



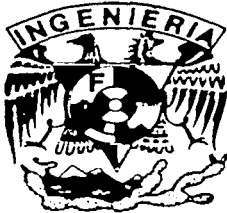
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE INGENIERIA DIVISION DE INGENIERIA MECANICA E INDUSTRIAL

CAMPO DE VELOCIDADES ALREDEDOR DE UNA ESFERA QUE CHOCA CONTRA UNA PARED PLANA.

T E S I S QUE PARA OBTENER EL TITULO DE: INGENIERO MECANICO PRESENTA: ANGEL RUIZ ANGULO

DIRECTOR DE TESIS: DR. ROBERTO ZENIT CAMACHO



MEXICO, D. F.

2002.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

CAMPO DE VELOCIDADES ALREDEDOR DE UNA ESFERA QUE CHOCA  
CONTRA UNA PARED PLANA.

ANGEL RUIZ ANGULO

TESIS PRESENTADA A LA DIVISIÓN DE INGENIERÍA MECÁNICA ES  
INDUSTRIAL  
DE LA  
FACULTAD DE INGENIERÍA  
DE LA  
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
COMO REQUISITO PARA OBTENER EL TÍTULO DE  
INGENIERO MECÁNICO

Director: Dr Roberto Zenit Camacho

2002

*hay hombres que luchan un día, y son buenos  
hay hombres que luchan un año, y son mejores  
hay hombres que luchan muchos años, y son muy buenos  
pero hay los que luchan toda la vida, y esos  
son los imprescindibles*

**Bertolt Brecht**

A mis padres

## AGRADECIMIENTOS

En primer lugar agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México, como la institución que me brindó la oportunidad de estudiar y llegar a concluir mis estudios exitosamente, de abrir mis horizontes tanto profesionales como culturales y de conocer gente muy valiosa.

Agradezco a mis padres y hermanas quienes jugaron un papel muy importante a lo largo de toda mi vida, juntos como Familia hemos llevado el nombre de la Universidad en alto. Gracias por todo el apoyo incondicional que me han dado a lo largo de mi carrera y sobre todo por el amor que me han brindado.

Agradezco a mi asesor de tesis Dr. Roberto Zenit por todo su apoyo y paciencia para realizar esta tesis y sobre todo que a parte de fungir como mi asesor de tesis ha sido un amigo. A mis profesores, ya que gracias a ellos tengo las herramientas necesarias para desempeñar mi profesión exitosamente, con un agradecimiento especial al Dr. Francisco Solorio que me enseñó todas las bases y el gusto por la mecánica de fluidos.

Agradezco a mis amigos de antaño que son han sido y serán elementos fundamentales tanto en mis logros como en mis fracasos; Carlos Palacios, Daniel Orozco e Ignacio Sam, que a pesar de que nuestros rumbos se separaron supimos conservar una buena amistad. Agradezco a Hazel Bond, Carlos Ramírez, Diego Arroyo, Joel Escalante y Víctor Corral, por la hermandad que logramos conformar y por tantos momentos de alegría que existieron y que existirán, gracias amigos.

A mis compañeros del laboratorio, que juntos hemos logrado hacer del laboratorio un poco más que un lugar de trabajo.

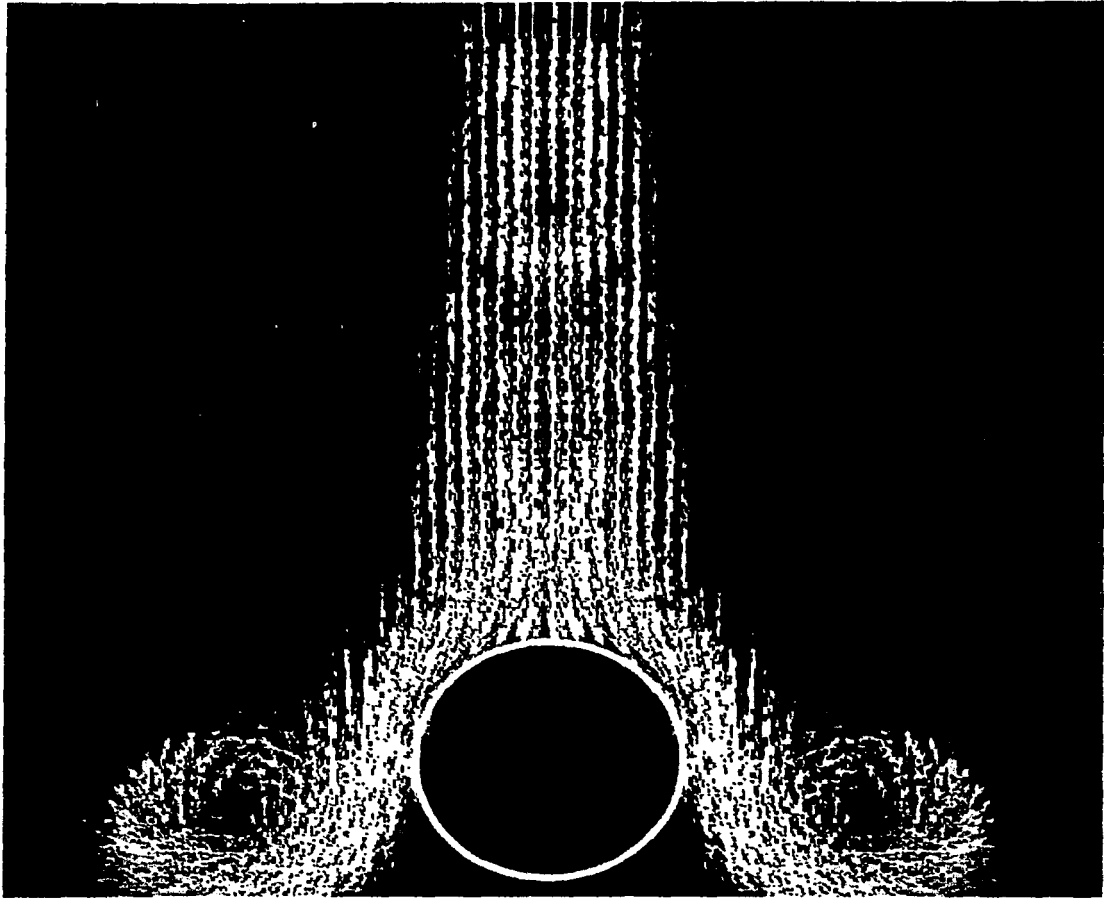
Un agradecimiento para todos los Doctores Baltasar Mena, Juan Hernández, Ramón Herrera, Guillermo Pulos, por todos sus consejos, orientaciones y el darse un tiempo para convivir conmigo.

Agradezco al Instituto de Investigaciones en Materiales y al programa de Becas PROBETEL, por su apoyo para llevar a cabo este trabajo.

## RESUMEN

Se estudió la evolución del flujo producido por la colisión de una esfera inmersa en un fluido viscosos, contra una pared plana. Utilizando la técnica de velocimetría PIV ("particle image velocimetry"), se obtuvieron mediciones del campo de velocidades alrededor de la esfera antes y después del contacto de la esfera con la pared. Para un experimento dado, la velocidad de translación de la esfera se mantuvo constante. El control de la velocidad se logró con un motor de corriente directa acoplado a un moto-reductor, controlando la velocidad con una fuente de poder de voltaje variable. Se utilizó un bloque de vidrio grueso de espesor como superficie de impacto para despreciar las pérdidas de energía por vibración. Estudiamos rangos de Reynolds y Stokes de  $100 < Re < 400$  y  $5 < St < 394$ , respectivamente.

Se encontró que, como resultado de la colisión, la estela viscosa asociada con la esfera se desprende de la parte posterior y se extiende radialmente sobre la pared. Así mismo, se encontró que la perturbación local sobre el fluido, cuantificada como agitación se incrementa proporcionalmente con el número de Reynolds. Dicha agitación se midió como función del tiempo y como función del número de Reynolds.



---

Flujo alrededor de una esfera 4.5[s] después de chocar contra una pared plana, representado por el mapa de vectores. Es un experimento realizado con una esfera de bronce de 1" de diámetro, con un  $Re = 350$  y  $St = 345$ .

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



<b>I. INTRODUCCIÓN</b>	
<b>1.1 Motivación</b>	<b>1</b>
<b>1.1.1 Reología de suspensiones</b>	<b>1</b>
<b>1.1.2 Coeficientes de transporte en flujos bifásicos</b>	<b>4</b>
<b>1.2 Definiciones y conceptos básicos</b>	<b>7</b>
<b>1.2.1 Fluidos Multifásicos</b>	<b>7</b>
<b>1.2.2 Interacción partícula-fluido</b>	<b>10</b>
<b>1.2.3 Interacción partícula-partícula</b>	<b>13</b>
<b>1.2.3.1 Interacción partícula-pared</b>	<b>14</b>
<b>1.2.3.2 Intercambio de Energía y Momentum en la pared</b>	<b>14</b>
<b>1.2.3.3 Fuerzas hidrodinámicas entre partículas</b>	<b>15</b>
<b>1.2.3.4 Parámetros adimensionales importantes</b>	<b>15</b>
<b>1.3 Flujo de una esfera que se acerca a una pared plana (Antecedentes)</b>	<b>16</b>
<b>II. DISEÑO EXPERIMENTAL</b>	
<b>2.1 Objetivo</b>	<b>21</b>
<b>2.2 Descripción del experimento</b>	<b>21</b>
<b>2.3 Descripción de los materiales</b>	<b>25</b>
<b>2.4 Curvas de velocidad</b>	<b>26</b>
<b>2.5 Técnica experimental</b>	<b>27</b>
<b>2.5.1 Principio del PIV</b>	<b>27</b>
<b>2.5.2 Equipo periférico</b>	<b>30</b>
<b>2.5.2.1 Cámara de CCD</b>	<b>30</b>
<b>2.5.2.2 Láser NEWWAVE SOLO PIV</b>	<b>31</b>
<b>2.5.2.3 Partículas trazadoras</b>	<b>33</b>
<b>III. RESULTADOS</b>	
<b>3.1 Descripción del flujo</b>	<b>34</b>
<b>3.2 Agitación</b>	<b>40</b>
<b>3.2.1 Repetitividad</b>	<b>43</b>
<b>3.2.2 Resultados de la Agitación</b>	<b>43</b>
<b>3.2.3 Agitación en forma adimensional</b>	<b>47</b>
<b>3.3 Expansión radial del vórtice</b>	<b>50</b>

**IV. CONCLUSIONES**

**55**

**V. REFERENCIAS**

**60**

**VI. APÉNDICE I**

**V. APÉNDICE II**

## **CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN**

### **1.1 Motivación**

El interés por el estudio de fluidos bifásicos particulados proviene de aplicaciones industriales y procesos naturales tales como: lechos fluidizados, transporte neumático, procesos de filtrado, erosión, formaciones de dunas y deslaves y avalanchas. En muchos casos, las colisiones entre partículas y la interacción entre las partículas-paredes afecta las propiedades de la mezcla.

La mecánica de colisiones ha sido estudiada exhaustivamente pero en la mayoría de los casos se han tratado sólo colisiones secas, es decir para el caso en que el medio intersticial no afecta el mecanismo de la colisión, como por ejemplo el aire.

Por el contrario, la mecánica de colisiones sumergidas no ha sido comprendida completamente. Profundizar en investigaciones previas y aportar nuevas descripciones del fenómeno son los objetivos principales de esta investigación.

#### **1.1.1 Reología de Suspensiones**

Las colisiones entre partículas y pared-partícula son la causa de la existencia de dos regímenes característicos en las suspensiones. Bagnold (1954) realizó un experimento para investigar la reología de suspensiones dispersas. El experimento consistía en: un reómetro de cilindros concéntricos. Uno de los cilindros, el exterior giraba, mientras que el cilindro interior permanecía fijo, y permitiendo medir el torque. El espacio que existía entre los cilindros (sección anular), contenía un líquido con partículas. Dicha suspensión estaba sometida a un flujo “cortante simple”.

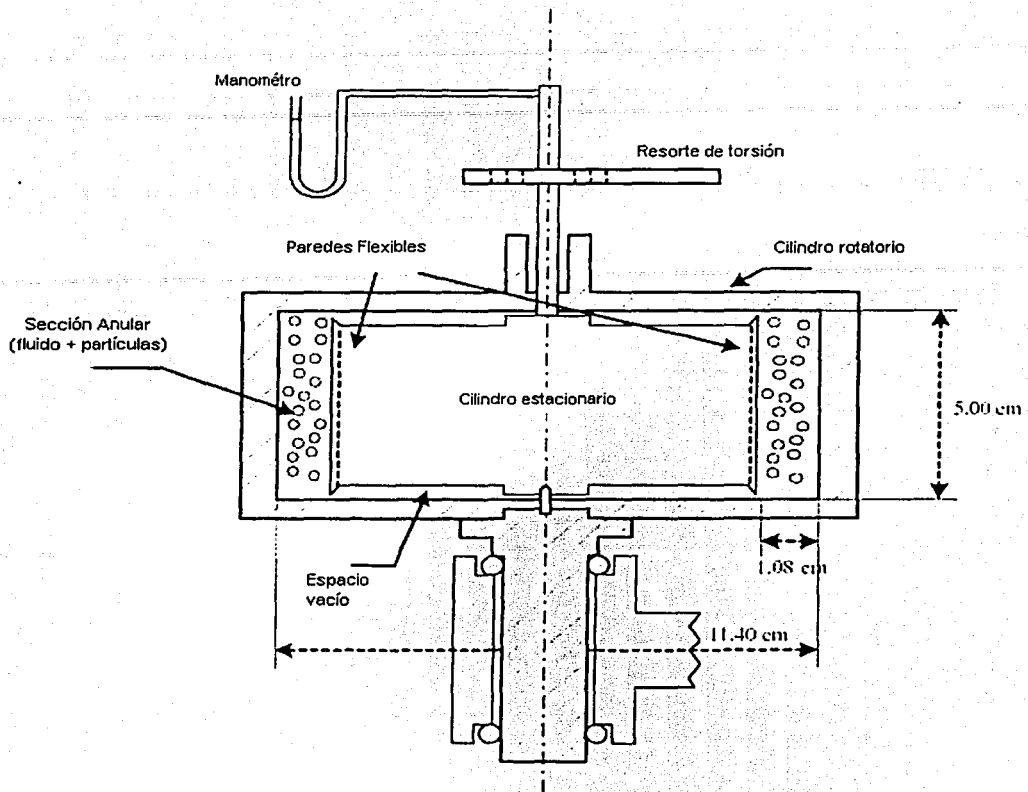


Figura 1.1.1 Arreglo experimental utilizado por Bagnold (1954) para medir esfuerzos cortantes y normales en una suspensión sometida a un flujo cortante simple (Hunt et. al 2001).

Con este experimento Bagnold encontró dos regímenes de comportamiento: para pequeñas rapidezces de deformación o líquidos viscosos, el comportamiento es como en los fluidos newtonianos, con una viscosidad corregida. En este régimen “macro-viscoso”, los esfuerzos normales y cortantes son linealmente proporcionales a la viscosidad dinámica del fluido ( $\mu$ ), la rapidez de deformación ( $\dot{\gamma}$ ), y a una función de la fracción sólida ( $\Phi$ ). Los esfuerzos varían con la concentración de los sólidos con  $\lambda^{3/2}$ , donde  $\lambda$  es la “concentración lineal”. Lambda está definida como:

$$\lambda = \frac{1}{\left[ \left( \frac{\Phi_0}{\Phi} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right]}$$

donde  $\Phi_0$ , es la concentración máxima. De este modo los esfuerzos normales y cortantes varían con  $\lambda^{3/2}\mu\gamma$ .

Para rapidezces de deformación mayores o líquidos con bajas viscosidades, la suspensión se comporta bajo un segundo régimen: inercia granular (*grain-inertia regimen*), donde los esfuerzos son independientes de la viscosidad del fluido y son dependientes del cuadrado de la rapidez de deformación y del cuadrado de la función de concentración lineal ( $\lambda$ ):  $\rho d^2 \lambda^2 \gamma^2$ , donde  $\rho$  es la densidad y  $d$  es el diámetro de la partícula. Bagnold, definió un parámetro adimensional  $N$ , para identificar estos dos regímenes.

$$N = \frac{\rho d^2 \lambda^2 \gamma^2}{\mu \gamma \lambda^{\frac{2}{3}}} = \frac{\rho d^2 \lambda^{\frac{1}{2}} \gamma}{\mu}$$

Bagnold, encontró que para valores de  $N < 40$  la suspensión se encuentra en un régimen macro-viscoso. Para  $N > 450$  el régimen de inercia granular predomina. El fenómeno que dicta esta transición está relacionado con la aparición de colisiones entre partículas.

Para comprender la naturaleza de la transición entre comportamiento de este tipo de flujos multifásicos particulados, se requiere estudiar las interacciones que hay entre partícula-partícula y partícula-pared. Un estudio a escala "partícula" del fenómeno es necesario para modelar y comprender los sistemas de un modo general.

### 1.1.2 Coeficientes de transporte en flujos bifásicos

Otra motivación importante para estudiar colisiones sumergidas es explicar la naturaleza de los altos coeficientes de transporte en flujos bifásicos.

La presencia de partículas sólidas en los lechos fluidizados, incrementa significativamente el coeficiente de transferencia de calor con respecto al de los flujos monofásicos (Figura 1.1.2). Haid *et al* (1994), estudiaron la transferencia de calor en un lecho fluidizado.

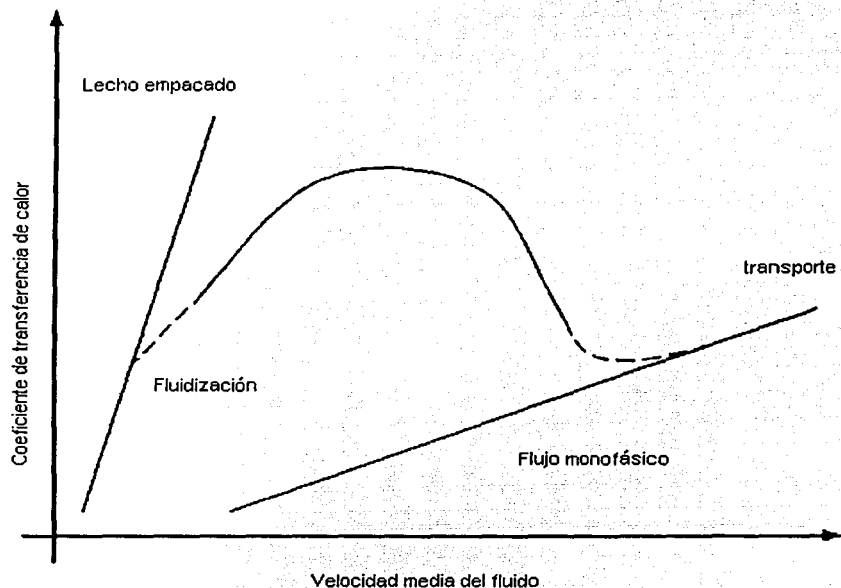


Figura 1.1.2: Coeficiente de transferencia de calor para un lecho empacado, lecho fluidizado y un flujo monofásico, como función de la velocidad. (Haid *et al*, 1994).

La velocidad causa un incremento en la transferencia de calor hasta un punto máximo donde comienza a disminuir. El diámetro y la forma de las partículas también son factores en la transferencia de calor. Las propiedades térmicas de la partícula, (capacidad térmica conductiva) no son un parámetro significativo, de hecho el incremento en la transferencia de calor debido al material es muy pequeño (Wasmund and Smith, 1967). El cambio en la viscosidad del fluido sí es un parámetro considerable: a medida que la viscosidad se incrementa, la transferencia de calor disminuye. Por otro lado, cuando la concentración de

partículas sólidas en el lecho incrementa, también lo hace el coeficiente de transferencia de calor hasta que llega a una concentración máxima a partir de la cual existe un descenso en la transferencia de calor.

La interacción de las partículas con las paredes en lechos fluidizados, (Zevenhoven, et. al,1999) posee una considerable participación, en la particular aplicación de reactores de combustión, dado que la aportación en la transferencia de calor únicamente en las regiones cercanas a las paredes puede llegar a ser cercana al 20%.

Del mismo modo se han realizado estudios para cuantificar el incremento en la transferencia de calor debido al impacto de las partículas (Sun and Chen, 1995). El proceso físico de la transferencia de calor debida a un mecanismo de colisión entre una partícula y una pared es:

- Conducción entre el gas con las partículas en movimiento y la superficie.
- Convección inducida al gas (laminar o turbulenta) debida al movimiento relativo entre el gas y las partículas.
- Conducción debida al contacto entre las partículas y la pared durante el impacto.
- Radiación entre las partículas y la superficie.

Los mecanismos más significativos en el incremento de la transferencia de calor debido a las colisiones, son los dos primeros.

Las colisiones entre partículas y pared-partícula ocasionan que el fluido se agite y las propiedades de transporte se vean modificadas, al respecto, se han realizado estudios de lechos fluidizados. Aún con algunos inconvenientes debidos al inherente transporte de masa (Soo,1990), el contacto de las partículas con las paredes si bien incrementa el coeficiente convectivo de transferencia de calor, también daña las paredes a causa de la corrosión.

La interacción de las partículas con la pared no es el único factor que determina un incremento considerable en transferencia de calor. También existe la aportación debida a la agitación del fluido y la formación de estructuras características tales como anillos de vorticidad. A este respecto se han realizado estudios (Reulet 1998) que muestran la

caracterización de la transferencia de calor en un vórtice que interactúa con una pared. El experimento comprueba que la capa límite térmica de una placa plana ve disminuido su coeficiente convectivo de transferencia de calor.

La mayoría de los autores en distintos artículos concuerdan con que existe una falta de profundización en el tema “interacción partícula-pared”. El objetivo de esta tesis es realizar un estudio experimental para determinar la agitación que produce la colisión de una partícula sólida en un fluido viscoso contra una pared plana.



## 1.2 Definiciones y conceptos básicos

### 1.2.1 Fluidos Multifásicos

Un fluido multifásico, es aquel que tiene dos o más fases presentes. Los fluidos multifásicos, pueden dividirse en cuatro categorías:

*gas-líquido, gas-sólido, líquido-sólido y flujos tri-fásicos.*

Gas-Líquido	Flujo de burbujas Flujos separados Flujos de gas-gotas
Gas-Sólido	Flujos de gas-partículas Transporte neumático Lechos fluidizados.
Líquido-Sólido	Suspensiones Transporte hidráulico Transporte de sedimentos
Flujos tri-fásicos (polifásicos)	Burbujas en un flujo en suspensión Gotas / partículas en flujos gaseosos.

Tabla 1.2.1.1 Categorías y ejemplos de fluidos multifásicos.

Un flujo de *gas-líquido* puede presentar distintas configuraciones; por ejemplo, el movimiento de las burbujas dentro de un líquido (Figura 1.2.1.1), donde el líquido es la fase continua y las burbujas representan la fase dispersa. Por otro lado el movimiento de gotas de líquido en un gas, donde las fases continua y dispersa se presentan a la inversa. Así mismo, un flujo separado en el cual el líquido se mueve a lo largo del fondo de una tubería y el gas por encima de esta fase, pertenece a la categoría de *gas-líquido* con la variante de que ambas fases se consideran continuas.

