

Capítulo 3

Sistema LDA Diferencial

3.1. Introducción

En el capítulo anterior hemos presentado las diferentes configuraciones para implementar un sistema de medición de la velocidad de un fluido o de superficies rugosas, mediante la utilización de fuentes coherentes y monocromáticas, como son los láseres.

Vamos a presentar las principales características para el caso de una configuración de un sistema LDA Diferencial y sus principios básicos de funcionamiento.

3.2. Principios básicos

La configuración básica de un sistema LDA basado en la configuración Diferencial, la presentamos en las figuras 2.6 para el caso que el receptor estuviese colocado detrás del blanco (detección hacia delante DHD) y en la figura 2.7 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 simple lente, dentro del fluido a medir. Las partículas de sembrado que están 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

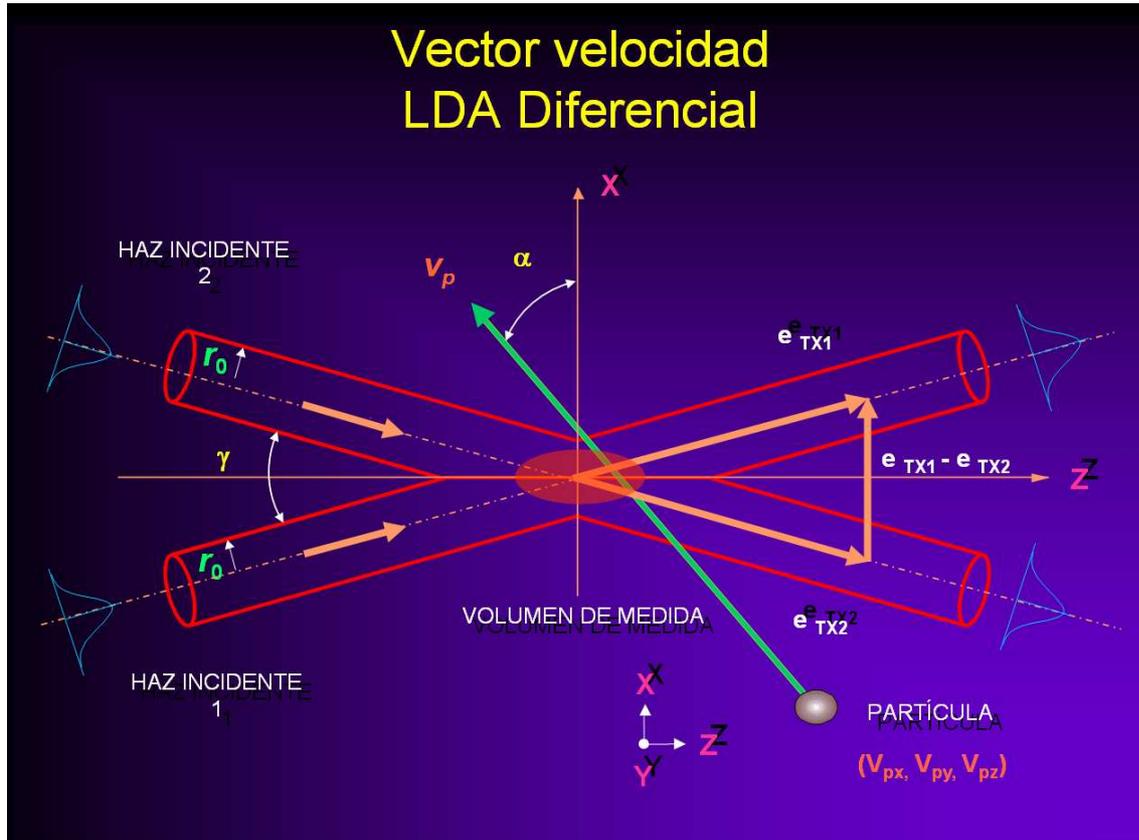


Figura 3.1 Esquema básico de una configuración Diferencial Doppler

de frecuencias Doppler de cada uno de los haces incidentes. Además, la relación entre la frecuencia de batido obtenida y la velocidad de la partícula es independiente de la dirección de recepción, y solo va a depender linealmente del ángulo de incidencia entre los dos haces y de la longitud de onda del láser en el fluido.

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 (2.13), 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} . Si nos fijamos en la figura 3.1, la frecuencia Doppler es

$$f_D = \frac{2 \sin(\gamma/2)}{\lambda} |V_p| \cos(\alpha) \quad (3.1)$$

donde γ es el ángulo que forman los dos haces.

Vemos claramente que el sistema LDA diferencial, detecta no solo una única componente 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*

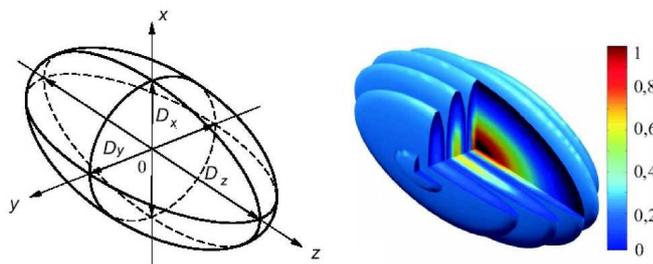


Figura 3.2 Forma y dimensiones del volumen de dispersión [Duf03]

el plano formado por dichos haces. En este caso la componente X

$$f_D = \frac{2 \sin(\gamma/2)}{\lambda} V_{p\perp} = \frac{2 \sin(\gamma/2)}{\lambda} V_{px} \quad (3.2)$$

3.3. Volumen de dispersión

El punto de medida será el punto de cruce o interferencia entre los dos haces incidentes. Este punto, es un región casi elipsoidal formada por franjas como veremos, producida por el cruce de los dos haces de luz incidentes, presentada en el figura 3.2.

Si los haces son generados por un láser de longitud de onda en el fluido λ , de ancho de cintura $2r_o$, focalizados por una lente de focal F y formando un determinado ángulo entre ellos γ , aproximadamente 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 [ND90]), las dimensiones del volumen de dispersión, de la figura 3.2, son:

- Largo $\implies D_z$

$$D_z = \frac{4F\lambda}{2\pi r_o \sin(\gamma/2)} \quad (3.3)$$

- Anchura $\implies D_y$

$$D_y = \frac{4F\lambda}{2\pi r_o} \quad (3.4)$$

- Altura $\implies D_x$

$$D_x = \frac{4F\lambda}{2\pi r_o \cos(\gamma/2)} \quad (3.5)$$

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 %).

3.4. 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 onda resultante. 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. A la figura 3.3 se puede ver como se forman estas franjas o variaciones de intensidad.

