



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA CIVIL

ESTUDIO DE LA CONVECCIÓN PENETRATIVA MEDIANTE EL USO DE PIV Y VIDEO

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL

BRUNO ALESSANDRO LAPI JORQUERA

PROFESOR GUÍA:

YARKO NIÑO CAMPOS

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:

CHRISTIAN IHLE BASCUÑÁN

ALBERTO DE LA FUENTE STRANGER

SANTIAGO-CHILE

ABRIL 2013

**RESUMEN DE LA MEMORIA
PARA OPTAR AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL.**
POR: BRUNO LAPI JORQUERA.
FECHA: 04/04/2013.
PROF. GUÍA: Sr. YARKO NIÑO.

**“ESTUDIO DE LA CONVECCIÓN PENETRATIVA MEDIANTE EL USO DE PIV Y
VIDEO”**

Producto del enfriamiento durante la noche en lagos se produce a nivel superficial una delgada lámina de agua de mayor densidad, de la que comienzan a precipitar corrientes de agua más fría modificando la termoclina. Este fenómeno que se conoce como convección penetrativa y dicho proceso es gobernado por el equilibrio entre las fuerzas boyantes y fuerzas viscosas en presencia de un proceso de transferencia de calor en el fluido, descrito por cierto número adimensional conocido como el número de Rayleigh, Ra .

La convección penetrativa constituye uno de los principales mecanismos de transporte de energía en el sistema acuático, lo que a nivel estacional genera cambios en la hidrodinámica interna de estos. Sin embargo, se conoce poco acerca del comportamiento de las plumas termales que se generan a nivel diario y de cómo estas pueden afectar la estratificación existente.

Para ello se ha desarrollado una instalación experimental capaz de reproducir el fenómeno observado de manera equivalente, realizando ciclos de calentamiento – enfriamiento en la base y no en la superficie como en los lagos. Para producir dichos ciclos, el sistema automatiza la entrada de agua caliente y fría al sistema generando variaciones sinusoidales de temperatura.

Para visualizar el fenómeno se utilizó *‘Particle Image Velocimetry’* o PIV, del que se obtienen campos vectoriales de las velocidades producidas por las erupciones termales, las que han sido verificadas mediante una comparación con el ajuste realizado por Moses et al. (1993). Se realizaron por otro lado experiencias con la columna de agua estratificada, encontrando que la variación de la posición de la termoclina, z_T , producto de las erupciones termales, sigue un comportamiento muy similar al de la onda de temperatura impuesta, salvo por un desfase entre el mayor valor de z_T y la temperatura máxima. Además se comprobó experimentalmente la teoría planteada por Ihle & Niño (2012) que relaciona el tiempo de inicio de la convección con una potencia del número de Rayleigh mediante una constante, cuya parametrización también ha sido corroborada.

AGRADECIMIENTOS

A mi familia por creer en mí,

A mis profesores por guiarme siempre con buena voluntad en este proceso,

*A mis compañeros por todos los buenos y malos ratos que pasamos para llegar a esto,
y a mis amigos de la vida porque sin ellos esto habría salido antes.*

VAMOS QUE SE PUEDE!!!!!!!!!!!!

ESTUDIO DE LA CONVECCIÓN PENETRATIVA MEDIANTE EL USO DE PIV Y VIDEO

Tabla de Contenido

1.	Introducción	8
1.1.	Generalidades	8
1.2.	Objetivo General	9
1.3.	Objetivos Específicos.....	9
1.4.	Alcances	9
1.5.	Organización del informe.....	10
2.	Revisión Bibliográfica.....	11
2.1.	Convección Penetrativa.....	11
2.2.	Técnicas de visualización.....	18
3.	Desarrollo Experimental	22
3.1.	Descripción Conceptual del Experimento.....	22
3.2.	Descripción de la instalación experimental.....	23
3.2.1.	Sistema de alimentación.....	24
3.2.1.1.	Agua Fría.....	24
3.2.1.2.	Agua Caliente	24
3.2.2.	Estanque de mezcla	24
3.2.3.	Difusor.....	26
3.2.4.	Cámara Térmica.	26
3.2.5.	Estanque.	28
3.3.	Sistema de Automatización y control.....	29
3.4.	Sistema de medición.....	32
4.	Experimentos.....	35
4.1.	Definición de adimensionales	35
4.2.	Matriz de Experimentos	37

