8.15: Montaje 1D-LDA con sistema de flujo

La realización de cada histograma permitió el cálculo de la media de frecuencia, puesto que para cada valor hay un número n de datos equivalente a 150 muestras. Al finalizar la sección se presentan algunos de los espectros obtenidos con el anemómetro.

Como se puede observar en las figuras 8.16 y 8.18, las características de los espectros en frecuencia obtenidos de la transformada de Fourier por medio del software MEASURE, denotan los picos más pronunciados correspondientes a las frecuencias Doppler

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

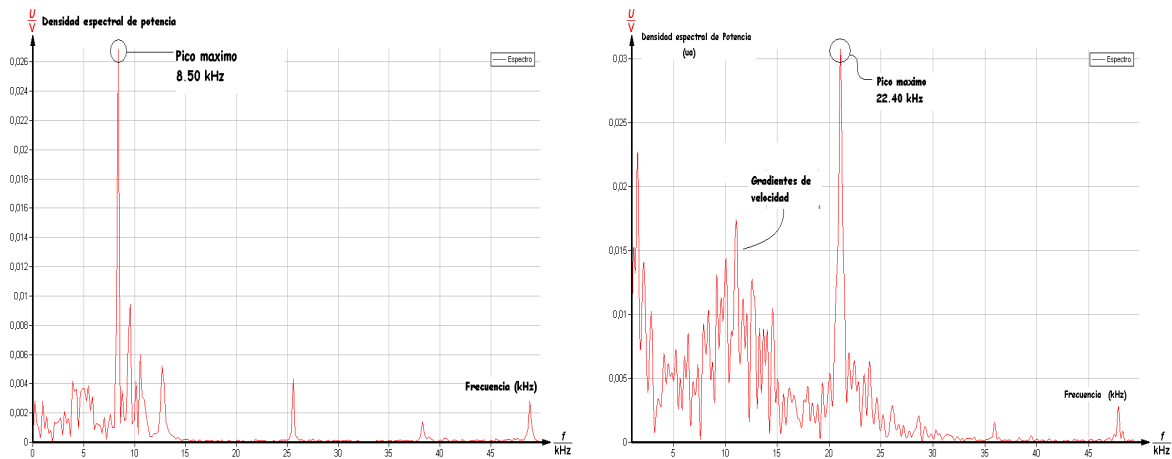


Figura 8.16: Espectros para las frecuencias: a) 8,50kHz b) 22,40kHz.

Cuadro 8.7: Frecuencias y velocidades obtenidos con 1D-LDA diferencial

Frecuencia <i>kHz</i>	Velocidad <i>cm/s</i>	σ_v $\cdot 10^{-4}$
8.50 ± 1,70	4.36	± 8,71
16.99 ± 1,89	8.71	± 9,68
22.40 ± 1,62	11.49	± 8,30
27.80 ± 0,96	14.25	± 4,92
30.98 ± 1,32	15.87	± 6,76

detectadas para las velocidades 4,36, 11,49, 14,25 y 15,87. La existencia de otros picos de menor altura se atribuye al gradiente de velocidad existente dentro del fluido como consecuencia de la cantidad de partículas que circulan al mismo tiempo a través de la zona de medida.

Las figuras 8.17, 8.19 y 8.20 son los histogramas ya hablados, que tienen un comportamiento Lorentziano y corresponden a cada frecuencia Doppler, que permitieron la determinación de las velocidades dentro de la tubería en vidrio. La desviación para cada frecuencia permitió asegurar que los picos obtenidos no sufren un solapamiento, lo cual brinda confiabilidad de las medidas realizadas.

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

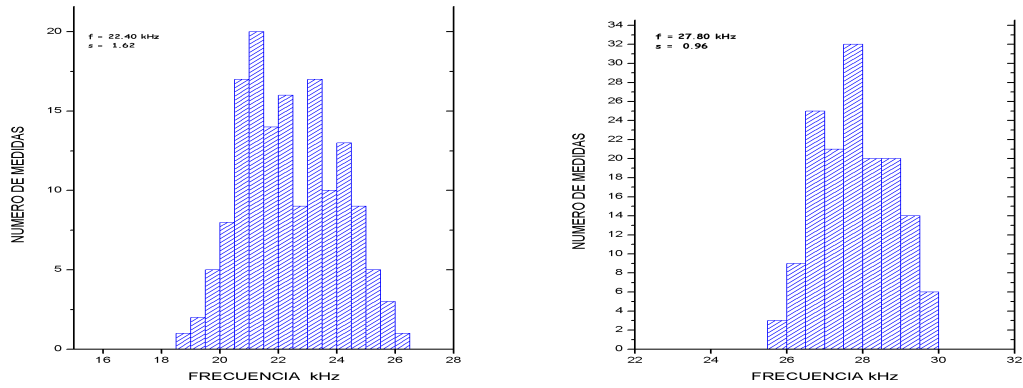


Figura 8.17: Histogramas correspondientes a las frecuencias: a) $= 22,40\text{kHz}$, $\sigma = 1,62$ y b) $= 27,80\text{kHz}$, $\sigma = 0,96$