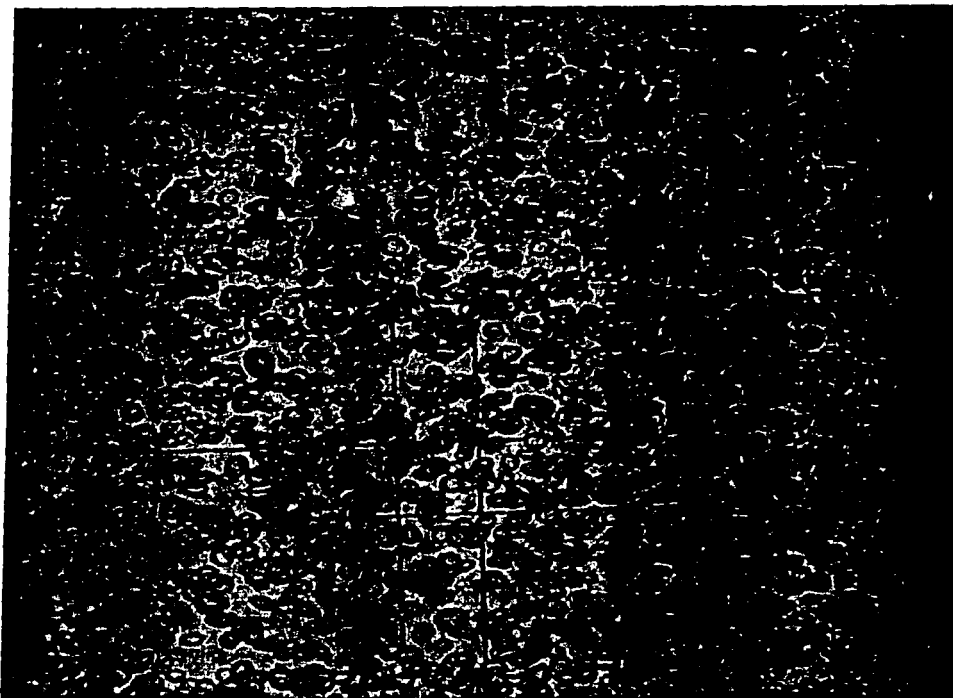


Figura 1.2.1.1: Ejemplo de flujo *gas-liquido*. Solución de agua y sulfato de magnesio con burbujas de nitrógeno (Martínez 2002).

El flujo de un gas con partículas sólidas suspendidas, es un ejemplo de un flujo *gas-sólido*. Esta categoría incluye tanto transporte neumático como lechos fluidizados. Los *flujos granulares* pueden también pueden incluirse en esta categoría (Figura 1.2.1.1). En general, las interacciones partícula-partícula y partícula-pared son mucho más importantes que las fuerzas debidas al gas intersticial. Si las partículas no tienen movimiento, el problema se reduce a flujo a través de un medio poroso en el que la fuerza viscosa caracteriza al flujo.

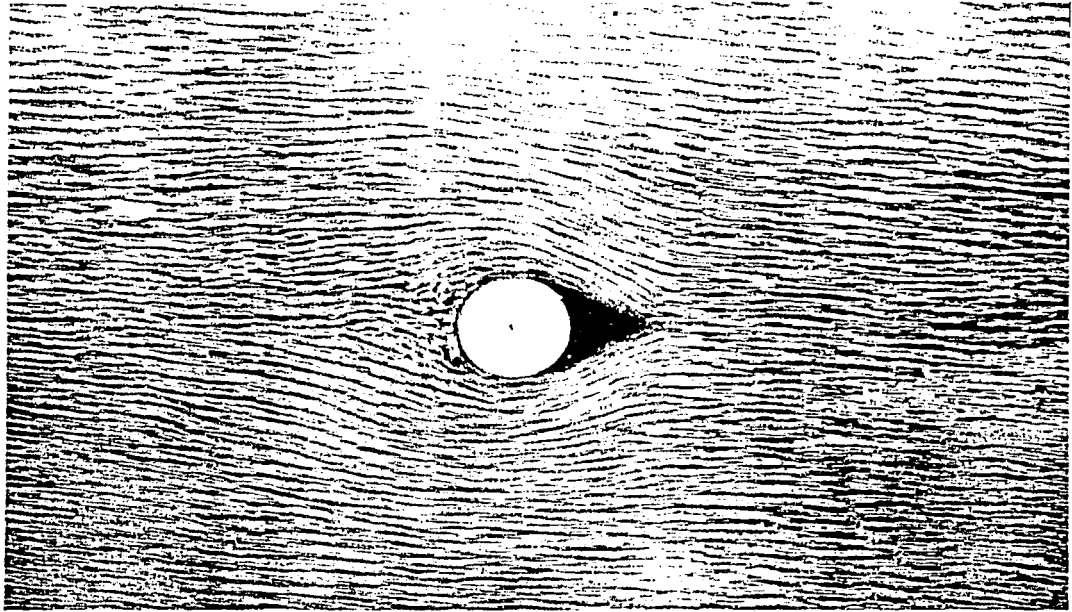


Figura 1.2.1.2 Ejemplo de flujo *gas-sólido*. Flujo granular denso alrededor de un cilindro (Chehata, et. al 2002).

Un flujo de *líquido-sólido* se caracteriza por tener al sólido como la fase dispersa y al líquido como la parte continua. Los flujos en suspensión cubren una amplia gama de aplicaciones, tanto en el transporte de minerales como depósitos en lodos. Este tipo de fluidos son de gran interés para la ingeniería.

Existe otra clasificación de los flujos multifásicos, estos pueden ser *dispersos* o *continuos*. Los *flujos multifásicos dispersos*, son aquellos donde es clara la presencia de la fase dispersa, la cuál está confinada en un medio, que comúnmente se conoce como fase continua. Por definición, si el paso de la fase dispersa a la continua es intermitente, es decir primero existe la dispersa, luego la continua y así sucesivamente, se denomina flujo disperso (burbujas inmersas en un líquido o gotas de agua en un medio gaseoso), por el contrario, si el paso entre las dos fases es posible sin necesidad de invadir el espacio de alguna de las otras, se considera un flujo *multifásico continuo* (flujo gas-líquido tipo anular).

### 1.2.2 Interacción partícula-fluido

Las interacciones entre partícula-fluido se refieren al intercambio en las propiedades entre las fases. Algunas de las fuerzas que interactúan entre el fluido y la partícula son:

#### Fuerzas estacionarias de arrastre

La fuerza de arrastre en “estado estacionario” actúa sobre una partícula como un campo de presión uniforme, cuando no existe aceleración presente en la velocidad relativa entre la partícula y el fluido circundante. La fuerza de arrastre es cuantificada por el coeficiente de arrastre:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho_c C_D A |u - v| (u - v)$$

donde,  $\rho_c$  es la densidad de la fase continua,  $C_D$  es el coeficiente de arrastre,  $A$  es el área proyectada en la dirección de la velocidad relativa,  $u$  y  $v$  son las velocidades de la fase continua y dispersa respectivamente. En general, el coeficiente de arrastre depende de la forma de la partícula y su orientación respecto al flujo, tanto como de los parámetros del fluido como el número de Reynolds, el número de Mach y el nivel de turbulencia.

#### *Gradientes de presión y fuerzas de flotación*

El efecto local de los gradientes de presión produce un incremento en la fuerza que actúa en dirección del gradiente de presión. Esta fuerza está dada por:

$$F_p = \int_{cs} -p n dS$$

Aplicando el teorema de la divergencia y asumiendo que el gradiente de presión es constante sobre todo el volumen de la partícula, se tiene:

$$F_p = -\nabla p V_d$$

donde  $V_d$ , es el volumen de la partícula. El gradiente de presión producido por la presión hidrostática es:

$$\nabla p = -\rho_c g \vec{e}_z$$

z está , en la dirección opuesta a la aceleración de la gravedad. La fuerza correspondiente es:

$$F_p = \rho_c g V_d$$

De este modo se establece que la fuerza es igual al peso del fluido desplazado. Este principio es mejor conocido como el principio de Arquímedes.

### **Fuerzas en estado no estacionario**

Estas fuerzas están relacionadas con la aceleración de la velocidad relativa. Pueden dividirse en dos clases: el efecto de la *masa agregada* y la *fuerza de Basset*. El efecto de la masa agregada se relaciona con la fuerza requerida para acelerar el flujo circundante. El término de Basset esta relacionado con la fuerza debida al desarrollo de la capa limite durante el cambio de la velocidad relativa.

#### *Efecto de la masa agregada o aparente*

Cuando un cuerpo es acelerado a través de un fluido, existe una aceleración correspondiente al fluido que esta a expensas de la acción del cuerpo. Esta acción adicional se relaciona con el efecto de la masa agregada.

La fuerza relacionada con la masa agregada tiene la siguiente expresión:

$$F_{vm} = \frac{M_f}{2} \frac{dU}{dt}$$

donde  $M_f$  es la masa del fluido desplazado por la partícula y  $dU/dt$  la aceleración del fluido acarreado. Esta fuerza  $F_{vm}$  es la fuerza de la partícula sobre el fluido, por lo que tiene dirección contraria a la fuerza de arrastre. Se denomina fuerza de masa aparente, porque es equivalente a agregar cierta masa a la partícula manteniendo la velocidad relativa constante.

#### *Fuerza de Basset*

La fuerza debida a una masa virtual se manifiesta como un arrastre debido a la aceleración. Ésta representa el tiempo que tarda la capa limite en desarrollarse en función del cambio de la velocidad relativa con respecto al tiempo. En algunas ocasiones se denomina término de historia. La naturaleza "histórica" de la fuerza de Basset proviene de la historia de la aceleración desde un tiempo inicial hasta un tiempo final. Este término es despreciable para partículas cuya densidad es muy parecida a la del fluido, es decir que casi tienen flotación neutra.

La expresión encontrada por Basset para esta fuerza es:

$$F_{Basset} = \frac{3}{2} D^2 \sqrt{\pi \rho_c \mu_c} \int_0^t \frac{\dot{u} - v}{\sqrt{t-t'}} dt'$$

### Efectos en la Turbulencia

La presencia de partículas en un flujo turbulento produce un incremento o una atenuación de la intensidad de la turbulencia, dependiendo del tamaño de las partículas. Gore y Crowe (1989) y Hetsroni (1989), sugieren criterios en el incremento y la disminución de la turbulencia. Uno de ellos está basado en la relación de escala  $D/L_e$ , donde  $D$ , es el diámetro de la partícula y  $L_e$  es la longitud característica de los remolinos ("eddies") con mayor energía turbulenta (Figura 1.2.2.1). Se observa que la intensidad de la turbulencia se atenúa para  $D/L_e < 0.1$ , mientras que el nivel de turbulencia se incrementa para relaciones de escala mayores.

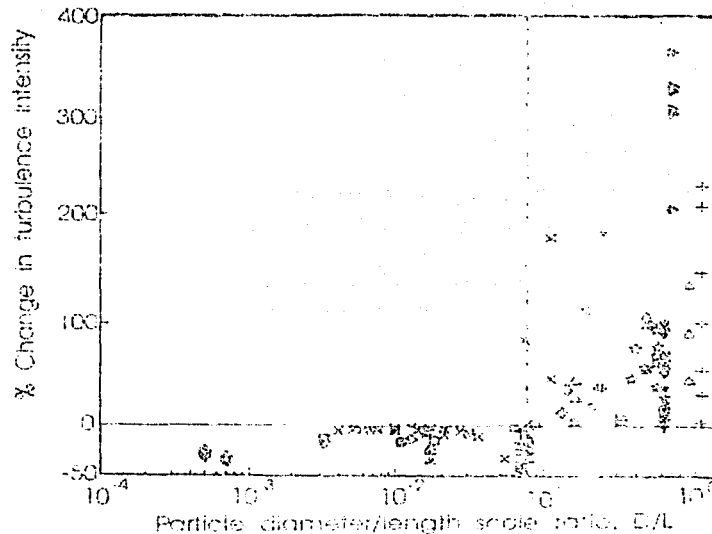


Figura 1.2.2.1: Cambio en la intensidad de la turbulencia debido a la presencia de la fase dispersa (Crowe 1989).

Hetsroni (1989), en cambio, sugiere que el número de Reynolds de la partícula es un parámetro más crítico para caracterizar este fenómeno. El modelo propone que las

partículas con un Reynolds bajo, tienden a disminuir la turbulencia del fluido y por el contrario, a Reynolds elevados la turbulencia del fluido tiende a incrementarse.

La presencia de las partículas afecta la turbulencia de la fase continua en muchas formas (Crowe, 1993):

- El desplazamiento del flujo alrededor de un elemento en fase dispersa,
- La generación de estelas detrás de las partículas,
- La disipación de la transferencia de energía de turbulencia turbulenta, debida al movimiento de la fase dispersa.
- La modificación de los gradientes de velocidad en el campo de velocidades del flujo (fase continua) transportador, traducido como un cambio en la generación de turbulencia.
- La influencia en la disipación de la turbulencia debida a la adición de partículas de distintas escalas.
- La perturbación en el flujo debida a la interacción entre partículas.

### **1.2.3 Interacción partícula-partícula**

El efecto de las colisiones entre partículas es despreciable en el caso de flujos diluidos de *gas-partícula*. Cuando la concentración de partículas se incrementa, este efecto tiene que considerarse. Las partículas chocan unas con otras y la pérdida de energía cinética debida a estas colisiones es importante. Para comprender el macro-fenómeno de las colisiones, se realizan estudios en colisiones de dos partículas y sus efectos se superponen para obtener el efecto en las colisiones múltiples. Al igual que la interacción entre partícula-pared, existen dos formas de modelar el problema de las colisiones; el modelo de la esfera rígida y el de la esfera suave.

### 1.2.3.1 Interacción partícula-pared

La interacción partícula-pared puede ser considerada dentro de dos categorías: fuerzas hidrodinámicas debidas a la aproximación de la partícula con la pared o únicamente la interacción mecánica debida a la ausencia de fluido. Un ejemplo de la interacción hidrodinámica, es la fuerza de sustentación de Saffman, debida a los gradientes de velocidad cerca de la pared. Otro ejemplo de la interacción con la pared es la fuerza del fluido actuando sobre la partícula, cuando ésta se aproxima a la pared. Esta interacción puede llegar a evitar los contactos con las paredes. La velocidad posterior a la colisión es afectada en cierto modo por dicha interacción. La interacción hidrodinámica puede ser despreciada si la fuerza inercial de la partícula es tan grande que la colisión ocurre en un pequeño lapso de tiempo comparado con el tiempo de relajación hidrodinámico de la partícula.

El estudio del comportamiento mecánico asociado con la interacción partícula-pared, depende de la inercia de la partícula. Cuando una partícula “masiva” choca con una pared, rebota, pero pierde energía cinética debido a la fricción y los efectos inelásticos. Por el contrario, para partículas muy pequeñas las fuerzas moleculares son más importantes que las inerciales.

### 1.2.3.2 Intercambio de Energía y Momentum en la pared

Existen dos modelos principales para el estudio de las colisiones entre partícula-pared y partícula-partícula: el modelo de la *esfera rígida* y el de la *esfera suave*. El modelo de la *esfera rígida* está basado en la forma integral de las ecuaciones de movimiento (ecuaciones de Impulso), además de que los efectos previos y posteriores a la colisión son traducidos en el coeficiente de restitución (la deformación de la partícula no aparece de modo explícito). El modelo de la *esfera suave*, busca obtener tanto una relación para las velocidades previas y posteriores a la colisión, como el movimiento instantáneo durante todo el proceso de colisión.



Para el caso de *esfera rígida*, se toman las siguientes consideraciones:

1. La deformación de la partícula es despreciable durante el proceso de la colisión, lo cual implica que el centro de masa de la partícula y el punto de contacto es siempre igual a un radio de distancia.
2. La ley de fricción de Coulumb, se aplica en partículas que deslizan sobre la pared.
3. Una vez que la partícula culmina su deslizamiento, no existe deslizamiento adicional.

En general el proceso de la colisión se divide en dos etapas: cuando el material es comprimido y cuando la fuerza de compresión desaparece, estas etapas comúnmente llamadas período de compresión y de relajación respectivamente.

En cuanto al modelo de la *esfera suave*, cuando dos partículas chocan, se considera que estas se deforman. Esta deformación se traduce en un traslape entre las partículas, con una distancia  $\delta$  entre ellas (Figura 1.2.3.1). Entre más grande es la separación, mayor será la fuerza de repulsión.

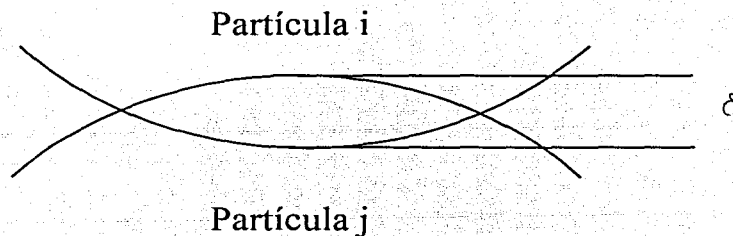


Figura 1.2.3.1 : Traslape entre dos partículas en contacto.

En el transcurso de esta interacción, existe una pérdida de energía cinética; cuando dos partículas deslizan bajo el efecto de una fuerza normal, el resultado es una fuerza de fricción. Considerando estas fuerzas, el *modelo de la esfera suave* se compone de elementos mecánicos tales como: un resorte, un amortiguador y un actuador de fricción. El

resorte emula la fuerza de deformación, el amortiguador el efecto de restitución y el actuador de fricción la fuerza debida a la fricción. Estas consideraciones se pueden extrapolar para el caso de una partícula y una pared, considerando a la pared como una partícula con un radio muy grande.

### 1.2.3.3 Fuerzas hidrodinámicas entre partículas

Cuando dos esferas se aproximan mutuamente, en tanto la distancia que las separa se reduce, la presión del fluido entre ellas se incrementa al tratar de expulsarlo, lo cual resulta en una fuerza que impide el contacto. Esta fuerza se puede deducir teóricamente de las ecuaciones de movimiento del fluido haciendo uso de las aproximaciones de la teoría de lubricación para flujos de arrastre (*creeping flow*, Crowe 1997).

### 1.2.4 Parámetros adimensionales importantes

#### *Número de Reynolds*

El número más importante en mecánica de fluidos es también usado como parámetro en los fluidos multifásicos. El número de Reynolds representa la razón entre los esfuerzos inerciales y los esfuerzos viscosos. Se define como:

$$Re = \frac{UD}{\nu}$$

donde U es la velocidad de la partícula,  $\nu$  es la viscosidad cinemática del fluido. U es una velocidad característica, que para el caso de una partícula en movimiento corresponde a la velocidad de ésta relativa al fluido. D es una longitud característica representada en el caso de una esfera por su diámetro.

#### *Número de Stokes*

El *número de Stokes* es un parámetro muy importante en flujos de *fluido-partícula*. El número de Stokes relacionado con la velocidad de la partícula se define como: la relación que hay entre la inercia de la partícula y las fuerzas viscosas. Se define como:

$$St = \frac{\rho_p UD}{9\mu},$$

donde  $\rho_p$  es la densidad de la partícula,  $D$  es el diámetro de la partícula y  $\mu$  es la viscosidad dinámica del fluido.

### 1.3 Flujo de una esfera que se acerca a una pared plana

#### Antecedentes

En esta sección se presenta una revisión bibliográfica de los estudios previos sobre la interacción de partículas sólidas con paredes.

Sang Wang Lee *et al.* (2001) realizaron un estudio teórico-experimental para investigar la interacción entre una esfera y una pared plana. El estudio no se enfoca en la colisión de la esfera con la pared, sino en la interacción hidrodinámica que produce una pared alejándose y aproximándose una distancia intersticial muy pequeña. Se estudia el movimiento oscilatorio con una frecuencia determinada utilizando teoría de lubricación. El experimento fue realizado con fluidos newtonianos y no-newtonianos y su finalidad fue observar los esfuerzos cortantes que se producen al someter el experimento a distintas velocidades de deformación.

La fuerza que produce una partícula al aproximarse a una pared, así como los gradientes de presión han sido estudiados tanto numérica como experimentalmente por Harada *et al.* (2000). Ellos encontraron que la transferencia de momentum en el intersticio (el fluido removido por la presencia de la partícula) es dominada por la difusión viscosa normal a la pared. Algunos inconvenientes se encontraron al modelar este fenómeno, ya que se supuso una velocidad de la partícula constante, lo cual no corresponde a lo que se ha observado experimentalmente.

Las colisiones de partículas sumergidas presentan grandes diferencias con respecto a aquellas en las cuales el fluido intersticial es despreciable. Existen estudios preliminares que predicen un decremento en la velocidad de la partícula cuando ésta se aproxima a la pared, (Zenit 1999). Este efecto no se presenta hasta que la distancia entre la partícula y la

pared es menor a un diámetro. Dicha desaceleración sucede cuando la partícula está sumergida en algún líquido y el efecto de arrastre viscoso domina cuando la partícula se aproxima a la pared.

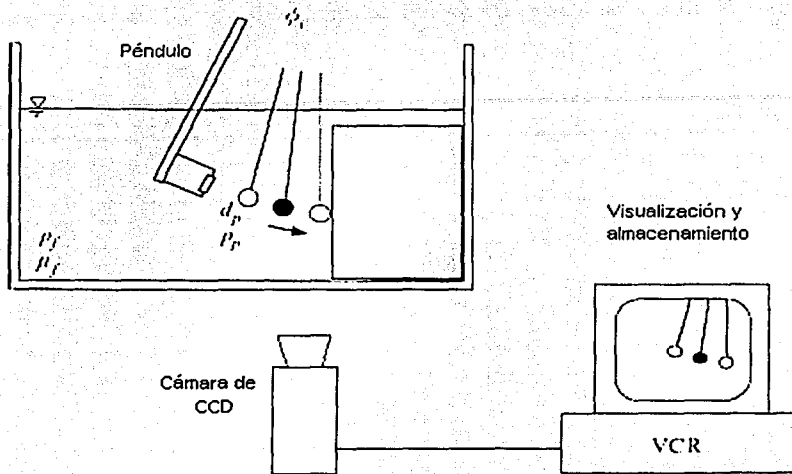


Figura 1.3.1 : Arreglo experimental realizado por Joseph et al. (2001); por medio de un péndulo se deja caer una esfera de modo que choque contra una pared plana y medir así las velocidades de impacto y de rebote.

El comportamiento del coeficiente de restitución puede utilizarse para caracterizar el efecto del fluido intersticial en una colisión sumergida (Joseph 2001). La definición del coeficiente de restitución es:

$$e = -\frac{u_r}{u_i}$$

donde  $u_i$  es la velocidad de impacto y  $u_r$  es la velocidad de rebote por Joseph et al (2001).

Los datos obtenidos de este trabajo mostraron que el coeficiente de restitución se incrementa con el número de Stokes basado en la velocidad de impacto. Por el contrario,

para números de Stokes debajo de un cierto valor crítico, se encontró que las partículas no rebotan ( $e=0$ ).