4.3.	Determinación de la velocidad de sedimentación	39
4.4.	Identificación de parámetros de filmación de experimentos	40
5.	Resultados	43
5.1.	Experiencias sin estratificación	43
5.2.	Experiencias con estratificación.....	50
6.	Conclusiones	62
7.	Bibliografía	65

Listado de Figuras

Fig. 2.1: Esquema del calentamiento y enfriamiento de un lago.....	11
Fig. 2.2: Esquema corriente de agua fría de mayor densidad.....	12
Fig. 2.3: Esquema de Técnicas mediante pulsos de Luz.	18
Fig. 3.2: Esquema general de la instalación experimental	23
Fig. 3.3: Esquema cámara de mezcla.	25
Fig. 3.4: Fotografía cámara de mezcla	25
Fig. 3.5: Fotografía difusor.	26
Fig. 3.6: Configuración orificios cara inferior cámara térmica.	27
Fig. 3.7: Fotografía cámara térmica.	27
Fig. 3.8: Fotografía estanque.....	28
Fig. 3.9: Fotografía bomba conducción agua caliente.....	28
Fig. 3.10: Fotografía válvulas solenoide.	29
Fig. 3.11: Fotografía termocupla.....	30
Fig. 3.12: Tarjeta de Adquisición NI USB-9162.....	30
Fig. 3.13: Interfaz de la rutina de control.....	31
Fig. 3.14: Esquema de decisión de la rutina de control.....	31
Fig. 3.15: Fotografía de la cámara.....	32
Fig. 3.16: Esquema de la instalación Experimental	33
Fig. 4.1: Esquema del experimento con columna estratificada	35
Fig. 4.2: Tasa de Sedimentación	39
Fig. 4.3: Relación entre el peso de los archivos de video, el número de frames y el tamaño de la ventana	41
Fig. 4.4: Relación entre la pendiente y la superficie S de la ventana	42
Fig. 5.1: Esquema de la evolución de corrientes convectivas	44
Fig. 5.2: Comparación entre velocidad vertical medida y velocidad predicha.....	46
Fig. 5.3: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 1	47
Fig. 5.4: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 2	48
Fig. 5.5: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 3	48
Fig. 5.6: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 4	49
Fig. 5.7: Perfiles de intensidad de luz en la vertical.....	51
Fig. 5.8: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 5	52
Fig. 5.9: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 6	52
Fig. 5.10: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 7	53

Fig. 5.11: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 8	53
Fig. 5.12: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 9	54
Fig. 5.13: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 10	54
Fig. 5.14: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 11	55
Fig. 5.15: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 12	55
Fig. 5.16: Desfase entre la máxima posición de la termoclina y la temperatura máxima	57
Fig. 5.17: Inicio de la primera inestabilidad. (1) Curva teórica del fenómeno (2) Curva ajustada a los datos.	59
Fig. 5.18: Inicio de la segunda inestabilidad	60

1. Introducción

1.1. Generalidades

El agua es un elemento fundamental para la humanidad ya que forma parte de todas las esferas de la vida, ya sea como medio para la realización de diversas actividades económicas, como fuente de recreación, como parte fundamental de los procesos biológicos inherentes a la vida o procesos físicos y químicos. La mantención de ciertos estándares de la calidad del recurso, y del comportamiento de los sistemas hídricos relacionados se hace fundamental, motivando así la búsqueda de un entendimiento cada vez mayor sobre los procesos hidrodinámicos internos de los cuerpos de agua.