En los puntos marcados por un pequeño círculo \circ , las energías de los dos haces se superponen constructivamente (franjas iluminadas). A las zonas marcadas con cruces \times en la figura, las señales incidentes se superponen destructivamente o en contrafase, produciéndose mínimos de interferencia (franjas oscuras). Podemos 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, las podemos relacionar con los parámetros de los haces y su geometría de la siguiente manera

- Separación entre franjas $\implies S_f$

$$S_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\gamma/2)} \quad (3.6)$$

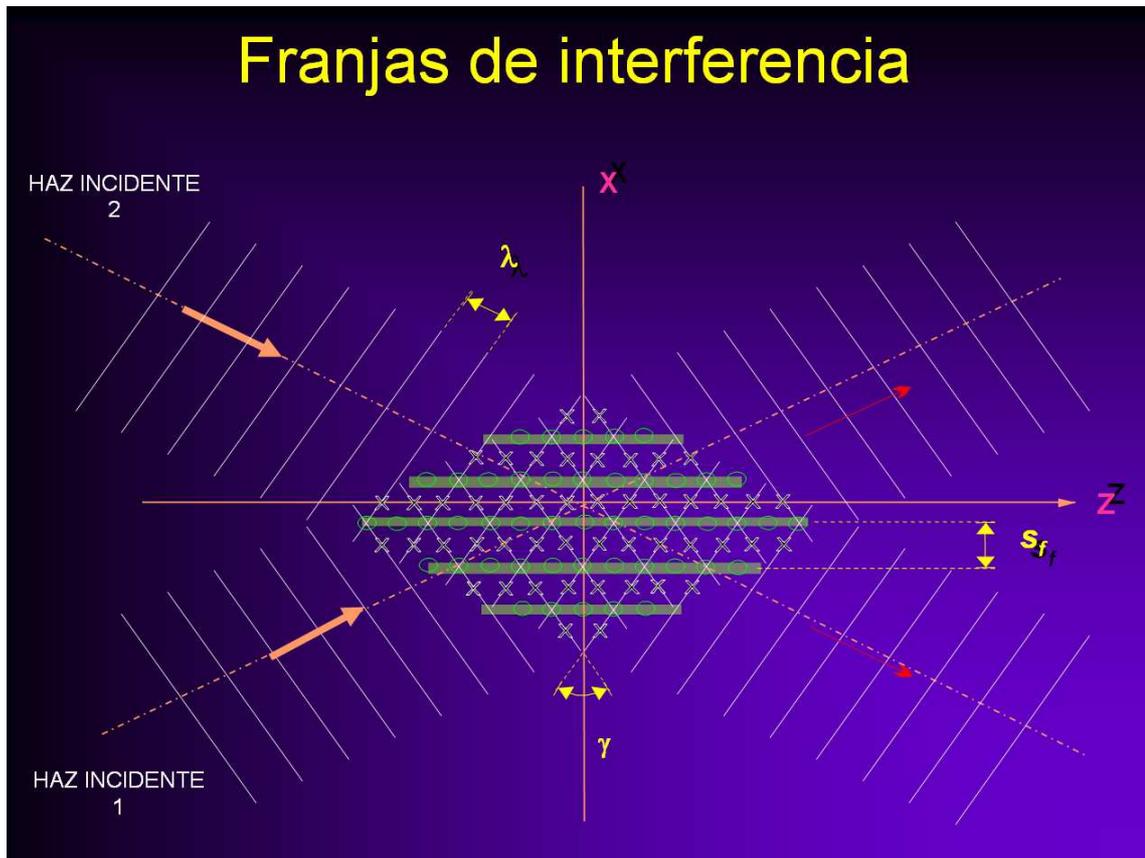


Figura 3.3 Franjas en volumen de dispersión debido a la interferencia de dos haces

- Número de franjas $\implies N_f$

$$N_f = \frac{8F \tan(\gamma/2)}{2\pi r_o} \quad (3.7)$$

3.5. Señal burst Doppler

Una partícula que se mueve dentro de este 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 [ABDT03]. Por esta razón, esta configuración Diferencial, se denomina sistema de franjas o de modulación de intensidad o interferómetro Doppler [Dra80].

Notemos que el método utilizado para describir como dispersa una partícula por la zona de medida producida por la interferencia de dos haces de luz en un punto del fluido, 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, hemos 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 única manera de realizar un estudio exhaustivo, independientemente del tamaño de la partícula dispersora, sería aplicar la teoría clásica de la óptica geométrica. En el capítulo 7 presentamos la forma de calcular los niveles de señal a la salida de un detector para un sistema LDA diferencial, a partir de la teoría de *Lorenz-Mie*, para cualquier tamaño de partícula.

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 TEM₀₀. Es decir, que la intensidad será máxima en el centro del haz, y decaerá a medida que nos acerquemos a los extremos. Esto hace que la amplitud de cada una de las franjas no sea de constante en toda ella, sino que será cada vez 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 \implies

$$S_{Bm}(t) = A_D \cdot \cos(2\pi f_D t) \quad (3.8)$$

- Señal Portadora \implies

$$S_{Bp}(t) = A_P \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \quad (3.9)$$

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

$$S_B(t) = A_P \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} + A_D \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cos(2\pi f_D t) \quad (3.10)$$

y si la expresemos en función de el 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, obtenemos

$$S_B(t) = A_P \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cdot [1 + \Upsilon \cdot \cos(2\pi f_D t)] \quad (3.11)$$

$$\Upsilon = \frac{A_D}{A_P} \quad (3.12)$$

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 (3.11), 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 denomina componente o señal Doppler.

$$S_D(t) = A_D \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cos(2\pi f_D t) = A_P \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \cdot \Upsilon \cdot \cos(2\pi f_D t) \quad (3.13)$$

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

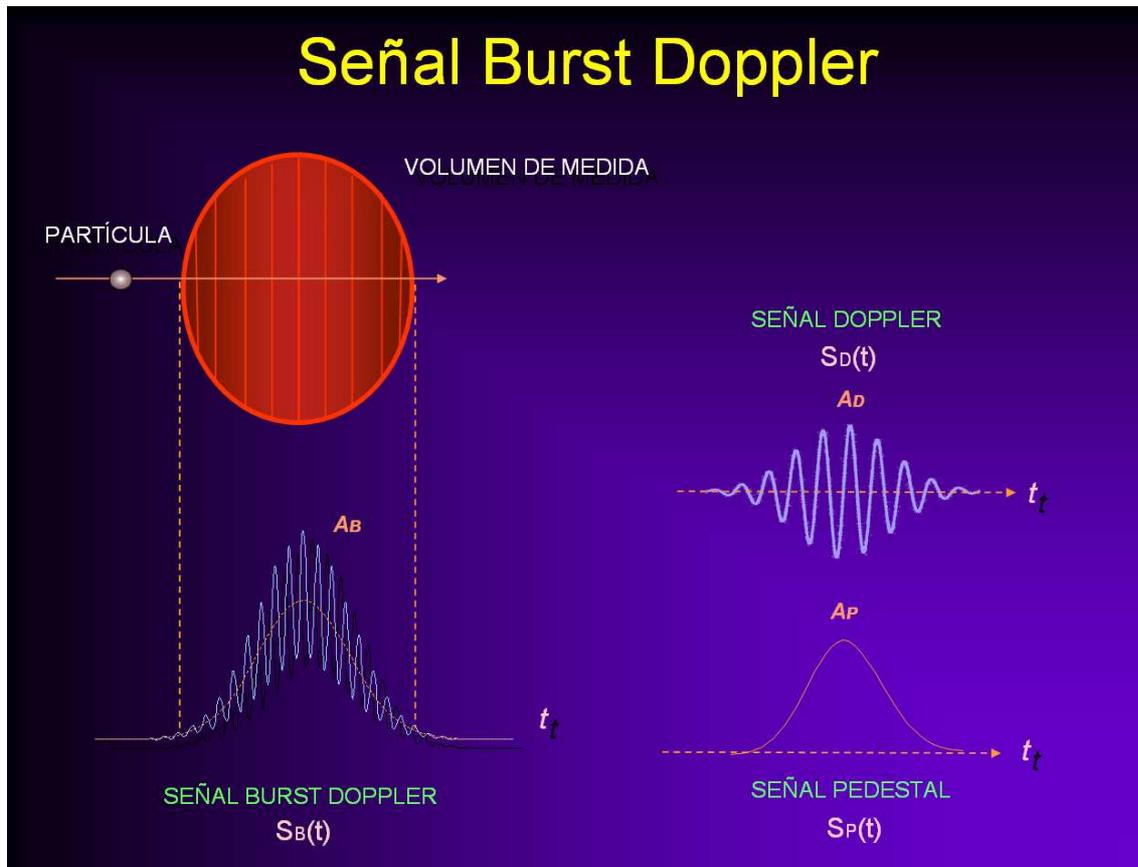


Figura 3.4 Formación de la Señal *burst* a partir del modelo de franjas

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.