Como consecuencia de la colisión, la estela detrás de la esfera, se desprende y continua su desplazamiento hacia la pared, adoptando la forma de un anillo de vorticidad, por lo que el problema se podría estudiar como el choque de un vórtice con una pared. Sólo se ha encontrado un trabajo realizado que mencione dicho fenómeno. Eames y Dalziel (2000), realizaron el estudio de la resuspensión de polvos provocada por el impacto de una esfera. Dicho trabajo tiene como finalidad el estudio de la resuspensión, pero en un apartado del artículo se hace una descripción del flujo alrededor de una esfera que se mueve hacia una pared. El experimento consiste en hacer descender una esfera a una velocidad constante hacia una pared plana una distancia entre  $10a$  y  $20a$  ( $a = D/2 =$  radio de la esfera). El rango de velocidades se determina por el número de Reynolds,  $Re$ , en un rango de 300 a 3500. Dentro de este rango de velocidades la estela que se forma detrás de la esfera es considerada no estacionaria (estudios previos han mostrado que la estela es estacionaria para  $Re < 130$  y para un rango de  $130 < Re < 400$  la estela es no estacionaria, pero aún es estable, en el rango de  $Re > 400$ , la estela es inestable, y comienza el desprendimiento de vórtices). El desarrollo del flujo durante el proceso de colisión es el siguiente: la esfera tiene una estela propia, la cual viaja detrás de ella; en el momento del impacto, la estela continua moviéndose debido a la inercia propia, y desciende sobre la superficie de la esfera. Dos estructuras resultan del impacto; una de ellas es un vórtice pequeño con sentido inverso al formado por la estela; la segunda estructura es el vórtice formado por la estela, que se extiende de forma radial una distancia entre  $1.0a$  y  $2.2a$  desde el centro de la esfera. Así mismo se menciona que experimentos adicionales indican que aún cuando el flujo inicial es 3D y turbulento, la propagación final del vórtice de la estela es una distancia finita y que la intensidad del vórtice decae eventualmente debida a la disipación viscosa. (Figura 1.3.1)

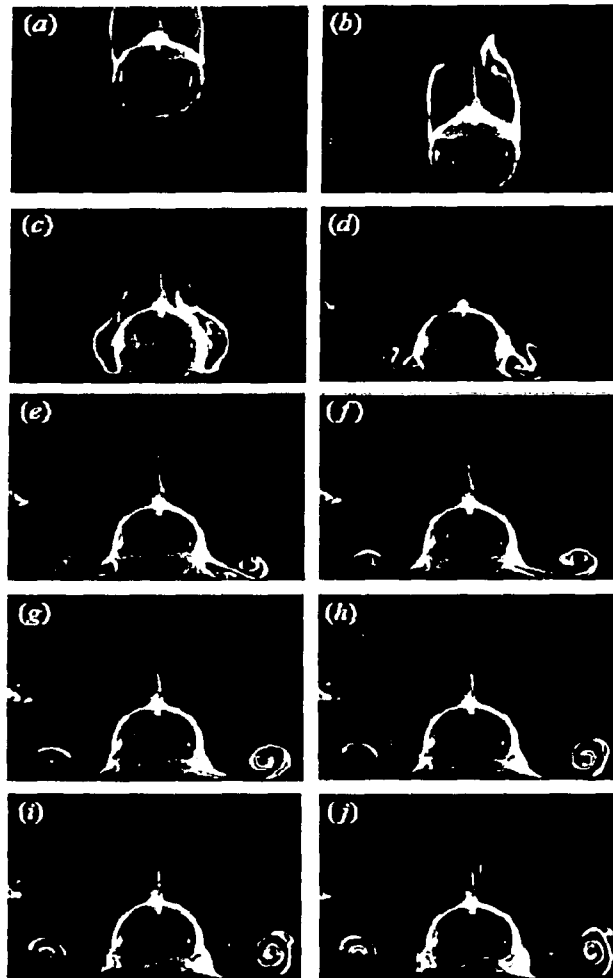


Figura 1.3.1. Visualización del flujo alrededor de una esfera que choca con una pared plana (tiempo entre imágenes  $2a/U$ ). I. Eames and S. B. Dalziel (2000).

Los estudios realizados por Mammetti *et al* (1999) muestran que la inestabilidad de la extensión radial de un vórtice que choca con una pared es debida a la velocidad azimutal de las líneas de vorticidad, dicha velocidad presenta inestabilidades para números de  $Re > 440$ . Esto está en concordancia con los resultados de Eames y Dalziel (2000).

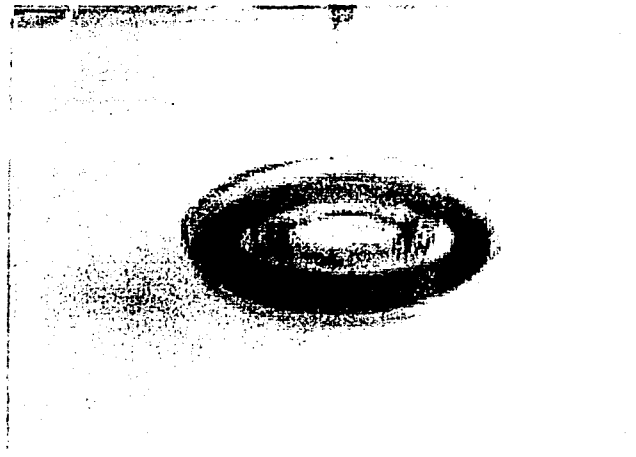


Figura 1.3.3 Vista de una colisión a  $Re = 600$ , (Mammetti *et al.* 1999).

La dinámica de las colisiones de anillos de vorticidad con paredes está regida fuertemente por el  $Re$ . Para  $Re < 350$  no existe generación de un vórtice secundario. Para  $Re$  mayores, por el contrario, se separa la capa límite y se genera un vórtice secundario. Cuando el vórtice se aproxima a una pared plana (en un fluido estacionario) induce un flujo radial, que aunado a la condición de no deslizamiento, produce una capa límite de sentido contrario al vórtice. Al mismo tiempo el anillo incrementa su radio toroidal, mientras se aproxima a la pared. La separación radial del anillo es acompañada de un encogimiento de su núcleo ("core") para conservar su volumen con un incremento en la vorticidad. El flujo radial genera un gradiente de presión inverso, responsable de la separación de la capa límite.

La hipótesis de esta tesis es que como resultado del choque de una esfera en contra de una pared plana se produce una agitación característica en el fluido. El objetivo de esta tesis es obtener una medición cuantitativa de esta agitación. Consideramos que con base en esto se podría explicar el fenómeno del incremento en el coeficiente de transferencia de calor en un flujo bifásico.

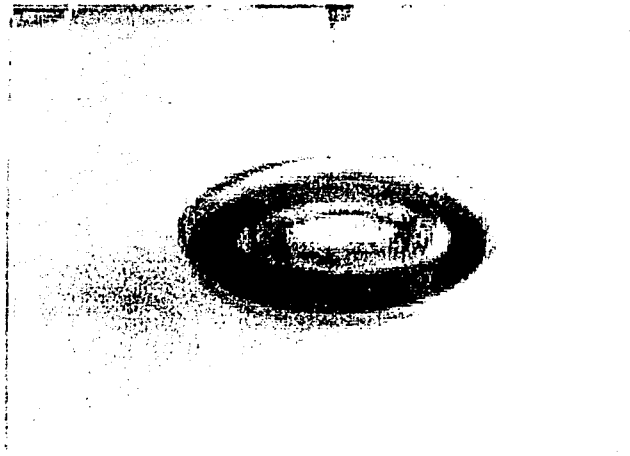


Figura 1.3.3 Vista de una colisión a  $Re = 600$ , (Mammetti *et al.* 1999).

La dinámica de las colisiones de anillos de vorticidad con paredes está regida fuertemente por el  $Re$ . Para  $Re < 350$  no existe generación de un vórtice secundario. Para  $Re$  mayores, por el contrario, se separa la capa límite y se genera un vórtice secundario. Cuando el vórtice se aproxima a una pared plana (en un fluido estacionario) induce un flujo radial, que aunado a la condición de no deslizamiento, produce una capa límite de sentido contrario al vórtice. Al mismo tiempo el anillo incrementa su radio toroidal, mientras se aproxima a la pared. La separación radial del anillo es acompañada de un encogimiento de su núcleo ("core") para conservar su volumen con un incremento en la vorticidad. El flujo radial genera un gradiente de presión inverso, responsable de la separación de la capa límite.

La hipótesis de esta tesis es que como resultado del choque de una esfera en contra de una pared plana se produce una agitación característica en el fluido. El objetivo de esta tesis es obtener una medición cuantitativa de esta agitación. Consideramos que con base en esto se podría explicar el fenómeno del incremento en el coeficiente de transferencia de calor en un flujo bifásico.



## CAPÍTULO 2

### DISEÑO EXPERIMENTAL

#### 2.1 Objetivo

El objetivo de esta investigación es medir el campo de velocidades alrededor de una esfera que colisiona contra una pared plana. Para lograr esto, es necesario hacer bajar una esfera a velocidad constante dentro de un recipiente con un fluido viscoso en su interior y observar el choque contra una pared horizontal. El rango de números de Reynolds de interés es  $100 < Re < 500$ , con el fin de permanecer dentro del rango (previamente estudiado por Mammetti *et al* 1999 y Eames & Dalziel, 2000) en el cual el flujo es estable.

#### 2.2 Descripción del experimento

Se utilizó un recipiente de vidrio (Figura 2.2.1), donde se confinó un líquido viscoso (agua en la mayoría de los experimentos). En el fondo de dicho recipiente se colocó una placa de vidrio que se utilizó como superficie de impacto.

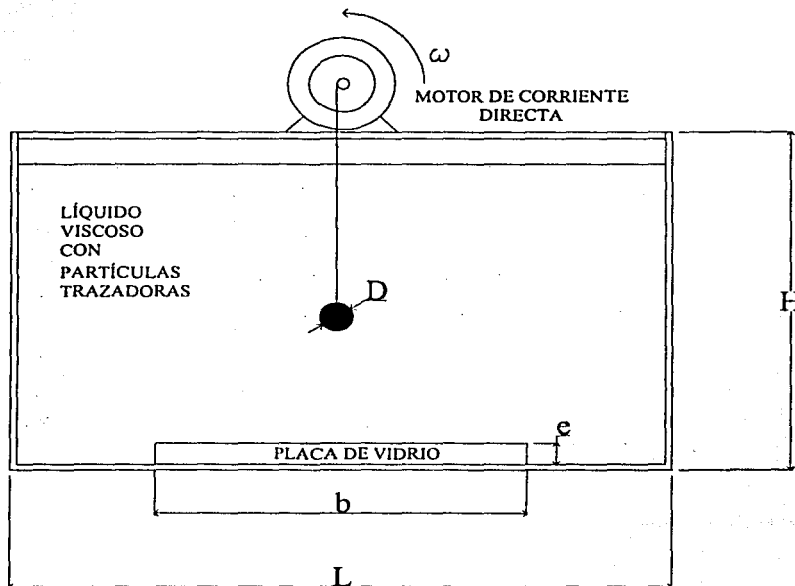


Figura 2.2.1: Diagrama de los componentes del arreglo experimental. Las dimensiones de los componentes son: Recipiente de vidrio:  $H = 300[\text{mm}]$ ,  $L = 505[\text{mm}]$  y  $W = 260[\text{mm}]$ . Placa de vidrio:  $e = 19[\text{mm}]$ ,  $b = 285[\text{mm}]$  y  $c = 220[\text{mm}]$ . El diámetro de la esfera,  $D = 25.4[\text{mm}]$ .

En la parte superior de dicho recipiente, se colocó una base para sujetar un motor de corriente directa con un reductor de velocidad.

Al eje del motor se colgó la esfera utilizando dos cables. Al variar la velocidad de rotación del eje del motor, se controló la velocidad de traslación de la esfera. Para evitar el giro de la esfera, una condición indispensable para el experimento, se utilizaron dos hilos para sujetar la esfera (Figura 2.2.2).

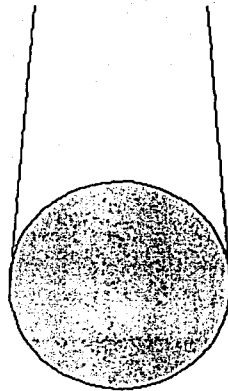


Figura 2.2.2: Sujeción de la esfera por medio de dos cuerdas en polos opuestos.

Los hilos utilizados fueron de Nylon, de  $0.25[\text{mm}]$  de diámetro (100 veces menor al diámetro de la esfera) para el caso de las esferas de Bronce y Aluminio. Para la esfera de Delrin se usó un hilo de Nylon más delgado.

Para controlar la velocidad de la esfera, se usó una fuente de poder de voltaje variable para alimentar al motor de DC.

El arreglo experimental puede verse en la figura 2.2.3.



Figura 2.2.3: Arreglo experimental en conjunto.

## 2.3 Descripción de los materiales

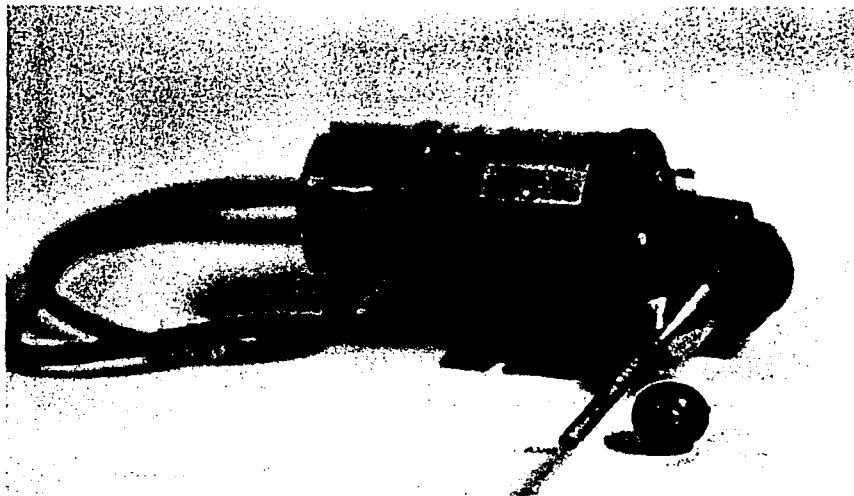
### 2.3.1 Esferas

El experimento se llevó a cabo con tres esferas de distintas densidades:

Material	Densidad [ $\text{g/cm}^3$ ]	Diámetro [cm]
Aluminio	2.70	2.54
Bronce	8.86	2.54
Delrin	1.44	2.54

### 2.3.2 Motor CD

Para controlar la velocidad de la esfera, se utilizó un motor de corriente directa con un motorreductor.



*Datos de placa.*

Potencia: 1/25 [HP].

Relación de engranaje: 5:1.

Velocidad angular: 344[RPM] @ 90[V]

Torque: 5.9 [kg.cm].

### 2.3.3 Fuente de Poder

Para alimentar al motor de corriente directa se utilizó una fuente de poder con resolución de centésimos de Volt (Figura 2.3.3.1 Agilent E3631A). El rango de voltaje de la fuente fue suficiente para las velocidades requeridas.

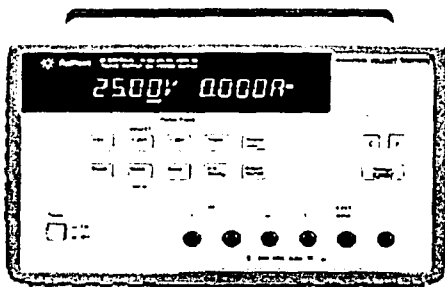


Figura 2.3.3.1: Fuente de poder Agilent E3631A.

La fuente tiene tres canales, una para voltajes menores a 6 [V], y los otros dos son para rangos que van de 0-25[V] y 0-(-25)[V]. Los rangos de error en voltaje y corriente son:

0-6[V]	0-25[V]	0-(-25)[V]
0.1% + 5[mV]	0.05% + 20[mV]	0.05% + 20[mV]
0.2% + 10[mA]	0.15% + 4[mA]	0.15% + 4[mA]

### 2.4 Curvas de velocidad

Aún cuando el par del motor es mucho mayor al que puede ejercer el peso de la esfera, se calcularon las curvas de velocidad para cada esfera. Para encontrar la curva de calibración de velocidad de cada esfera, se obtuvieron una serie relaciones entre el voltaje de alimentación y la velocidad de la esfera. La velocidad de la esfera se obtuvo directamente a través del procesamiento digital de las imágenes. El comportamiento de la curva velocidad

contra voltaje es lineal para todos los casos. Las rectas en cada uno de los casos no presentan una gran variación en sus pendientes u ordenadas al origen.

### *Curvas de calibración*

Aluminio	$v[\text{mm/s}] = 1.5136V[\text{Volts}] - 2.1291$
Bronce	$v[\text{mm/s}] = 1.5818V[\text{Volts}] - 2.5691$
Delrin	$v[\text{mm/s}] = 1.4684V[\text{Volts}] - 2.1493$

## **2.5 Técnica experimental: Velocimetría por partículas**

La técnica usada en este experimento es denominada velocimetría por rastreo de partículas, (PIV, *Particle Image Velocimetry*). Es una técnica relativamente nueva que proporciona el campo instantáneo de velocidad para intervalos de tiempo cortos. Con esta técnica, podemos observar la evolución del campo de velocidades y resulta ser una herramienta ideal para la finalidad del experimento.

### **2.5.1 Principio del PIV**

El arreglo experimental básico del PIV(Figura 2.5.1.1), consiste en una serie de subsistemas. En la mayoría de las aplicaciones las partículas trazadoras deben ser agregadas al flujo. Dichas partículas son iluminadas por una hoja de luz láser, por lo menos dos veces en un pequeño intervalo de tiempo. La luz dispersada por las partículas es captada y guardada, ya sea en un simple negativo fotográfico o en dos cuadros separados por un sensor de CCD especial para correlación cruzada. Los datos adquiridos por el sensor de CCD son transmitidos y guardados en la memoria de una computadora. El desplazamiento de las partículas entre los pulsos de luz, es determinado por medio de un procesamiento posterior de las imágenes.

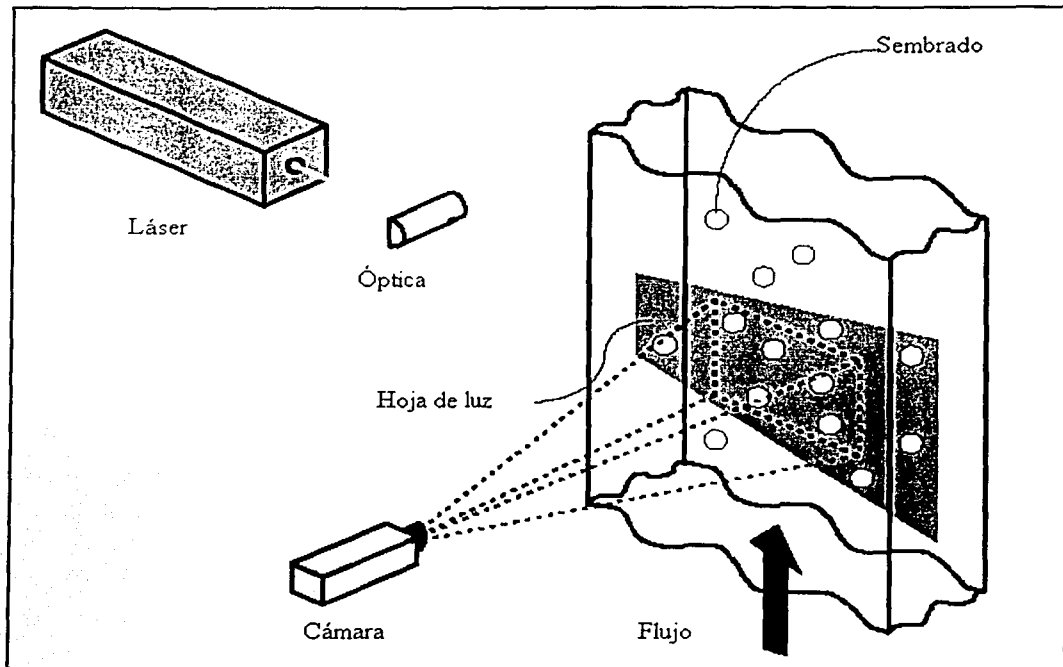


Figura 2.5.1.1: Arreglo experimental y subsistemas del PIV.

Para realizar una interpretación correcta de la gran cantidad de datos recolectados por la técnica del PIV es necesaria una técnica sofisticada de post-procesamiento. Las imágenes digitales adquiridas por el PIV son divididas en pequeñas regiones denominadas áreas de interrogación. El vector desplazamiento local entre la primera y la segunda imagen es determinado por métodos estadísticos, los cuales pueden ser auto-correlación o correlación cruzada. Se supone que todas las partículas dentro de una región de interrogación se desplazan de forma homogénea en cada par de imágenes. La proyección del vector velocidad del flujo local dentro del plano de la hoja láser es calculada tomando en cuenta el tiempo entre los dos pulsos del láser. Este proceso se repite en todas las regiones de interrogación consiguiendo así, el campo de velocidades completo para la imagen adquirida por la cámara.

Algunas características del PIV son:

*Velocimetría no-intrusiva.* De forma contraria a las técnicas de velocimetría como anemometría de hilo caliente y diferencias de presiones, la técnica del PIV es una técnica óptica que funciona de forma no-intrusiva, lo cual permite que sea usada tanto en flujos rápidos como en capa límite.

*Medición indirecta de la velocidad.* Del mismo modo que LDV (Laser Doppler Velocimetry), la técnica del PIV obtiene la velocidad del flujo, por medio de la velocidad de los trazadores inmersos en el flujo.

*Técnica de campo completo.* El PIV permite adquirir imágenes de gran parte de un flujo, y por consecuencia, se obtiene el campo de velocidades completo de la imagen adquirida en un instante  $\Delta t$ . Algunas otras técnicas (LDV, HWA) únicamente proporcionan la velocidad puntual del flujo en función del tiempo. En cambio, el PIV proporciona todo el campo de velocidades, limitado únicamente por el campo de visión de la cámara.

Para mayores detalles sobre la técnica PIV ver el apéndice I.



## 2.5.2 Equipo periférico

### 2.5.2.1 Cámara de CCD

La cámara utilizada por el PIV, es digital marca y modelo: Kodak Megaplug ES 1.0 (Figura 2.5.2.1). Esta contiene un chip de CCD  $1k \times 1k$ , el cual tienen un modo de control tal que puede ser usado por el PIV para una rápida adquisición de pares de imágenes. El CCD es expuesto a la luz dispersada del primer pulso de la hoja láser y es adquirida una imagen completa de  $1k \times 1k$ . Posteriormente el chip es reiniciado, y expuesto a la luz dispersada por el segundo pulso de la hoja láser y una segunda imagen completa de  $1k \times 1k$  es guardada. Ambas imágenes son transferidas al procesador FlowMap PIV por un conector digital. El tiempo mínimo entre este par de imágenes es de  $1\mu s$ .

Ambas imágenes son procesadas con algoritmos de correlación cruzada, para obtener mapas de vectores de velocidad del campo de visión de la cámara (ver apéndice I).

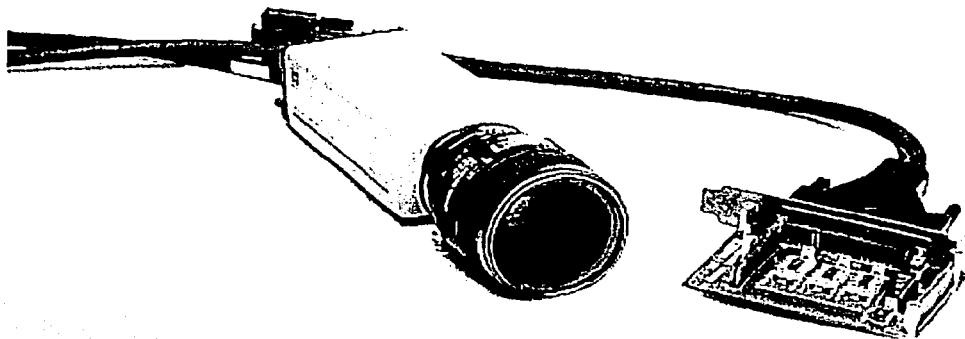


Figura 2.5.2.1: Cámara Kodak Megaplug ES 1.0.