La evolución diaria de la densidad del agua cerca de la superficie en lagos y embalses depende del calor entregado durante el día y del enfriamiento durante la noche. En el último caso, se genera un escenario inestable en que la densidad de la superficie es mayor que la densidad de la profundidad gatillando un flujo turbulento conocido como convección penetrativa, el que aumenta la mezcla y rompe la débil estratificación (térmica y de densidad) que se forma durante el día (Wüest & Lorke, 2003).

Para conocer mejor los alcances del desarrollo de la convección penetrativa en un lago se desarrolló una instalación experimental que permitió recrear el fenómeno, generando variaciones sinusoidales de temperatura, de manera de ver como la frecuencia angular de la función que describe dichas variaciones influye en el desarrollo de las corrientes.

Se realizaron dos tipos de experiencias, una donde no hay estratificación y otra donde existe estratificación. Con ellas, se pretende estudiar los impactos de la convección penetrativa en la ruptura de la estratificación del cuerpo de agua y verificar sus propiedades como mecanismo de mezcla. Para esto se empleará una metodología que permita la correcta visualización de los flujos inducidos por las variaciones de densidad generadas por los cambios de temperatura descritos anteriormente. En particular se ha escogido técnicas basadas en la identificación de la posición de partículas o grupos de ellas empleando filmación y rutinas de post-procesamiento basadas en algoritmos de correlación (PIV, Adrian 1991). Esto dará origen a campos de velocidades que permitirán estudiar el movimiento de las plumas de densidad y como éstos se relacionan con el enfriamiento sinusoidal generado.

Además se estudiarán los tiempos de inicio de las erupciones termales y se verificará su relación con el número adimensional conocido como el número de Rayleigh, de manera de verificar experimentalmente la relación propuesta en trabajos anteriores relacionados (Ihle & Niño, 2012).

1.2. Objetivo General

Estudiar experimentalmente el fenómeno de la convección penetrativa para ahondar en el conocimiento que se tiene actualmente acerca del proceso a escala diaria en embalses y lagos, estudiando sus implicancias como mecanismo de transporte de energía mediante experimentos.

1.3. Objetivos Específicos

- Desarrollar una instalación experimental que emule las condiciones que se requieren para el desarrollo del fenómeno
- Desarrollar metodologías para la utilización de PIV.
- Realizar experiencias donde no exista estratificación para conocer el comportamiento y evolución de las plumas de densidad producidas por el enfriamiento sinusoidal debido al calentamiento producido durante el día y posterior pérdida de este calor durante la noche.
- Realizar experiencias donde la columna de agua se encuentre estratificada por densidad para estudiar cómo el desarrollo de las corrientes de densidad influyen en la evolución de la posición de la termoclina.

1.4. Alcances

El trabajo tiene como objetivo principal generar conocimiento mediante experimentos sobre el desarrollo de corrientes convectivas producto de variaciones intradiarias de la temperatura del cuerpo de agua y como estas afectan la hidrodinámica interna de los cuerpos de agua. No está dentro de los alcances de este trabajo la resolución del problema de Rayleigh–Bénard ni de ninguna ecuación que describa el fenómeno de la convección, sin embargo si se utilizarán los resultados que se obtengan para validar estudios anteriores del problema señalado.

1.5. Organización del informe

El informe se estructura en 6 capítulos los cuales se describen a continuación.

- **Introducción:** Algunos aspectos generales del trabajo y su motivación. Se presentan además los objetivos y alcances del estudio.
- **Revisión Bibliográfica:** En este capítulo se presenta un resumen de la revisión realizada a trabajos relacionados con el tema en cuestión, rescatando los aportes relevantes para el desarrollo del estudio.
- **Desarrollo Experimental:** Se muestra en detalle las distintas componentes de la instalación experimental además de la descripción conceptual del experimento.
- **Experimentos:** En este capítulo se muestra la matriz de experimentos detallando los adimensionales los representan.
- **Resultados:** Se muestran los resultados de los experimentos realizados además de un análisis de estos.
- **Conclusiones:** En este capítulo se presentan las conclusiones que se obtienen del análisis de los resultados.