$$S_P(t) = A_P \cdot e^{-(\pi \Delta f_D t)^2} \quad (3.14)$$

3.6. Espectro de la señal burst Doppler

Si calculamos 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.

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

- TF Señal Doppler $S_D(t) \implies \mathbf{S}_D(f)$

$$\mathbf{S}_D(f) = \frac{A_D}{2\sqrt{\pi}\Delta f_D} \cdot \left[e^{-\left(\frac{f-f_D}{\Delta f_D}\right)^2} + e^{-\left(\frac{f+f_D}{\Delta f_D}\right)^2} \right] \quad (3.15)$$

- TF Señal Pedestal $S_P(t) \implies \mathbf{S}_P(f)$

$$\mathbf{S}_P(f) = \frac{A_P}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \cdot e^{-\left(\frac{f}{\Delta f_D}\right)^2} \quad (3.16)$$

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 la obtendremos sumando las ecuaciones (3.15) y (3.16)

- TF Señal *burst* Doppler $S_B(t) = S_D(t) + S_P(t) \iff \mathbf{S}_B(f) = \mathbf{S}_D(f) + \mathbf{S}_P(f)$

$$\mathbf{S}_B(f) = \frac{A_P}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \cdot e^{-\left(\frac{f}{\Delta f_D}\right)^2} + \frac{A_D}{2\sqrt{\pi}\Delta f_D} \cdot \left[e^{-\left(\frac{f-f_D}{\Delta f_D}\right)^2} + e^{-\left(\frac{f+f_D}{\Delta f_D}\right)^2} \right] \quad (3.17)$$

si la expresamos en función del índice de modulación Υ tenemos

$$\mathbf{S}_B(f) = \frac{A_P}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \left[e^{-\left(\frac{f}{\Delta f_D}\right)^2} + \frac{\Upsilon}{2} \cdot e^{-\left(\frac{f-f_D}{\Delta f_D}\right)^2} + \frac{\Upsilon}{2} \cdot e^{-\left(\frac{f+f_D}{\Delta f_D}\right)^2} \right] \quad (3.18)$$

La amplitud en espectro de la señal pedestal A'_P y de la señal Doppler A'_D , a partir de la ecuación (3.18) son

$$A'_P = \frac{A_P}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \quad (3.19)$$

$$A'_D = \frac{A_D}{2\sqrt{\pi}\Delta f_D} = \frac{A_P}{\sqrt{\pi}\Delta f_D} \cdot \frac{\Upsilon}{2} \quad (3.20)$$

3.7. Tiempo de tránsito

El ancho de banda de la componente frecuencial centrada a la frecuencia Doppler f_D nos dará la precisión de la medida de la velocidad de la partícula. Vemos que esta no tendrá una frecuencia totalmente definida ya que aparecerá un determinado ancho o dispersión frecuencial. Existen muchos aspectos o fenómenos que contribuyen a aumentar este ensanchamiento, pero principalmente proviene de solo uno: el *tiempo de tránsito*.

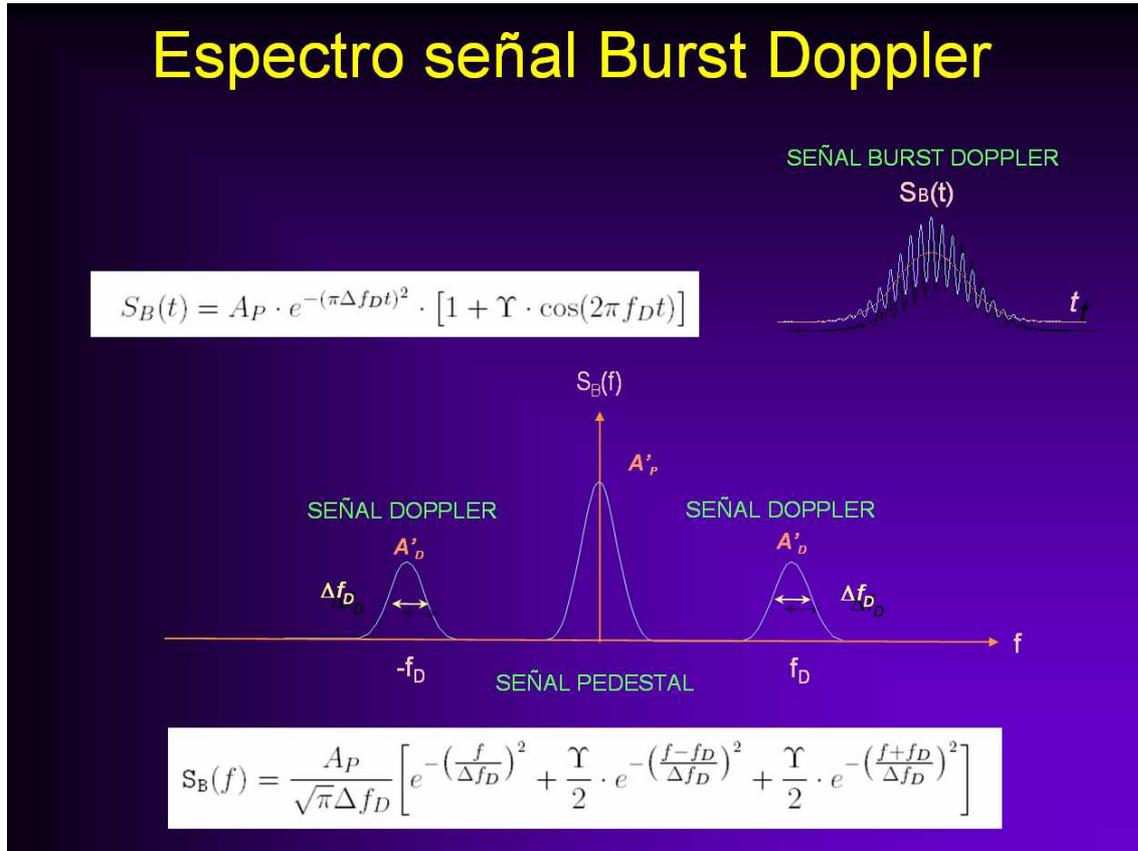


Figura 3.5 Espectro de la Señal *burst* Doppler

Debido a que la señal *burst* Doppler es una señal que sólo aparecerá cuando existan partículas atravesando el volumen de dispersión, tendremos señales intermitentes de duración finita (de ahí el nombre de *burst* o ráfaga) o con tiempo de tránsito τ_T . Es decir, tenemos 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 consideramos que la señal que recibe el receptor es debida al paso de solo 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

$$\Delta f_D = \frac{2}{\pi \tau_T} \quad (3.21)$$

Una posible solución para minimizar el ancho frecuencial de la señal Doppler sería utilizar un volumen de dispersión lo más grande posible. Pero vemos también si el volumen de medida aumenta, perdemos resolución espacial, y además tendremos una probabilidad más elevada de 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.