### 2.5.2.2 Láser NEWWAVE SOLO PIV

Este tipo de láser (Figura 2.5.2.2.1) se usa para flujos de agua y algunos flujos de aire de baja velocidad. El control puede efectuarse de modo interno (control manual) o en modo externo (por medio de un controlador o señales lógicas).

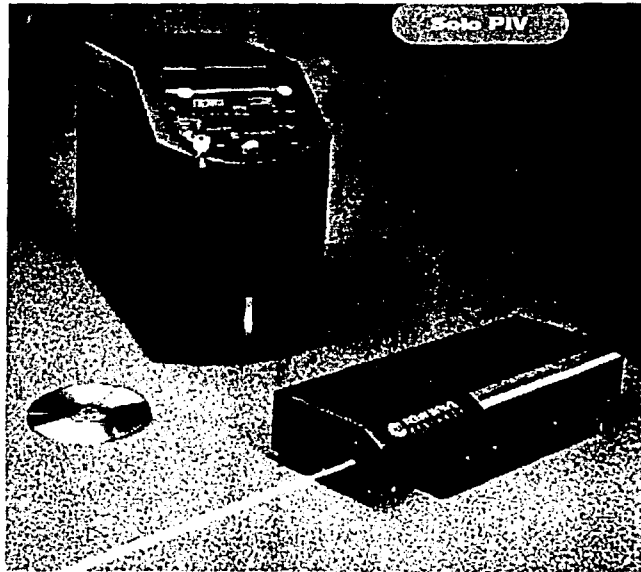


Figura 2.5.2.2.1: Láser NEWWAVE SOLO PIV.

El láser contiene en su interior dos cabezas láser con una longitud de onda en la salida de 1064[nm] (Figura 2.5.2.2.2), las cuales están colocadas en una misma base. Los rayos generados por las cabezas láser son combinadas. Entran en un generador de 2° armónico (SHG) para producir pulsos de luz verde polarizada (532[nm]). La salida del generador de segundo armónico (SHG) incide en un espejo dielectrico que transmite la energía residual de 1064[nm] hacia unos metales que absorben esta energía y refleja la luz verde de 532[nm] por la salida del láser.

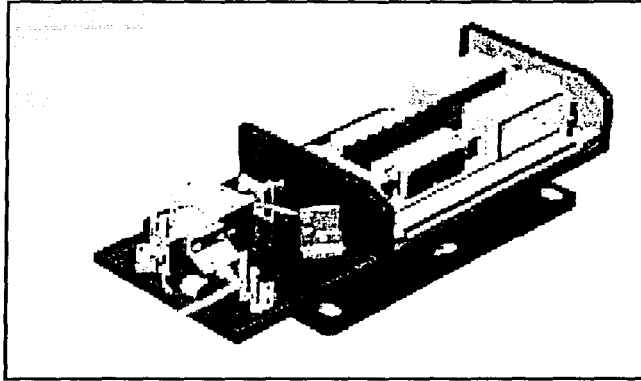


Figura 2.5.2.2.2: Arreglo interno del láser NEWWAVE SOLO PIV.

Para obtener una hoja de luz láser es necesario un arreglo óptico(Figura 2.5.2.2.3) para lo cual se implementan una serie de lentes. Así mismo, el arreglo óptico permite girar y modificar el grosor de la hoja láser.

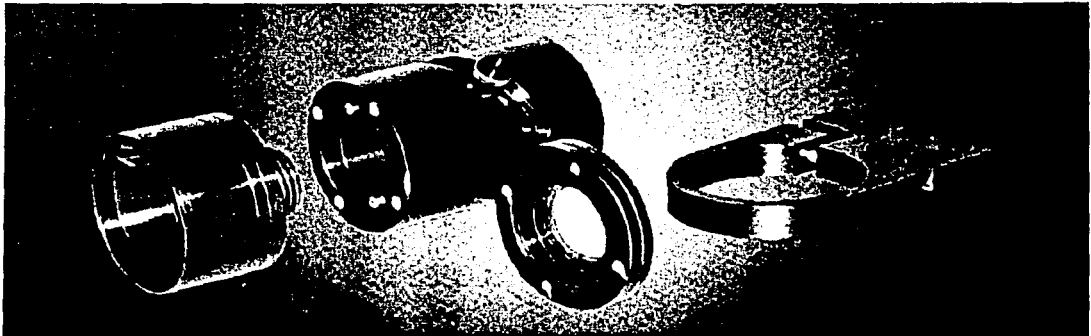


Figura 2.5.2.2.3 Arreglo óptico para obtener una hoja láser.

### 2.5.2.3 Partículas trazadoras

La correcta elección de las partículas trazadoras es muy importante para un buen funcionamiento de la técnica PIV. Las partículas seleccionadas para este experimento fueron: Silver Coated Hollow Glass S-CHG (Figura 2.5.2.3.1). Estas son para aplicaciones con flujos líquidos. Están hechas de vidrio borosilicato, de forma esférica y con una superficie lisa, además de tener una delgada capa de plata para incrementar el índice de refracción.

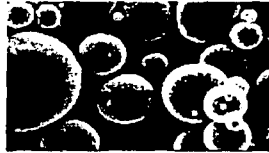


Figura 2.5.2.3.1: Partículas trazadoras S-CHG.

Algunos datos técnicos de estas partículas son:

- Diámetro medio  $10\mu$
- Distribución de tamaño  $2-20\mu$
- Forma de las partículas esférica
- Densidad  $1.1[\text{g}/\text{cm}^3]$
- Material vidrio borosilicato.

## CAPÍTULO 3. RESULTADOS

### 3.1 Descripción del flujo

En la figura 3.1.1 se muestran las imágenes típicas para caracterizar al flujo alrededor de una esfera. Existe una imagen tomada en un tiempo determinado y después de un intervalo corto de tiempo se adquiere la segunda imagen, con este par de imágenes se realiza la correlación cruzada y se obtiene el mapa de vectores.



Imagen 1:  $t = t_0$

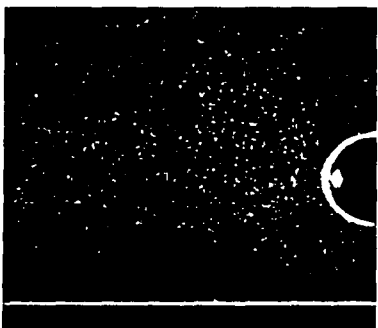


Imagen 2:  $t = t_0 + \Delta t$



Mapa de vectores

Figura 3.1.1: Secuencia de análisis por pares de imágenes.

Se realizaron pruebas a diferentes números tanto de Reynolds como de Stokes (definidos en el capítulo 2, parámetros relevantes).

La siguiente tabla muestra Re y St de los experimentos realizados:

	Reynolds						
	100	150	200	250	300	350	400
Bronce	98	148	197	246	295	345	394
Aluminio	30	44	59	74	89	103	118
Delrin	5	7	9	12	14	17	19

Tabla 3.1.1: Números de Stokes para cada experimento

El campo de velocidades obtenido, después de realizar el procesamiento de imágenes por medio del software, es mostrado en el mosaico (Figura 3.1.2). El mosaico muestra un resultado típico. La figura mostrada representa el descenso de una esfera de aluminio de 1" de diámetro, en agua a una velocidad de  $0.1181 \pm 0.0012$  [cm/s] ( $Re = 300$ ,  $St = 89$ ). Para el caso mostrado el tiempo entre imágenes es de 30[ms] y el tiempo entre pares de imágenes es de 500[ms].

La referencia del tiempo  $t=0$ , corresponde, aproximadamente al momento de choque contra la pared. En las primeras dos imágenes, la esfera se está aproximando hacia la pared con una velocidad constante y se puede observar la estela que se ha formado detrás de la esfera, así como un vórtice asociado a ésta. Al momento de la colisión ( $t = 0$ ), la estela permanece en el mismo lugar. La inercia propia de dicha estela hace que continúe su desplazamiento hacia la pared en forma de un vórtice ( $t = 1.5, 3.0, 4.5$ ), el cual comienza a expandirse de forma radial ( $t = 6.0, 7.5, 9.0$ ). La imagen es bidimensional y se considera que el flujo es axi-simétrico. El vórtice alcanza una posición final donde se "estaciona" ( $t = 10.5, 19.5, 24.0$ ) y su magnitud comienza disiparse por efectos viscosos.

Las figuras 3.1.3a y 3.1.3b muestran los campos de vorticidad correspondientes a los campos de velocidad mostrados en las figuras 3.1.2a y 3.1.2b. En este mosaico se observa claramente el fenómeno y se muestra el desplazamiento del anillo de vorticidad como función del tiempo.

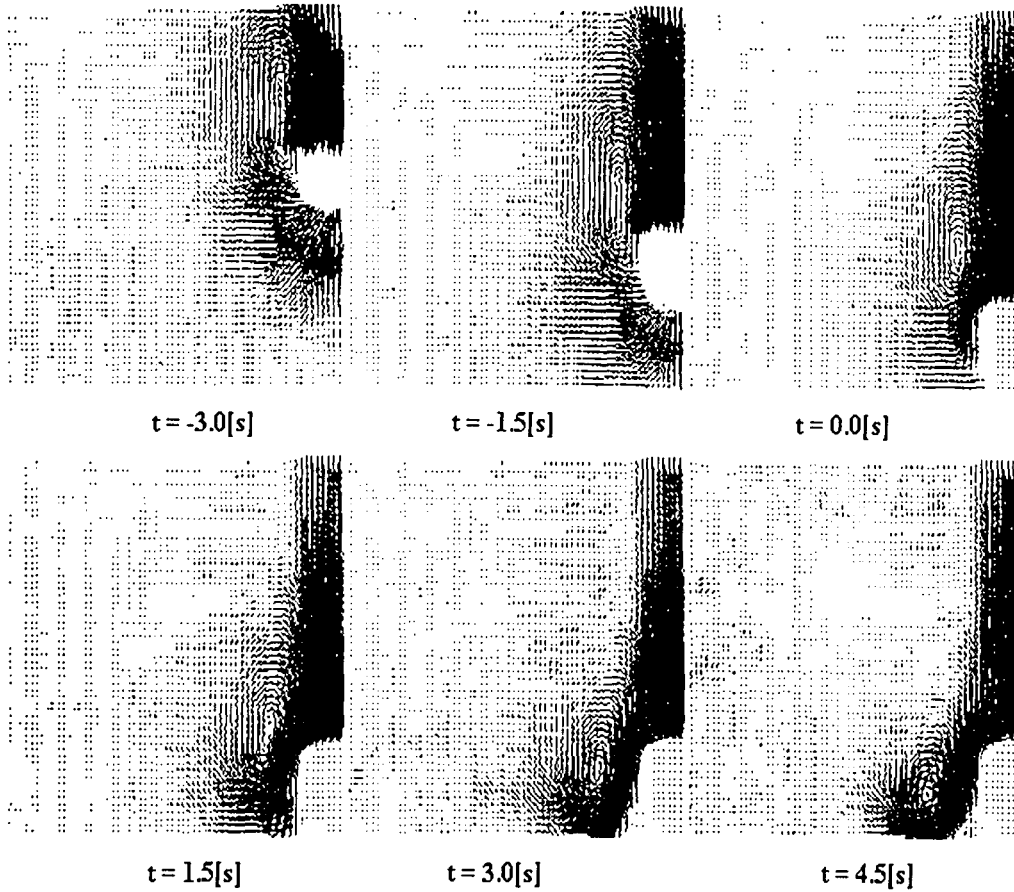


Figura 3.1.2a: Evolución del campo de velocidades. El largo de los vectores es representativo de la magnitud de la velocidad ( $Re = 300$ ,  $St = 89$ ).

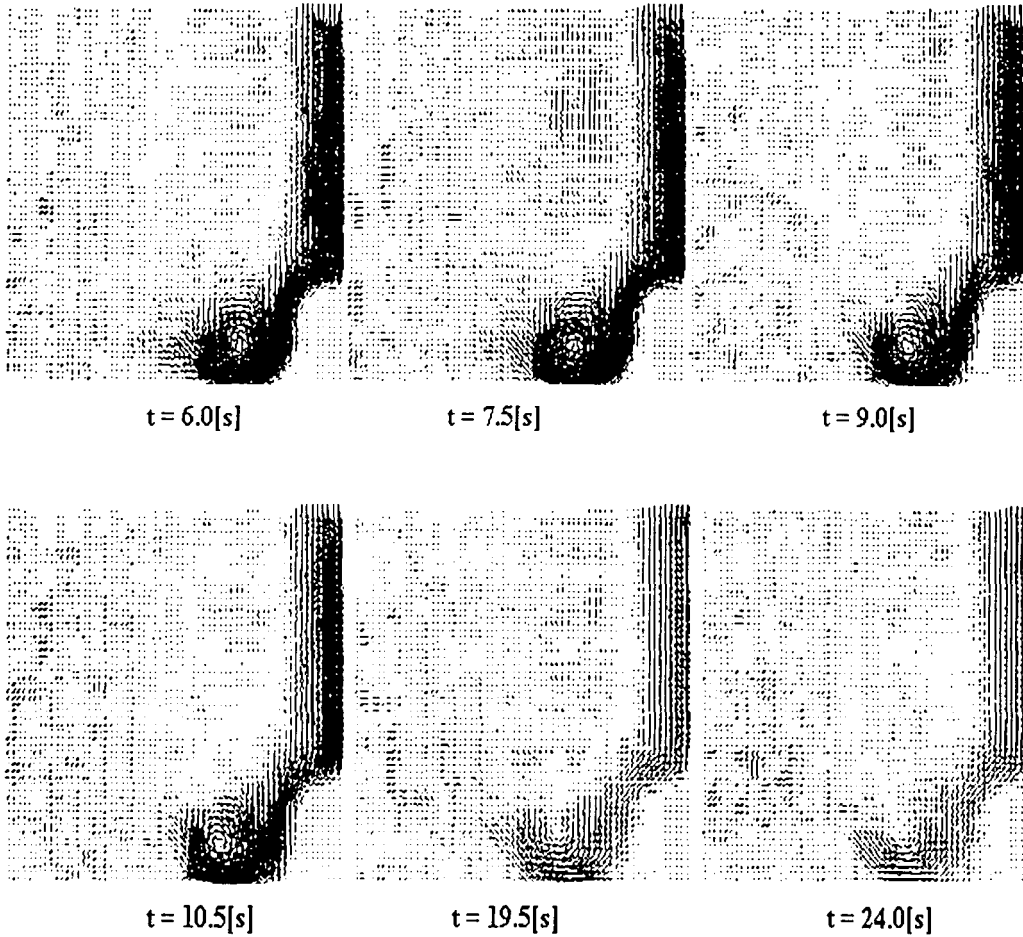


Figura 3.1.2b: Evolución del campo de velocidades alrededor de una esfera en diferentes tiempos ( $Re = 300$ ,  $St = 89$ ).



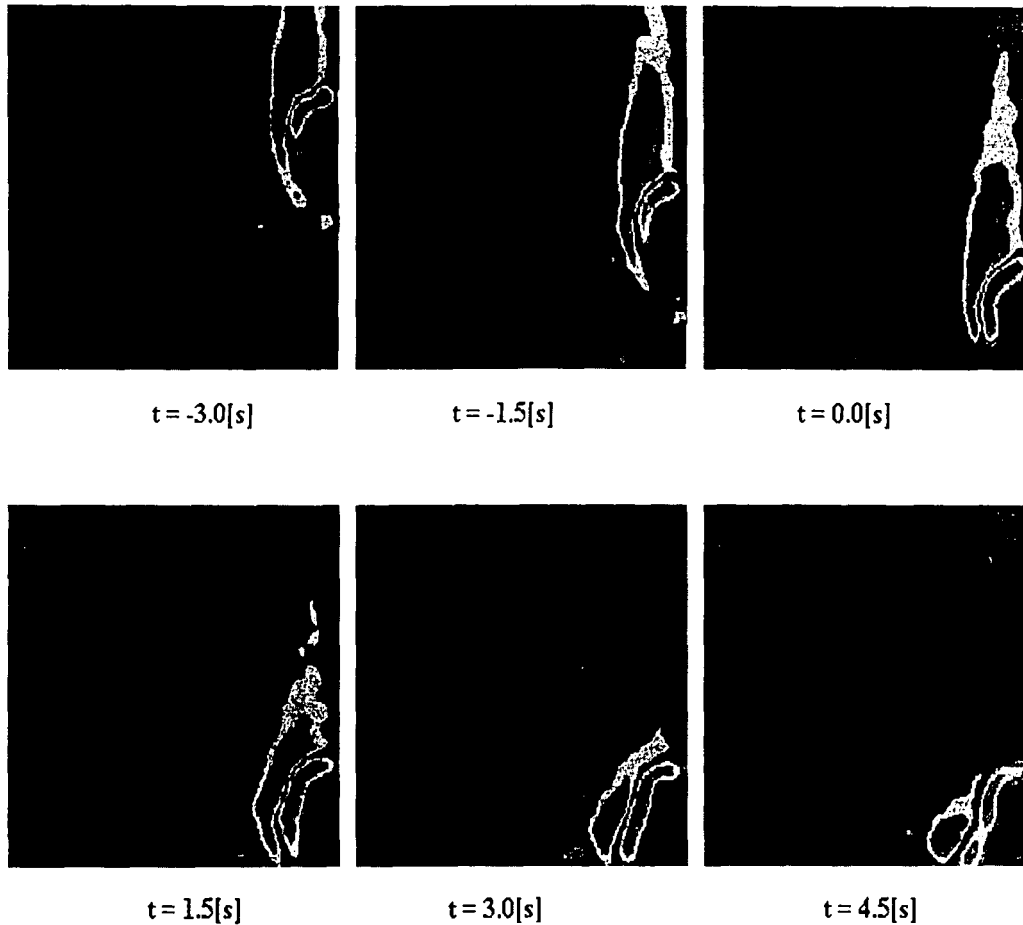


Figura 3.1.3a: Evolución del campo de vorticidad alrededor de una esfera a diferentes instantes de tiempo ( $Re = 300$ ,  $St = 89$ ).

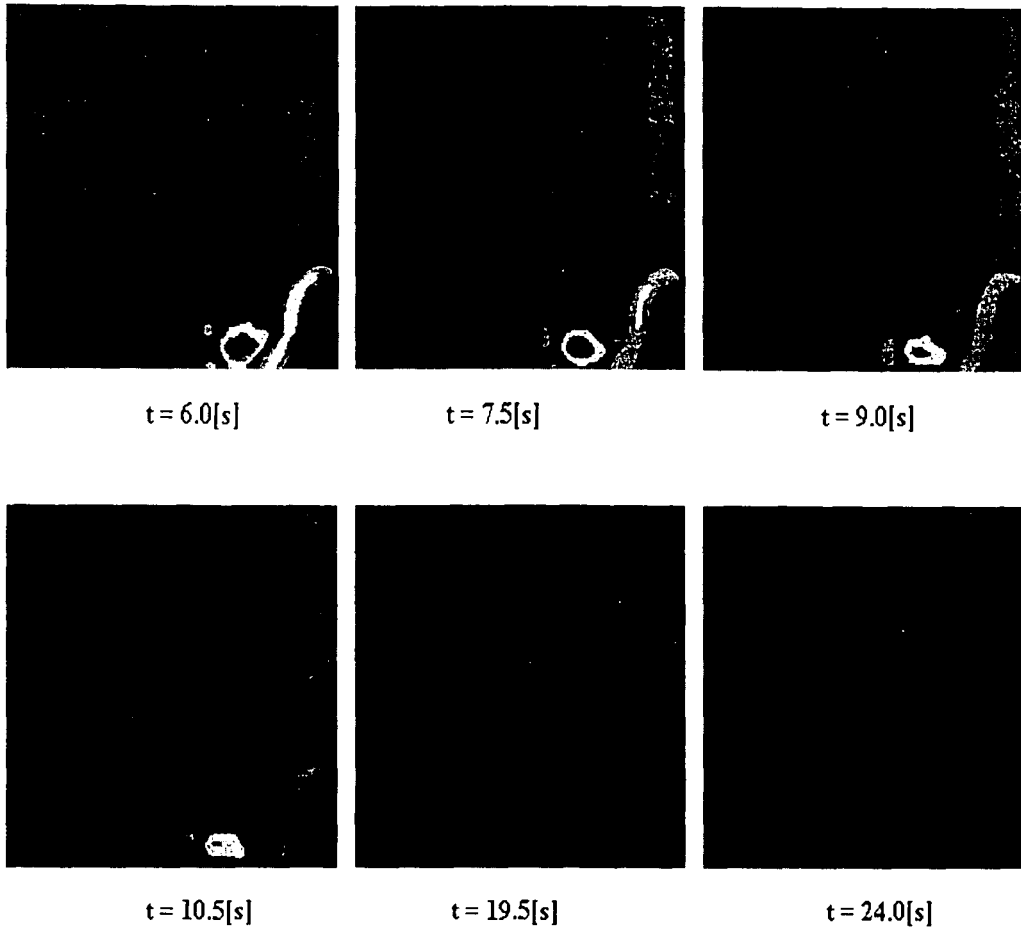


Figura 3.1.3b: Evolución del campo de vorticidad alrededor de una esfera en diferentes instantes de tiempo ( $Re = 300$ ,  $St = 89$ ).

### 3.2 Agitación

De los campos de velocidad obtenidos para cada experimento nos interesa extraer una medida de la perturbación creada por la colisión de la esfera. Para ello definimos un volumen de control, donde se cuantifica la agitación. Dicho volumen de control (Figura 3.2.1) corresponde a un rectángulo de dos radios desde la placa de vidrio en la dirección vertical y de cinco radios en la dirección horizontal a partir del centro de la esfera.

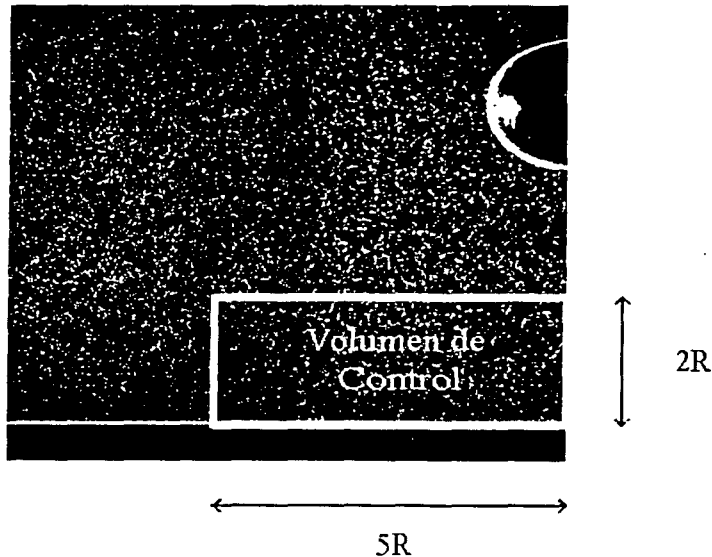


Figura 3.2.1: Representación del volumen de control.

Definimos a la agitación absoluta como:

$$A(t) = \frac{\int (v^2 + u^2) dV}{\int dV}$$

donde  $v$  y  $u$  son las velocidades del fluido en las direcciones vertical y horizontal respectivamente. De esta manera “medimos” que tanto se esta moviendo el fluido en cada instante de tiempo.

