



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**VELOCIMETRÍA POR IMÁGENES DE PARTÍCULAS
DE UN FLUJO SUPERSÓNICO**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO**

P R E S E N T A:

CARLOS ECHEVERRÍA ARJONILLA



**DIRECTOR DE TESIS:
DRA. CATALINA ELIZABETH STERN FORGACH**

Marzo 2013



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Contenido

Resumen.....	1
Objetivos.....	2
Capítulo I – Introducción.....	3
1.1 Conceptos teóricos.....	3
1.1.1 Flujo compresible.....	4
1.2 Antecedentes.....	8
1.2.1 Detección heterodina de la difusión Rayleigh.....	9
1.2.2 Técnica Shadowgraph.....	11
1.2.3 Técnica Schlieren.....	12
1.3 PIV.....	13
1.4 Correlación Cruzada.....	15
Capítulo II - Desarrollo Experimental.....	17
2.1 Arreglo experimental del flujo supersónico.....	17
2.2 Partículas Trazadoras.....	18
2.3 Cámara de partículas.....	18
2.4 PIV Rápido.....	20
2.5 Pruebas, Problemas y análisis del funcionamiento del equipo PIV.....	22
2.5.1 Pruebas.....	22
2.5.2 Sincronización Láser-Cámara.....	23
2.5.3 Análisis del sistema.....	25
2.6 PIV Lento.....	26
2.6.1 Resolución Temporal.....	27
2.6.2 Procedimiento.....	27
2.6.3 Toma de datos y repeticiones.....	27
Capítulo III - Resultados.....	29
3.1 Análisis.....	30
3.2 Información derivada de las fotografías.....	31
3.2.1 Campos de Velocidades.....	31
3.2.3 Coeficiente de correlación cruzada.....	32
Capítulo IV - Discusión y análisis.....	34
4.1 Efecto del sembrado en el flujo.....	38
Capítulo V - Conclusiones.....	40
Capítulo VI - Trabajo futuro.....	42
Referencias.....	44

Resumen

En este trabajo se estudia, con la técnica de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV) un flujo supersónico proveniente de una tobera cilíndrica. Los resultados obtenidos se comparan con visualizaciones obtenidas con Shadowgraph. Este trabajo se inserta en uno más amplio que ha estudiado al mismo flujo usando la Difusión Rayleigh tanto para visualizar como para medir las fluctuaciones de densidad en cada punto, dentro y fuera del chorro. Primero, se hace una revisión del trabajo previo realizado en el laboratorio de Acústica de la Facultad de Ciencias U.N.A.M. Después se presentan los fundamentos de la técnica PIV. Finalmente, se muestran los resultados, las conclusiones y propuestas para un trabajo futuro.

Objetivos

Uno de los objetivos de este trabajo es obtener campos de velocidades de un flujo supersónico utilizando la técnica PIV (Particle Image Velocimetry). A pesar de que es una técnica muy conocida, en este caso, es necesario primero encontrar un método confiable de sembrado de partículas en un medio particularmente complicado debido a la alta velocidad, a la turbulencia y a las ondas de choque. Otro objetivo es complementar y comparar los resultados obtenidos con PIV, con la información obtenida a partir de imágenes Shadowgraph. Finalmente, se espera poder determinar las interfaces del flujo, en particular, las regiones cercanas a ondas de choque y la capa de mezcla.

Capítulo I – Introducción

La producción de ondas acústicas por flujos rápidos se ha estudiado desde hace mucho tiempo [1]. Sin embargo, aunque la hipótesis más aceptada es que la interacción entre vórtices es la principal responsable de este fenómeno, aún no se ha podido relacionar con eventos aerodinámicos específicos, como apareamiento, aniquilación o rompimiento.

Una línea de investigación del laboratorio de Acústica de la Facultad de Ciencias U.N.A.M. tiene por objetivo relacionar la emisión acústica de un chorro supersónico con los eventos aerodinámicos que la producen. Se trata de combinar varias técnicas de medición para lograr este objetivo: difusión Rayleigh, visualización con técnicas Schlieren y Shadowgraph y, en este trabajo Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV, Particle Image Velocimetry, por sus siglas en inglés). En esta técnica se siguen en el tiempo las imágenes de partículas que se siembran en el fluido y que se supone, se mueven a la misma velocidad del flujo.

El flujo que se estudia en este trabajo es sumamente complejo pues por ser supersónico, además de turbulento, tiene ondas de choque. La implementación de la velocimetría por imágenes de partículas presenta varios problemas técnicos difíciles; desde el sembrado homogéneo de partículas hasta el seguimiento de las mismas.

En este primer capítulo se presentan los antecedentes conceptuales tanto del flujo como de la técnica, y se discute brevemente el trabajo previo realizado en el laboratorio.

1.1 Conceptos teóricos

El movimiento de un fluido newtoniano, es decir, en el que hay una relación lineal entre el tensor de esfuerzos y el tensor de los gradientes de las deformaciones, se describe a través de unas ecuaciones diferenciales parciales conocidas con el nombre de ecuaciones de Navier Stokes (Ec 1) en honor de Claude Louis Navier y George Gabriel Stokes.

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho g_i - \nabla P + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) + \mu \nabla^2 \vec{u} \text{ -----Ec 1}$$

donde μ es la viscosidad dinámica, ρ es la densidad, g la aceleración de la gravedad, P la presión y \vec{u} la velocidad.

Estas ecuaciones se obtienen al aplicar los principios de conservación a un medio continuo, y además de la condición de linealidad mencionada.

No existe una solución analítica general para este conjunto de ecuaciones, pero en situaciones muy concretas se pueden simplificar.

Para el caso de chorros supersónicos, debido a la alta velocidad del flujo de un gas, el número de Reynolds ($Re = \frac{v_s D}{\nu}$; v_s es la velocidad del flujo, D es la longitud característica y ν es la viscosidad cinemática) es muy grande y los términos viscosos son despreciables. En cambio, la compresibilidad juega un papel importante. La conservación de la masa no se reduce a tener la divergencia de la velocidad igual a cero ($\nabla \cdot \vec{u} \neq 0$), y para el balance de momento se utilizan las ecuaciones de Euler como se verá más adelante.

1.1.1 Flujo compresible

En el caso de flujos líquidos, se requieren presiones del orden de 1000 atmósferas para que la compresibilidad sea importante [2]. En el caso de flujos de gases a velocidades pequeñas los cambios en la densidad también son despreciables, pero cuando se tiene un fluido que se mueve a velocidades comparables con la velocidad del sonido en el medio, los cambios en la densidad se vuelven significativos.

En acústica se muestra que la relación entre los cambios de la presión y los cambios de la densidad es una medida de la velocidad del sonido al cuadrado $c^2 = \frac{\Delta p}{\Delta \rho}$ [2]. Se puede probar, que en condiciones normales, las cantidades termodinámicas, en ondas de sonido, varían a entropía constante y no a temperatura constante como se podría esperar, es decir, es un proceso isentrópico. Por lo que se define la velocidad del sonido como:

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \text{ -----Ec 2}$$

Para poder determinar si un flujo es compresible o no se utiliza el siguiente criterio.

Considerando la ecuación de conservación de masa para un flujo estacionario:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla \rho) + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \text{ -----Ec 3}$$

donde $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ y si se considera solo una dimensión se tiene:

$$u \frac{d\rho}{dx} + \rho \frac{du}{dx} = 0 \text{ -----Ec 4}$$

se obtiene la condición para flujo incompresible $u \frac{d\rho}{dx} \ll \rho \frac{du}{dx}$

o bien

$$\frac{d\rho}{\rho} \ll \frac{du}{u} \text{ -----Ec 5}$$

la condición de incompresibilidad implica que los cambios de la densidad en el espacio son mucho menores que los cambios de la velocidad en el espacio. La Ec 5 se puede reescribir de la siguiente forma:

$$\frac{u}{\rho} \frac{d\rho}{du} \ll 1 \text{ -----Ec 6}$$

Si se considera que los cambios en la presión de la Ec 2

$$dp \approx c^2 d\rho \text{ -----Ec 7}$$

Ahora si se consideran las ecuaciones de Euler con las mismas condiciones que la Ec 2

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} + \nabla p = 0 \text{ -----Ec 8}$$

o en una sola dimensión:

$$u \frac{d u}{d x} = -\frac{1}{\rho} \frac{d p}{d x} \text{ -----Ec 9}$$

o bien

$$u d u \approx \frac{d p}{\rho} \text{ -----Ec 10}$$

Al combinar las ecuaciones 7 y 10 se obtiene:

$$\frac{u^2}{c^2} \frac{d u}{u} \approx \frac{d \rho}{\rho} \text{ -----Ec 11}$$

que al comparar con la ecuación 6 se obtiene:

$$\frac{u^2}{c^2} = M^2 \ll 1 \text{ -----Ec 11}$$

donde M es el número de Mach, es el parámetro adimensional dominante en el análisis de fluidos compresibles con distintos efectos dependiendo de su magnitud. En el estudio de estos fluidos se hace una especial distinción entre ciertos intervalos de M y usualmente se utiliza la siguiente clasificación [3 y 4] :

- $M < 0.3$ Flujo incompresible, en el que se pueden considerar despreciables los cambios en la densidad.
- $0.3 < M < 0.8$ Flujo subsónico, donde los efectos de la densidad son importantes, pero no aparecen ondas de choque.
- $0.8 < M < 1.2$ Flujo transónico aparecen ondas de choque, aunque el flujo tiene zonas tanto subsónicas como supersónicas.
- $1.2 < M < 3.0$ Flujo supersónico hay presencia de ondas de choque, pero no hay zonas subsónicas.

• $3.0 < M$. Flujo hipersónico, las ondas de choque y otras características del flujo tienen cambios bruscos.

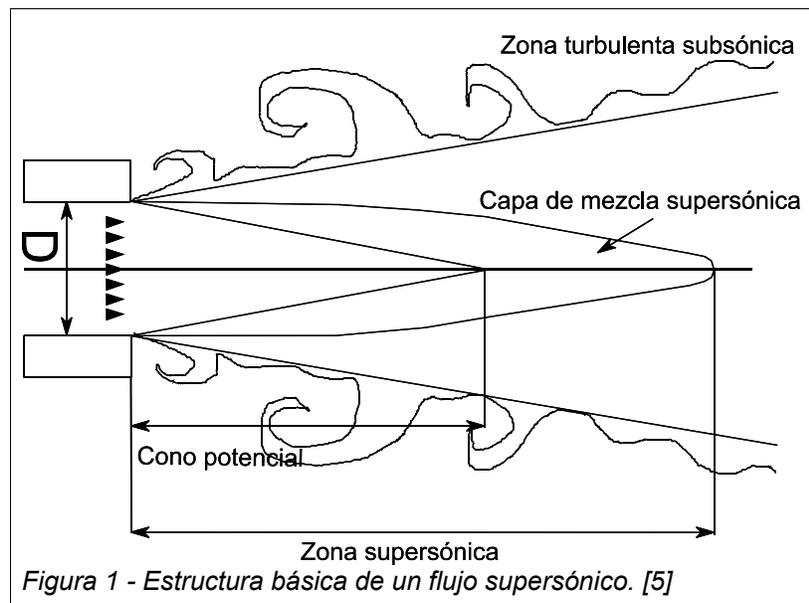
Las ondas de choque son perturbaciones abruptas en el fluido que causan cambios discontinuos e irreversibles en sus propiedades como lo son la velocidad local, la temperatura, la presión, etc. En estos casos, se transfiere calor y se disipa energía dentro del mismo gas, ocasionando que el proceso se vuelva termodinámicamente irreversible [5].

Con las hipótesis habituales, se puede probar que para tener un flujo supersónico es necesario tener una tobera convergente divergente a presiones relativamente altas y descargando a un medio que en general se conforma por el mismo gas estático [6]. Si el flujo supersónico es estacionario, se forma un patrón de ondas de choque aparentemente estacionario. En los flujos subsónicos, el gas expulsado aumenta su sección transversal conforme se aleja de la boquilla formando una estructura cónica. Sin embargo, en el caso supersónico, (Figura 1) la sección se mantiene casi constante formando, en promedio, un cilindro. En todos los casos, el flujo cerca de las orillas se frena por el gas externo estacionario formando estructuras vorticales, en posiciones y tiempos aleatorios. Esta zona se llama “capa de mezcla”. Si se supone que el gas sale de la tobera con un perfil de “sombrero de copa”, se puede pensar que, cuando la capa de mezcla es todavía pequeña, comparada con las dimensiones de la región espacial donde ocurre el fenómeno, hay una región de flujo irrotacional muy cerca de la salida llamada “cono potencial o núcleo potencial”. La capa de mezcla comienza a hacerse turbulenta aproximadamente a una distancia aguas abajo, igual a la mitad del diámetro de la tobera [7]. Suficientemente lejos de la salida, el flujo pierde velocidad hasta que $M < 1$, y se comporta como un chorro subsónico turbulento totalmente desarrollado.

La estructura básica de un flujo que se descarga a través de un orificio de diámetro D se muestra en la Figura 1.