3.8. 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:

Gradiente de velocidad en el espacio

Es posible en muchas situaciones, tengamos 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 comporta que la suma de todas las señales dispersadas producen 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 consideramos 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.

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.

Tamaño de las partícula de sembrado

Anteriormente hemos visto que si las partículas utilizadas son muy pequeñas comparadas con la longitud de onda del láser, en un sistema LDA Diferencial, no tendremos 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 (perdemos coherencia).

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 a 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).

3.9. Índice de modulación

La relación entre la amplitud de la señal Doppler y de la señal pedestal, definida anteriormente como índice o profundidad de modulación Υ (valores entre 0 y 1), nos va a indicar el grado de modulación y, por tanto, la calidad de la señal Doppler.

Como nuestro objetivo será estimar la frecuencia asociada a la componente Doppler, y no la del pedestal, nos permitirá obtener la velocidad de la partícula con un error más pequeño, presentada anteriormente en la ecuación (3.11). Claramente siempre nos interesará que el nivel de la señal Doppler sea el mayor posible, y este coincidirá justamente con la amplitud de la componente portadora o pedestal [Far72].

El caso ideal de $\Upsilon = 1$ (100%), es decir que la amplitud de la señal Doppler y de la señal pedestal sean iguales, corresponde al paso de una partícula por el centro del volumen de dispersión. Será en este caso cuando los niveles de variación de las franjas iluminadas y oscuras serán máximas y obtendremos el mayor margen dinámico de la señal Doppler (siempre limitada a la del pedestal). De esta manera obtendremos mejor SNR y un menor error en su posterior estimación de la frecuencia Doppler y de la velocidad.

Presentamos en las figuras 3.6, 3.7 y 3.8 diferentes señales *burst*, pedestal y Doppler para índices de modulación del 10%, 50% y del 100% respectivamente.

Para el caso particular en que la partícula tenga forma esférica, Farmer [Far72] calcula que el índice de modulación Υ , en función del diámetro de la partícula a_p y de la separación entre franjas S_f , representada en la figura 3.9, viene dada por la siguiente expresión

$$\Upsilon \simeq 2|J_1(\pi a_p/S_f)|/(\pi a_p/S_f) \quad (3.22)$$

donde J_1 es la función de Bessel de primera especie y orden 1. Esta ecuación fue obtenida bajo la suposición de dispersión paraxial, es decir, sin tener en cuenta en los desarrollos teóricos las propiedades de dispersión de las partículas, eliminando sus efectos.

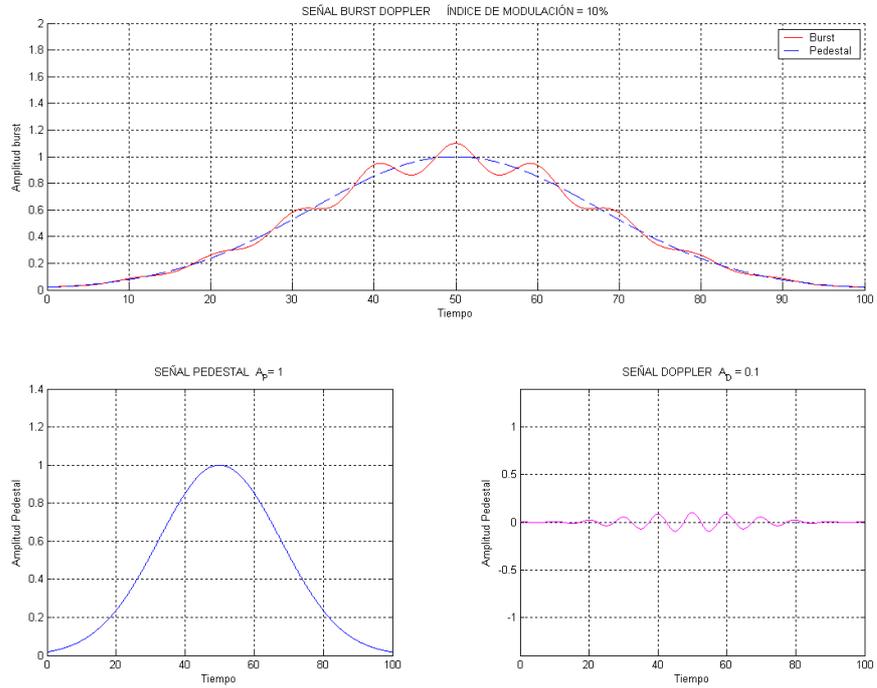


Figura 3.6 Señal *burst*, pedestal y Doppler para un tiempo de tránsito $\tau_T = 100\mu s$ con un índice de modulación del 10% ($\Upsilon = 0,1$)

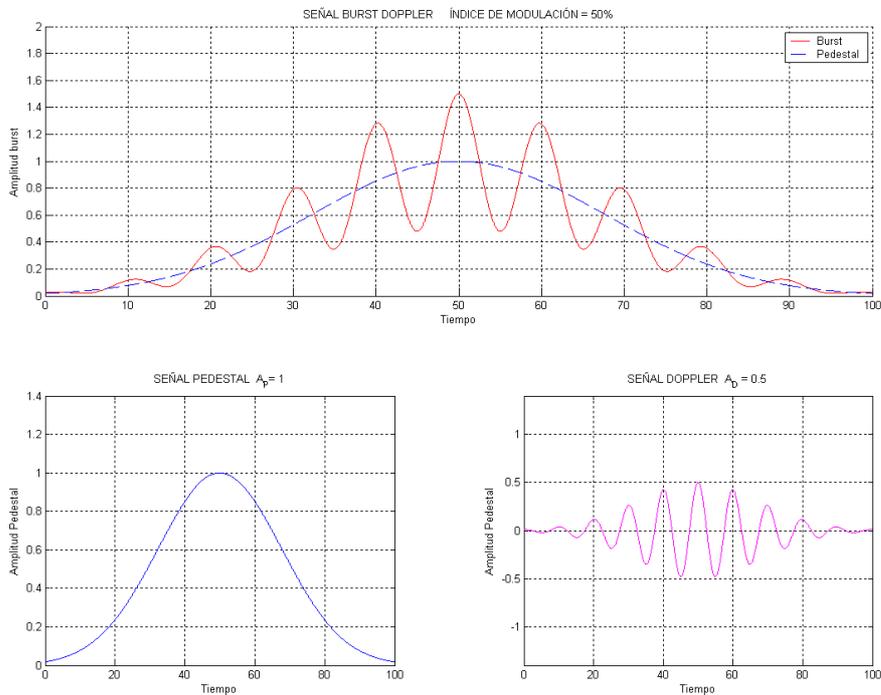


Figura 3.7 Señal *burst*, pedestal y Doppler para un tiempo de tránsito $\tau_T = 100\mu s$ con un índice de modulación del 50% ($\Upsilon = 0,5$)