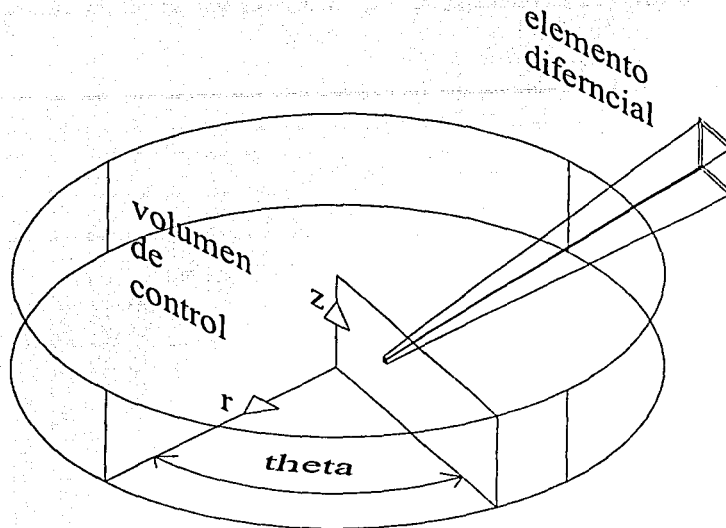


Figura 3.2.2: Representación de la axi-simetría dentro del volumen de control.

Dado que el flujo es axi-simétrico para  $Re < 440$ , la integral de volumen se simplifica a través de la rotación de un área de control (Figura 3.2.2):

$$A = \frac{\int \int (v^2 + u^2) dA d\theta}{\int \int dA d\theta}$$

Los límites de integración de las integrales en la dirección  $\theta$  son:  $\theta_1 = 0$  y  $\theta_2 = 2\pi$ . Al evaluarlas, y debido que las variables  $u$  y  $v$  no dependen de la componente  $\theta$ , el resultado obtenido es:

$$A = \frac{\int (v^2 + u^2) dA}{\int dA}$$

Una vez realizada la primera simplificación, procedemos a discretizar la integral considerando que  $dA \approx \Delta x \Delta y$  y que  $\Delta x$  y  $\Delta y$  son pequeños:

$$A = \frac{\sum (v^2 + u^2) \Delta x \Delta y}{A_{VC}}$$

dónde  $A_{VC}$  es el área del volumen de control y  $\Delta x$  y  $\Delta y$  son las distancias vertical y horizontal de la malla de resultados del campo de velocidades.

El software proporciona el campo de velocidades en forma matricial, en una malla discreta cuyos nodos corresponden a  $X$  y  $Y$ . Por medio de un programa (realizado en MATLAB) se definen los límites del volumen de interés y se procede a efectuar los cálculos de la agitación.

En la figura 3.2.1.1 se puede ver un resultado típico de la agitación como función del tiempo. De nuevo, el tiempo  $t = 0$  corresponde al momento del choque. Se observa que la magnitud de la agitación crece mientras se acerca la esfera. Después del choque, la agitación aumenta ligeramente y posteriormente disminuye lentamente.

### 3.2.1 Repetitividad

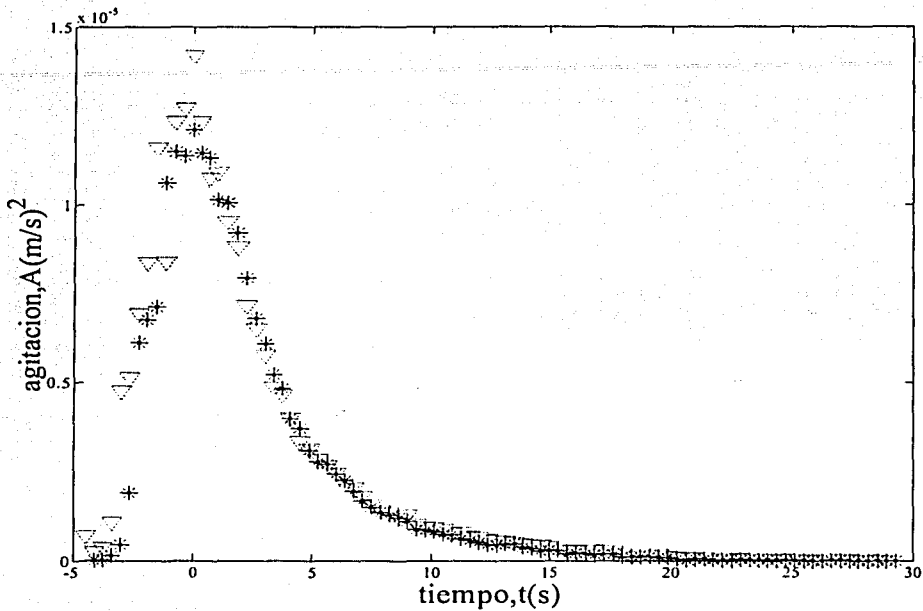


Figura 3.2.1.1: Experimento realizado a un  $Re = 400$  y un  $St = 394$ , (esfera de bronce).

Para corroborar la repetitividad se realizaron varios experimentos bajo condiciones idénticas. En la figura 3.2.1.1, se muestran los datos que corresponden a dos experimentos bajo las mismas condiciones. Los datos muestran claramente que el evento es repetitivo.

### 3.2.2 Resultados de la Agitación

A continuación se muestran los resultados de todos los experimentos realizados. Las figuras 3.2.2.1, 3.2.2.2 y 3.2.2.3 muestran los resultados obtenidos con las esferas de aluminio, bronce y delrin en agua, respectivamente

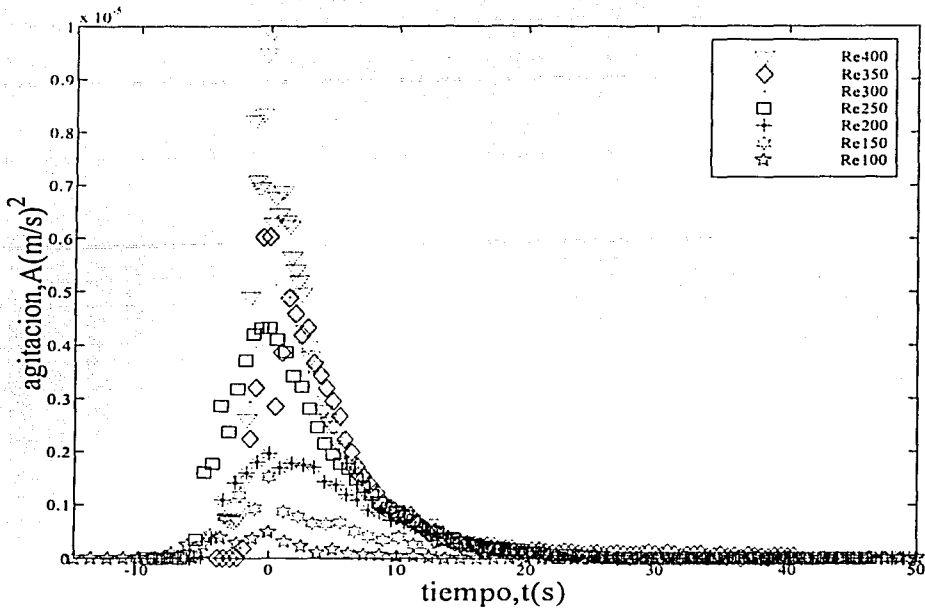


Figura 3.2.2.1: Agitación producida por la esfera de Aluminio ( $\rho_p/\rho_f = 2.70$ ).

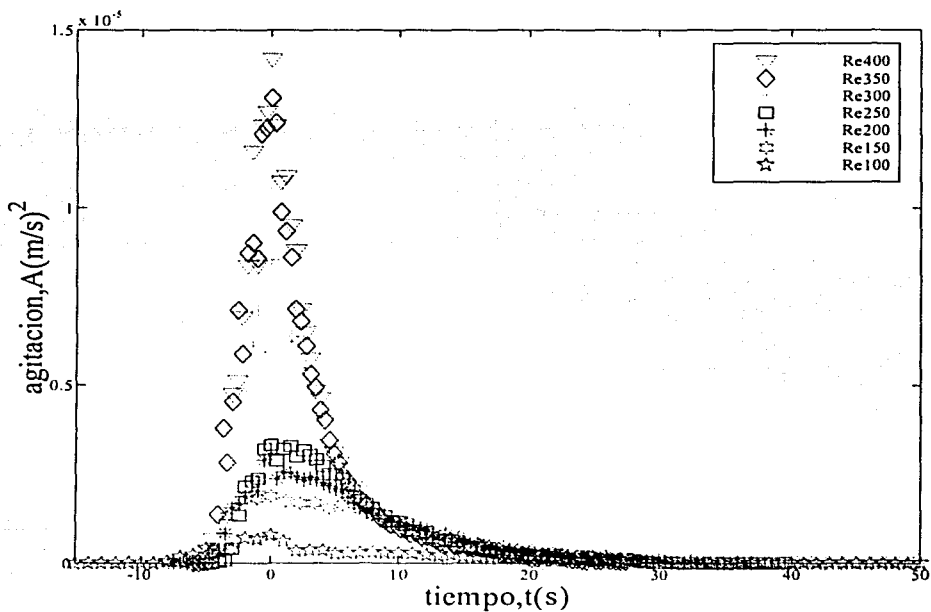


Figura 3.2.2.2: Agitación producida por la esfera de Bronce ( $\rho_p/\rho_f = 8.86$ ).

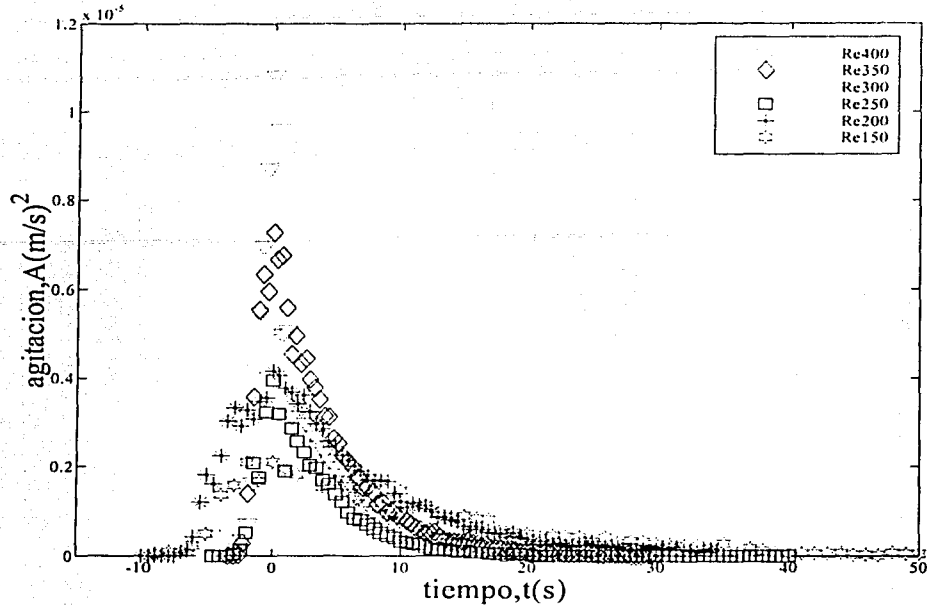


Figura 3.2.2.3: Agitación producida por la esfera de Delrin ( $\rho_p/\rho_f = 1.44$ ).

En todos estos gráficos, se pueden observar dos regiones principales. La primera corresponde a la agitación producida antes de la colisión y donde la agitación crece monótonamente hasta alcanzar un valor máximo. Posteriormente, en la segunda región, la agitación decae hasta disiparse por efectos viscosos.

En general, se observa un incremento en la agitación con el número de Reynolds.

La agitación total para cada colisión se calcula como:

$$\langle A \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T A dt$$

donde T es el tiempo total de sampleo.

De esta manera podemos comparar la agitación para todos los casos de Re y St. La figura 3.2.2.4 muestra la agitación total como función del número de Reynolds para cada esfera.



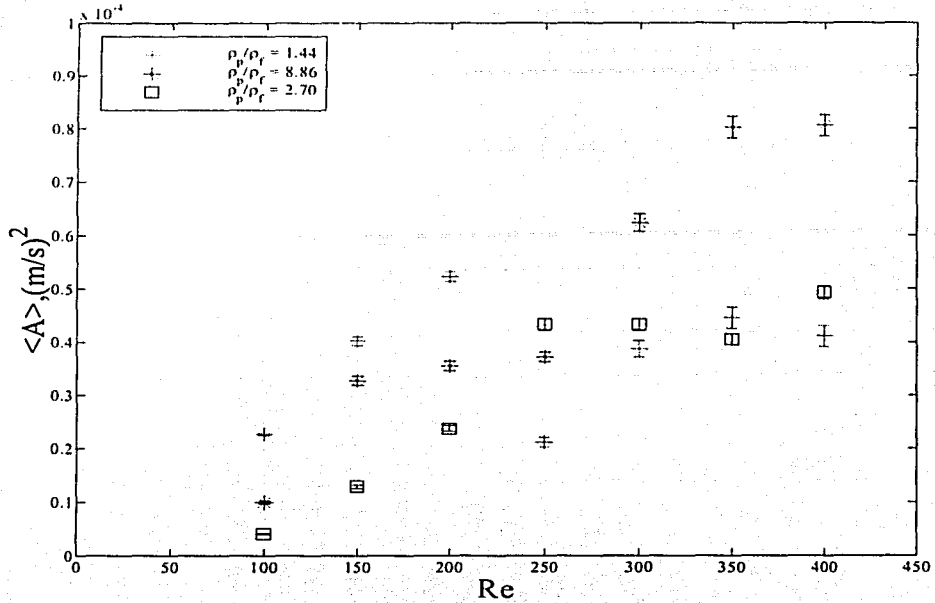


Figura 3.2.2.4: Agitación total en distintos experimentos.

Las barras de error que se muestran en la figura 3.2.2.4 fueron obtenidas realizando una regresión de mínimos cuadrados de la figura 3.2.1.1. Dicha figura, que se tomo de ejemplo para la repetitividad, presento una buena correlación entre los dos experimentos. El resultado obtenido fue:

$$y = 1.0427x + 1E-07$$

$$R^2 = 0.975$$

La dispersión en los datos muestra que existe un error promedio del 2.5%, dado que este error corresponde a la agitación en sí, los resultados de la figura 3.2.2.4 sólo tuvieron que ser escalados por dicho error.

### 3.2.3 Agitación en forma adimensional

Para buscar el escalamiento apropiado del fenómeno, los resultados se presentan en forma adimensional. Así, determinamos la agitación adimensional como:

$$\hat{A} = \frac{A}{(U_{\text{esfera}})^2}$$

Del mismo modo para lograr anular la dimensión temporal, definimos al tiempo adimensional como:

$$\hat{t} = \frac{tU_{\text{esfera}}}{D}$$

Las figuras 3.2.3.1, 3.2.3.2 y 3.2.3.3 muestran los resultados en términos de  $\hat{t}$  y  $\hat{A}$ . Se observa que la magnitud de las curvas es similar para los diferentes casos.

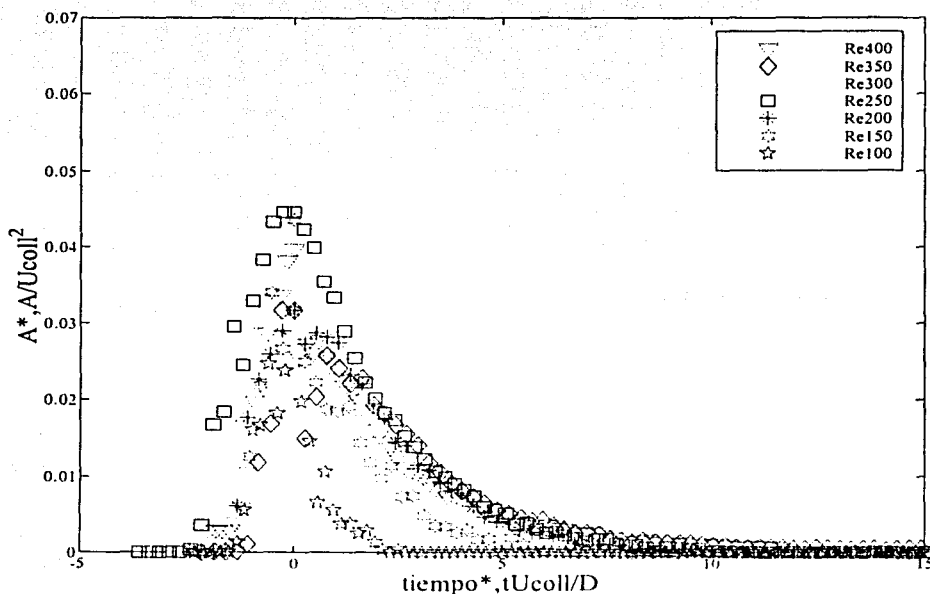


Figura 3.2.3.1: Agitación adimensionalizada, esfera de aluminio ( $\rho_p/\rho_f = 2.70$ ).

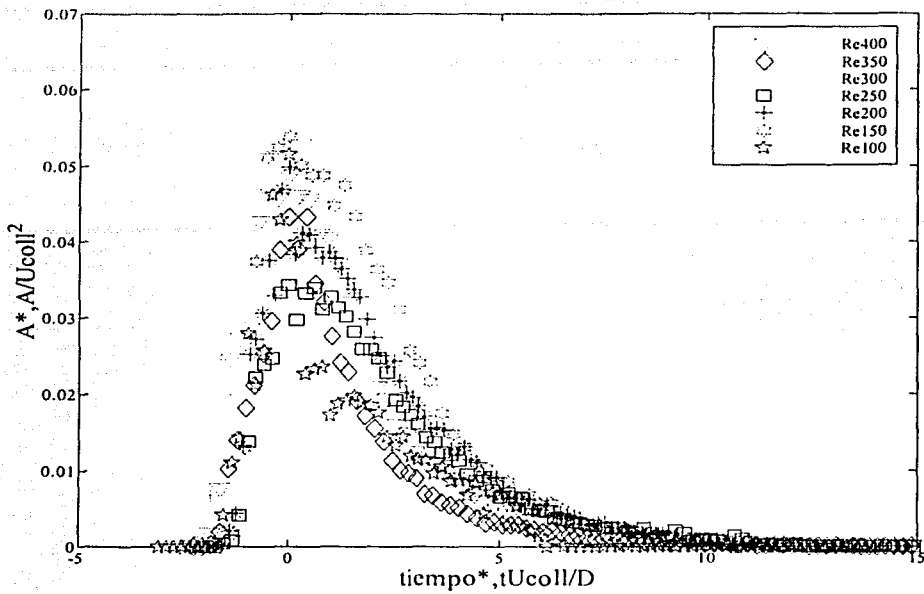


Figura 3.2.3.2: Agitación adimensional, esfera de bronce ( $\rho_p/\rho_f = 8.86$ ).

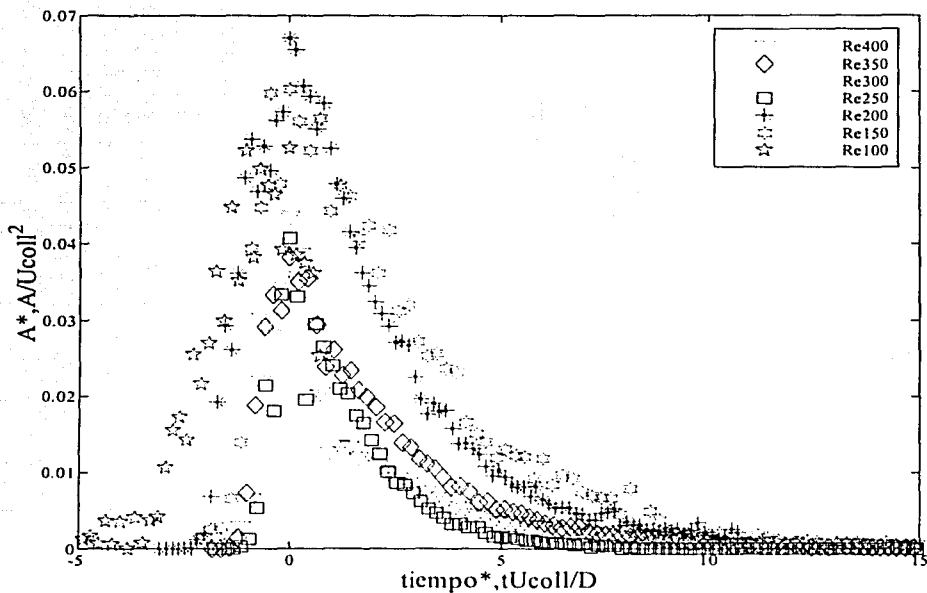


Figura 3.2.3.3: Agitación adimensional, esfera de delrin ( $\rho_p/\rho_f = 1.44$ ).

Ahora calculamos la agitación total adimensional,

$$\langle A^* \rangle = \frac{1}{U^2} \frac{1}{T} \int_0^T A dt$$

Si el fenómeno está bien caracterizado por esta elección de parámetros adimensionales, esperamos que una gráfica de  $\langle A^* \rangle$  como función de  $Re$  muestre una línea horizontal con todos los datos. Esta gráfica se muestra en la figura 3.2.3.4. puede observarse que aunque existe cierta dispersión, la magnitud de  $A^*$  es del mismo orden de magnitud para todos los casos.

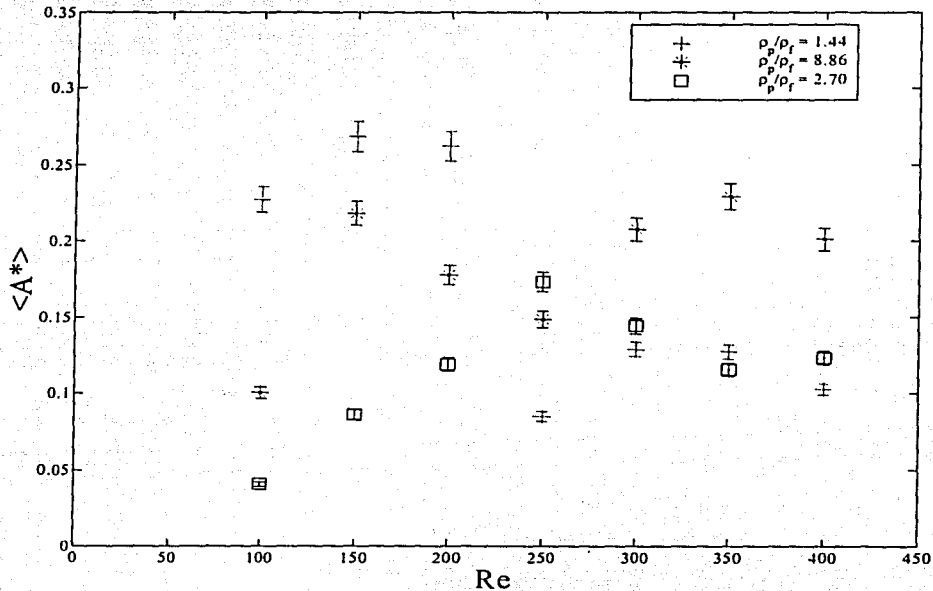


Figura 3.2.3.4: Agitación promedio adimensional.

### 3.3 Expansión radial del vórtice

Se obtuvo una medición de la extensión radial de la agitación producida por el choque. Se midió la separación del vórtice principal con respecto a la esfera. Aprovechando que el PIV, no sólo obtiene los campos de velocidad sino también puede obtener los campos de vorticidad, podemos seguir el movimiento y la magnitud de los vórtices que se forman.