Los flujos que se mueven a altas velocidades y los torbellinos que se forman por el corte con el flujo estacionario externo generan ruido en un amplio intervalo de frecuencias. Los vórtices que se forman en la capa de mezcla pueden interactuar de varias maneras. En general, se ondulan y se rompen. A veces, partes del vórtice original se reconectan después del rompimiento; otras veces, un vórtice alcanza al anterior y se aparean, cambiando el tamaño y la velocidad de giro. También puede suceder que se acerquen zonas de vorticidades opuestas y se atenuen o se aniquilen. No se sabe

con certeza cuales de estos eventos producen ruido, ni las frecuencias asociadas. Hay estudios numéricos que asocian ciertas frecuencias y direcciones de emisión al ruido producido por la turbulencia, es decir, por pequeñas escalas. Se cree que las altas frecuencias provienen de la zona cercana a la tobera, mientras que las frecuencias más bajas se generan aguas abajo. Finalmente, hay ruidos asociados a la interacción entre el flujo y la estructura de choque. El ruido conocido como “screech” está relacionado con un fenómeno de retroalimentación cuando una perturbación creada en la capa de mezcla se reintroduce al flujo e interacciona con las estructuras de choques.



En flujos subsónicos, se sabe que hay modos específicos de emisión que dependen de la velocidad, del diámetro y de la condición de la capa límite. Estos modos se han estudiado ampliamente excitando ligeramente los chorros a las frecuencias de resonancia conocidas. Esto permite que el evento se produzca periódicamente y se pueda localizar espacialmente [1 y 8].

1.2 Antecedentes

La emisión acústica producida por flujos se estudia generalmente utilizando arreglos de micrófonos en campo lejano y haciendo correlaciones muy complicadas entre las señales [2], ya que no se pueden poner instrumentos dentro del flujo debido a que estos lo modifican de manera significativa. La técnica tiene, además de lo complicado, otros problemas fundamentales. Primero, que a partir de

la información en campo lejano, es imposible definir unívocamente la fuente. La otra es que, debido a la difracción de las ondas por la capa de mezcla, es difícil localizar la fuente. La velocidad del flujo se mide con técnicas intrusivas como el hilo caliente, o no intrusivas como la velocimetría Láser Doppler. En el Laboratorio de Acústica de la Facultad de Ciencias, se ha desarrollado una técnica no intrusiva para medir fluctuaciones de densidad dentro del flujo, basada en el esparcimiento de la luz por las moléculas del gas estudiado (Difusión Rayleigh), y que sirve también para determinar la velocidad del flujo. Esta técnica permite detectar ondas acústicas dentro y fuera del flujo.

Desde hace muchos años se ha visualizado la estructura de choque de los flujos supersónicos con técnicas ópticas como Schlieren y Shadowgraph [9, 10, 11 y 12]. En el laboratorio de acústica se ha visualizado también directamente con difusión Rayleigh. A continuación se revisan con más detalle estas técnicas.

Durante los últimos años en el laboratorio de Acústica de la Facultad de Ciencias U.N.A.M. se ha estudiado el flujo de aire que sale a través de una boquilla circular, con el objetivo de determinar y localizar la o las fuentes de emisión acústica de un flujo supersónico.

1.2.1 Detección heterodina de la difusión Rayleigh

La difusión Rayleigh es la difusión elástica de la luz por las moléculas. Si la velocidad promedio de las moléculas es cero, el campo difundido es homogéneo. Si no lo es, el campo difundido contiene información sobre las fluctuaciones de la densidad dentro de la zona iluminada.

La luz difundida es generalmente, de muy poca intensidad, por lo que se utiliza la detección heterodina [13 y 14]. Ésta consiste en mezclar, sobre la superficie de un detector, la luz difundida con un haz de referencia, a una frecuencia diferente, llamado oscilador local. Los fotodetectores son cuadráticos respecto al campo eléctrico incidente, por lo que la corriente total $i(t)$ que sale del detector es de la forma:

$$i_T(t) = \eta \frac{e}{h\nu} \int [|\vec{E}_T(\vec{r}, t)|^2] d^2r = \eta \frac{e}{h\nu} \int [|\vec{E}_s(\vec{r}, t) + \vec{E}_{OL}(\vec{r}, t)|^2] d^2r \text{ -----Ec 12}$$

donde \vec{E}_T es el campo eléctrico total, \vec{E}_s es el campo eléctrico debido a la difusión, \vec{E}_{OL} es campo

eléctrico del oscilador local, η es la eficiencia cuántica del detector, e la carga del electrón, ν es y h es la constante de Planck.

E_s es muy pequeño, E_{OL} es conocido. El término de interés es $E_s E_{OL}$ que contiene la información buscada E_s modulada por un campo conocido E_{OL} . Este término oscila a una frecuencia igual a la diferencia de las frecuencias de cada uno de los haces.

La parte de la corriente total debida a ese término se llama corriente heterodina $i(t)$.

Se puede mostrar [13 y 14] que esta corriente es proporcional a la transformada de Fourier espacial de las fluctuaciones de densidad. Si esta señal se adquiere por computadora o se manda a un analizador de espectro para calcular la densidad espectral $I_s(\omega)$ de $i(t)$ con la fórmula:

$$I_s(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} dt \int_{-\infty}^{\infty} i(t) i(t+\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \text{ ----Ec 13}$$

Se obtiene [8 y 9]:

$$I_s(\omega) = \frac{n(\vec{k}, \omega)}{(2\pi)^3} c^2 \iiint |W(\vec{k}_\Delta - \vec{k})| S(\vec{k}, \omega - \omega_\Delta) \text{ ----Ec 14}$$

donde S es el factor de forma de las fluctuaciones de densidad, n es la transformada de Fourier espacial y temporal de la densidad, \vec{k} es el vector de onda, ω es la frecuencia y W está relacionada con la transformada de Fourier del producto de los perfiles gaussianos de los haces. El factor de forma es una densidad espectral de las fluctuaciones de densidad, normalizada por el valor cuadrático medio. La información que interesa está contenida en S .

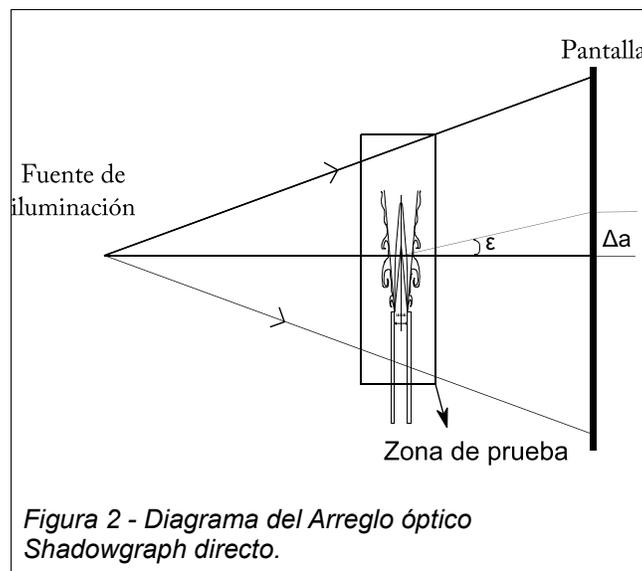
La densidad espectral es simétrica cuando no hay una dirección preferencial, es decir, hay la misma probabilidad de que las fluctuaciones sean en una dirección o en otra. En un chorro, las fluctuaciones en densidad, en la dirección del flujo son transportadas por él mismo. Esto se representa matemáticamente con el termino $\vec{v} \cdot \nabla \rho$ en la derivada material. Si se estudian fluctuaciones perpendiculares al flujo, la densidad espectral es simétrica respecto a la frecuencia de referencia. Si se estudian en la dirección del flujo, el pico principal de la densidad espectral se

desplaza en frecuencia (desplazamiento Doppler $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$), lo que permite conocer la velocidad promedio en la región de estudio.

1.2.2 Técnica Shadowgraph

El ojo humano, que es un transductor de luz, no percibe las variaciones del índice de refracción que se deben a inhomogeneidades en un medio transparente, puesto que no detecta las pequeñas diferencias de fase de la luz. Una manera de detectarlas cualitativamente es a través de la formación de sombras sobre una pantalla.

El arreglo más simple para poder realizar esta técnica se llama Shadowgraph sencillo o directo [9, 10 y 11] y consta de un arreglo óptico sencillo que consta de una fuente de luz, una pantalla y el medio de estudio. Cuando la luz viaja a la pantalla forma una proyección uniforme, pero cuando un objeto o un medio traslúcido se coloca en el camino entre la fuente de luz y la pantalla algunos rayos son refractados o desviados de su camino original, como se muestra en la Figura 2. Un rayo se



desvía un ángulo ϵ y alcanza la pantalla con un desplazamiento Δa respecto a su posición original, lo que provoca una mayor iluminación en la pantalla. Generalizando esto a todo el objeto de estudio se observa que las inhomogeneidades del medio redistribuyen los rayos de luz sobre la pantalla formando zonas con mayor y menor intensidad.

Las inhomogeneidades pueden deberse a cambios de temperatura, presión, etc, y cambian localmente el índice de refracción en el medio que se estudia. Cuando el medio es un gas, existe una relación lineal entre el índice de refracción y la densidad del medio [9, 10 y 11] por lo cual la técnica shadowgraph muestra un gradiente de densidades.

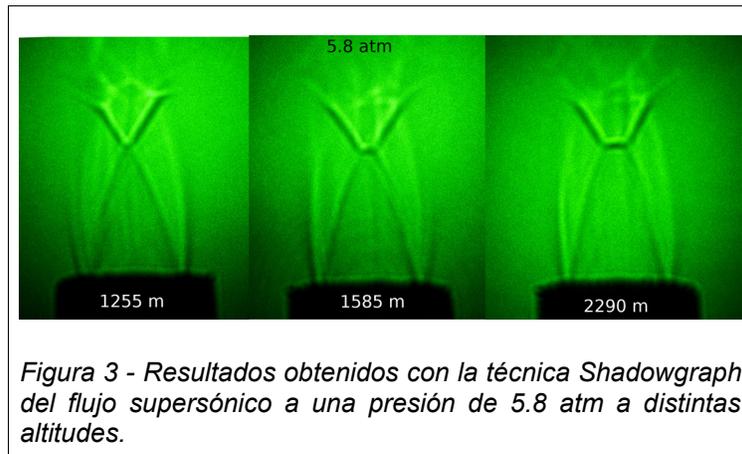
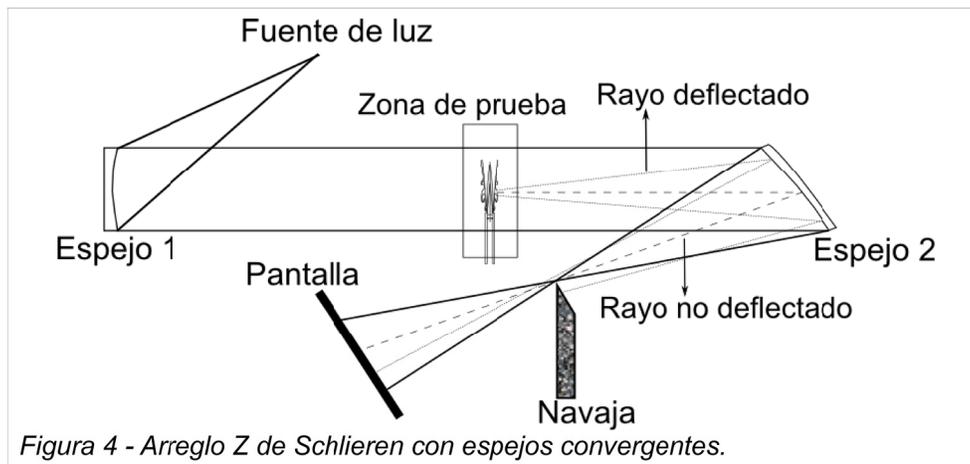


Figura 3 - Resultados obtenidos con la técnica Shadowgraph del flujo supersónico a una presión de 5.8 atm a distintas altitudes.

D. Porta realizó un estudio [comunicación personal, 11] a cerca de la formación de ondas de choque en un flujo supersónico cuando la presión de salida del flujo cambia. Este trabajo se realizó con el mismo tubo de salida utilizado en este trabajo. En la Figura 3 se muestra uno de los resultados obtenidos, y muestra el flujo supersónico en tres altitudes distintas sobre el nivel del mar 1255 m, 1585 m y 2290 m el flujo se expulsa con una presión de 5.8 atm.

1.2.3 Técnica Schlieren

La técnica Schlieren [9 y 10] también aprovecha las inhomogeneidades en el índice de refracción para estudiar de manera cualitativa fenómenos en medios traslucidos. Esta técnica elimina rayos en una cierta dirección utilizando una navaja colocada horizontal o verticalmente según se desee (aunque se puede utilizar un diafragma para eliminar rayos radialmente), permitiendo tener una imagen con mayor contraste. Se pueden utilizar lentes o espejos; la Figura 4 muestra un arreglo Z de Schlieren con espejos.