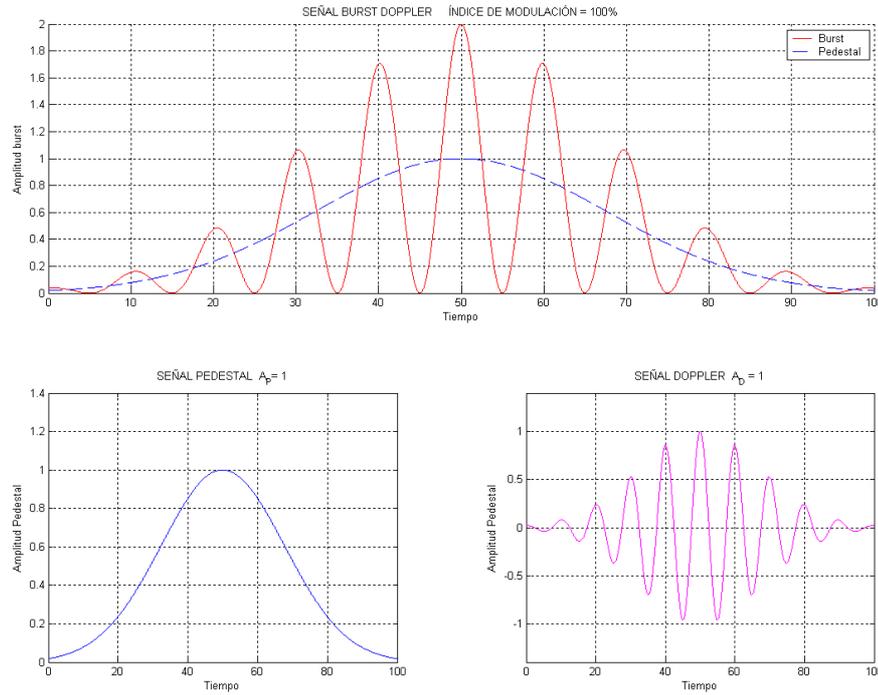


Figura 3.8 Señal *burst*, pedestal y Doppler para un tiempo de tránsito $\tau_T = 100\mu s$ con un índice de modulación del 100% ($\Upsilon = 1$)

Visibilidad

En el Capítulo 8, se presenta las formulaciones que nos permiten estimar la SNR de un sistema LDA en la configuración Diferencial, mediante la teoría de *Lorenz-Mie*, para cualquier tamaño de partícula y en función de las características de la apertura de recepción. Y es en el apartado 8.7 donde se define de una manera genérica a este índice de modulación entre la señal Doppler y la señal pedestal como Visibilidad (V).

El concepto es exactamente el mismo, aunque en este caso el cálculo de la Visibilidad es mucho más estricta y real. Podemos ver en la figura 3.9, que en el caso de que una partícula sea de tamaño mayor a la separación entre las franjas, el índice de modulación o Visibilidad disminuirá [Far72], y por tanto al aumentar el tamaño, la energía útil (señal Doppler) recibida por el detector sería cada vez más pequeña. Eso supondría que estos sistemas sólo servirían para detectar partículas pequeñas, para obtener señales Doppler de un nivel suficiente para su posterior detección y estimación, pero esta conclusión no es cierta. Lo que ocurre es que en el modelo de franjas no se está teniendo en cuenta en ningún momento las fases de la señal en el detector, que van a afectar en el tamaño y posición de la apertura receptora (si estamos en una configuración RD o DHD), y en las propiedades de la partícula y sus fenómenos de dispersión asociados (difracción,

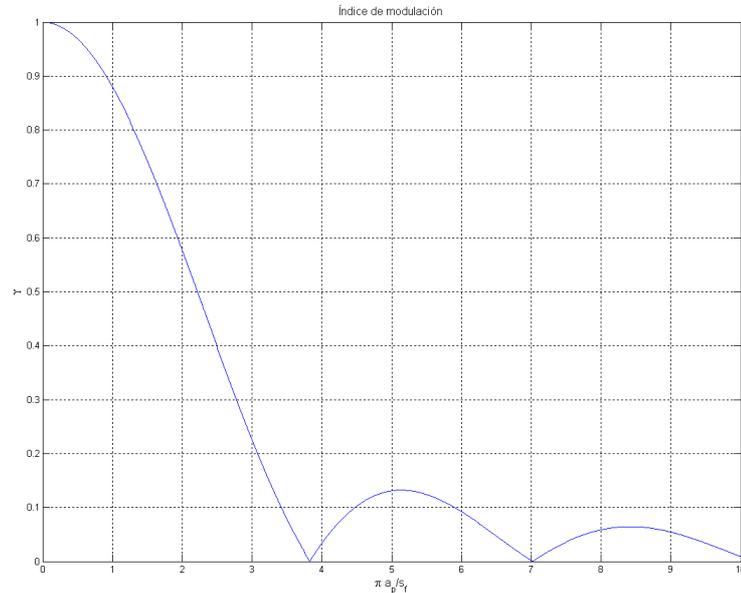


Figura 3.9 Índice de Modulación para una partícula esférica mediante el modelo de franjas [Far72]

refracción o reflexión), como sí lo hace los modelos desarrollados en el Capítulo 8 [AO77], basada en la teoría de dispersión de *Lorenz-Mie*, descrita en el Capítulo 7.

3.10. Detección del signo y componentes de la velocidad

3.10.1. Detección del signo de la velocidad

Hasta el momento todas las configuraciones más simples presentadas en éste y el anterior capítulo de medida de velocidad basados en el efecto Doppler con haces coherentes de luz láser (LDA), sólo detectan una componente de la velocidad, de las tres posibles, de la partícula. Pero esta componente, sólo sabemos el módulo, es decir no nos aporta ningún tipo de información respecto al signo o sentido de esa componente.

Esta falta de información del signo, la pudimos observar para el caso de la configuración Diferencial Doppler, donde la frecuencia de batido o Doppler f_D a la salida del detector (ecuación (2.13)), la calculamos como la diferencia de frecuencias Doppler de cada uno de los haces dispersados (ecuaciones (2.11) y (2.12)), y vemos perfectamente que si la velocidad es positiva o negativa, la frecuencia Doppler asociada será la misma, presentada en la ecuación (3.1). Esto supone un grave problema para el caso que tengamos blancos o fluidos bidireccionales, o en el caso de aplicaciones en situaciones de gran turbulencia.

Además, se nos añade otro inconveniente. Como la señal *burst* Doppler generada

por el paso de cada partícula por la zona de medida o interferencia de los dos haces, está formada por dos componentes, la señal Pedestal y la señal Doppler (donde en ella estará la frecuencia Doppler f_D), para poder discriminar frecuencialmente f_D , en el caso de velocidades muy pequeñas, los espectros del Pedestal y el Doppler estarán solapados. Eso va a suponer que nunca seremos capaces de detectar velocidades próximas a cero.

Los problemas o limitaciones de la configuración básica se puede resumir en que para el caso de una velocidad nula de la partícula, la frecuencia Doppler producida es cero (esquema homodino). Estas son las dos limitaciones más importantes a tener en cuenta para una configuración básica de un sistema LDA.