2. Revisión Bibliográfica

2.1. Convección Penetrativa

Los cambios en las condiciones de temperatura afectan en forma directa el comportamiento hidrodinámico de los cuerpos de agua, induciendo fuertes cambios térmicos que siguen las tendencias de las temperaturas diurnas y nocturnas del ambiente.

Para cuerpos de agua de profundidades menores, el calor recibido durante el día eventualmente puede llegar hasta el fondo, mientras que para cuerpos de agua de profundidades mayores el calor difícilmente pueda ser recibido por las capas inferiores. Un esquema de los cambios térmicos a lo largo del día en los cuerpos de agua se muestra en la Fig. 2.1

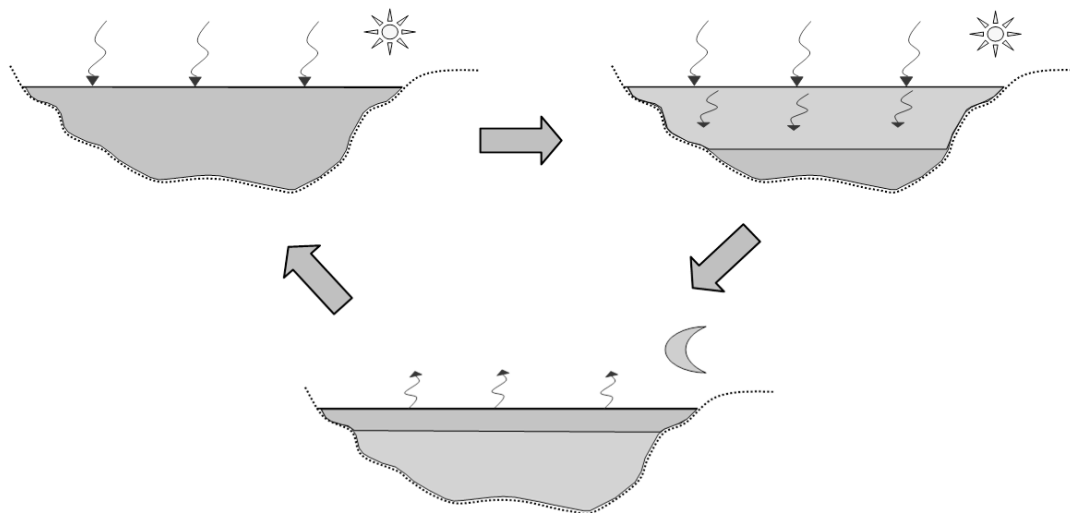


Fig. 2.1: Esquema del calentamiento y enfriamiento de un lago.

En el esquema las zonas oscuras representan aguas con bajas temperaturas mientras que las zonas claras representan las aguas a temperaturas mayores.

Este descenso en la temperatura genera un aumento de la densidad del fluido a nivel superficial, produciendo una delgada capa de espesor δ , la que en general, salvo en el caso de aguas muy someras, es pequeña frente a la profundidad h del lago. Luego, producto de los gradientes positivos de densidad en la coordenada vertical, se inicia el descenso de pequeñas corrientes más frías y de mayor densidad que se precipitan hacia el fondo.

Un esquema de las corrientes de agua fría que penetran la capa inferior se muestra en la Fig. 2.2.