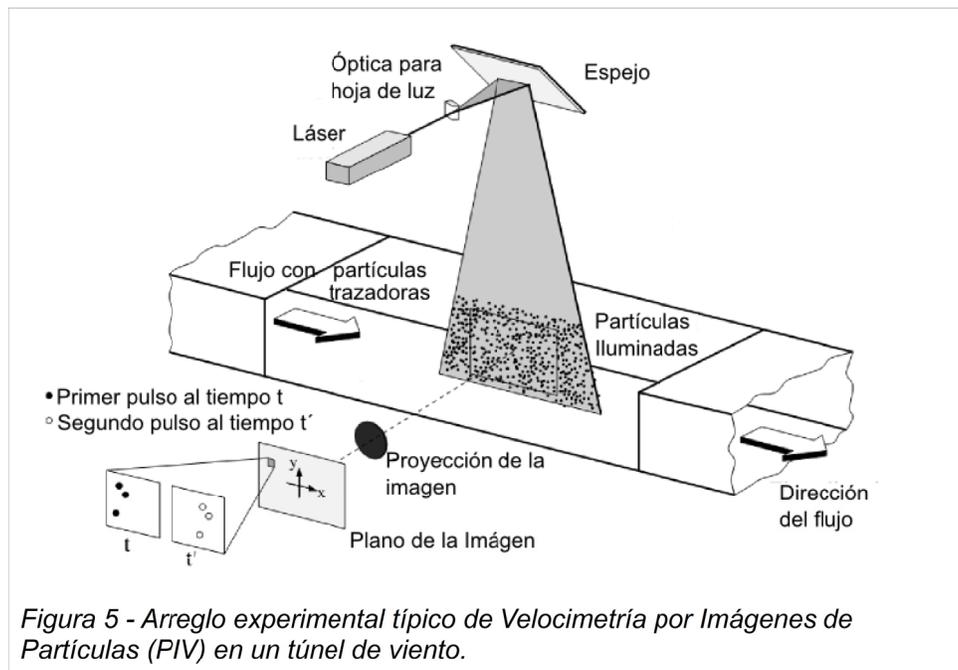


1.3 PIV

Para complementar todos los estudios antes mencionados y validar las mediciones de velocidad que se han hecho, es necesario determinar el campo de velocidades con una técnica independiente. La Velocimetría por Imágenes de Partículas permite determinar simultáneamente la velocidad del flujo en varias posiciones en un plano [14]. El flujo se siembra con partículas que dispersan luz. Una hoja de luz (típicamente creada a partir de un láser Nd:YAG pulsado y de una lente cilíndrica) ilumina las partículas en el plano de medición, y con una cámara se obtienen dos exposiciones del plano Figura 5 .

Las dos exposiciones deben tomarse en un intervalo corto de tiempo, de manera que sean retratadas las mismas partículas en las dos exposiciones. Las exposiciones pueden tomarse en la misma imagen, en dos imágenes o en más imágenes. La técnica de dos exposiciones en la misma imagen se basa en una autocorrelación, y el resultado es una velocidad de la partícula con dirección ambigua, ya que en la información contenida en la imagen no hay forma de saber cuál es la posición inicial. Esta técnica se usa para movimientos en una sola dirección o movimientos conocidos.

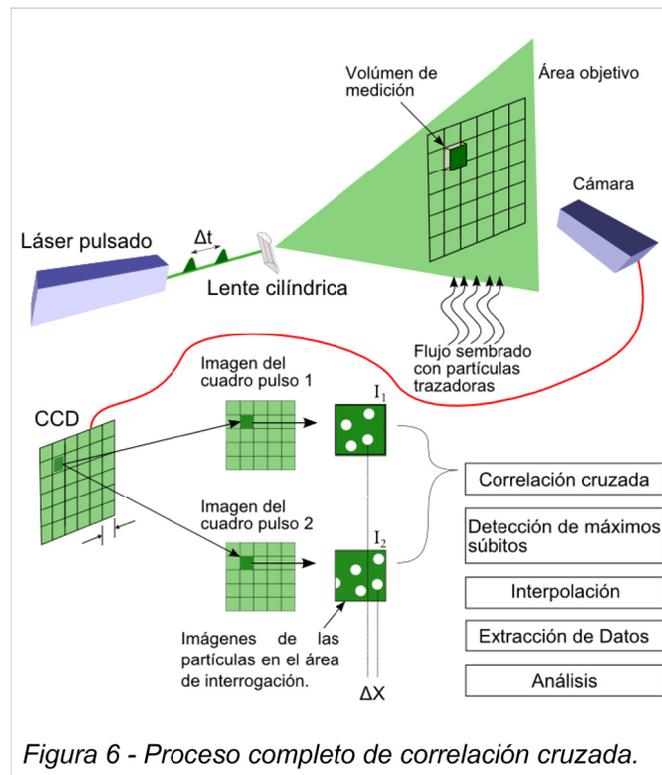
La técnica que utiliza dos imágenes se usa más (Figura 6) ya que se puede aplicar cuando las partículas se mueven en más de una dirección; esta técnica utiliza una correlación cruzada, esta técnica se trata con mayor detalle en la siguiente sección.



Ambas técnicas en esencia se basan en obtener directamente el desplazamiento de las partículas en un tiempo dado. El intervalo temporal está determinado por el tiempo entre las exposiciones. Al conocer desplazamiento y tiempo, se puede determinar la velocidad media de las partículas. Puesto que el intervalo de tiempo es muy pequeño, se puede considerar que se mide la velocidad instantánea.

$$v_x \approx \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad \text{Ec-----15}$$

Debido a la gran cantidad de partículas sembradas, es imposible determinar la posición para cada una. Se elige un área de interrogación en la cual se realiza un proceso de autocorrelación o de correlación cruzada, y se obtiene un vector resultante representativo de todas las partículas que se encuentran en esa área.



1.4 Correlación Cruzada

En este trabajo no se profundizará en los aspectos computacionales de la correlación cruzada. Solo se mencionarán las bases de la técnica.

Primero se calcula la transformada de Fourier de un área de interrogación para dominios discretos de cada imagen:

$$F(w, u) = \frac{1}{N} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x, y) e^{-2\pi i \frac{wx+uy}{N}} \quad \text{Ec-----16}$$

donde $x = 0, 1, 2, \dots, N$, $y = 0, 1, 2, \dots, N$. Los valores que puede tomar $F(u, v)$ en cada punto es la intensidad de color, con cero el color negro y 255 el blanco. Si se gráfica la función F de ambas imágenes se obtiene una serie picos pequeños y uno o varios picos máximos.

Después se calcula la función de correlación, que consiste en multiplicar pixel por pixel de las matrices integrando sobre el dominio:

$$R(s) = \int_{\text{celda}} I(X)I(X-s) dX \text{ -----Ec 17}$$

donde $I(X)$ es la intensidad de la imagen ya transformada y s es un vector de desplazamiento. Al graficar el producto de las matrices se obtienen 3 picos, uno de ellos es el máximo de la correlación ubicado en R y los otros dos están relacionados con los máximos de las matrices $I(X)$ y $I(X-s)$, denominamos R_{+D} a la distancia entre R y uno de los máximos y análogamente R_{-D} . Luego se calcula el desplazamiento de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} u_{+D} &= R_{+D} - R \text{ -----Ec 18} \\ u_{-D} &= R_{-D} - R \end{aligned}$$

Ambos valores del desplazamiento están relacionados como:

$$u_{+D} = -u_{-D} \text{ -----Ec 19}$$

Finalmente se calcula la velocidad v del área de interrogación:

$$v = \frac{u_{+D}}{\Delta t} \text{ -----Ec 20}$$

Esta velocidad tiene unidades de pixeles por segundo, por lo que del experimento hay que determinar a cuantos pixeles corresponde un metro, centímetro, etc. El intervalo Δt está determinado por la cámara utilizada para el experimento, o por el intervalo de tiempo entre los dos láseres pulsados. Un análisis más profundo de la correlación cruzada se puede encontrar en las referencias [14,15 y 16].

Capítulo II - Desarrollo Experimental

2.1 Arreglo experimental del flujo supersónico

El arreglo experimental utilizado para producir un flujo supersónico es sencillo y se muestra en la Figura 7; consiste en una fuente de un gas transparente, en este caso un tanque de nitrógeno, una válvula con manómetro, un tubo plástico de 3 m con diámetro externo de 1.6×10^{-3} m, un tubo de 0.43 m de largo y diámetro interno de 7×10^{-3} m y un tubo de 4 mm de diámetro interior y 6×10^{-3} m de diámetro exterior con una longitud de 1.49 m. El tubo de 3 m se conecta al manómetro y este al tanque de nitrógeno, el extremo libre del tubo se conecta al tubo de 0.43 m y con un racor al tubo de 1.49 m.

La presión se puede variar de 0.34 en 0.34 atm, debido a la escala de la válvula reguladora. Para que el flujo saliera de manera uniforme, el tubo se corto tal que el área transversal resulta perpendicular a la pared exterior del tubo y así se evitaron efectos de borde.

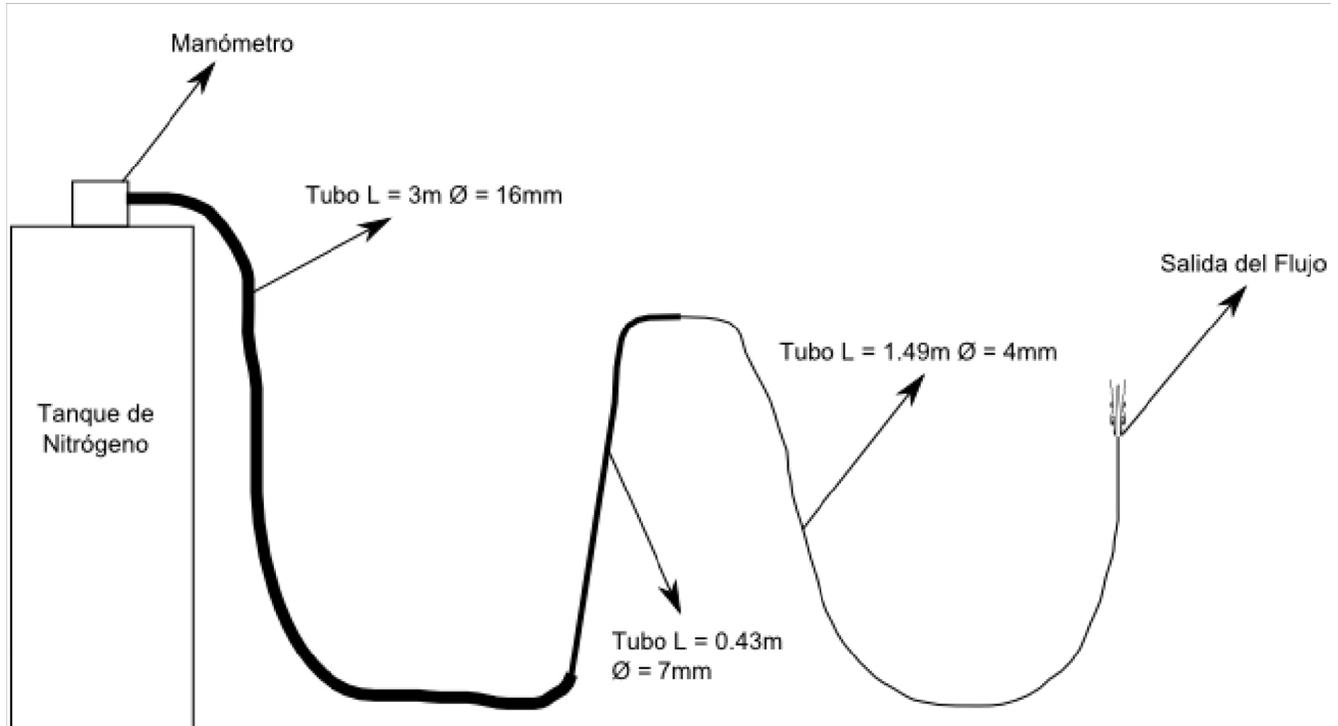


Figura 7 – Arreglo para producir un flujo supersónico.

2.2 Partículas Trazadoras

Para poder obtener una imagen representativa del flujo es necesario sembrar el flujo con partículas suficientemente grandes para reflejar la cantidad de luz necesaria para ser detectada por el sensor de la cámara y suficientemente pequeñas para seguir fielmente al flujo. Según la literatura especializada [15, 17 y 18] se deben correlacionar al menos 10 partículas por cada vector de velocidad medido. Esto quiere decir que debe haber, al menos, 10 partículas por área de interrogación.

El sembrado de partículas en aire es complicado. Trazadores líquidos como gotas suelen evaporarse rápidamente y los humos tienden a condensarse al haber cambios de presión dentro del flujo. Por otro lado partículas sólidas son difíciles de distribuir de manera homogénea en el flujo y tienden a aglomerarse.

Por lo general, debido a los arreglos experimentales, las partículas deben inyectarse al flujo poco después de que el medio gaseoso se introduce a la sección de prueba. La inyección debe de hacerse sin perturbar de manera significativa al flujo y de tal forma que la distribución de las partículas trazadoras sea homogénea.

En la referencia [18] se estudia, con la técnica de PIV, un flujo supersónico producido con una tobera convergente divergente, donde se menciona el alto grado de dificultad para introducir partículas trazadoras dentro del flujo de manera homogénea,. También estudian distintos tipos de partículas, incluyendo unas de TiO_2 (dióxido de titanio) que tienen un tamaño medio de 0.1 a 5 μm . El dióxido de titanio es un polvo blanco que se utiliza en la fabricación de pinturas; y está conformado por cristales tetragonales los cuales no son tóxicos para los humanos. Por esta razón se eligió para la realización del experimento.