La solución es muy simple y conocida en el ámbito de las radiocomunicaciones. Desplazar espectralmente el batido o frecuencia Doppler a una determinada frecuencia intermedia f_I , para conseguir que a velocidad cero, la frecuencia Doppler a detectar no sea nula, sino f_I (esquema heterodino). De esta manera tan simple, conseguimos solucionar las dos limitaciones: que pueda detectar velocidades muy pequeñas y el signo de la velocidad. Pero aunque la solución sea sencilla en radio, utilizando un mezclador, un oscilador local y un filtro, el problema se complica para haces de luz.

Existen diferentes formas de desplazar frecuencialmente un haz de luz:

Células de Pockels y Kerr

Aunque no sean utilizadas actualmente estos dispositivos en aplicaciones de detección de velocidad, pueden utilizarse como desplazadores de frecuencia [Dra80], a partir de la generación de variaciones de fase temporales a partir de técnicas electro-ópticas (lineales o Pockels, y cuadráticos o Kerr), si bien con frecuencias de desplazamiento respecto a la incidente muy bajas (del orden de los kHz), y con altos voltajes de polarización [BK85].

Redes de difracción

Estos dispositivos ofrecen mejores características para su utilización en sistemas LDA. Con una red de difracción genérica, se puede conseguir un desplazamiento en frecuencia a partir de la interacción de luz incidente sobre dicha red de difracción en rotación a una frecuencia constante [OV76] y [NNY80], o con redes de fase de variación sinusoidal también en rotación [BC01], [Cza01a] y [JLRM02].

Células de Bragg

Son los más utilizados actualmente, gracias a la reducción de volumen y de precio, aunque en los primeros prototipos de laboratorio ya se emplearon (Yeh y Cummins en su sistema LDA original [YC64], que inició la carrera del desarrollo de la técnica Láser Doppler en todas sus facetas), fue posteriormente cuando estos dispositivos entraron en los sistemas comerciales, hoy en día utilizados en la mayoría de experimentos. El principio básico de funcionamiento es clásico: generar una red de difracción de fase, con variación sinusoidal, pero no grabada de algún modo en un material sino producida mediante perturbación mecánica (acústica) de cierta intensidad. Fue denominado el efecto acusto-óptico.

Un resumen histórico [Oe03] parte con Brillouin en 1922, que predijo que la luz podía ser difractada por una onda acústica, propagada dentro de un medio. En 1932, Debye y Sears, Lucas y Biquard, fueron los primeros que realizaron los experimentos que corroboraban dicho fenómeno. El caso particular de difracción de primer orden se producía bajo ciertas condiciones del ángulo de incidencia, y fue observado por Rytow en 1935. Raman and Nath (1937) diseñaron un modelo teórico general de la interacción entre la luz y las ondas acústicas para generar diferentes ordenes de difracción a la salida del dispositivo. Este modelo fue desarrollado por Phariseau (1956). Hasta ese año, la interacción o fenómeno acusto-óptico solo fue motivo de desarrollo en laboratorios de experimentación para aplicaciones relativas a la medida de constantes y coeficientes acústicos. Pero a partir de la década de los sesenta, con la invención del láser, el desarrollo de los dispositivos basados en la interacción entre la óptica y la acústica y sus aplicaciones empezaron a incrementarse de una manera importante, principalmente en aplicaciones de deflexión de haces, modulación y procesado de señal. El desarrollo de nuevos tipos de cristales y de transductores piezoeléctricos de alta frecuencia incrementaron los beneficios de los dispositivos acusto-ópticos. Actualmente, debido a que las células de Bragg se utilizan de una manera genérica como moduladores, es muy usual denominarlas como moduladores acusto-ópticos (AOM).

Podemos resumir su principio de funcionamiento, de la siguiente forma ([Oe03]):

Cuando se aplica una señal de radiofrecuencia a un transductor piezoeléctrico con un cristal apropiado, éste generará una onda acústica, que propagándose en un cierto material provocará contracciones y dilataciones del medio en sentido longitudinal. Tales variaciones locales e instantáneas de la densidad del medio se traducen en variaciones del índice de refracción. A efectos prácticos, tendremos una red de fase. Así, cualquier haz incidente de luz que interactue con esta red de fase, será difractado y dividido en un determinado número de haces de diferente orden de difracción m_d .

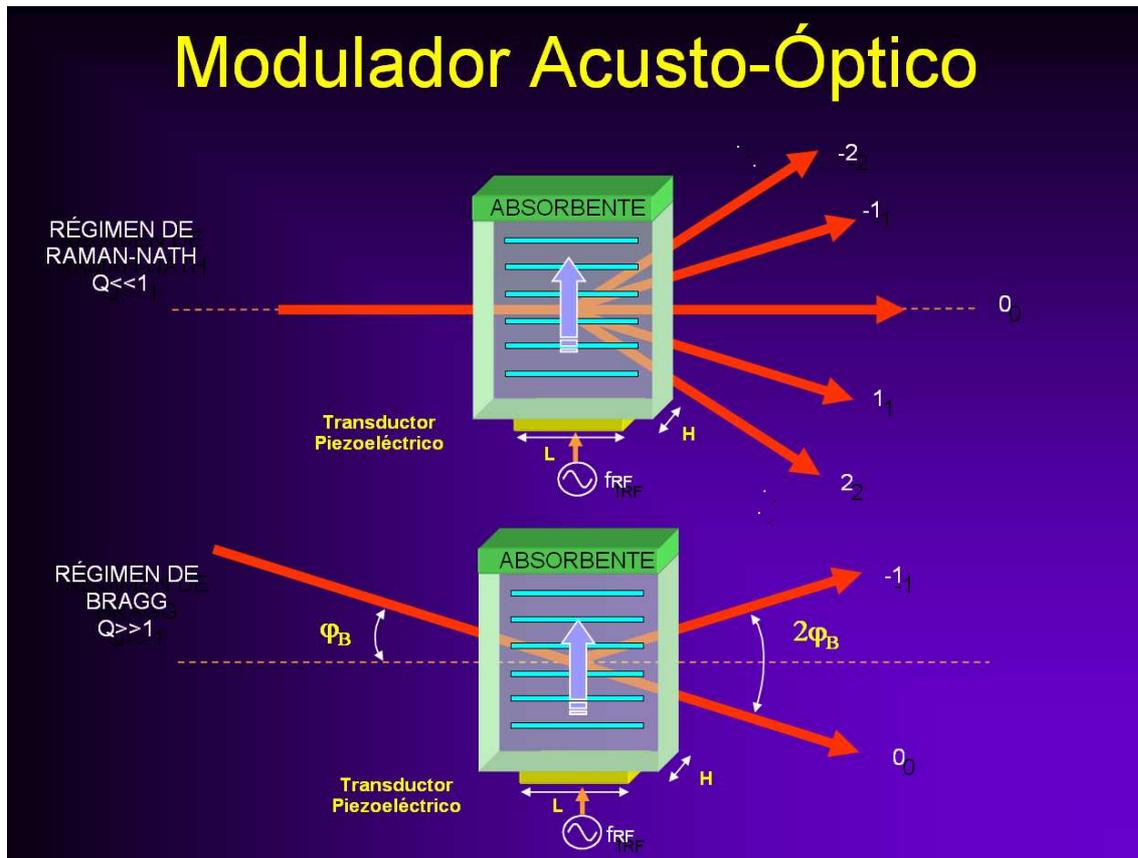


Figura 3.10 Modulador acusto-óptico en régimen Raman-Nath y de Bragg

En función del número de haces de difracción, podemos definir el parámetro Q o factor de calidad como

$$Q = \frac{2\pi\lambda_o L}{n\Lambda^2} \quad (3.23)$$

donde λ_o es la longitud de onda del haz láser, n el índice de refracción del cristal, L es la distancia que recorre la onda de luz a través de la onda acústica y Λ la longitud de onda acústica.