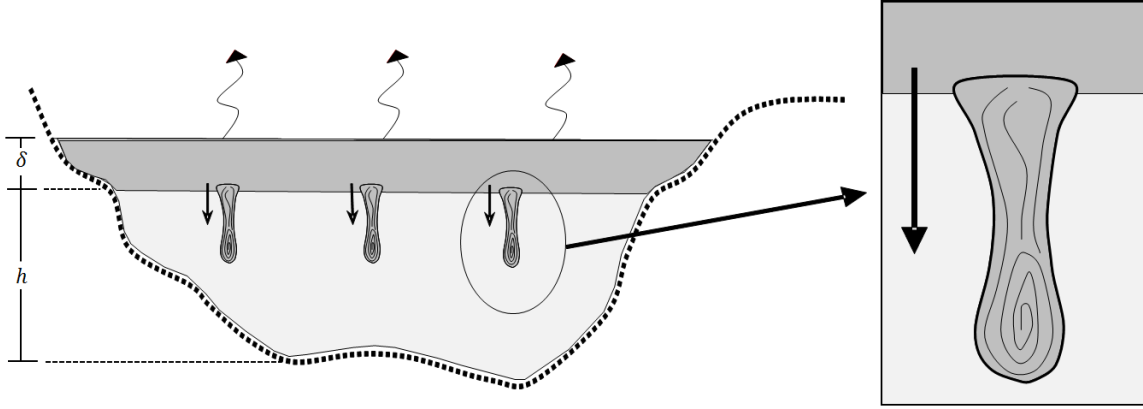


Fig. 2.2: Esquema corriente de agua fría de mayor densidad.

Así se realiza la mezcla de ambas capas siguiendo una tendencia hacia la estabilización u homogeneización de ambos fluidos o capas.

El estudio experimental del fenómeno fue abordado por Bénard en 1900 y posteriormente, la inestabilidad fue estudiada teóricamente por Rayleigh en 1916, quien en su trabajo encontró la solución analítica del sistema de ecuaciones planteado por Boussinesq que acopla las ecuaciones de conservación de momentum, energía y masa considerando que la densidad tiene una variación lineal con la temperatura.

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0)) \quad (2.1)$$

El sistema de ecuaciones de Boussinesq escrito en notación indicial es el siguiente.

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} - g[1 - \alpha(\tilde{T} - T_0)]\delta_{i3} + \nu \nabla^2 \tilde{u}_i \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} = \kappa \nabla^2 \tilde{T} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4)$$

donde:

\tilde{u}_i : Velocidades en las direcciones $i = 1, 2$ o 3 .

t : Tiempo.

x_j : Coordenadas espaciales en las direcciones $j = 1, 2$ o 3 .

ρ_0 : Densidad de referencia del agua.

P : Presión.

g : Aceleración de gravedad.

α : Coeficiente de expansión termal.

\tilde{T} : Temperatura.

T_0 : Temperatura de referencia.

ν : Viscosidad cinemática del agua.

δ_{i3} : Función delta de Dirac según la dirección 3 donde $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$, $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$

$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$: Operador Laplaciano.

Un supuesto fundamental del planteamiento de Boussinesq es que ninguna de las propiedades del fluido varía significativamente con la temperatura, salvo la densidad para la cual se supone una variación lineal con la temperatura. Se debe notar además que en (2.2) se considera que las variaciones de densidad son relevantes solo en el término que representa la boyancia del elemento de fluido y no dentro de los términos del lado izquierdo para los cuales se asume una densidad constante ρ_0 .

Para analizar de mejor manera el sistema de Boussinesq se formulan las ecuaciones de forma adimensional, cuyas variables se explican a continuación.

$$x_j^* = \frac{x_j}{d} \rightarrow x_j = x_j^* d \quad (2.5)$$

$$t^* = \frac{td^2}{\kappa} \rightarrow t = \frac{t^* \kappa}{d^2} \quad (2.6)$$

$$T^* = \frac{T}{\Delta T} \rightarrow T = T^* \Delta T \quad (2.7)$$

$$P^* = \frac{P}{\rho_0 g d} \rightarrow P = P^* \rho_0 g d \quad (2.8)$$

$$u_i^* = \frac{\tilde{u}_i d}{\kappa} \rightarrow \tilde{u}_i = \frac{u_i^* \kappa}{d} \quad (2.9)$$