Antes de que la esfera haga contacto con la placa de vidrio, existe una región de alta vorticidad en la estela detrás de la esfera.

Después del choque se observa que la expansión radial aumenta como función del Reynolds y que tiende a un valor finito. El vórtice, una vez que se desliza de la parte posterior de la esfera, se mueve radialmente. Este alcanza una posición máxima y su magnitud se disipa por efectos viscosos (Ver figura 3.1.3 mosaico de vorticidad).

Encontramos que para un  $Re < 200$  el vórtice no tiene la energía suficiente para deslizarse e impactar sobre la pared; por lo tanto no fue posible seguir su trayectoria.

Para caracterizar la extensión de la agitación, se siguió la posición del centro de esta zona de máxima vorticidad como función del tiempo. Los gráficos 3.3.1, 3.3.2 y 3.3.3, muestran la distancia  $e$ , que representa la posición de la zona de alta vorticidad con respecto al centro de la esfera, como función del tiempo. Los resultados son presentados en función de:

$$\hat{e} = \frac{e}{D}$$

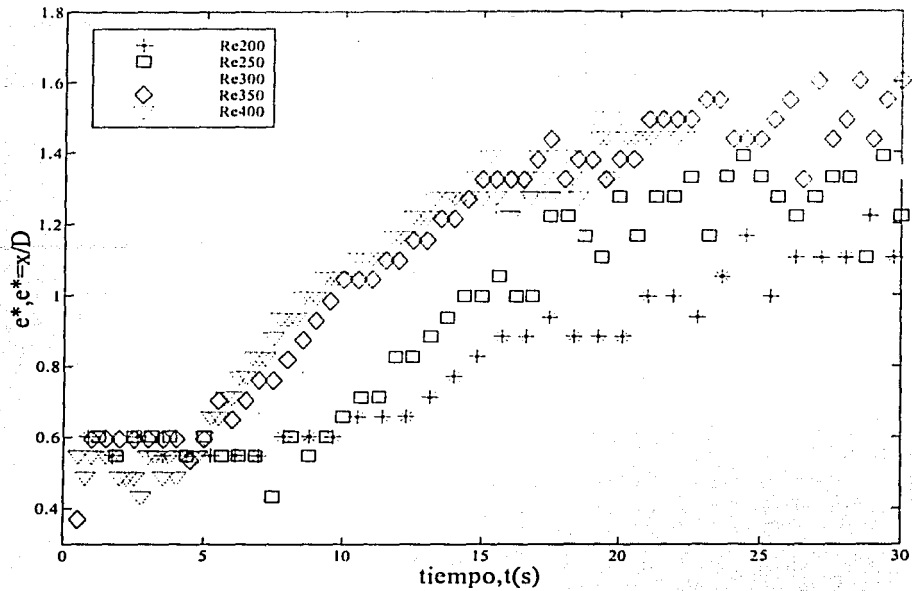


Figura 3.3.1: Separación radial del vórtice para la esfera de aluminio ( $\rho_p/\rho_f = 2.70$ ).

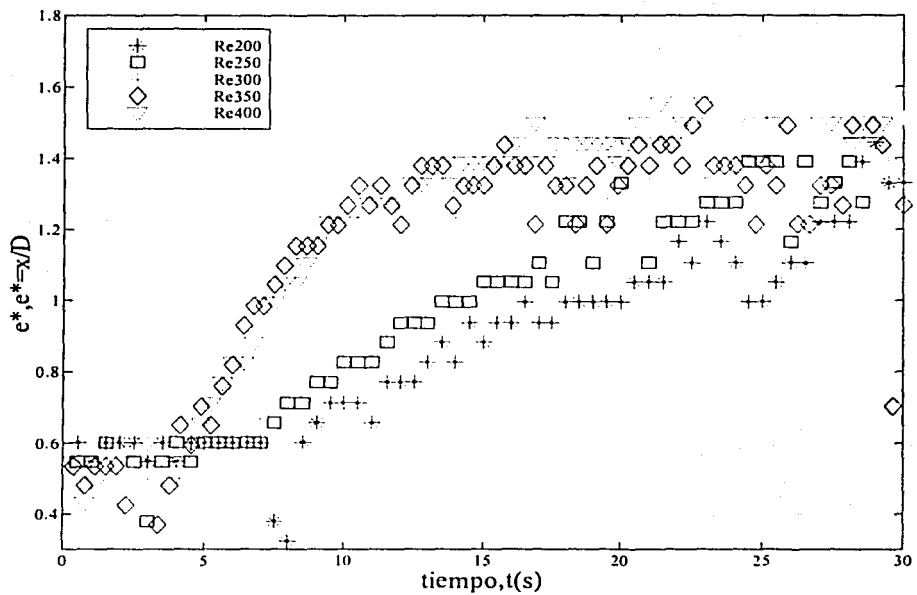


Figura 3.3.2: Separación radial del vórtice para la esfera de bronce ( $\rho_p/\rho_f = 8.86$ ).

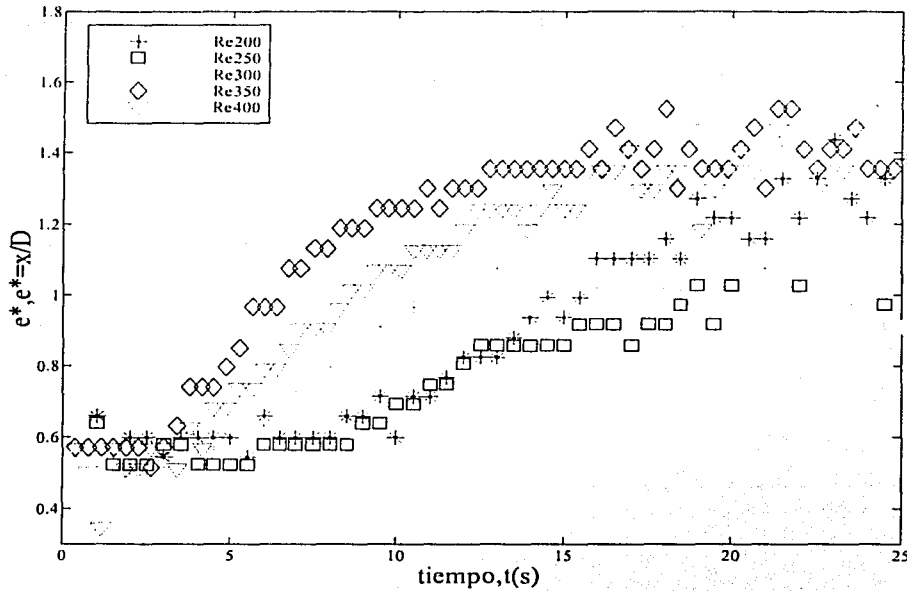


Figura 3.3.3: Separación radial del vórtice para la esfera de delrin ( $\rho_p/\rho_f = 1.44$ ).

Los resultados obtenidos muestran magnitudes de  $1.1 < e/D < 1.5$  para un rango de números de Reynolds  $200 < Re < 400$ . La velocidad con que el vórtice se aleja de la esfera, es una función del número de Reynolds. A un número de Reynolds mayor, la pendiente de estos gráficos aumenta.

Las figuras 3.3.4, 3.3.5 y 3.3.6 muestran los resultados en forma adimensional. Para anular la dimensión temporal, se usó el mismo tiempo adimensional de las curvas de agitación:

$$\hat{t} = \frac{tU_{\text{esfera}}}{D}$$

Del mismo modo que en las curvas de agitación, la extensión radial de las perturbaciones locales es muy similar en magnitud para los diferentes experimentos.

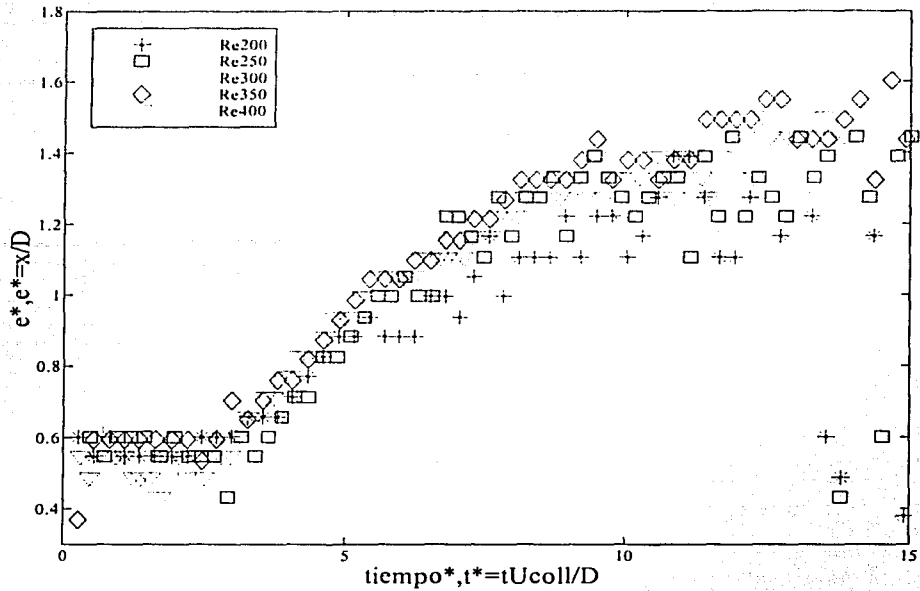


Figura 3.3.4: Separación radial del vórtice adimensional (esfera de aluminio  $\rho_p/\rho_f = 2.70$ ).

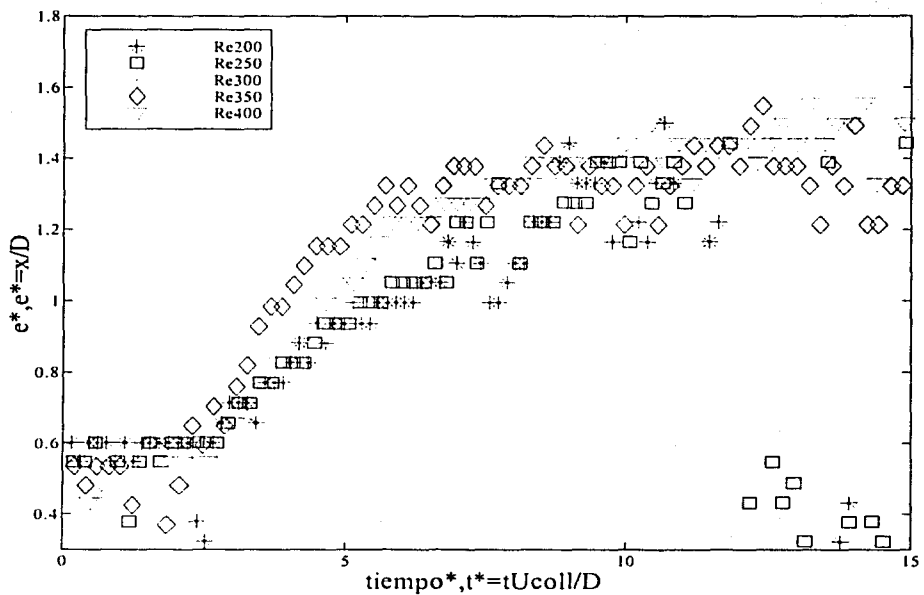


Figura 3.3.5: Separación radial del vórtice adimensional (esfera de bronce  $\rho_p/\rho_f = 8.86$ ).



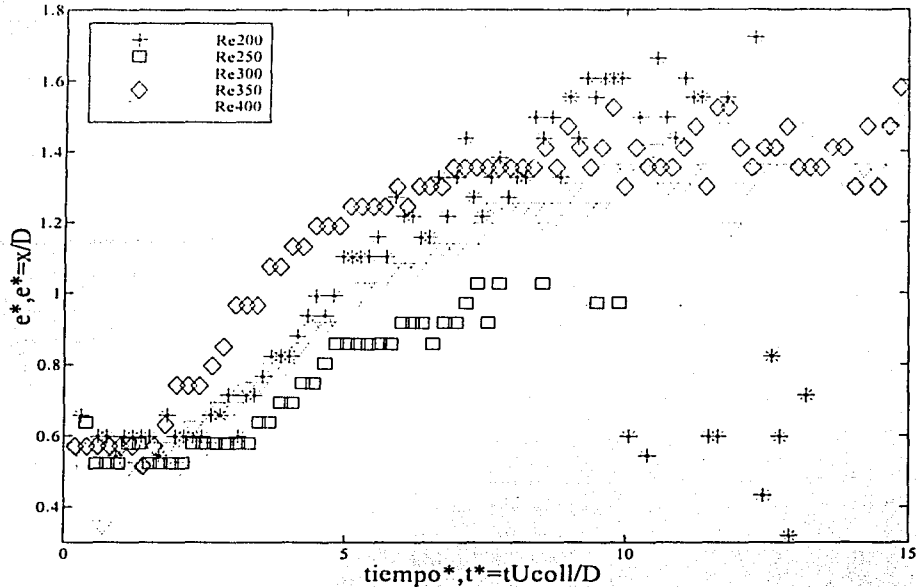


Figura 3.3.6: Separación radial del vórtice adimensional (esfera de delrin  $\rho_p/\rho_f = 1.44$ ).

La dispersión que se alcanza a apreciar al final de los gráficos resulta del método con el que se realizaron los cálculos. Por medio de un programa realizado en Matlab, se rastreó la posición de la zona de máxima vorticidad, que está relacionada con el centro del vórtice. Al principio del experimento la zona de máxima vorticidad es claramente el centro del vórtice en el centro de la estela. Sin embargo, para tiempos largos la disipación viscosa hace que la magnitud de la vorticidad disminuya a tal grado que es comparable con otras zonas de alta vorticidad en el resto del flujo. Por esto es inexacto considerar que la zona de mayor vorticidad está relacionada con el centro del vórtice y se pueden producir errores en su localización.

## CAPÍTULO IV. CONCLUSIONES

El estudio de las colisiones de partículas sumergidas es un tema relativamente nuevo. Los resultados obtenidos en esta investigación servirán para explicar algunos de los fenómenos que son comúnmente observados en flujos bifásicos de tipo sólido-líquido.

Se diseñó un experimento que cubrió las necesidades que exigía el objetivo del experimento. Se implementó la técnica PIV, una técnica moderna y muy potente que presenta una variedad de características que hacen su uso muy atractivo para aplicaciones de investigación en el laboratorio. Una de las características que la diferencian de otras técnicas es su no-intrusividad por lo que no interfiere con el desarrollo del flujo. Por medio de esta herramienta logramos observar la evolución del campo de velocidades, de vorticidad y de magnitud de la velocidad para caracterizar de forma cuantitativa y cualitativa la naturaleza de un flujo.

Se obtuvo una descripción clara del flujo. Con base a los campos de velocidad y vorticidad, se identificaron las estructuras de fluido que aparecen como resultado del choque.

Se propuso un volumen de control adecuado para cuantificar el efecto de la perturbación producida por la esfera. Al cuantificar dicha perturbación, que fue definida como **agitación**, se encontró que la diferencia de densidades no era un parámetro determinante en esta cuantificación. La agitación producida dentro del volumen de control no presenta una gran variación al realizar el experimento con esferas con diversas densidades relativas.

Se observó que la agitación se incrementa con el número de Reynolds como se ve claramente en los gráficos 3.2.2.1, 3.2.2.2 y 3.2.2.3. La forma de las curvas nos hace suponer que éstas pertenecen a una familia de curvas escaladas por el número de Reynolds.

El análisis de los gráficos adimensionales permite observar que el escalamiento es adecuado ya que todas las curvas aproximadamente se colapsan en una sola. La figura 3.2.3.4 muestra la agitación promedio adimensional; ésta muestra que los datos se aproximan a una recta horizontal, pero con cierta dispersión. En el mismo gráfico, es

posible observar que la agitación promedio no es muy diferente cuando se varía la densidad relativa.

El otro resultado importante, es la cuantificación de la expansión de la perturbación como resultado de la colisión. Es importante mencionar que estas observaciones se realizaron únicamente en el intervalo de  $200 < Re < 400$ . La razón de escoger este intervalo es porque la inercia que posee la estela para  $Re < 200$ , no permite que el vórtice llegue a la pared y para  $Re > 400$  el flujo deja de ser estable. La distancia de influencia, ó **expansión radial del vórtice**, tiene un comportamiento lineal como función del tiempo. La velocidad de expansión es función del número de Reynolds, es decir, que la velocidad de expansión del centro de vórtice se incrementa con el Reynolds. Así como se ha observado en otros experimentos previos (Eames y Dalziel, 2000), la extensión de la estructura formada por la colisión de una esfera contra una pared es finita y también es función del número de Reynolds. Al igual que en el caso de la agitación, se buscó encontrar un escalamiento para este fenómeno. Las curvas adimensionales aproximadamente se colapsan en una sola curva cuando los resultados se presentan en función del tiempo adimensional,  $t^* = tU/D$  y la distancia adimensional  $e^* = e/D$ . Los resultados de la expansión de la perturbación no varían de forma considerable con la razón de densidades.

En esta tesis se estudió el comportamiento de una sola partícula. Creemos que los resultados obtenidos pueden utilizarse para probar la hipótesis de que las propiedades de transporte se ven modificadas con la presencia de partículas dentro de un fluido. En el caso de un flujo bifásico disperso el comportamiento de éste puede estar dominado por las colisiones entre partículas. Dado que la agitación producida por una partícula al chocar contra una pared modifica el comportamiento local del fluido, es de esperarse que la agitación producida por muchas partículas modifique al flujo de forma global. Al existir una agitación generalizada del flujo es probable que la razón de transferencia de calor se vea modificada de manera substancial.

Como se mencionó con anterioridad, el estudio en colisiones sumergidas presenta grandes incógnitas aún sin esclarecer. Como trabajo a futuro se consideran los siguientes puntos:

- Realizar más experimentos a fin de localizar con precisión el régimen al cual la inercia de la esfera es suficiente para lograr que el vórtice, asociado con la esfera, impacte la pared.
- Localizar el punto en el cual el flujo deja de ser axi-simétrico. Para esto se deberá usar la técnica estereoscópica del PIV (3D-PIV). Así se podrá cuantificar el régimen al cual comienzan las inestabilidades en la expansión radial del vórtice, así como cuantificar que tan inestable es el flujo.
- Diseñar un experimento para cuantificar el incremento de transferencia de calor entre una placa caliente y un flujo de convección natural, como resultado de la perturbación producida por el choque de una partícula.
- Realizar experimentos con fluidos no-Newtonianos.

La técnica PIV tiene muchas aplicaciones en mecánica de fluidos ya sean monofásicos o bifásicos. El problema principal en mecánica de fluidos es el conocer el campo de velocidades y la distribución de presiones. El PIV es la herramienta que proporciona campos completos de velocidad instantáneos por lo que es muy útil para comprender mejor los fenómenos de flujo, describir estructuras coherentes, determinar con mayor precisión los regímenes que dividen a un flujo laminar de uno turbulento o determinar el grado de inestabilidad en un flujo.

Las aplicaciones del PIV van más allá de su uso en el laboratorio. Resultan útiles para actividades docentes, demostraciones y visualizaciones. De hecho el software de correlación cruzada, que utiliza el PIV, puede servir para estudiar otro tipo de flujos o deformaciones, sin la necesidad imperante de que las imágenes sean captadas por la iluminación del láser y la doble-exposición de las imágenes por la cámara de CCD. Por ejemplo, se ha utilizado también para el estudio de medios granulares densos o dispersos, la única restricción es la de obtener una secuencia de imágenes y con éstas realizar el procesamiento como si hubiesen sido obtenidas por el equipo periférico del PIV.

Realizar una tesis en investigación experimental me ha proporcionado la oportunidad de conocer y aplicar la metodología científica. Finalmente, es importante resaltar que para obtener resultados de calidad se requiere tanto de disciplina como constancia.

## V. REFERENCIAS

1. Bagnold, R. A. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proc. Royal Society, London, A* 225, 49-63, 1954
2. Clift, R., J. R. Grace and M. E. Weber, *Bubbles, Drops and Particles*, Academic Press, 1978.
3. Crowe, C. T., M. Sommerfeld and Y. Tsuji *Multiphase Flows with Droplets and Particles*, CRC-Press, 1997.
4. Chehata, D., Zenit, R. Wassgren, C.R., Flow around a cylinder immersed in a dense granular flow. Enviado a *Physics of Fluids*, Marzo, 2002.
5. FlowMap Particle Image Velocimetry Instrumentation, Installation & User's guide, Vol 1,2.
6. Gore, R.A. & Crowe, C.T. Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *Int. J. MultiphaseFlow*, Vol. 15, 279-285 (1989).
7. Eames, I. & Dalziel, S. B. (2000). Resuspension of dust by the flow around a sphere impacting a wall. *J. Fluid Mech.*, 403, 305-328.
8. G.G. Joseph, R. Zenit, M.L. Hunt and A.M. Rosenwinkel. "Particle-wall collisions in a viscous fluid". *Journal of Fluid Mechanics*, 433: 329-346, 2001.
9. Harada, S., Tanaka, T. and Tsuji, Y., "Fluid Force Acting on a Falling Particle toward a Plane Wall," ASME, FEDSM2000-11267.
10. Hetsroni, G. Particles-turbulence interaction, *Int. J. Multiphase Flow*, 5, 735-746, 1989.
11. Hunt, M.L., Zenit, R., Campbell, C.S. and Brennen, C.E. Revisiting the 1954 suspension experiments of R.A.Bagnold. *J. Fluid Mech*, 452, 1-24, 2002.
12. Fisher K A, Yuan W X, Burbidge A S, Langston P A, Wilson D I, Kawaguchi T, Tsuji Y, 2000. The numerical simulation of paste flow in a piston-driven extruder by a combined Finite-Discrete Element method. EM 2000 Fourteenth Engineering Mechanics Conference, American Society of Civil Engineers, May 21-24, 2000, Austin, USA.
13. R. D. Keane & R. J. Adrian, Monte-Carlo simulations of PIV measurements, Applied Scientific Research, 1992.

14. M. Haid, H. Martin, H. Müller-Steinhagen, **Heat transfer to liquid-solid fluidized beds**, Chemical Engineering and Processing, 1994.
15. M. Mammetti, R. Verzicco & P. Orlandi, **The study of vortex ring/wall interaction for artificial nose improvement**, ESAIM, Vol. 7, 258-269, 1999.
16. Martínez, M. Julián. **Caracterización del flujo de burbujas en un canal vertical en el régimen de alto número de Reynolds y bajo número de Weber**. En proceso, 2002.
17. Reulet P, Marchand M, Millan P, **"Experimental characterization of the convective heat transfer in a vortex-wall interaction,"** Revue générale de Thermique, 37[8]:661-668, Sept.1998.
18. Sang Wang Lee, Sun-Mo Sohn, Seung Hee Ryu, Chongyoun Kim and Ki-Won Song, **Experimental studies on the axisymmetric sphere-wall interaction in Newtonian and non-Newtonian fluids**, Korea-Australi Rheology Journal, Vol. 13, 141-148, 2001.
19. Soo, S.L., **Heat Transfer Due to Convective Interaction in Fluid-Solid Mixtures**, ASME, 1990.
20. Sun, J.G. and Chen, M.M. **Measurement of Surface Heat Transfer Due to Impact**, Noviembre 1955, ASME, 117, 1028-1034
21. Willert, C. E. & Gharib M.: **"Digital Particle Image Velocimetry"**,
22. Zenit, R. & Hunt, M. L. 1999 **Mechanics of immersed particle collisions**. Marzo 1999, ASME: J. Fluid Engng 121, 179-184.
23. R. Zenit, M.L. Hunt. and C.E.Brennen. **"Collisional particle pressure measurements in solid-liquid flows"**, Journal of Fluid Mechanics, 353: 261-283, December, 1997
24. Zevenhoven, R., Kohlmann, J., Laukkanen, T., Touminen, M. and Blomster, A. **Near-wall particle velocity and concentration measurements in circulating fluidized beds in relation to heat transfer.**, 15<sup>th</sup> International Conference on Fluidised Bed Combustion, 1999.