2.3 Cámara de partículas

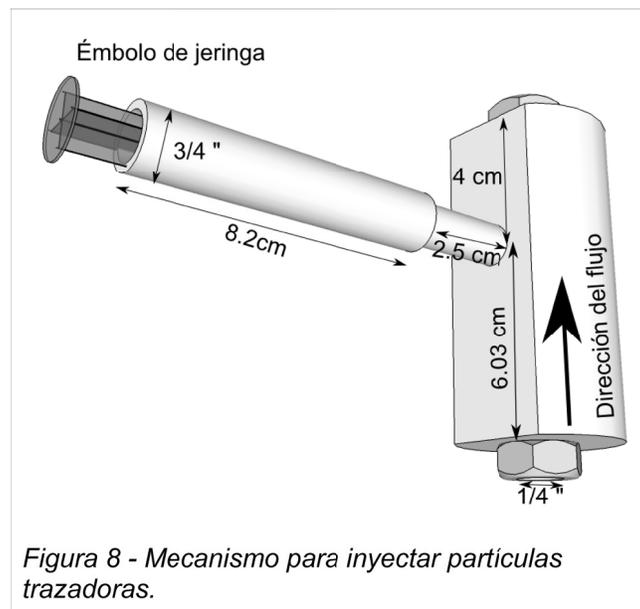
Considerando las características necesarias de sembrado, se investigaron primero las características del equipo PIV con el que se realizaría el experimento, las características básicas del equipo, son:

- Tiempo mínimo de exposición de la cámara por cuadro: 2 μs .

- Número de cuadros por segundo: 500 pares por segundo con un tiempo entre par de cuadros de 2 ms.

- Ancho de la hoja de luz: ancho mínimo ~4 mm.

Con estos parámetros como base se consiguió una manguera de 4 mm de diámetro interior y se comenzaron a probar distintos métodos para sembrar el flujo.



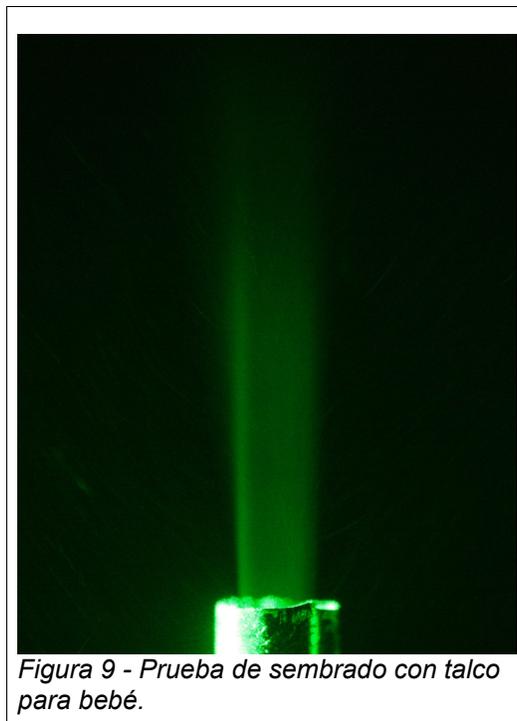
En un principio se intentó sembrar el flujo con un atomizador de talco desarrollado para visualizar el flujo dentro de un tubo de Ranque-Hilsch (ver referencias [19] y [B]), este experimento usa un tubo que tiene las mismas dimensiones que el tubo que se utilizó en este trabajo, este método no sirvió debido a que el flujo se sembró a 12 cm de la salida del tubo, lo que produce un flujo que sale hacia el atomizador en lugar de un flujo que entre al sistema.

La solución al problema fue construir un sistema de inyección de partículas, el sistema mostrado en la Figura 8 fue el último modelo construido a partir de 10 cm de redondo de aluminio de 3/4 de pulgada, ya que para llegar a este diseño se probaron varias combinaciones también construidas en aluminio y maquinadas en el torno y fresadora del laboratorio de Acústica, desde una mayor longitud de la pieza como variaciones en la inclinación de la camisa del émbolo. En la mayoría de los prototipos el problema fue que el flujo se desvió por la camisa del émbolo empujándolo hacia afuera,

lo que hacía increíblemente difícil presionarlo. Finalmente el prototipo elegido fue el que permitió mover con más facilidad el émbolo.

El movimiento del émbolo para lograr el sembrado es de apenas unos cuantos milímetros y este movimiento es un desplazamiento hacia arriba y abajo, tal que se bombean las partículas dentro del flujo, el sembrado de partículas es periódico, pero dadas las características del PIV no afectaría demasiado, ya que basta tener partículas trazadoras por uno o dos segundos para tener del orden de 500 a 1000 pares de imágenes.

Se realizaron pruebas con esta cámara de partículas utilizando talco como partículas trazadoras y se obtuvieron fotos del flujo sembrado (Figura 9), para analizar de forma cualitativa cuantas partículas salían del tubo de 4 mm y aprender a bombearlas.



La técnica desarrollada para este experimento es adecuada ya que permite detener en cualquier momento el sembrado, y no requiere una instalación compleja de la cámara de partículas.

2.4 PIV Rápido

El equipo PIV utilizado se encuentra en el Instituto de Investigaciones en Materiales de la UNAM en el laboratorio de Reología consta de un láser pulsado de Nd-YAG LDY301 PIV [C] de 150 W y longitud de onda 527 nm, una cámara Phantom V 9.1 de alta velocidad con una resolución máxima de 1632 x 1200 pixeles. El láser y la cámara están conectadas a una computadora por medio de un disparador BNC 575 [20] que es controlado a través de la computadora con un software de proceso y adquisición de la compañía Dantec Dynamics llamado DynamicStudio V 3.3049 [21]. El láser y la cámara se conectan con cables BNC y a la computadora por Ethernet por medio de una dirección IP. Una característica importante práctica del sistema completo es que es plug and play.

Este equipo puede cambiar la intensidad de emisión del láser, con una longitud de pulso de ~150 ns, cada cavidad del láser puede tener una potencia de hasta 75 Watts. Lo que evita no utilizar cámaras con tiempos de exposición tan cortos, es decir con el mismo tiempo de luz se puede llenar perfectamente el sensor de la cámara utilizada con solo variar la intensidad del láser.

Lo que hace rápido al equipo es, que la cámara puede grabar continuamente pares de fotos con 2 ms de separación entre pares, 2 μ s de separación entre ellos con un tiempo de exposición de 2 μ s y la capacidad del láser de disparar un par de pulsos con una separación temporal de 2 μ s y un tiempo entre pares de 2 ms. En la Figura 10 se muestra el diagrama de tiempos para este proceso.

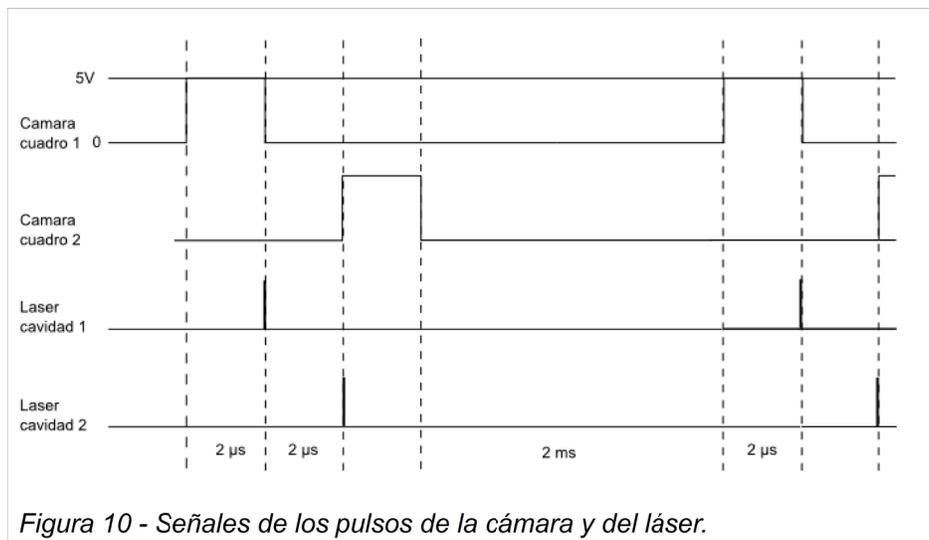


Figura 10 - Señales de los pulsos de la cámara y del láser.

Se montó el experimento en el Laboratorio de Reología del Instituto de Investigaciones en Materiales de la U.N.A.M.. La preocupación principal fue que la descarga del flujo no estaba contenida. Para evitar que las partículas trazadoras invadieran todo el laboratorio y dañaran equipo o afectaran a otros usuarios, se cubrió el área de trabajo con plástico delgado para pintor. El plástico se utilizó también para aislar el láser y la cámara, exponiendo al TiO_2 únicamente la lente de la cámara y la lente del láser.

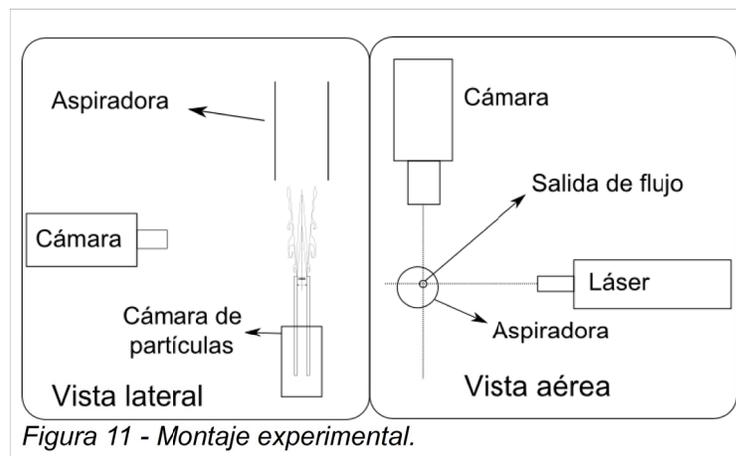


Figura 11 - Montaje experimental.

La cámara se colocó perpendicular al láser, el tubo de salida se colocó verticalmente y sobre éste se colocó una aspiradora para succionar la mayor cantidad de TiO_2 posible. El arreglo utilizado se muestra en la Figura 11.

2.5 Pruebas, Problemas y análisis del funcionamiento del equipo PIV

2.5.1 Pruebas

Se eligió realizar el experimento con presiones desde 5.8 atm hasta 1.36 atm variando en intervalos de 0.34 atm para poder comparar con los experimentos realizados en la referencia [11].

Primero se probaron varias lentes para lograr el mejor enfoque del centro. Las imágenes obtenidas parecen desenfocadas al frente del tubo, pero enfocadas al centro. Una vez logrado el enfoque, se comenzaron pruebas variando los tiempos de adquisición de la cámara y los tiempos de pulso del láser. Estos valores se escogieron tomando en cuenta la velocidad del sonido en el aire $c = 343$ m/s.

Este valor se puede obtener considerando al nitrógeno y al aire como gases ideales, y tomando en cuenta que la densidad del aire cambia con la altitud y la temperatura. La velocidad del sonido cambia de la siguiente forma:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}},$$

donde γ es el coeficiente de dilatación adiabática, R es la constante universal de los gases, T es la temperatura absoluta del aire y M es la masa molar del aire. Considerando los resultados obtenidos por Shadowgraph reportados en la referencia [11], y sabiendo que el tiempo mínimo de adquisición del equipo entre cuadros es 2 μ s se puede estimar el desplazamiento de una partícula en ese tiempo $\Delta d \approx 6.86 \times 10^{-4}$ m o $\Delta d \approx 39.90$ pixeles. Considerando este valor de desplazamiento y que para obtener un buen estudio de PIV es preferible que las áreas de interrogación sean lo más pequeñas posibles, se eligió la configuración límite de operación del equipo; para poder así utilizar áreas de interrogación de 64 x 64 pixeles.

2.5.2 Sincronización Láser-Cámara

Se obtuvieron pares de imágenes enfocadas en el centro del tubo, pero el segundo cuadro salía sistemáticamente mucho más oscuro que el primero. Por lo general, se puede esperar que la iluminación no sea igual en cada imagen ya que las dos cavidades del láser no son idénticas. Se trató controlar la potencia del láser, pero en este sistema, la fuente de poder es para ambas cavidades, por lo tanto al aumentar la potencia, una de las imágenes se satura y la otra se corrige. Se hizo un barrido de la potencia desde el 50 hasta el 70%, y se eligió una potencia de 65% que permitía observar trazadores en ambas imágenes (Figura 12-a). A pesar de este ajuste, siempre se obtuvo una imagen más oscura que la otra. Se realizaron dos corridas con una presión de aire comprimido de 5.8 atm, utilizando como trazador talco para bebé. Se analizaron por separado algunas imágenes con el software. Los campos de velocidades obtenidos no tenían sentido alguno, ya que los vectores de velocidad eran *aleatorios*. Esto se puede ver en la Figura 12-b.

Se pensó que el problema podría deberse a que la velocidad del flujo era mayor a la velocidad del sonido, el desplazamiento de las partículas era particularmente grande, provocando que la correlación cruzada realizada en áreas de interrogación pequeñas no fuera posible puesto que las

partículas no serían las mismas en ambas imágenes. Se cambiaron los tamaños de las áreas sin obtener un resultado positivo en el campo de velocidades. Esto no eliminaba la posibilidad de que el flujo fuese demasiado rápido para la resolución del equipo; por lo tanto, se decidió probar con la mínima presión de 1.36 atm para la que no se presenta estructura de choque, y se sabe que produce un flujo subsónico. Nuevamente se realizó una corrida y se obtuvieron algunos campos de velocidad, pero esta vez se utilizaron varias áreas de interrogación ya que a esta presión no se contaba con un estimado de la velocidad del flujo. Aun así, no se obtuvo un campo de velocidades correcto.