En este caso las variables con superíndice asterisco denotan las correspondientes variables adimensionales, d es la escala de longitud a utilizar correspondiente a la profundidad de la columna de agua mientras que ΔT es la diferencia de temperaturas entre los bordes del problema. Si se introducen las variables adimensionales en (2.2) se obtiene.

$$\frac{\kappa^2}{d^3} \frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\kappa^2}{d^3} u_i^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} = -g \frac{\partial P^*}{\partial x_i^*} - g \alpha \Delta T T^* \delta_{i3} + \frac{\nu \kappa}{d^3} \nabla^{*2} u_i^* \quad (2.10)$$

donde $\nabla^{*2} = \frac{\partial^2}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2}{\partial z^{*2}}$ corresponde al operador Laplaciano adimensional.

El análisis de los dos últimos términos de arroja que existe una escala que describe el balance natural entre las fuerzas viscosas y las fuerzas boyantes, actores principales del problema en cuestión. Dicha escala se representa con cierto adimensional denominado número de Rayleigh que se define como:

$$\frac{\text{Fuerzas Boyantes}}{\text{Fuerzas Viscosas}} = Ra = \frac{g \alpha \Delta T}{\nu \kappa / d^3} = \frac{g \alpha \Gamma d^4}{\nu \kappa} \quad (2.11)$$

Donde $\Gamma = \frac{\Delta T}{d}$ representa el gradiente de temperatura en la dirección vertical.

Un análisis de estabilidad de las ecuaciones antes mencionadas arroja que existe un valor crítico de Ra cercano a 1000 donde se generan inestabilidades y el equilibrio entre las fuerzas se pierde, momento donde comienza el desarrollo de corrientes de convectivas. (Drazin & Reid, 1981)

Por otra parte, Moses et al. (1993) estudió la dependencia del inicio del fenómeno con el número de Rayleigh definido de la siguiente manera considerando la existencia de una capa termal δ :

$$Ra_c = \frac{g\alpha Q\delta^4}{R(R + \delta)C_p\rho_0\nu\kappa^2} \quad (2.12)$$

donde:

C_p : Calor específico del agua

δ : Espesor de la capa termal

Q : Flujo total de calor

R : Radio equivalente de la fuente de calor

Para sus experimentos utilizó un estanque de vidrio de $10 \times 10 \times 20 \text{ cm}$ ($b \times e \times h$), en el que instaló tres resistores cilíndricos en su base con el fin de generar las variaciones de temperatura deseadas. El parámetro R corresponde al radio que tendría una esfera de superficie equivalente a la superficie de cada uno de los cilindros utilizados.

Con dichas consideraciones, se encontró que el valor crítico de Ra para que ocurriese convección es del orden de $Ra_c = 130 \pm 30$ (Moses et al. 1993, Zocchi et al. 1990). Por su parte Ihle & Niño (2009) utilizando un estanque con dimensiones internas de $370 \times 165 \times 250 \text{ mm}$ ($b \times e \times h$) encontró que para un número de Rayleigh definido de manera similar al descrito en (2.12) como:

$$Ra_l = \frac{g\alpha q\delta^4}{dC_p\rho_0\nu\kappa^2} \quad (2.13)$$

donde d corresponde a las dimensiones de las fuentes de calor utilizadas y q corresponde al flujo por unidad de longitud de calor medido en W/m , los valores críticos son del orden de $Ra_l \approx 128$, lo que concuerda de excelente manera con el resultado mencionado anteriormente.