#### IV. APÉNDICE I

##### *Funcionamiento de la cámara de CCD*

En la técnica de PIV, el propósito principal de la cámara es captar las posiciones tanto finales como iniciales de las partículas trazadoras. De esta forma se pueden calcular los desplazamientos de estas partículas.

La cámara se coloca perpendicularmente a la hoja láser. Las partículas trazadoras dispersan la luz del primer pulso de la hoja láser y esta luz dispersada es detectada por la cámara como una señal brillante en un fondo oscuro. De este modo la cámara realiza un muestreo de las posiciones iniciales de las partículas trazadoras. La hoja láser se apaga y las partículas son transportadas por el movimiento del fluido. El segundo pulso de la hoja láser es lanzado y las partículas trazadoras vuelven a reflejar luz, la cual vuelve a ser captada por el detector de la cámara. De este modo se tienen las posiciones finales de las partículas trazadoras.

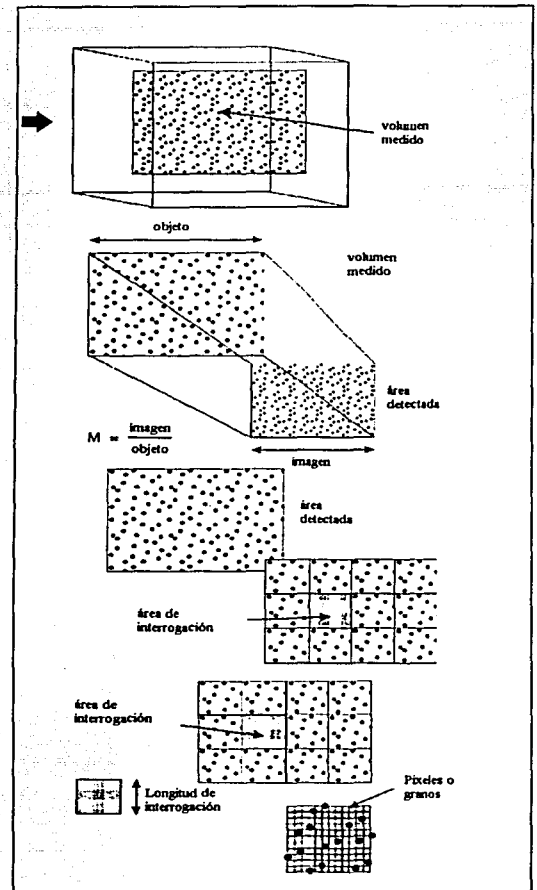


Figura I.1. Rol de las cámaras en el proceso de medición del PIV

El término de CCD es por Charge-Coupled Device. Una cámara de CCD contiene un arreglo de detectores llamados píxeles. Cada píxel es un capacitor MOS. Éste se carga convirtiendo los fotones incidentes de la luz en electrones, como si fuese un fotodiodo. La luz que incide en algún píxel es convertida en carga eléctrica.



## II

Existen diferentes arquitecturas en cámaras de CCD pero básicamente el arreglo de las cámaras de CCD difiere si estas son usadas para una auto-correlación o para un correlación-cruzada de captura de imágenes.

- En la *auto-correlación* ambas imágenes, la posición inicial y la final, se capturan en el mismo cuadro de la cámara (Figura I.2.). En este caso, la información relativa a la dirección de la velocidad es ambigua, dado que no se sabe cual es la primera y cual la segunda imagen de este par de exposiciones.

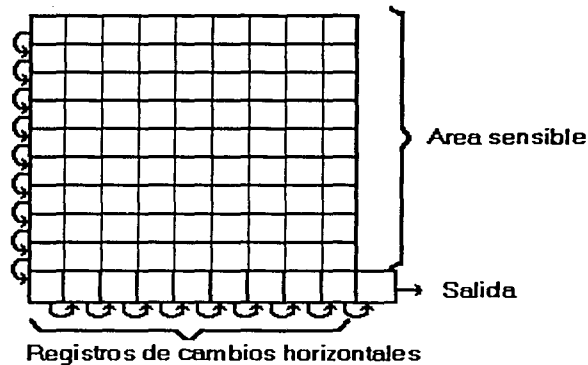


Figura I.2. Arquitectura del chip de CCD de cuadro (marco) completo.

Un sensor de cuadro completo usa las mismas celdas de CCD para intercalar la recolección de luz y mandar la señal de salida: primero los píxeles en el chip de CCD son expuestos a la luz. Posteriormente, cada renglón de píxeles desciende secuencialmente hacia el registro de salida. (el registro de salida convierte los píxeles cargados en señal de voltaje). Esto significa que la luz debe estar bloqueada por un disparador mecánico externo mientras ocurre la lectura de salida.

La fracción de área de una celda usada para recolectar la luz es llamada factor de "llenado", éste es cercano al 100% en casi todos los sensores de cuadro completo. (La luz incidente es

### III

de algún modo atenuada por los electrodos transparentes, que en realidad no son completamente transparentes).

- En la *correlación-cruzada*, la posición inicial de las imágenes con trazadores en el fluido es grabada en el primer cuadro de la cámara. Después, el cuadro de la cámara avanza y la posición final es grabada en el segundo cuadro de la cámara. Ambas imágenes pueden ser procesadas por algoritmos de correlación-cruzada para obtener un mapa de vectores de velocidad del fluido. La información de la dirección en los vectores velocidad no tiene problemas para ser obtenida dado que se conoce perfectamente la primera y la segunda posición de las partículas.

Las cámaras de CCD actuales contienen varios e interlineados chips progresivos (figura I.3). Dichos chips contienen igual número de celdas fotosensibles que celdas para guardar información de las imágenes. La última no está expuesta a la luz. El primer pulso láser está sincronizado para el primer cuadro que es transferido de la celda fotosensible a la celda de almacenaje inmediatamente después que el láser es pulsado. El segundo pulso láser es disparado y expuesto en el segundo cuadro. Las celdas de almacenaje ahora contienen el primer cuadro y la segunda celda fotosensible. Estos dos cuadros son transferidos de forma secuencial al registro de "output shift register".

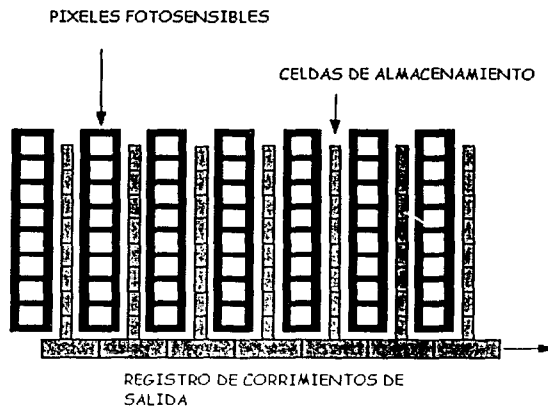


Figura I.3: Arquitectura de cámara de CCD para una correlación-cruzada.

Tal como se muestra en la figura, las celdas de almacenamiento están localizadas en la parte posterior de las celdas fotosensibles en la superficie del chip de CCD. Estos ocupan el espacio y el factor de llenado de este tipo de cámaras es menor que el de las cámaras de sensor de cuadro completo. En algunas cámaras un arreglo de micro lentes se localiza en el frente del chip de CCD para mitigar el problema.

### *Número de vectores*

El número de vectores en el mapa de vectores depende del número de píxeles de la cámara de CCD y del tamaño de las áreas de interrogación que vayan a ser usadas. El arreglo de la totalidad de vectores independientes es:

$$\frac{N_{pr}}{N_{int}} \times \frac{N_{pc}}{N_{int}}$$

Donde,  $N_{int}$  es la fracción del área de interrogación en píxeles,  $N_{pr}$  es el número de píxeles en el renglón del CCD y  $N_{pc}$  es el número de píxeles en la columna del CCD. En la práctica, el número de vectores independientes es mayor que esto dado que los ejes del área de interrogación no son usados y existe un traslape sucesivo entre las áreas de interrogación para optimizar el uso de la información en la imagen.

### *Procesamiento del PIV (de las imágenes a los vectores)*

El fundamento de la técnica de PIV está basado en determinar el desplazamiento de un grupo de partículas usando técnicas de correlación. Nótese que esta técnica es diferente al rastreo de partículas (PTV) donde cada partícula es identificada de manera individual y los algoritmos se usan para marcar las posiciones finales e iniciales de la partícula.

La imagen de la cámara es subdividida en regiones llamadas “áreas de interrogación”. Dentro de cada una de éstas, el primer y segundo cuadros de la cámara son correlacionadas para estimar el vector desplazamiento promedio. El PIV no requiere el seguimiento individual de cada partícula pero requiere muchas partículas dentro de cada “área de interrogación” para ofrecer resultados confiables.

Básicamente existen dos técnicas de correlación que pueden ser usadas: auto-correlación y correlación-cruzada. En la mayoría de los casos, la correlación-cruzada es superior a la auto-correlación.

### *Teoría general de correlación y FFT*

#### *Sistema coordinado*

Se usa un sistema coordinado cartesiano en el plano XY el cual coincide con hoja láser. El origen de este sistema esta en la esquina inferior izquierda de las imágenes.

El factor de escala (S), proporciona la relación que existe entre las dimensiones del objeto y las dimensiones de la imagen. Para todos los cálculos los pixeles son usados como la unidad de medida pero los resultados que se expulsan de los cálculos son en SI.

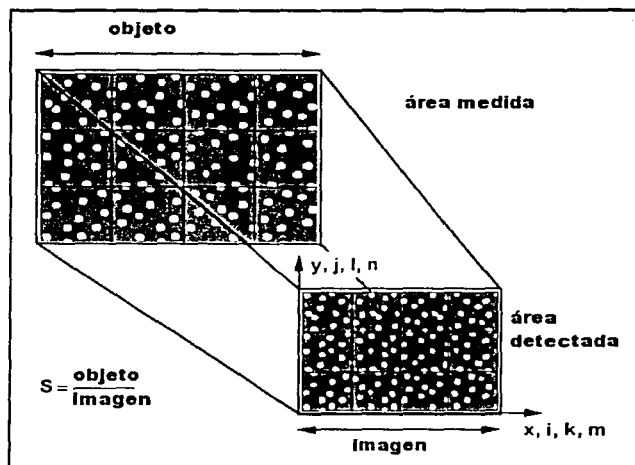


Figura I.4: Sistema coordinado y plano de Imagen-Objeto.

### Correlación-cruzada

En el PIV dos imágenes secuenciales son sub muestreadas. La resolución de este muestreo es definida como “área de interrogación” (arreglo rectangular). Dentro del muestreo de las “áreas de interrogación” un cambio espacial promedio de las partículas trazadoras puede observarse desde una muestra a su contraparte en la segunda imagen de la cámara, un flujo está presente en el plano iluminado.

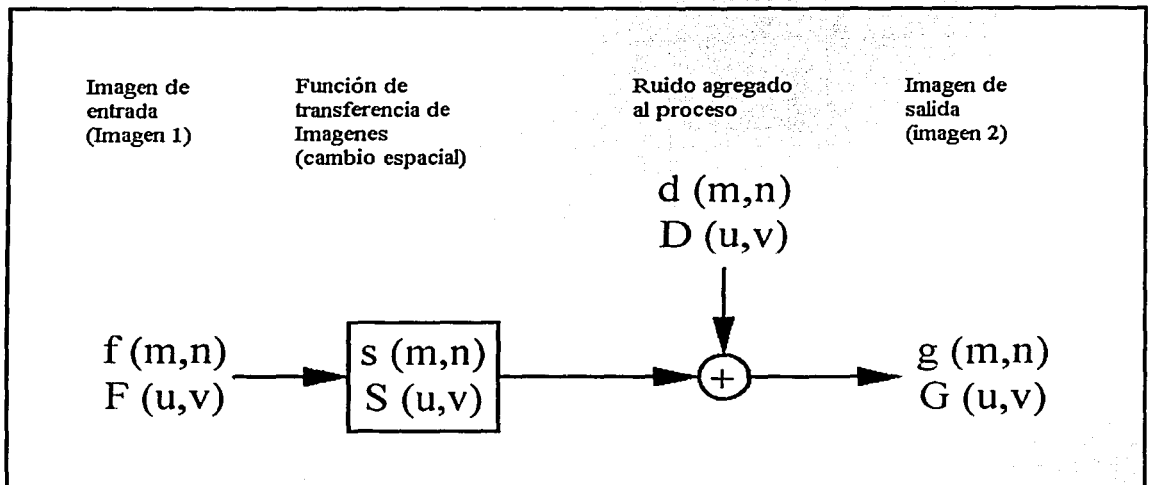


Figura I.5: Función de desplazamiento de imágenes.

La función  $f(m,n)$  describe la intensidad de la luz dentro del área de interrogación grabada en el tiempo  $t$  y la función  $g(m,n)$  describe la intensidad de luz grabada en el tiempo  $t + \Delta t$ . Posteriormente puede considerarse  $s(m,n)$  como la salida de una función de transferencia de imagen tomando  $f(m,n)$  como entrada y su respectiva función de ruido  $d(m,n)$  agregada. Las funciones capitalizadas son las transformadas de Fourier de las funciones correspondientes,  $(u,v)$  son las coordenadas en el dominio de la frecuencia espacial.

La función del cambio espacial  $s(m,n)$  está directamente relacionada con el fluido y el tiempo entre las dos imágenes registradas, mientras que la función del ruido  $d(m,n)$  es resultado de las partículas trazadoras moviéndose dentro o fuera de las áreas de interrogación en el periodo dentro de las dos grabaciones.

La tarea más importante en el PIV es estimar la función de cambio espacial  $s(m,n)$  basándose en los valores conocidos de  $f(m,n)$  y  $g(m,n)$ , pero la presencia del ruido es complica el resultado.

El método escogido para la estimación de la función desplazamiento  $s(m,n)$  es la técnica estadística de la correlación-cruzada. La función discreta de la correlación-cruzada  $\Phi_{fg}(m,n)$  en las zonas de muestreo  $f(m,n)$  y  $g(m,n)$  es dada por el valor esperado de:

$$\Phi_{fg}(m,n) = E[f(m,n), g(m,n)]$$

$$\Phi_{fg}(m,n) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} f(k,l) \cdot g(k+m, l+n)$$

Generalmente la correlación-cruzada es normalizada para obtener valores entre 0 y 1, pero en este contexto sólo los niveles relativos de correlación dentro del área de interrogación estudiada son de nuestro interés. Un alto valor de correlación-cruzada es observado donde varias partículas empatan con sus correspondientes parejas trasladadas espacialmente. Pequeños picos de correlación-cruzada pueden ser observados cuando partículas individuales empatan con otras partículas. Las primeras conocidos como correlaciones verdaderas, mientras las posteriores son llamadas correlaciones erróneas.

El hecho de que partículas trazadoras entren y salgan de las "áreas de interrogación" entre la primera y la segunda imagen, no tendrá efecto desde que la posición inicial o la final no estén presentes. Éstas de cualquier modo tienen efecto en las correlaciones erróneas, y como tal disminuyen la señal de ruido. En PIV, a este fenómeno se le atribuye a "pérdida de parejas" o "señal basura".

## VIII

Sin embargo, el pico más alto de la correlación seguramente puede ser considerado para representar la mejor aproximación entre las funciones  $f(m,n)$  y  $g(m,n)$  cuando el número de partículas relacionadas es lo suficientemente grande.

La posición del pico (Figura I.6) en el plano de correlación corresponde directamente al promedio del desplazamiento de la partícula dentro del "área de interrogación investigada".

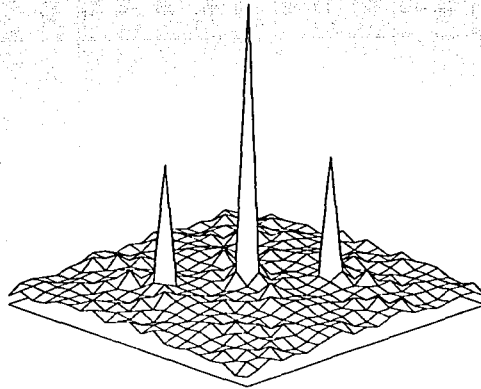
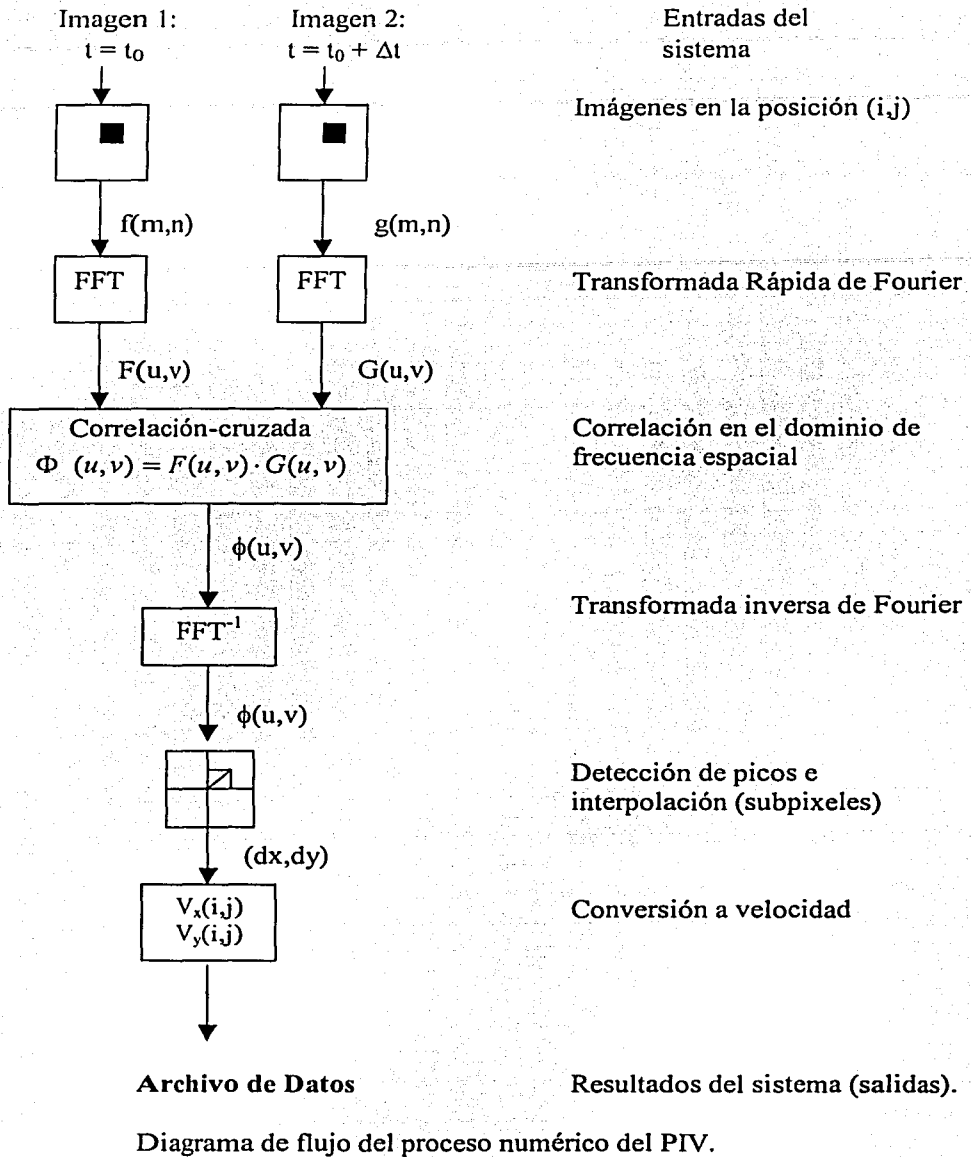


Figura I.6: Obtención del pico posterior a la correlación cruzada.

En la práctica, para que el proceso de la correlación plana sea más eficiente se usa la transformada de Fourier. La justificación del uso de la FFT (Fast Fourier Transform). Una imagen de la cámara puede ser considerada como un campo de señales bidimensionales, análogo a una repetición de series unidimensionales. Muchas técnicas de procesamiento de señales unidimensionales pueden ser rápidamente extendidas a bidimensionales. La *transformada de Fourier rápida* (FFT), es usada para acelerar el proceso de la correlación cruzada. Preferible a realizar sumas sobre toda la región de muestreo, la operación puede reducirse a una multiplicación de complejos conjugados correspondiente a cada par de coeficientes de Fourier. De los resultados obtenidos de los coeficientes, se obtiene la transformada inversa para obtener la función de correlación-cruzada  $\phi_{fg}(m,n)$ .





### *Auto-correlación*

La auto-correlación ha sido uno de los métodos más usados en el pasado, dado que no era posible separar la posición inicial y final de la partícula en cuadros de la cámara separados. Este "defecto" trae una consecuencia ambigua en las mediciones, dado que no es posible decir cual la posición inicial y final de la partícula en las dos imágenes grabadas. Recientemente, los avances tecnológicos han permitido registrar la posición inicial y final de la partícula en cuadros separados, entonces la correlación-cruzada puede ser usada sin la ambigüedad del sentido perteneciente a la auto-correlación.

Dado que en la auto-correlación, sólo un cuadro es guardado en la cámara, en lugar de correlacionar el primer cuadro con el segundo, ambas posiciones de la partícula, la inicial y la final son grabadas en el mismo cuadro de la cámara, y esta imagen es luego correlacionada con versiones de cambios espaciales en esta misma.

Los cálculos son similares:

$$\Phi_{fg}(m, n) = E[f(m, n), g(m, n)]$$

$$\Phi_{fg}(m, n) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} f(k, l) \cdot g(k + m, l + n)$$

Dado que la imagen grabada es correlacionada consigo misma, la auto-correlación siempre producirá un pico central en el plano de correlación correspondiente a un desplazamiento nulo. Esto es debido a que las partículas trazadoras correlacionadas con ellas mismas, y por tanto físicamente no representa velocidad cero.

Del mismo modo la Rápida Transformada de Fourier es usada para acelerar los cálculos y hasta cierto punto es más rápida dado que los cálculos son más simples.

Cabe mencionar que el número de correlaciones erróneas se incrementará y como tal la razón señal-ruido se verá reducida comparada con la correlación-cruzada.

La razón señal-ruido puede ser mejorada usando triple o cuádruple exposiciones, donde tres o cuatro hojas láser pulsadas sean fotografiadas en el mismo cuadro de la cámara. Con exposiciones múltiples, la razón señal-ruido puede compararse con la obtenida en la correlación-cruzada, suponiendo una alta densidad de partículas trazadoras.

Cuando ambas posiciones, inicial y final son guardadas en el mismo cuadro de la cámara, las partículas menores a 2-3 pixeles no pueden ser detectadas (debido a la presencia del cero inerte al pico de correlación). Esto reduce el rango dinámico de la técnica de auto-correlación comparada con la correlación-cruzada. De hecho la ambigüedad de la auto-correlación impide el uso de esta técnica para medir recirculación en flujos, donde el flujo puede ir en direcciones opuestas en diferentes áreas del campo.