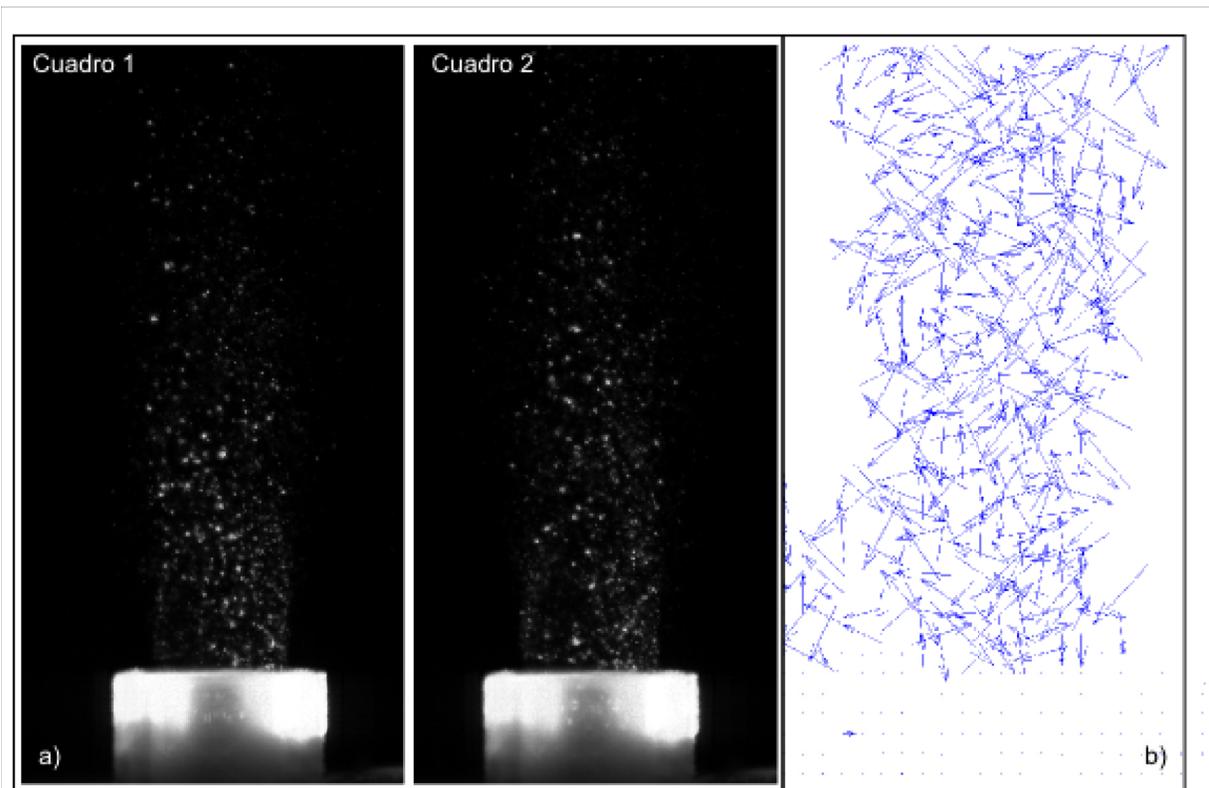


Figura 12. a) Dos cuadros separados $2 \mu\text{s}$, flujo sembrado con talco. b) Campo de velocidades obtenido a partir de los cuadros 1 y 2.

Luego de analizar las imágenes se notó que, en zonas de baja densidad, donde se pueden distinguir grupos de partículas, en ningún caso aparecían en ambos cuadros Figura 12-a). También se notó que en algunas corridas, cada 12 cuadros aparecía uno negro. El razonamiento que se siguió para explicar estos resultados es el siguiente:

- Si no se pueden observar las mismas partículas en ambos cuadros entonces los cuadros deben de estar separados temporalmente a más de $2 \mu\text{s}$ o los pulsos láser no ocurren mientras el obturador

esta abierto, provocando un desfase en los cuadros.

A continuación se describe brevemente como se analizó el sistema.

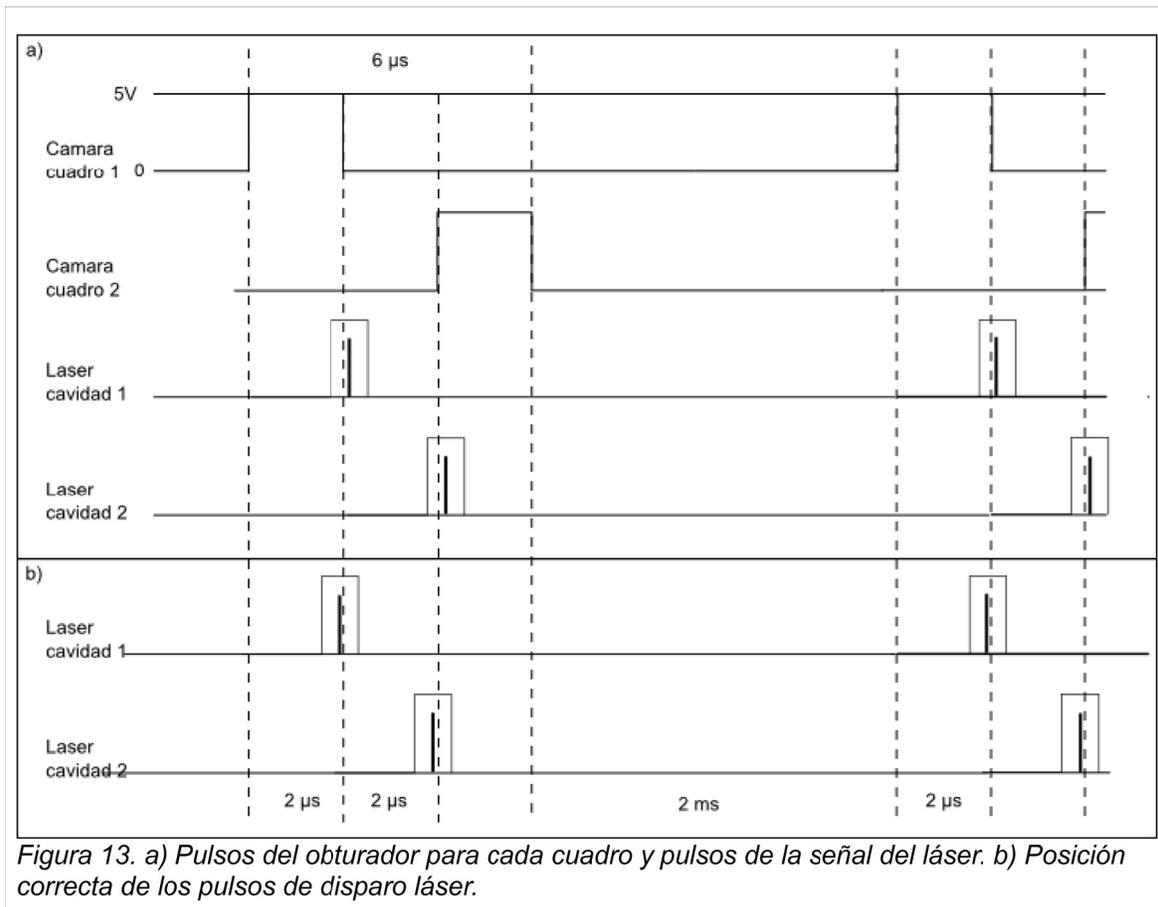
2.5.3 Análisis del sistema

Las señales eléctricas que maneja el equipo son señales TTL (Transistor-Transistor Logic), estas señales son pulsos cuadrados que son 0 o 5 V, estos pulsos son lo que activan o desactivan los distintos elementos del sistema. Estas señales se configuran desde el software del PIV y se envían desde el disparador BNC 575 a la cámara y a cada cavidad del láser por separado. El disparador está conectado a los tres por medio de cables BNC, por lo que lo más sencillo fue conectar un osciloscopio de dos canales al disparador de la cámara y a una de las cavidades con la ayuda de dos conectores T BNC, Las señales obtenidas mostraron que el pulso de la cámara funcionaba correctamente, como se muestra en la Figura 10. El pulso observado de la cavidad del láser no corresponde al tiempo de duración del pulso de emisión como se muestra en la Figura 10, sino que era la señal de disparo del láser que dura 100 ns. De acuerdo al manual de operación del equipo, a la mitad de este pulso se prende el láser, la mitad de este pulso no coincidía con el tiempo que permanece el obturador abierto, es decir el disparo del láser estaba desfasado como se muestra en la Figura 13-a), provocando algunas veces la existencia de cuadros oscuros u otras una doble exposición en el mismo cuadro. El resto de las veces cuando el láser iluminaba dos cuadros, estos podrían ser cuadros no contiguos. El software puede agregar un retardo en la señal de disparo haciendo que el láser se dispare antes o después de la mitad de este pulso, retardándola o adelantándola 1 ns. Esto permitió comprender como es que, si el tiempo de adquisición entre dos cuadros es de 6 μ s se podía tener un par de imágenes con 2 μ s de separación, además de descubrir que justo en la configuración límite del equipo, la mitad del pulso que dispara al láser coincide en la primera cavidad con el cierre del obturador y con la apertura del obturador para la segunda. Esto se muestra en la Figura 13-b).

Se cambiaron los retardos de los pulsos láser de ambas cavidades haciendo que estos coincidieran con los pulsos de las cámaras, asegurando que los cuadros contiguos estuvieran iluminados. Aún así, al reiniciar el equipo las configuraciones se perdían y cambiaban los tiempos necesarios de retardo para que ambas cavidades estuvieran sincronizadas con los tiempos de apertura de la cámara. Después se descubrió que al paso del tiempo los pulsos cambiaban, por lo

que el problema radica en el disparador BNC 575.

Posteriormente, los técnicos del equipo determinaron por medio de una fotocelda que el problema estaba efectivamente en el BNC-575. Mientras realizaron el diagnóstico, que debía ser con una intensidad baja del láser aproximadamente al 15% de la potencia, nos percatamos que las hojas de luz producidas por el láser no eran paralelas. Esto agregó un problema, ya que para alinear las cavidades es necesario abrir la cabeza del láser y al hacerlo se pierde la garantía del equipo.



La conclusión, fue entonces, que no se podía utilizar este sistema de PIV. Se optó por utilizar un sistema menos moderno, que se describe a continuación.

2.6 PIV Lento

El equipo PIV que se utilizó para poder realizar el experimento se sabe que funciona

correctamente. Básicamente lo que se hizo fue cambiar el láser pulsado por un New Wave Solo PIV Nd:YAG Laser y por una cámara Kodak Mega Plus Es1.0. El arreglo experimental quedó de la misma manera descrita en la Figura 12.

Las características de este equipo son:

- Láser New Wave Solo - Puede manejar dos tipos de intensidad baja y alta, para este experimento se utilizó en intensidad baja. De acuerdo al fabricante el pulso dura alrededor de 3 a 5 ns [D].

- Cámara Kodak Mega Plus Es1.0 – tiempo mínimo de exposición 0.01 μ s, tiempo mínimo entre par de cuadros 1 μ s, con una frecuencia de cuatro pares de fotos en un segundo a una resolución de 1008 x 1016 pixeles [E].

2.6.1 Resolución Temporal

El principal inconveniente para estudiar el flujo es la resolución temporal del equipo, ya que por segundo se pueden obtener solo cuatro pares de cuadros por segundo en el límite de operación del equipo.

El segundo inconveniente que se tiene es que la técnica desarrollada para sembrar el flujo descrita en la sección 2.3 fue desde un comienzo pensada para utilizar el PIV rápido, por lo que la técnica debía cambiar. Este cambio consistió en inyectar partículas trazadoras más veces por repetición, esperando que, al menos, un par de cuadros retrataran al flujo en el momento en que había trazadores.

2.6.2 Procedimiento

El procedimiento es relativamente simple, se abre la válvula del tanque de nitrógeno, a la presión deseada, se comienza la captura de imágenes y simultáneamente se mueve el émbolo de la cámara de partículas con una cierta frecuencia, intentando que esta frecuencia coincidiera con los pulsos del láser.

2.6.3 Toma de datos y repeticiones

Se realizaron 14 procesos de captura (corridas) con presiones que van desde 5.8 hasta 1.36 atm variando de 0.34 en 0.34 atm, cada corrida constó de varias repeticiones debido a que es prácticamente imposible coordinar la inyección de partículas con los pulsos del láser, de cada corrida se obtuvieron, en promedio de 300 pares de fotografías y una duración aproximada de 75 s. También se tuvieron problemas con el émbolo, ya que al tener que presionarlo tantas veces el empaque se desgasta y hay que sustituirlo por otro nuevo, en promedio se utilizaron 5 émbolos por cada 2 corridas.

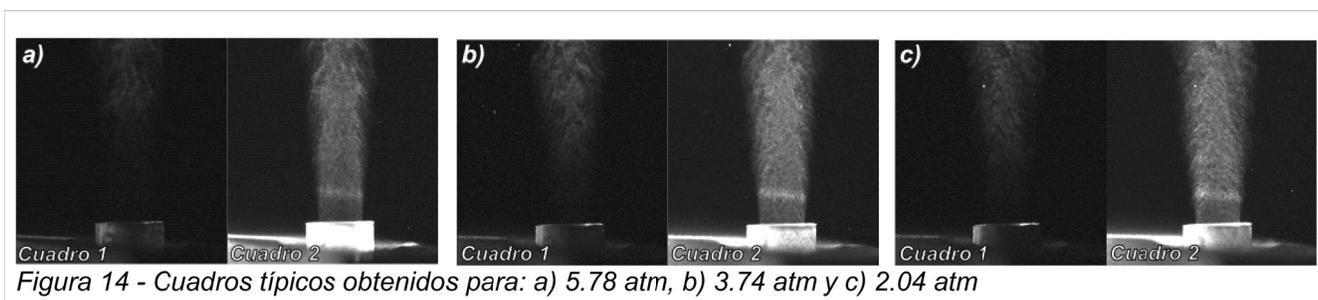
Capítulo III - Resultados

Como se mencionó en la sección 2.6.3, se obtuvieron en promedio 265 pares de imágenes por cada presión. Se eligieron solamente aquellos pares en los que había trazadores. En la Tabla 1 se indica cuántos pares de cuadros se obtuvieron por corrida.