Moses además logró una parametrización de la velocidad vertical de las plumas en función de adimensionales como el Rayleigh y el número de Prandtl. Su escalamiento tiene la siguiente forma.

$$V_c = \frac{\alpha\kappa}{R} R_f^{1/2} \sigma^{-1/2} \quad (2.14)$$

donde:

V_c : Velocidad vertical de la pluma

a : Factor con valor 0.2 ± 0.02

κ : Difusividad termal del agua

R : Radio equivalente de la fuente de calor.

Por otra parte $\sigma = \nu/\kappa$ corresponde al número de Prandtl que representa la razón entre las tasas de difusión de momentum y de calor mientras que R_f se define de la siguiente manera.

$$R_f = \frac{g\alpha PR^2}{\rho C_p \kappa^3} \quad (2.15)$$

En este caso P tiene unidades de potencia y corresponde al flujo de energía de la fuente hacia el sistema. Se debe notar que al contrario de la definición (2.13), la escala de longitud utilizada por Moses et al. (1993) corresponde al radio de una esfera de área equivalente al cilindro que fue utilizado como fuente de calor y no a la profundidad de la columna de agua, lo que tiene su justificación en que el radio R es del orden del ancho basal de la pluma.

Luego de determinar el orden de magnitud del valor crítico del número de Rayleigh se ha estudiado el tiempo que debe transcurrir para que comience el proceso de convección teniendo en cuenta variaciones de temperatura sinusoidales y valores del Rayleigh tales que efectivamente exista convección (Ihle & Niño, 2012). Se debe mencionar que para sistemas de gran tamaño siempre se tendrán números de Rayleigh mayores que los valores críticos predichos por el análisis de estabilidad dado que se puede utilizar como escala característica de longitud cualquier dimensión del sistema.

Asumiendo que en el momento que la convección está por iniciarse las fuerzas boyantes están en equilibrio con las fuerzas viscosas, además de la hipótesis de Boussinesq para el fluido se tiene que.

$$g\alpha\theta^* \sim \frac{\mu}{\rho_0} \frac{W}{\delta^{*2}} \sim \frac{\mu}{\rho_0} \frac{1}{\delta^* t^*} \quad (2.16)$$

Donde θ^* corresponde a la temperatura como una función del tiempo, W corresponde a la componente vertical de la velocidad del flujo, δ^* es una longitud termal característica y t^* representa una escala de tiempo del problema como el tiempo de inicio de la convección.

Se considera que la temperatura presenta un comportamiento sinusoidal con el tiempo, de manera que.

$$\frac{\theta^*(z^* = 0, t^* > 0)}{\Delta\theta^*} = \frac{1}{2}(1 - \cos(\omega t)) \quad (2.17)$$

En este caso $\Delta\theta^* = \theta_{max} - \theta_{min}$ representa la amplitud de la función mientras que ω es la frecuencia de forzamiento de la función sinusoidal.

Para los inicios de la convección, transcurrido un tiempo lo suficientemente pequeño se puede expresar (2.17) en términos de una serie de McLaurin, resultando lo siguiente.

$$\frac{\theta^*}{\Delta\theta^*} \approx \frac{\omega^2 t^2}{4} \quad (2.18)$$

Si se acopla (2.18) con (2.16) además de una escala de longitud adecuada para el problema como $\delta^* \sim \sqrt{\kappa t^*}$ se obtiene lo siguiente.

$$g\alpha\Delta\theta^* \omega^2 t^{*2} \sim \frac{\nu}{\kappa^{1/2} t^{*3/2}} \quad (2.19)$$

Si se agrupan todos los términos en el lado izquierdo resulta.

$$\frac{g\alpha\Delta\theta^* \omega^2 \kappa^{\frac{1}{2}}}{\nu} t^{*7/2} \sim 1 \quad (2.20)$$

De esta manera, realizando los escalamientos correspondientes se ha encontrado que el tiempo crítico para el comienzo de corrientes convectivas es del orden de.

$$t \sim R^{-\frac{2}{7}} \quad (2.21)$$

En este caso $t = \omega t^*$ es un tiempo adimensional mientras que R corresponde a una definición alternativa del número de Rayleigh expresado de la siguiente manera.