No importando la técnica usada (correlación-cruzada o auto-correlación) existen correlaciones erróneas entre las posiciones iniciales y finales de las partículas. Estas correlaciones erróneas pueden considerarse como ruido. Para que la señal obtenida sea mayor que la señal de ruido, deben existir muchos pares de partículas dentro de cada área de interrogación.

En la figura I.7 se muestran las correlaciones verdaderas y erróneas en diferentes situaciones.

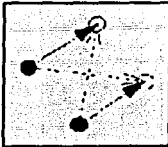
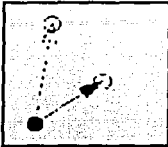
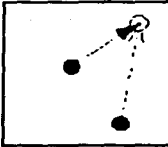
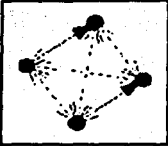
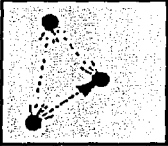
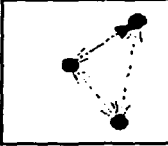
	Posición inicial y final dentro del área de interrogación.	Posición inicial de una partícula fuera del área de interrogación.	Posición final de una partícula fuera del área de interrogación.
Dos exposiciones separadas: correlación cruzada.	 S/N=2/1	 S/N=1/1	 S/N=1/1
Doble exposición: auto correlación.	 S/N=2/2	 S/N=1/1	 S/N=1/1

Figura I.7: Correlaciones válidas y erróneas, con y sin pérdida de pares (el desplazamiento correcto se muestra con flechas continuas, aquellos que son erróneos están representados con flechas punteadas).

Estas imágenes muestran las mismas dos partículas con el mismo desplazamiento, con la diferencia de haber sido grabadas de formas distintas. También se han localizado de diferente forma en relación con los límites de las áreas de interrogación. Las primeras tres imágenes, permiten saber la posición inicial y final de la partícula debido a que han sido grabadas en cuadros separados de la cámara. La posición inicial se muestra con puntos sólidos, mientras que la posición final se representa con círculos. Los tres ejemplos en el renglón de abajo, muestra una doble exposición en el mismo cuadro, por lo que es imposible saber cual es la posición inicial y cual la final. La razón señal-ruido, mostrada en cada ejemplo, se basa en el número de vectores apuntando a la misma dirección. La señal es por tanto igual al número de vectores correctos, cuando el ruido se calcula como el

máximo número de vectores correlacionados erróneamente apuntando a la misma dirección.

El ejemplo en la esquina superior izquierda, muestra dos vectores correctos y dos incorrectos apuntando en diferentes direcciones, lo cual produce una razón señal-ruido de 2:1 y en este caso ideal, podría ser posible determinar el correcto vector velocidad con sólo dos partículas dentro del área de interrogación. En las demás imágenes se muestra porqué dos partículas en cada área de interrogación no es suficiente para propósitos prácticos. En los casos de ausencia de parejas, donde tanto la partícula inicial o la final están ausentes, dado que están fuera de las zonas de interrogación. En todos estos ejemplos el vector desplazamiento correcto, coincide en ser sólo uno entre dos candidatos igualmente probables y no es posible decir cual de los dos es el correcto.

Las simulaciones Monte Carlo en una computadora proveen de una efectiva herramienta para determinar la densidad de trazadores requeridos como se muestra en la Figura I.8.

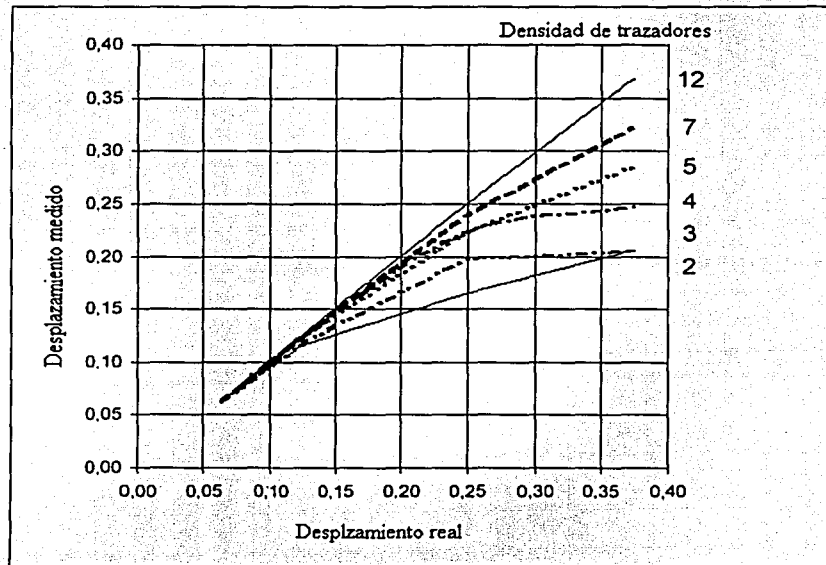


Figura I.8: Influencia en el desplazamiento en función de la densidad de trazadores (correlación cruzada).

Los desplazamientos mostrados en la Figura 1.8 son relativos al área de interrogación, y muestran que a muy baja densidad de trazadores, el desplazamiento se puede sesgar y podría medir velocidades cercanas a cero.

El mínimo número de partículas recomendado dentro de cada área de interrogación es:

- 5 partículas por área de interrogación para correlación cruzada.
- 10 partículas por área de interrogación para auto correlación.

### *Detección del pico e interpolación de subpíxeles*

*Auto-correlación.* Dada la ambigüedad de este método, el resultado en el plano de correlación siempre será simétrico. Conociendo el campo de velocidades, se debe especificar en cual de las dos mitades del plano de correlación el sistema debería buscar los picos.

*Correlación-cruzada.* En este caso el plano de correlación por lo general no es simétrico y no existen picos centrales a menos que la velocidad del flujo sea cero. En este caso todo el plano de correlación es recorrido hasta encontrar los cuatro picos más altos.

### *Interpolación usando la curva Gaussiana.*

Para cada uno de los picos encontrados en el plano de correlación, una curva de ajuste 2D es usada para interpolar la altura y la posición del pico.

Suponiendo que el pico puede considerarse una curva Gaussiana simétrica:

$$f(x, y) = h \cdot e^{\left( -4 \cdot \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{w^2} \right)}$$

Los parámetros a estimarse son la posición  $(x_0, y_0)$ , altura  $h$  y ancho  $w$ , donde el centro del pico  $(x_0, y_0)$  representa la información principal.

El parámetro  $w$  representa el ancho completo al nivel de  $e^{-1}$  (37% del valor del pico). La desviación estándar  $\sigma$  es normalmente usada como parámetro de la curva Gaussiana.

$$f(x) = h \cdot e^{\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)}$$

la desviación estándar  $\sigma$  representa la mitad del ancho al nivel de  $e^{-1/2}$  (61% del valor del pico).

La relación existente entre  $w$  y  $\sigma$  es :

$$w = 2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sigma$$

La función puede ser separada fácilmente en:

$$f(x, y) = h \cdot \exp\left(-4 \cdot \frac{(x - x_0)^2}{w^2}\right) \cdot \exp\left(-4 \cdot \frac{(y - y_0)^2}{w^2}\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} f(x, y) = h \cdot \frac{-8}{w^2} (x - x_0) \cdot f(x, y)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} f(x, y) = h \cdot \frac{-8}{w^2} (y - y_0) \cdot f(x, y)$$

Lo cual implica que  $x_0$  puede ser estimada sin que  $y_0$  sea conocida y viceversa.

### Función de las ventanas

Las correlaciones son calculadas usando la Transformada Rápida de Fourier (FFT). Esta aproximación ofrece mayor velocidad en los cálculos que la implementación directa, pero el método se basa en asumir que los patrones de entrada de las partículas son cíclicos y esto provoca la existencia de partículas fantasma y correlaciones fantasma.

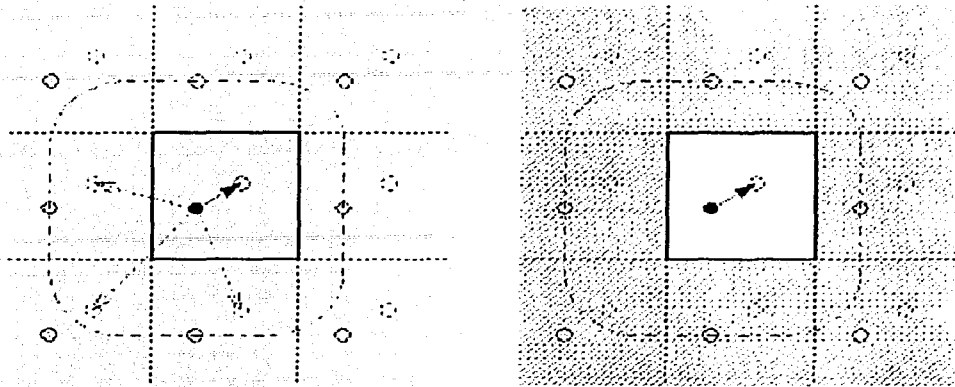


Figura I.8 Las partículas y correlaciones fantasma de la izquierda, son eliminadas con una ventana del tipo "top-hat".

Una posición inicial de las partículas dentro del área de interrogación, es correlacionada de forma correcta con su correspondiente posición final, pero la FFT también la correlaciona con partículas fantasma, esto se origina como consecuencia de asumir patrones cíclicos. En el ejemplo, las correlaciones fantasma, son entre posiciones iniciales reales y posiciones finales fantasma, pero dichas correlaciones pueden ser también entre posiciones fantasma iniciales y posiciones finales reales.

Las partículas fantasma y el resultado de las correlaciones fantasma produce algo conocido como ruido cíclico en el plano de correlación, reduciendo efectivamente la razón señal-ruido. Para decrementar la influencia de las partículas fantasma, se recomienda aplicar una "ventana" al área de interrogación.

La ventana manipula la imagen de la cámara en escala de grises y por tanto actúa como un filtro de entrada para el algoritmo de la FFT (Figura I.8). Es implementado como una función de ponderación  $W(x,y)$ , donde la intensidad de cada pixel grabada en el área de interrogación, es multiplicada con un factor entre 0 y 1 dependiendo de la posición del pixel dentro del área de interrogación.

La función de la ventana permite suprimir partículas cerca de los límites del área de interrogación, donde la localización de las correlaciones fantasma es dominante.

En el ejemplo de la figura I. ( el área de interrogación ha sido incrementada, y la ventana tipo "top-hat", ha sido implementada. Esto elimina las correlaciones fantasma cerca de las fronteras de estas áreas (representado por el área rellena).

### Ventana del tipo "top-hat"

Esta ventana multiplica las intensidades en el centro del área de interrogación con uno, mientras que las intensidades cerca de las fronteras de esta región son multiplicadas por cero:

$$W(m,n) = \begin{cases} 1 & \text{Cuando } \begin{cases} \frac{-k M}{2} \leq m \leq \frac{k M}{2} \\ \frac{-k N}{2} \leq n \leq \frac{k N}{2} \end{cases} \text{ y,} \\ 0 & \text{En cualquier otra circunstancia.} \end{cases}$$

(M,N) es el tamaño del área de interrogación y (m,n) representa la posición en píxeles dentro del área de interrogación, (m,n)=(0,0) se encuentra en el centro. El valor de k determina el ancho de la ventana tipo "top-hat".

\*FlowManager (software) soporta los siguientes valores de k:

k	Ancho de la Ventana	Máximo desplazamiento
0.5	50%	12.5%
0.75	75%	18.8%

El ancho de la ventana y el máximo desplazamiento de la partícula, están expresados como porcentaje de las dimensiones del área de interrogación.



**Ventana tipo Gaussiana**

Un problema no resuelto por la ventana del tipo "top-hat" es el error en las mediciones debido a las imágenes erróneas de las partículas cerca de los límites del área de interrogación. En tales casos el verdadero vector desplazamiento de la partícula en cuestión tiene su posición (inicial o final) real fuera del área de interrogación, pero dado que los cálculos no toman en cuenta la existencia de la segunda mitad de la partícula. Se supone el desplazamiento del vector como la mitad del diámetro real de la partícula. Esto hace que las mediciones tiendan a cero y aún cuando el filtro de tipo "top-hat" elimina el problema a lo largo de los límites de la zona de interrogación realizando una reconstrucción a lo largo de la ventana, donde la mitad de las partículas en la imagen podrían ser multiplicadas por uno, mientras la otra mitad es multiplicada por cero. Para manipular estos datos, una ventana tipo Gaussiana puede ser utilizada en lugar de una de tipo "top-hat".

### Partículas trazadoras

Las partículas trazadoras son las que permiten verdaderamente saber el movimiento del fluido, por lo que las consideraciones al respecto son de suma importancia.

Las partículas deben ser lo suficientemente pequeñas para seguir al fluido de una forma precisa, así como lo suficientemente grandes para dispersar la luz necesaria para que la cámara las detecte. Idealmente, las partículas deberían ser también de flotación neutra en el fluido, esto es que tengan aproximadamente la misma densidad que el fluido mismo.

Generalmente el movimiento de las partículas suspendidas en un fluido es afectado por:

- La forma de la partícula.
- El tamaño de la partícula
- Densidad relativa entre partícula y fluido
- Concentración de partículas en el fluido
- Fuerzas de cuerpo.

La forma de las partículas trazadoras influye en el arrastre ejercido por el fluido circundante sobre las partículas. El tamaño de las partículas influye en la respuesta a los cambios de velocidad en el fluido circundante.

La concentración de las partículas podría llegar a perturbar al fluido debido a las interacciones entre partículas. De hecho esta debe ser baja para que las partículas estén separadas unas de otras varios diámetros. De este modo la interacción entre partículas es despreciable.

Las fuerzas de cuerpo, como la gravedad, pueden ser despreciadas excepto en fluidos realmente lentos, donde la flotación de las partículas podría ser importante. En experimentos donde está presente un campo electrostático, las fuerzas de cuerpo pueden

llegar a ser importantes, pero en estos casos probablemente serán parte del experimento y como tal no se podrían considerar como perturbaciones.

Dado que el análisis del movimiento de las partículas es complicado aún para partículas esféricas, las partículas "reales" no pueden modelarse de una manera propia. De hecho sólo partículas esféricas en un fluido infinito han sido analizadas. Para partículas de formas irregulares, los resultados cualitativos son aplicables. Esta aproximación es buena para partículas líquidas y razonable para partículas sólidas monodispersadas, pero pobre para otras partículas sólidas, como aglomerados.

Basset (1888) derivó la ecuación del movimiento para esferas en un fluido infinito, estancado y Hinze (1959) expandió esta teoría a un fluido en movimiento, considerando la velocidad instantánea de la partícula relativa al fluido  $V \equiv U_p - U_f$ .

$U_p$  velocidad de la partícula.

$U_f$  velocidad del fluido.

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{d\hat{U}_p}{dt} = -3\pi\mu d_p \mathcal{V} + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{U}_f}{dt} - \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_f \frac{d\mathcal{V}}{dt} - \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu\rho_f} \int_0^t \frac{d\mathcal{V}}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}}$$

Fuerzas de Aceleración	Arrastre viscoso de Stokes	Gradiente de fuerzas de presión en el fluido	Resistencia del fluido a la aceleración de la esfera (Masa añadida)	Fuerza de arrastre asociada con el movimiento no-estacionario. (Basset)
---------------------------	----------------------------------	---	---	---

El primer término de la ecuación representa la fuerza requerida para acelerar a la partícula y el segundo término muestra el efecto del arrastre viscoso dado por la ley de Stokes. La aceleración del fluido produce un gradiente de presiones en la vecindad de la partícula, descrita por la fuerza que aparece en el tercer término. El cuarto término representa la resistencia del fluido no viscoso a la aceleración de la esfera, basada en la teoría de flujo potencial a veces también llamada fuerza por masa añadida (added mass force). El último

término, denominado “integral histórica de Basset” representa la fuerza de arrastre derivada del patrón de fluido que ocurre en flujo estacionario, y esta asociada con la difusión de la vorticidad.

### **Efectos de los gradientes de velocidad dentro de las áreas de interrogación**

Idealmente el flujo dentro del área de interrogación debería ser homogéneo, asegurando que todas las partículas trazadoras obtengan exáctamente el mismo desplazamiento. Los gradientes de velocidad dentro del área de interrogación son algunas razones de las desviaciones y errores que afectan en los cálculos de la siguiente manera.

- El verdadero pico dentro del plano de correlación corresponde al desplazamiento promedio de la partícula. Cuando la variación en el desplazamiento de cada partícula se incrementa, la altura de la señal pico se decrementa y su ancho se incrementa. Dado que los picos de ruido debidos a las correlaciones erróneas no son afectados por las variaciones de desplazamiento dentro de las áreas de interrogación, los gradientes de velocidad efectivamente reducen la razón señal-ruido. Este problema se incrementa con el aumento de gradientes de velocidad y eventualmente las correlaciones válidas pueden transformarse en ruido dando pauta a la existencia de errores en el mapa de vectores.
- Cuando hay gradientes de velocidad dentro de un área de interrogación, las partículas rápidas tienden con mayor facilidad a tener tanto posiciones finales o iniciales fuera del área de interrogación. Así, los gradientes de velocidad dentro del área de interrogación tienden a inclinar las mediciones a cero. Este problema se incrementa en tanto los gradientes de velocidad aumentan (sin gradientes de velocidad, los efectos adversos de ausencia de parejas pueden ser casi eliminados compensando la segunda área de interrogación relativa a la primera).

## Taller de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV)

Presentaciones 6 de septiembre de 2001

No	Autores	Título	Día	Hora
1	<i>Luis Zavala Sansón</i>	PIV aplicado a fluidos en rotación	6	15:50
2	José Alberto Olivares (Rosalió)	HYDRODYNAMIC FLOWS CHARACTERIZATION IN NEMATIC LIQUID CRYSTAL CELLS	6	16:05
3	Angel Ruiz Angulo y Roberto Zenit	Medición del campo de velocidades alrededor de una esfera que choca contra una pared	6	16:20
4	Leonardo Traversoni	Los invariantes proyectivos y la captura de imágenes o Reconstrucción proyectiva de forma y movimiento	6	16:35
5	FLORENCIO SÁNCHEZ SILVA	CARACTERIZACION DEL FLUJO BURBUJEANTE VERTICAL EMPLEANDO TÉCNICAS PIV	6	17:00
6	Enrique Barrera	Expectativas del uso de la técnica de PIV, en los sistemas de colectores solares en régimen termosifónico	6	17:15
7	Catalina Stern	Dificultades del Uso de PIV y del software de TSI en un Flujo Oscilante	6	17:30
8	Deyanira Castro Fierro y Miguel Angel Vergara Sánchez	<i>Medición en laboratorio de velocidades en oleaje rompiente español</i>	7	17:45

SUPLEMENTO DEL BOL. SOC. MEX. FÍS. 15-3, 2001

ISSN 0187-4713

# XLIV

## CONGRESO NACIONAL DE FÍSICA

Congreso de la División de Dinámica de Fluidos  
 XIV Reunión Anual de la Academia Mexicana de Óptica (AMO)  
 XIV Encuentro Nacional de Divulgación Científica

50

### PROGRAMAS

Y

### RESÚMENES



SEP

# SESIÓN 11: Métodos Experimentales

## Viernes 19, 08:30-10:00

Moderador: *Dr. Eduardo Rincón Mejía, FI-UAEMex*

### SXI.1

#### **Medición del campo de velocidades alrededor de una esfera que choca contra una pared**

*Angel Ruiz Angulo y Roberto Zenil, Instituto de Investigaciones en Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México Apdo. Postal 70-360, Ciudad Universitaria, Coyoacán D.F. 04510, México*

Se estudió el proceso de choque de una esfera, inmersa en un fluido viscoso, contra una pared. Utilizando la técnica de velocimetría PIV se obtuvieron mediciones del campo de velocidades alrededor de la esfera antes y después del contacto de la esfera con la pared. Para un experimento dado, la velocidad de translación de la esfera se mantuvo constante. El control de la velocidad se logró con un motor de pasos y un controlador digital. Se utilizó un bloque de vidrio de 2.5 cm de espesor como pared de impacto para evitar pérdidas de energía por vibración. Estudiamos rangos de número de Reynolds y Stokes hasta aproximadamente 2000 y 3000 respectivamente, variando la velocidad de impacto, el diámetro y densidad de la esfera y la viscosidad del fluido.

Encontramos que, como resultado de la colisión, la estela viscosa asociada con la esfera se desprende de la parte posterior y se extiende radialmente sobre la pared. La vorticidad concentrada en la estela aumenta mientras que la estela se extiende. La extensión de la perturbación de velocidad es proporcional al número de Reynolds de la colisión. También se obtuvieron los tiempos medios de disipación, los cuales son proporcionales a la viscosidad cinemática del fluido.

# “SEMINARIO”

El Departamento de Reología y Mecánica de Materiales  
le invita al Seminario:

***“Flujo alrededor de una esfera que choca  
contra una pared plana”***

Impartirá:  
Angel Ruíz Angulo

y

***“Flujo de burbujas en un flujo potencial”***

Impartirá:  
Miguel Moctezuma Sánchez

Asesor: Dr. J.Roberto Zenit Camacho

**El jueves 25 de abril de 2002, a las 12:00 hrs., en la Sala  
de Conferencias del IIM.**

\*Café y Galletas





UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES / REOLOGÍA Y MECÁNICA DE MATERIALES

*Angel Ruíz Angulo*  
 Departamento de Reología y  
 Mecánica de Materiales.  
**Presente**

*Por este medio, expresamos a usted nuestro reconocimiento por su participación en el Instituto de Investigaciones en Materiales con el Seminario:*

***"Flujo alrededor de una esfera  
 que choca contra una pared plana"***

*Impartido el jueves 25 de abril de 2002, en la Sala de Conferencias de este Instituto.*

**Atentamente**  
**"POR MI RAZA HABLARA EL ESPIRITU"**  
**Cd. Universitaria, D.F., 22 de abril de 2002**

**DR. OCTAVIO MANERO BRITO**  
**Jefe del Departamento**

Circuito Exterior, Ciudad Universitaria, México, D. F., 04510. Apartado Postal 70 360 ó 70 284  
 Tel/Fax 5622 4602 o Fax: 5616 1201  
 Correo electrónico: deplmecmate@maxwell.iimatercu.unam.mx

# The evolution of the velocity field around a sphere colliding with a wall

By A. RUIZ-ANGULO AND R. ZENIT

Instituto de Investigaciones en Materiales,  
Universidad Nacional Autónoma de México,  
México D.F. 04510, México

(Received December 2001)

We studied the fluid motion around a sphere colliding with a wall immersed in a viscous fluid. Using a PIV technique, the velocity field around the sphere was obtained for different times before and after the collision. For a given experiment the impact velocity of the sphere was kept constant using a motor control. The colliding surface was thick enough to ensure that the rebound was not damped by vibrations. Spheres of different diameters and densities were used, as well as number of water-glycerin mixtures, to obtain ranges of the Reynolds and Stokes number from 10 to 1000.

It was found that, as a result of the collision, the viscous wake that was behind the sphere before contact detached and continued moving forward and interacted with the wall. The velocity and vorticity fields are obtained. A measure of the fluid agitation caused by the collision is obtained and it appears to scale with the collision Reynolds number. A model to predict the extent of the fluid disturbance and the strength of the vortex ring is presented and its predictions compared with the measurements.

---