A partir del valor del factor de calidad Q , podemos diferenciar diferentes comportamientos del número de haces dispersados, presentados en la figura 3.10:

- $Q \ll 1 \Rightarrow$ Régimen de Raman-Nath
- $Q \gg 1 \Rightarrow$ Régimen de Bragg

Vamos a ver las principales características de funcionamiento de un AOM en los dos casos.

Régimen de Raman-Nath

Cuando un haz de luz de frecuencia f_I incide perpendicularmente a la onda acústica generada dentro del material de índice de refracción variable, la luz a la salida se divide en diferentes ordenes de difracción (m_d) formando un determinado ángulo junto al haz no difractado (orden $m_d = 0$) original.

Las frecuencias a la salida del AOM de cada uno de los haces son

$$f_{m_d} = f_I \pm m_d f_{RF} \quad m_d = \dots - 2, -1, 0, 1, 2 \dots \quad (3.24)$$

donde f_{RF} es la frecuencia de radiofrecuencia de excitación del transductor piezoeléctrico, generada externamente por un *driver*.

Régimen de Bragg

En el caso que el haz de luz incidente forme un determinado ángulo respecto a la normal, denominado ángulo de Bragg φ_B , sólo aparecerá a la salida un único orden de difracción ($m_d = \pm 1$), juntamente con el no difractado ($m_d = 0$), ya que por fenómenos de interferencia destructiva los otros desaparecen. Este ángulo se define como

$$\sin(\varphi_B) = \frac{\lambda_o f_{RF}}{2 n v_{OA}} \quad (3.25)$$

donde v_{OA} la velocidad de la onda acústica en el medio del AOM. El ángulo de separación φ_d entre el no difractado y el de primer orden será

$$\sin(\varphi_d) = \frac{\lambda_o f_{RF}}{n v_{OA}} \quad (3.26)$$

La frecuencia del haz difractado de orden 1 a la salida del AOM será la frecuencia del haz incidente de luz f_I mas la frecuencia de la onda acústica generada por la señal de RF f_{RF}

$$f_{m_d=1} = f_I \pm f_{RF} \quad (3.27)$$

El signo del desplazamiento frecuencial producido por el AOM podrá ser positivo ($+f_{RF}$) o negativo ($-f_{RF}$), en función de la orientación de la célula de Bragg, como observamos en la figura 3.11.

La relación entre la intensidad de luz de primer orden difractado I_1 respecto a la intensidad de luz a la entrada del AOM del haz no difractado I_0 , denominada factor de eficiencia de una célula de Bragg η , en función de la potencia de la onda acústica P_{OA}

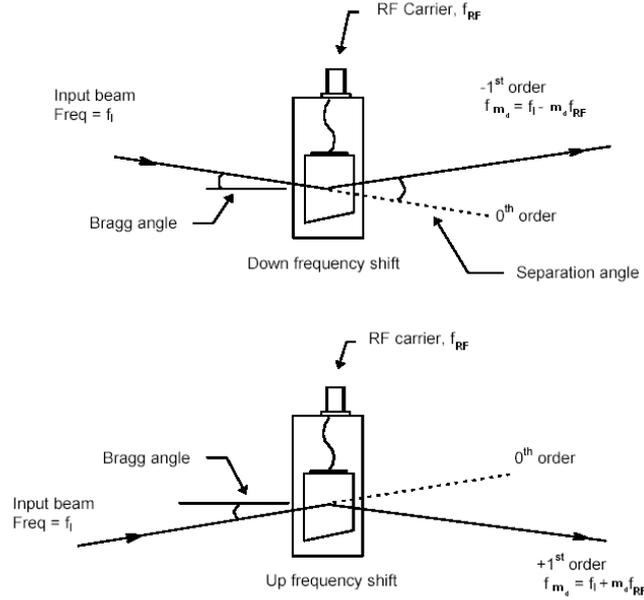


Figura 3.11 Modulador acusto-óptico en régimen de Bragg con desplazamientos frecuenciales positivos o negativos, en función de la orientación de la luz incidente [Iso04]

producida por el circuito externo de RF, y de las dimensiones del transductor L y H viene dada por la expresión

$$\frac{I_1}{I_0} \approx \eta = \frac{\pi^2 M_2 P_{OA} L}{2\lambda_o^2 H} \quad (3.28)$$

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho_m V_{OA}^3} \quad (3.29)$$

donde el factor M_2 agrupa todas las propiedades del material del AOM, p y ρ_m son el coeficiente óptico elástico y la densidad del medio de propagación respectivamente.

Cabe mencionar que típicamente los materiales utilizados por donde se propagará la onda acústica son isótropos. Así, las ondas de luz y acústicas se propagan en un medio de índice de refracción constante viajando longitudinalmente por el cristal, mientras que la polarización del haz difractado y el de orden cero mantendrán el mismo estado de polarización. A este tipo de interacción se denomina modo longitudinal o modo acústico L .

Pero existen otros tipos de materiales (anisótropos) que no mantienen un índice de refracción constante en el medio, ni generan señales con la misma polarización a su salida. La interacción de este tipo se le denomina modo cizalla, o modo acústico S , más

Cuadro 3.1 Principales características de los materiales más utilizados en moduladores acusto-ópticos comerciales [Oe03]

Material	Type	Optimum optical range for AO applications (nm)	Incident optical polarization (*)	Refractive index @ λ		Max CW laser power density (W/mm ²)	Acoustic velocity (m/s)	M ₂ AO figure of merite (10 ⁻¹⁵ s ³ /Kg)	@ λ (nm)
					(nm)				
Ge	Crystal	2500 - 11000	Linear //	4	10600	5	5500	180	10600
Doped Glass	Glass	500 - 650	Unpolarized	2.09	633	1	3400	24	633
Ge ₃₃ As ₁₂ Se ₅₅	Glass	1100 - 1700	Unpolarized	2.59	1064	1	2520	248	1064
As ₂ S ₃	Glass	700 - 900	Unpolarized	2.46	1150	1	2600	433	633
PbMoO ₄	Crystal	480 - 1100	Unpolarized	2.26 / 2.38	633	0.5	3 630	36	633
TeO ₂	Crystal	450 - 1100	Linear \perp	2.26	633	5	4 200	34	633
TeO ₂	Crystal	350 - 4500	Linear-Circular	2.26	633	5	620	1200	633
SiO ₂ (fused silica)	Glass	200 - 2200	Linear \perp	1.46	633	> 100	5 960	1.5	633
SiO ₂ (fused silica)	Glass	200 - 2200	Unpolarized	1.46	633	> 100	3 760	0.5	633

conocido como *shear-mode*, donde se consiguen velocidades de la onda acústica más lentas que en el modo *L*, generando frecuencias de desplazamiento más pequeñas.

En la tabla 3.1 presentamos las características comerciales de diferentes tipos de materiales utilizados para implementar dispositivos AOM de A.A Opto-electronic [Oe03].