Corrida [psi]	Pares de cuadros por corrida	Número de pares útiles
5.78	339	27
5.44	272	39
5.10	387	49
4.76	303	36
4.42	350	41
4.08	321	52
3.74	212	38
3.40	215	50
3.06	220	35
2.72	208	47
2.38	221	49
2.04	217	33
1.70	225	48
1.36	220	37

Tabla 1. Número de cuadros obtenidos por proceso de captura.

En la Figura 14 se muestran tres pares de fotografías para tres distintas presiones.



3.1 Análisis

Se analizaron las imágenes obtenidas utilizando el software Flow Manager versión 4.60.28 [22]. A continuación se describe brevemente cada parte del proceso llevado a cabo para cada par de imágenes obtenidas.

1. Correlación adaptativa. En esencia es una correlación cruzada normal, pero con esta herramienta el software permite evaluar distintos tamaños de área de interrogación para así poder obtener un mayor número de vectores, resultado de incluir un mayor número de partículas en el proceso de correlación, que por lo general quedan excluidas por tener un área de interrogación fija. Se utilizó un área de interrogación inicial de 128 x 128 píxeles y un área final de 64 x 64 píxeles; esta área final, se obtiene del mismo cálculo realizado en 2.4.1, con un total de 9 pasos intermedios entre entre las áreas y un traslape de 50 % entre ellas, utilizando un factor de escala de 1 pix = 0.018 mm.

2. Validación de picos. Se valida cada vector basándose en el alto y ancho de cada pico en el plano de la correlación utilizando un valor de 1.2 como factor de validación.

3. Validación del movimiento promedio. Se validan o rechazan vectores comparando la magnitud de cada vector con su vecino en un área promedio de 5 x 5 píxeles con un factor de aceptación de 0.05.

4. Filtro de validación del movimiento promedio, substituye cada vector con el promedio ponderado de los vectores en una vecindad de un tamaño de 3 x 3 píxeles.

Los valores utilizados en los puntos 2, 3 y 4 son los usados regularmente en estos equipos (comunicación personal R. Zenit).

Después de realizar estos pasos, se colocó una máscara en la zona de interés, que en este caso es la proyección vertical del tubo y se promedian todos los campos de velocidades, obteniendo un campo de velocidades para cada presión.

En la Figura 15 se muestran los campos vectoriales de velocidad, en la Figura 16, los campos de velocidad escalares y en la Figura 17 el mapa de los coeficientes de correlación; en las tres Figuras se muestran únicamente los resultados obtenidos para tres presiones a) 5.78 atm, b) 3.74 atm y c) 2.04 atm.

Luego de analizar todas las corridas se observa que todos los campos de velocidades son similares, es decir, todos muestran velocidades con dirección preferencial en la dirección del flujo y en todos los casos se observa una región cercana al tubo donde la correlación es pobre, resultando en un campo de velocidades que parece ser aleatorio en esta región.

En este trabajo se incluye únicamente el análisis de 3 presiones a) 5.78 atm, b) 3.74 atm y c) 2.04 atm, aun cuando se analizaron los datos de todas las corridas; mismos que están a disposición de los interesados en una base de datos que se encuentra en el Taller de Hidrodinámica y Turbulencia de la Facultad de Ciencias de la UNAM.

3.2 Información derivada de las fotografías

Como se puede ver en la Figura 14 a), b) y c) en la región cercana al tubo se tienen en los cuadros 1 para cada presión, una región que tiene una baja densidad de partículas, comparándola con la zona superior. Mientras que en los cuadros 2 se observa una densidad de partículas aparentemente uniforme, también se observa que en todos los cuadros 2 una línea diagonal en la región cercana al tubo, esta línea se puede deber a la hoja de luz de la segunda cavidad del láser o a una mala alineación de la hoja láser respecto al tubo.

3.2.1 Campos de Velocidades

Se puede observar en la Figura 15 para las 3 presiones que la zona cercana al tubo presenta vectores que parecen aleatorios, sin embargo, a partir de $y = 500$ px se tiene un campo vectorial uniforme. También se observa en rojo vectores que se encontraban sobre la máscara utilizada en el proceso.

En los campos de velocidad escalar (Figura 16) se observa en todos los casos una región central del flujo que mantiene una velocidad más o menos constante y fuera de esta zona una velocidad inferior. Al igual que en la Figura 15 por debajo de $y = 500$ px se observan zonas donde la magnitud de la velocidad es por mucho superior al resto de las velocidades del flujo, por ejemplo en c) la región central a una altura de $y = 300$ px se tiene una velocidad máxima de 644 m/s. Este resultado para la velocidad no tiene sentido, ya que otros trabajos [12] han estimado que la velocidad del flujo debe ser del orden de magnitud $M < 1$ para esta presión debido a la ausencia de ondas de choque.

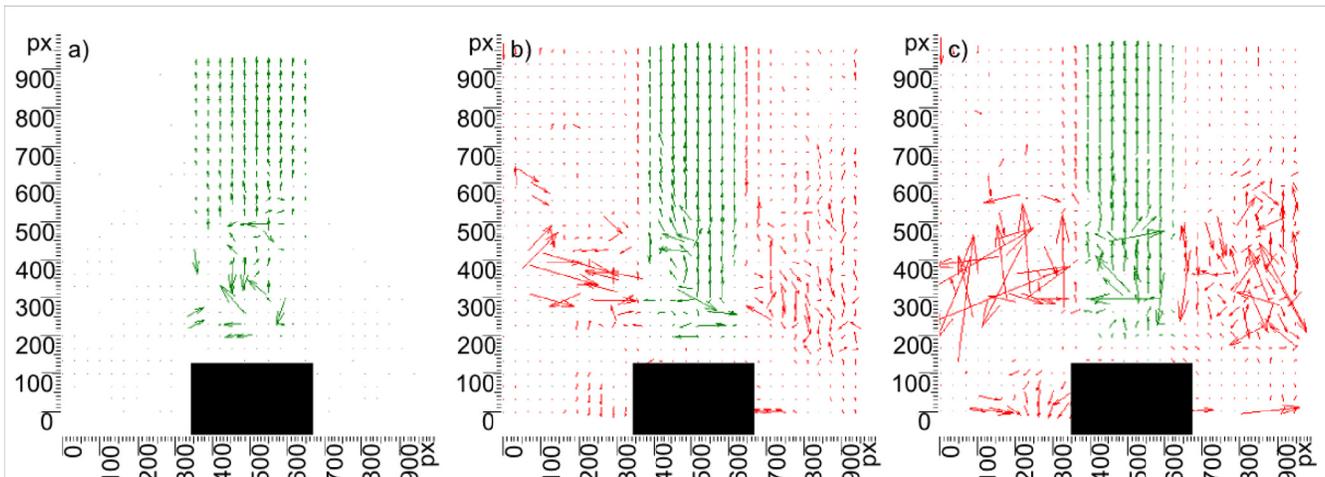


Figura 15 - Campos de velocidad vectorial. a) 5.78 atm, b) 3.74 atm y c) 2.04 atm. En rojo se muestran los vectores eliminados, resultado de utilizar una máscara. Se puede observar que la dirección preferencial de los vectores en verde es en la dirección del flujo.

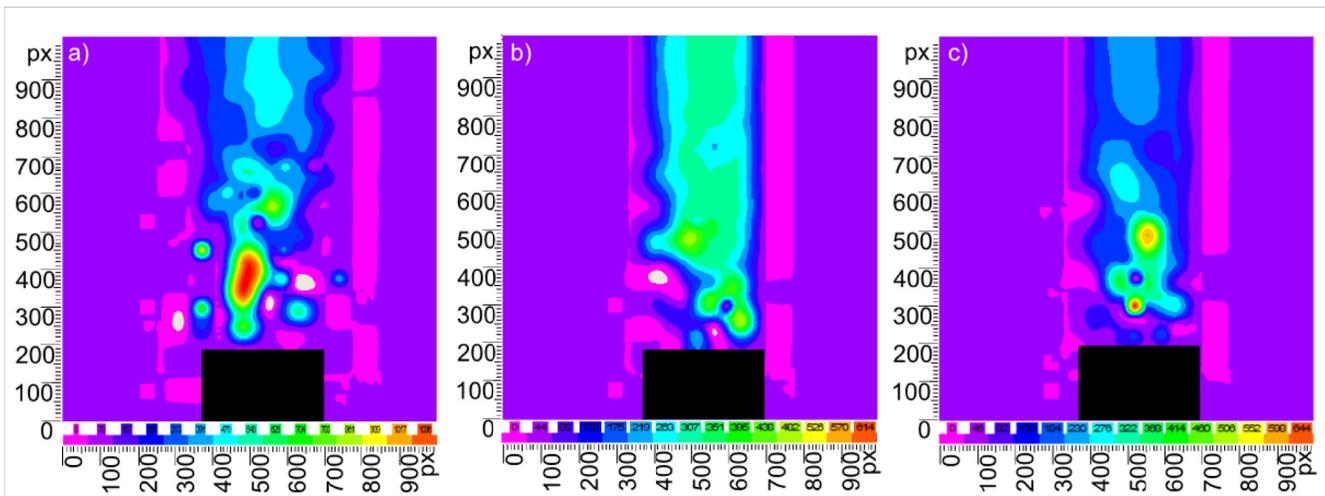
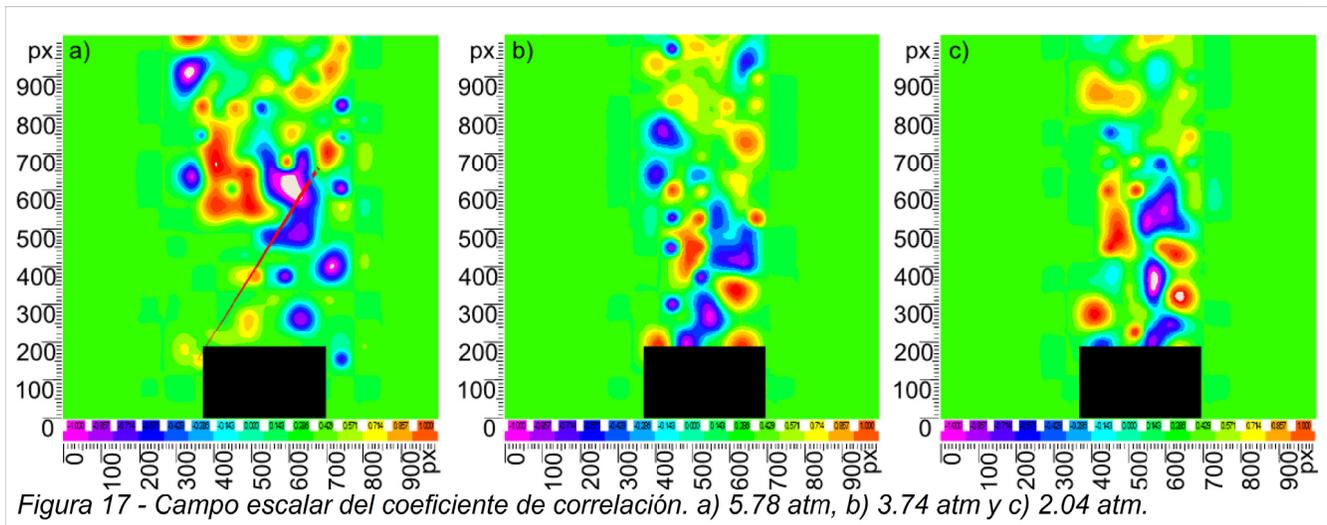


Figura 16 - Campo de velocidad escalar. a) 5.78 atm, b) 3.74 atm y c) 2.04 atm. La escala de colores se encuentra en m/seg.

3.2.3 Coeficiente de correlación cruzada

Para saber si el análisis hecho por el software está funcionando correctamente se analiza el coeficiente de correlación obtenido para cada área de interrogación. En la Figura 17 se muestran

estos coeficientes para las 3 presiones.



El coeficiente de correlación puede tener valores que van de -1 a 1; cero indica que las velocidades u_x y u_y son independientes y un valor diferente a cero indica un grado de dependencia entre ellas [22].

Capítulo IV - Discusión y análisis

Como se puede observar en la Figura 16, no se tiene un campo uniforme del coeficiente de correlación en toda el área de interés, solamente en algunas regiones. Sin embargo, como se muestra en la Figura 15, el sistema calcula velocidades aun en zonas donde la correlación es nula. Esto se debe al proceso de filtrado que realiza el software y que puede ser engañoso ya que no tiene manera de determinar si los datos originales son o no espurios. El proceso agrega entonces información que, al manipularse puede, en algunos casos, dar resultados que no tienen sentido.

La descripción del proceso de análisis presentado en 3.1 es prácticamente la única información acerca del funcionamiento del software, ya que por motivos de derechos de autor, es una “caja negra” para el usuario. Entonces resulta prácticamente imposible poder asignar un valor de incertidumbre al proceso. Esta incertidumbre debe de ser asociada al tipo de cálculo que realiza, junto con las capacidades de procesamiento de la computadora que se utiliza en el proceso.