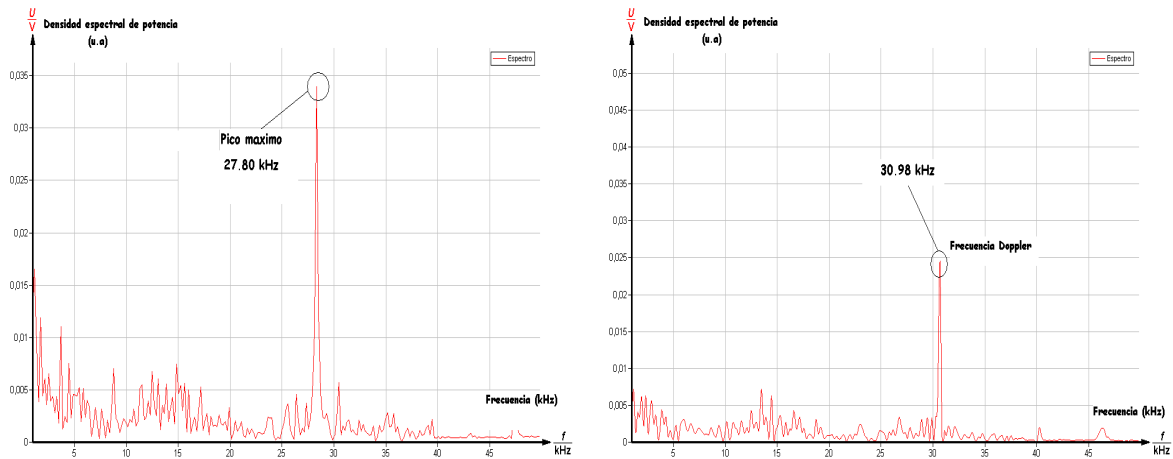


Figura 8.18: Espectros para las frecuencias: a) $27,80\text{kHz}$ b) $30,98\text{kHz}$.

8.5. MEDIDAS DE VELOCIDAD DEL FLUIDO

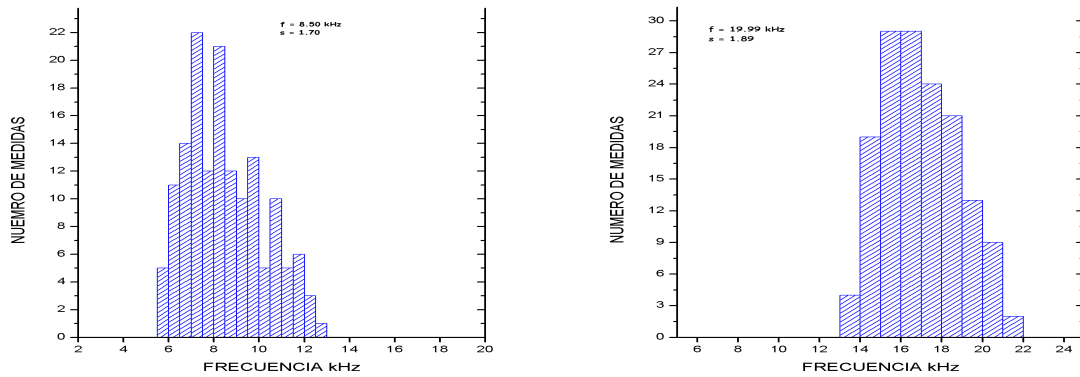


Figura 8.19: Histogramas correspondientes a las frecuencias: a) $= 8,50kHz$, $\sigma = 1,70$ y b) $= 16,99kHz$, $\sigma = 1,89$

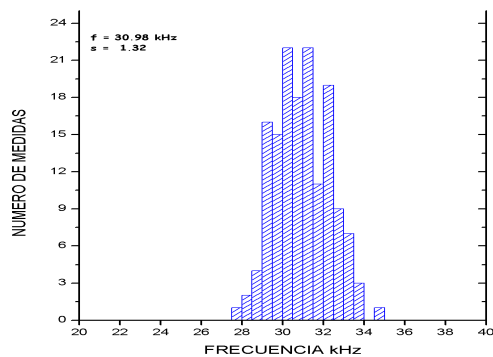


Figura 8.20: Histogramas correspondientes a las frecuencias: a) $= 30,98kHz$, $\sigma = 1,32$

Capítulo 9

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

De acuerdo con lo realizado durante el desarrollo del trabajo de investigación se puede concluir que:

- El sistema de referencia compuesto por el disco rotatorio permitió verificar el funcionamiento de los módulos de adquisición (sensor), procesamiento (fotoamplificador y unidad básica Cobra3) y analizador de frecuencias (*MEASURE*) que fueron utilizados para implementar la técnica LDA de haz dual en DHD.
- La existencia de ruido debido a las vibraciones mecánicas, eléctricas y acústicas, oscilan en un rango de baja frecuencia ($20 - 200Hz$), que no afecta en lo absoluto la determinación de las frecuencias Doppler, por encontrarse en el orden de kHz .
- Es evidente que el uso de un sembrado artificial (ZrO_2), proporcionó un alto nivel de energía dispersada, obteniendo señales de mayor intensidad en los picos de frecuencia, en comparación con el uso de sembrado natural (burbujas), demostrando que la técnica láser Doppler requiere de la adecuada selección de trazadores.
- Las velocidades obtenidas mediante el método volumétrico brindaron una estimación de las posibles frecuencias Doppler a medir; pero su precisión no se puede comparar con la alcanzada en la técnica óptica. Puesto que, el primer método

hace la medida sobre toda la sección transversal de la tubería, y en la técnica LDA la medida se realiza sobre un punto de dicha sección(volumen de control), lo que significa una mejor resolución espacial.

- La adecuación del sitio de trabajo y la adquisición de buenos elementos ópticos permitirán un mayor desarrollo investigativo en lo referente a metrología óptica y en especial a esta técnica que tiene gran impacto ingenieril.
- Permitir que el estudiante de Ingeniería Física se familiarice con equipos y paquetes computacionales existentes, que ayudan al aprendizaje de la Física teórica y aplicada. Situación de compromiso entre estudiantes y docentes.

Con base en los resultados obtenidos se concluye que: el prototipo 1D-LDA diferencial en configuración dispersión hacia delante implementado es capaz de medir frecuencias Doppler que, mediante un posterior análisis estadístico, brinda información de la velocidad media de fluidos translúcidos.

Bibliografía

- [1] PUBLICATION NO.: 9040U5714. *Reference Guide, Theory of Laser Anemometry*. Dantec Measurement Technology A/S. Fourth edition. DK-2740 Skovlunde, Denmark. Printed in 2000
- [2] F, DURST. A. MELLING, AND J. H. WHITELAW. *Principles and practice of Laser Doppler Anemometry*. Academic Press, London/New York/San Francisco. 1976.
- [3] JOHANSSON GUNNAR T. *An introduction to Laser Doppler Anemometry*. Department of Thermo and Fluid Dynamics. Chalmers University of Technology. Second printing Göteborg February 2004.
- [4] GARCÍA I VIZCAÍNO D. *Sistema láser de medida de velocidad por efecto doppler de bajo coste para aplicaciones industriales e hidrodinámicas*. Tesis doctoral. Universitat Politècnica de Catalunya. Barcelona, Espanya. mayo 2005 .
- [5] GISVIK J. K. *Optical Metrology*. Third Edition. John Wiley & Sons, LDT. Trondheim, Norway. 2002.
- [6] CLAYTON T. CROWE, SOMMERFELD MARTIN, TSUJINAKA YUTAKA. *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. Springer Publishers.
- [7] MALACARA, DANIEL (EDITOR). *Handbook of Optical Engineering*. New York, NY, USA: Marcel Dekker Incorporated. 2001.
- [8] VAD J., LAJOS T., SCHILLING R. *Modeling fluid flow: The State of the Art*. Springer. 2004

BIBLIOGRAFÍA

- [9] TRITTON D. J. *Physical fluid Dynamics*. Second Edition. Oxford Science Publications.1988
- [10] LAUFER G. *Introduction to Optics and Lasers in Engineering*. Cambridge University Press.USA.1996
- [11] MISHCHENKO, MICHAEL I. *Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles*. Electronic Edition. Goddard Institute for Space Studies, NASA. Cambridge University Press, 2004.
- [12] MATVEEV, A. N. *Optics*. MIR Publishers, 1988. Moscu, Rusia.
- [13] XU, RENLIANG. *Particle Characterization: Light Scattering Methods*. Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [14] PETROVICH LISITSYN, ALEXAND. ALBRECHT, H. E. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurements Techniques*. Editorial Springer.
- [15] HECHT, EUGENE. *Optica*. Tercera Edicion. Editorial Addison Wesley, 2000.
- [16] BORN AND WOLF. *Principles of Optics*.
- [17] FRANCON, M. *Optical Interferometry*. Institut D' Optique, Paris, Francia. Academic Press, 1966.
- [18] HARIHARAN, P. *Optical Interferometry*. CSIRO Division of Applied Physics, Sidney, Australia. Academic Press, 1985.

ANEXOS

- Presentación del trabajo en el *XXI* Congreso Nacional de Física, Barranquilla Colombia, 24 a 28 Oct/05. *Estudio e implementación de un anemómetro Doppler Láser para medir la velocidad de flujo de líquidos*, Díaz D. A. , Ordóñez C. F., León J. Ponencia Oral y Mural.
- Hojas técnicas que describen las características de los equipos *PHYWE* utilizados.