Así pues, con la utilización de los moduladores acusto-ópticos (AOM) en las diferentes configuraciones de los sistemas LDA conseguimos detectar además del módulo el signo de la única componente de velocidad del fluido, con las consiguiente mejora de detectar también velocidades próximas a cero. Un ejemplo se presenta en la figura 3.12.

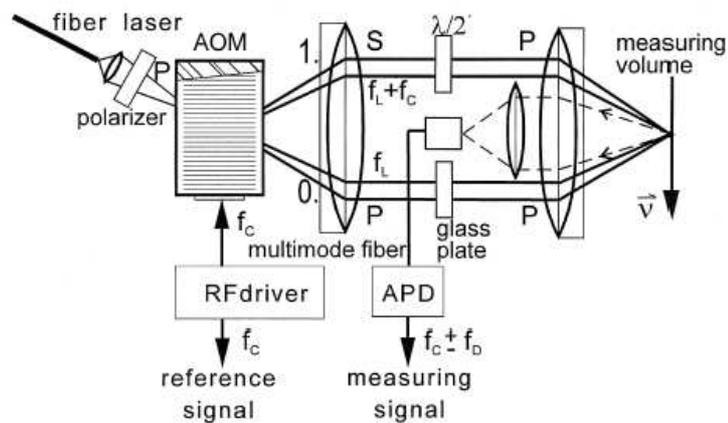


Figura 3.12 Sistema LDA de una dimensión con detección del signo de la velocidad con un AOM [CZW99]

3.10.2. Detección de dos y tres componentes de la velocidad

Existen diferentes maneras de poder ampliar el número de las componentes a detectar de la velocidad del fluido.

Las diferentes opciones son:

- La solución más sencilla es la de rotar los componentes ópticas de un sistema LDA, para poder medir más de una componente [DW71], con el gran inconveniente de que no sólo vamos a tener que modificar la orientación de la sonda óptica, sino que además no podremos obtener medidas de esas componentes en el mismo instante de tiempo, impidiendo realizar correlaciones de los datos para obtener caracterizaciones temporales. Otra posibilidad es la de multiplexar en tiempo cada una de las dos componentes mediante un diodo láser pulsado [LT97] o moduladores balanceados, con un solo láser y un solo detector [RSG⁺95].
- Otra opción muy utilizada que nos permite aumentar el número de componentes a detectar es utilizar más de un detector, utilizar dos configuraciones a la vez, una Diferencial con un Haz de referencia [Ros97], o mediante polarización de los haces incidentes para generar diferentes volúmenes de medida desplazados en fase [SE73] y [PTJJ88].
- Actualmente, una de las opciones más utilizadas que permite medir dos o tres componentes simultáneamente, es a partir de la interferencia de tres o cuatro haces de luz, de diferente frecuencia o color (figura 3.13). De esta manera, se produce en el punto de medida dos o tres zonas de franjas o volúmenes de dispersión (figura 3.14), en direcciones diferentes, que permiten detectar por discriminación frecuencial cada una de ellas.

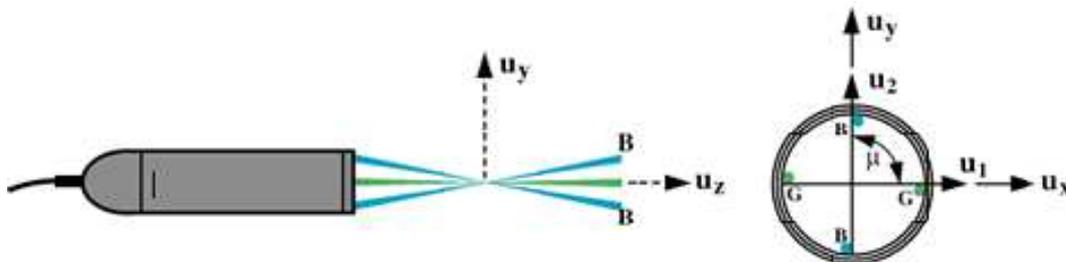


Figura 3.13 Sistema 2-LDA de cuatro haces y dos colores [TI02]

En los primeros años aparecieron diferentes prototipos basados en dispositivos de difracción, como redes de difracción en rotación [OV12] o con AOM [Adr75].

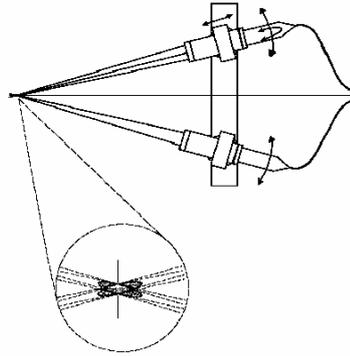


Figura 3.14 Volúmenes de dispersión para un Sistema 2-LDA [Dyn02a]

Actualmente, casi todos los sistemas LDA de una (LDA), dos (2D-LDA) y tres dimensiones (3D-LDA) comerciales, como Dantec [Dyn02a] y TSI [TI02], dos de las empresas líderes del mercado en sistemas de detección por láser, utilizan los moduladores acusto-ópticos, aprovechando sus muy buenas características de eficiencia (más del 90%), y por ser baratos y de pequeño tamaño, juntamente con dos láseres de diferente frecuencia o color, y últimamente dispositivos miniaturizados en fibra óptica [Cza01b].

3.11. Láser

La elección del tipo de láser utilizado para un sistema LDA, va a depender de las características específicas del tipo de fluido a medir, eficiencia de dispersión de las partículas de sembrado, intensidad en la zona de medida, pérdidas de los componentes ópticos a lo largo del camino recorrido, número de componentes de la velocidad del blanco a medir etc...

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 la Tabla 3.2, presentamos un resumen de los diferentes tipos más utilizados en anemometría láser Doppler [ABDT03].

Todas estos requerimientos los podemos resumir principalmente en:

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 nos asegure una intensidad dispersada suficiente para que

sea susceptible a ser detectada por los circuitos de detección y estimación de la velocidad.

2. Polarización

Recordemos, 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 esta sea máxima.

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 nos limitará las distancias que recorren los diferentes haces de la misma fuente en un sistema LDA, para coincidir en un punto para producir un batido entre ellos. También podemos 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, debemos minimizar las pérdidas de cada uno de los haces cuando se propaga por el medio o fluido los cuáles atraviesa. 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 coste económico. Actualmente los láseres de gas son las fuentes de luz con una relación calidad-precio que nos puede proporcionar una buena fuente coherente, con una tecnología muy desarrollada desde principios de los años 60.

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

Cuadro 3.2 Características más importantes de diferentes tipos de láser utilizados en sistemas LDA [ABDT03]

	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]	Ruido amplitud [%]
HeNe	632.8	Rojo	1.6	300	1	0.5 50	1	0.5
Ar⁺	Línea a 257	UV	4	4000	0.07	5 20·10 ³	1.5	1
Ar⁺	Línea a 476.5	Violeta	4	4000	0.07	5 20·10 ³	1.5	1
Ar⁺	Línea a 488	Azul	4	4000	0.07	5 20·10 ³	1.5	1
Ar⁺	Línea a 514.5	Verde	4	4000	0.07	5 20·10 ³	1.5	1
Diodo Láser	640 690	Rojo	100	100	3	0.2 10 ³	1.5	0.001 0.3
Nd:YAG	1064	IR	120	1	300	5 10 ⁵	1.1	1
Nd:YAG	532(doblador)	Verde	120	1	300	1 10 ⁴	1.1	1