En este punto lo único que puede proporcionar información a cerca de los datos obtenidos es el coeficiente de correlación, aunque no se sepa qué incertidumbre tiene a su vez este valor.

La poca resolución espacial proviene del hecho que la hoja de luz utilizada, tiene un espesor igual al diámetro del tubo utilizado. Puesto que los desplazamientos de las partículas son tridimensionales, pero la imagen es en dos dimensiones, no es posible separar la componente perpendicular al plano. Las velocidades calculadas tienen en realidad, contribuciones de todas las direcciones.

Uno de los objetivos iniciales de este trabajo era ver cómo cambia la velocidad en la vecindad de una onda de choque. Para esto D. Porta [11] realizó un estudio con la técnica Shadowgraph del flujo producido con las mismas características que se describen en el presente trabajo. Se obtuvieron imágenes de las posiciones de los cruces de las ondas de choque. El problema de la resolución espacial descrito en el párrafo anterior, impidió lograr ese objetivo.

También, se compararon los datos directamente con los valores obtenidos por [11] en el que también se obtiene un estimado de velocidad en el centro del flujo calculado a partir del ángulo que forma la onda de choque con una línea imaginaria que es continuación de la pared del tubo [2]. En la Tabla 2 se comparan los valores obtenidos en la zona central del flujo en las coordenadas

(543.5 pixeles, 543.5 pixeles), que es la coordenada que mejor coincide con el centro del tubo. Estos valores no coinciden en el orden de magnitud con los obtenidos por [11]. Esto se puede deber a que la velocidad obtenida con el PIV es la contribución de todas las velocidades de todos los planos del flujo, y como se sabe, la velocidad del flujo es mayor en el centro que en la vecindad de la capa de mezcla, por lo que se tienen dos velocidades inferiores (los extremos) y una velocidad superior (central) que se puede decir están promediando, ocasionando que la velocidad obtenida sea menor a la obtenida por [11].

Presión [atm]	Velocidades obtenidas con la técnica PIV		Velocidades obtenidas con Shadowgraph	
	Velocidad [m/s]	Número de Mach	Velocidad [m/s]	Numero de Mach
2.04	161.17	0.47	356.03	1.04
3.74	242.02	0.71	545.71	1.59
5.78	334.40	0.97	865.05	2.52

Tabla 2 - Velocidades obtenidas con PIV y Shadowgraph.

Por otro lado, la zona por debajo de $y = 500$ px en la que no se ven del todo partículas trazadoras en el cuadro 1 (Figura 14), se puede deber principalmente a una mala alineación del tubo respecto a la hoja láser. Al alinear el tubo, lo primero que se hizo fue iluminar por completo la superficie del tubo, por lo que una mala alineación produciría un par de cuadros con partículas cerca al tubo y no lejos de él. El tubo se alineó perpendicular a la superficie de una mesa óptica, sobre la cual también se encontraba el láser y en todos los cuadros 2 se observan partículas en la zona cercana al tubo. La única explicación de este problema es que la hoja de luz producida por la cavidad que ilumina el cuadro 1 debió de estar mal alineada.

Se observa algo similar a lo descrito en la sección 2.4.2. Un cuadro está sistemáticamente más iluminado que otro, en este caso el cuadro 1 siempre es más oscuro que el cuadro 2 (Figura 14). Al igual que para el PIV rápido esto se debe de poder corregir retrasando el pulso del láser, pero debido a la falta de tiempo y de nitrógeno no se pudo corregir.

Al graficar la velocidad contra la posición a una altura $y = 543.5$ px se puede observar que, en efecto, la velocidad es mayor en el centro que en las orillas. La orilla derecha del tubo está ubicada aproximadamente en $x = 383.5$ px, y la izquierda en $x = 671.5$ px, las orillas no corresponden exactamente con los valores antes presentados ya que estos valores fueron determinados por el

software al tener áreas de interrogación fijas. En la primera gráfica (Figura 18) se observa que para varios puntos en el eje \bar{X} se tiene un valor nulo para la velocidad. Esto no significa que la velocidad en esos puntos sea cero, solo implica que el software no pudo realizar una correlación exitosa. Estos puntos nulos para la velocidad se encuentran a lo largo de todos los datos. En la Tabla 3 se muestran los datos que se grafican en la Figura 18. El valor que se muestra es la magnitud de la velocidad.

Se puede observar de la Tabla 3 que para la presión 5.78 atm, los valores del coeficiente de correlación son cero o prácticamente |1| indicando que los datos para esta presión y a esta altura con coeficiente |1| o cercano a uno, son valores que de acuerdo a los criterios del software son asertivos. Obviamente, el problema radica en que para este caso, los valores nulos del coeficiente son casi la mitad de los puntos obtenidos. Para las otras dos presiones se tienen coeficientes casi en su totalidad menores a |0.5| indicando una mala correlación.

5.78 atm			3.74 atm			2.04 atm		
Posición [px]	Velocidad [m/s]	Coefficiente de correlación	Posición [px]	Velocidad [m/s]	Coefficiente de correlación	Posición [px]	Velocidad [m/s]	Coefficiente de correlación
351.5	0	0	351.5	0	0	351.5	51.6394	1
383.5	0	0	383.5	27.659	-1	383.5	21.9645	0.468152
415.5	265.527	1	415.5	20.1077	0	415.5	0	0
447.5	0	0	447.5	120.2	0.611633	447.5	116.029	0.439494
479.5	313.605	1	479.5	216.513	0.034575	479.5	162.53	0.379567
511.5	248.391	0.940079	511.5	255.784	0.42865	511.5	168.343	-0.480357
543.5	655.856	0	543.5	242.023	-0.498709	543.5	161.169	-0.712671
575.5	343.728	0	575.5	245.329	-0.182143	575.5	111.147	-0.879638
607.5	168.311	-1	607.5	222.197	0.230141	607.5	98.0017	-0.590219
639.5	0	0	639.5	189.011	-0.28934	639.5	31.3145	0.945471
671.5	0	0	671.5	0	0	671.5	23.1349	-0.165171
703.5	28.9576	1	703.5	295.94	1	703.5	6.8694	-0.585408

Tabla 3 - Resultados obtenidos a partir del proceso del software.

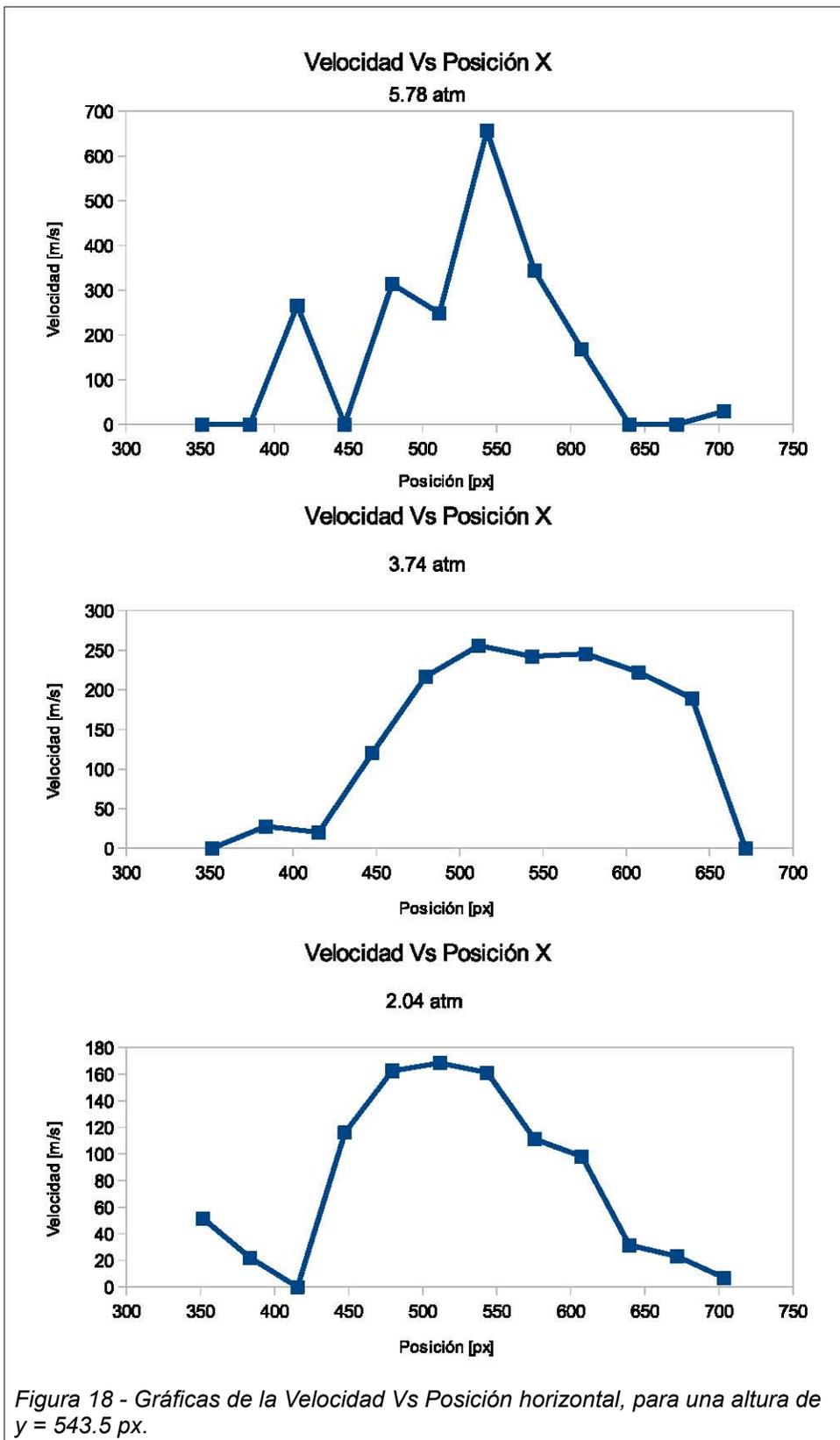


Figura 18 - Gráficas de la Velocidad Vs Posición horizontal, para una altura de $y = 543.5 \text{ px}$.

4.1 Efecto del sembrado en el flujo

Como trabajo paralelo a esta tesis se realizó un estudio cualitativo acerca de la posible influencia del sembrado de las partículas en el flujo supersónico [23 y F]. A través de imágenes obtenidas por Shadowgraph, se mostró que sí existen diferencias en las estructuras de choque cuando se siembra el flujo. En la Figura 19 a) se muestran los resultados obtenidos sin sembrado y en las Figuras 19 b) y c) con partículas de TiO_2 . En estas últimas se puede observar que las estructuras de choque se contraen en la dirección opuesta al flujo, lo que indica un decremento en la velocidad. Es importante tener en cuenta estos resultados al realizar estudios a futuro del flujo supersónico con la técnica de PIV, por que al estar sembrado el flujo y cambiar su velocidad no se pueden comparar directamente resultados obtenidos con otras técnicas. En las imágenes mostradas se utilizó el mismo método de sembrado que en las mediciones con PIV.

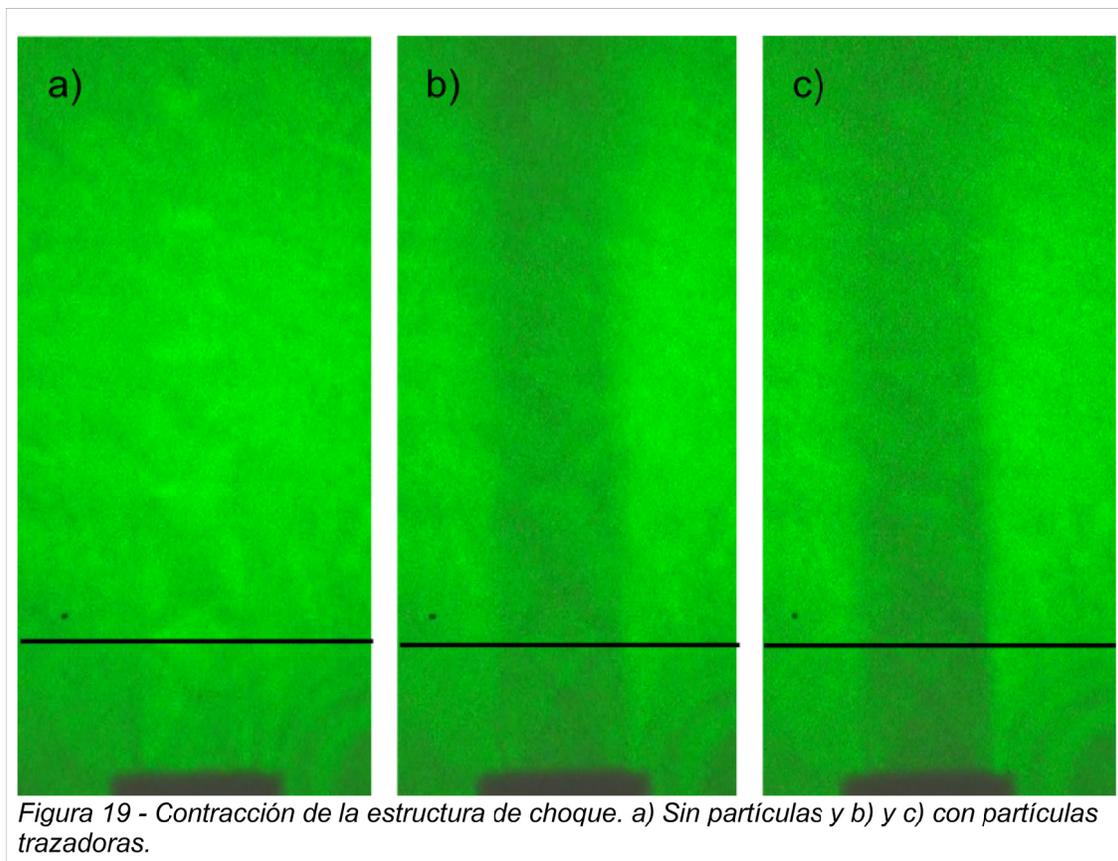


Figura 19 - Contracción de la estructura de choque. a) Sin partículas y b) y c) con partículas trazadoras.

Esta contracción se puede deber a que el número de partículas dentro del flujo es suficientemente grande como para frenarlo.

La presión reportada es la correspondiente al manómetro que se encuentra en el tanque de nitrógeno y no a la presión a la salida del tubo. En principio esta última no se puede medir por no haber un estado de equilibrio.

Capítulo V - Conclusiones

En este trabajo se demostró que es posible sembrar con partículas trazadoras de TiO_2 un flujo de aire, y que es posible estudiar un flujo supersónico con la técnica PIV. Se compararon los resultados con los presentados en [11]. Las magnitudes son muy diferentes y la comparación difícil pues no es posible hacer un análisis de incertidumbres con el sistema comercial de PIV. Tampoco fue posible estudiar las interfaces de las ondas de choque, debido principalmente a la falta de resolución espacial debida al grosor de la hoja de luz. La lente utilizada para la cámara no es la adecuada, pues se requeriría una lente microscópica para poder observar las regiones de interés.

El tamaño del tubo es responsable del problema más grande, ya que al ser tan pequeño, las estructuras del flujo también lo son. Puesto que la presión máxima a la que se tiene acceso en el laboratorio es de 5.78 atm, se buscó un tubo de mayor diámetro para que apareciera una estructura de choque estable a esta presión. Los primeros trabajos, de los que se obtuvo bastante información, se realizaron con un tubo de 1.6 mm de diámetro. Para poder solucionar el problema del tamaño y de la presión máxima a la que se puede tener acceso, se debe construir una tobera convergente divergente, de manera que se pueda tener un flujo supersónico sin la necesidad de tener presiones superiores a las 5.78 atm. Un experimento de mayores dimensiones permite también mejorar la resolución espacial, pues el grosor de la hoja de luz, que se requiere para estudiar el flujo con PIV, es proporcionalmente, más delgada.

La mayoría de los flujos supersónicos se estudian dentro de túneles de viento supersónicos que tienen altos costos en los que acomodar la óptica o disminuir los efectos de frontera no es sencillo. En nuestro caso, se tiene la ventaja de no tener problemas con el espacio. En cambio surge un nuevo problema que es el tener que aislar el equipo que se encuentre en el laboratorio, ya que las partículas trazadoras se descargan libremente a la atmósfera.

La técnica desarrollada para introducir partículas resultó eficaz. Se debe de perfeccionar o modificar para facilitar el sembrado, y así poder asegurar una distribución homogénea de partículas en el flujo. También es importante mencionar que la técnica de sembrado desarrollada se puede utilizar para sembrar flujos de gas a velocidades por debajo del régimen supersónico.

El analizar el funcionamiento del PIV rápido permitió comprender algunos de los aspectos

fundamentales de la operación del hardware, y por lo tanto entender aspectos fundamentales de operación de cualquier equipo PIV. Es importante recalcar que el tiempo que se utiliza en la correlación cruzada es el tiempo de separación entre los pulsos del láser y no el tiempo que permanece abierto el obturador de la cámara.

Parte importante en un experimento de Física en el que se realizan mediciones, es poder determinar las incertidumbres asociadas a las variables medidas. Desafortunadamente, al utilizar un PIV y software de análisis comercial, no se pudo asociar una incertidumbre a las mediciones. En general, al tener un aparato de medición, el fabricante cuenta con una incertidumbre asociada a su instrumento. En este caso lo único que se proporciona son los límites de operación bajo los cuales se puede utilizar el equipo y un coeficiente de correlación, pero no una incertidumbre asociada, siendo el Software una caja negra. Adicionalmente al no conocer los procesos de cálculo del software se debe de confiar ciegamente en el fabricante, asumiendo que todo lo que promete es cierto.

Gracias a las dificultades técnicas encontradas en este trabajo, se cuenta con información suficiente como para poder hacer el hardware de un PIV, sin tener que recurrir a los fabricantes de estos equipos. En el siguiente capítulo se describen algunas ideas que tienen el potencial para crear una técnica PIV económica y adaptable para las necesidades del Laboratorio.

Capítulo VI - Trabajo futuro

Los siguientes puntos describen brevemente el trabajo que se debe realizar para poder aplicar la técnica PIV al flujo supersónico para poder estudiar las interfaces de las estructuras de choque:

- Lo primero que se debe hacer es estudiar y construir una tobera convergente divergente que permita tener un flujo con área transversal mayor a 4 mm, tal que produzca un flujo supersónico con presiones inferiores o iguales a 5.78 atm.

- Estudiar la forma de hacer una hoja de luz delgada (1mm).

- Modificar o rehacer el sistema de sembrado de partículas, para obtener un sembrado homogéneo.

- Mejorar la alineación de las cavidades del láser de los PIV a los que se tiene acceso.

Teniendo la tobera se debe realizar un estudio completo con todas las técnicas utilizadas en el Laboratorio. Estas técnicas son las descritas en los antecedentes incluyendo la técnica PIV, para poder así correlacionar resultados.

Se propone hacer un PIV que mejore la resolución temporal para poder estudiar flujos que viajen a velocidades transónicas y supersónicas. El nuevo experimento consiste en utilizar dos cámaras rápidas puestas una frente a la otra, utilizando un disparador electrónico para coordinar los disparos de las cámaras y de una fuente de luz (láser), obteniendo un par de cuadros (uno por cada cámara) separadas un tiempo determinado por el tipo de disparador utilizado y no por las capacidades de las cámaras. Este método también se podría implementar con cámaras convencionales de vídeo, teniendo como límite 60 cuadros por segundo, pero una separación temporal entre cuadros tan pequeña como lo permita el control de disparo de las cámaras y del láser: Esto es posible por que la información proveniente de cada cuadro depende exclusivamente de la duración del pulso láser y no del tiempo que permanece el obturador abierto. Este proyecto se puede realizar relativamente con bajo costo con la única limitación de que las cámaras deben ser idénticas.

Teniendo en cuenta lo propuesto en el párrafo anterior, se puede tener una resolución temporal de 15 cuadros por segundo utilizando una cámara de vídeo convencional, y utilizando un láser que solo

pulse cada 2 cuadros, en la Figura 20 se ejemplifica esto.

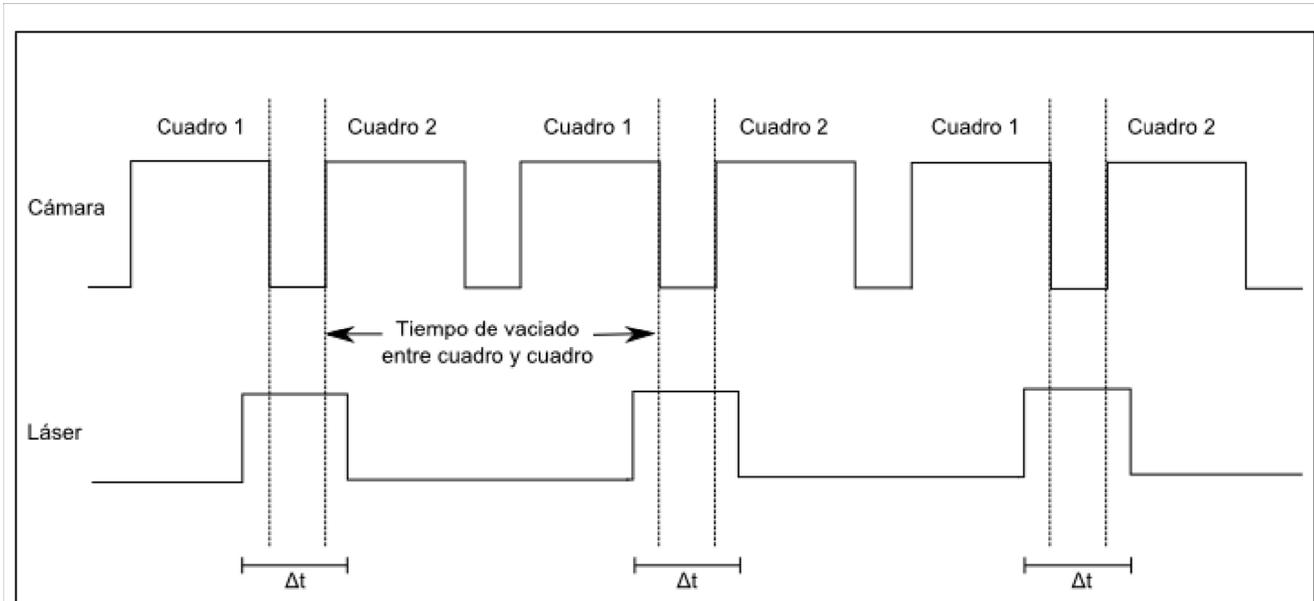


Figura 20 – Ejemplo de pulsos de obturador y pulso láser, para obtener 15 pares de cuadros por segundo. Donde Δt es la duración del pulso láser.

El tiempo de vaciado entre cuadro y cuadro depende de la cámara que se utilice y el tiempo que permanece encendido el láser es lo que se debe de controlar con un disparador y sincronizarlo con el encendido de la cámara. Al controlar Δt se puede reducir el tiempo entre cuadro y cuadro, siempre considerando el tiempo de vaciado. También se puede utilizar una cámara rápida, aumentando el número de cuadros por segundo.

Referencias

- [1] C. Tam. Jet Noise: Since 1952. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Volume 10, Issue 1-4, pp. 393-405 (1998).
- [2] C. J. Chapman. High speed Flow. UK, Edit. Cambridge University Press, 2000.
- [3] K. Kundu & M. Cohen. Fluid Mechanics. Edit Academic Press second edition 2002.
- [4] M. White. Fluid Mechanics. McGrawHill fourth edition 1998.
- [5] M. A. Saad. Compressible Fluid Flow. Edit Prentice Hall second edition 1993.
- [6] W. Fox & T. McDonald. Introduction to fluid mechanics Edit JOHN WILEY & SONS, INC 2011.M.
- [7] E. Goldstein. Aeroacoustics. Edit McGraw-Hill 1976.
- [8] J. Hileman. & M. Samimy. On Turbulence Structures and the Acoustic Far-Field of a Mach 1.3 Jet. AIAA Journal, Vol. 39, No. 9, pp. 1716-1727, September 2001.
- [9] S. Settles. Schlieren and shadowgraph Technique. Visualizing Phenomena in Transparent Media. USA, Edit. Springer 1949.
- [10] J. Goldstein. Fluid Mechanics Measurements. USA, Edit. Taylor&Francis, 1996, pp. 451-502.
- [11] D. Porta. Estudio de interfaces en un flujo supersónico mediante shadowgraph (gráfica de sombras). Tesis en curso, Facultad de CienciasUNAM U.N.A.M. 2013
- [12] M. Salazar. Técnicas ópticas avanzadas aplicadas a dinámica de fluidos. Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias U.N.A.M. 2012.
- [13] C. Aguilar. Diseño y construcción de un sistema de difusión Rayleigh para estudiar fluctuaciones de densidad en gases transparentes. Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias U.N.A.M. 2003.
- [14] C. Azpeitia. Estudio experimental no intrusivo de las fluctuaciones de densidad dentro de un jet turbulento. Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias U.N.A.M. 2004.

[15] M Raffel, C. Willert & J. Kompenhans. Particle Image Velocimetry, a practical guide. USA, Edit. Springer, second edition 2007.

[16] F. Martínez. Medición de Campos de Velocidades utilizando Algoritmos de Velocimetría por Imágenes de Partículas. Tesis de licenciatura Facultad de Ciencias U.N.A.M. 2005.

[17] J. Westerweel. Digital Particle Image Velocimetry -Theory and Application. Delf University Press. Netherland 1993.

[18] C. E. Ascheron. Particle Image Velocimetry New Developments and Recent Applications. Edit Springer, 2008 pp. 442 - 463.

[19] J. Klapp. Fluid Dynamics in Physics, Engineering and Environmental Applications, Environmental Science and Engineering. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013 P.p. 523 – 525.

[20] BNC 575 Series Pulse Generator Operating Manual.

[21] DynamicStudio User's Guide. 2012. © by Dantec Dynamics.

[22] FlowManager software and Introduction to PIV Instrumentation. Software User's Guide. 2000 © by Dantec Dynamics.

[23] C. Echeverría. Effect Of Seeding Particles On The Shock Structure Of A Supersonic Jet. 65th Annual meeting of the Division of Fluid Dynamics Noviembre 2012.

[A] <http://www.dantecdynamics.com>

[B] <http://arxiv.org/abs/1210.2985>

[C] http://www.litronlasers.com/pdf%20files/LitronPIVProducts0109_1.pdf

[D] http://umdpiv.wikispaces.com/file/view/solo_piv_laser_manual.pdf

[E] <http://www.ni.com/pdf/manuals/372259a.pdf>

[F] <http://apsdfd2012.ucsd.edu/>

(Nota: Todas estas páginas estaban vigentes el 8 de marzo de 2013.)