$$R = \frac{g\alpha\Delta\theta^* \kappa^{\frac{1}{2}}}{\nu \omega^{\frac{3}{2}}} \quad (2.22)$$

2.2. Técnicas de visualización

Para la visualización del fenómeno se ha decidido utilizar “Particle Image Velocimetry” o “PIV” proveniente de una familia de técnicas basadas en pulsaciones de luz, las que permiten correlacionar secuencias de imágenes generando campos vectoriales representativos de los flujos. En la Fig. 2.3 se presenta un esquema con las técnicas de visualización basadas en pulsos de luz.

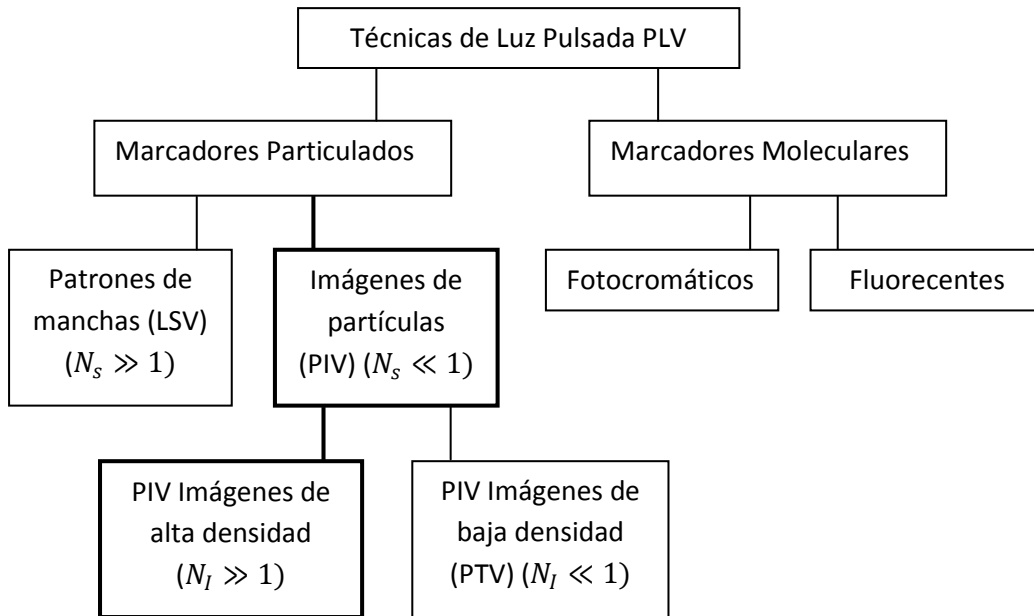


Fig. 2.3: Esquema de Técnicas mediante pulsos de Luz.

Para la aplicación de dichas técnicas se necesita sembrar la columna de agua con un trazador que en este caso corresponde a partículas que pueden ser seguidas si se iluminan mediante un plano de luz. De esta manera, si se conoce la evolución de la posición de la partícula en cierto instante de tiempo es posible conocer los flujos en la columna de agua dado que.

$$u(x, t) = \frac{\Delta x(x, t)}{\Delta t} \quad (2.23)$$

El input del método en este caso corresponde a secuencias de fotografías de las partículas iluminadas por el plano de luz, las cuales pueden tener alta o baja densidad dentro de la imagen. En las imágenes de baja densidad se siguen partículas singulares de manera de identificar la evolución temporal de la posición de cada una de ellas. Si la densidad de partículas en la imagen se hace más grande este proceso comienza a hacerse muy demandante por lo que se debe seguir subventanas dentro de la imagen denominadas “ventanas de interrogación”.

Las imágenes serán procesadas mediante algoritmos de correlación. Un esquema general del montaje para la realización de PIV se presenta en la Fig. 2.4.

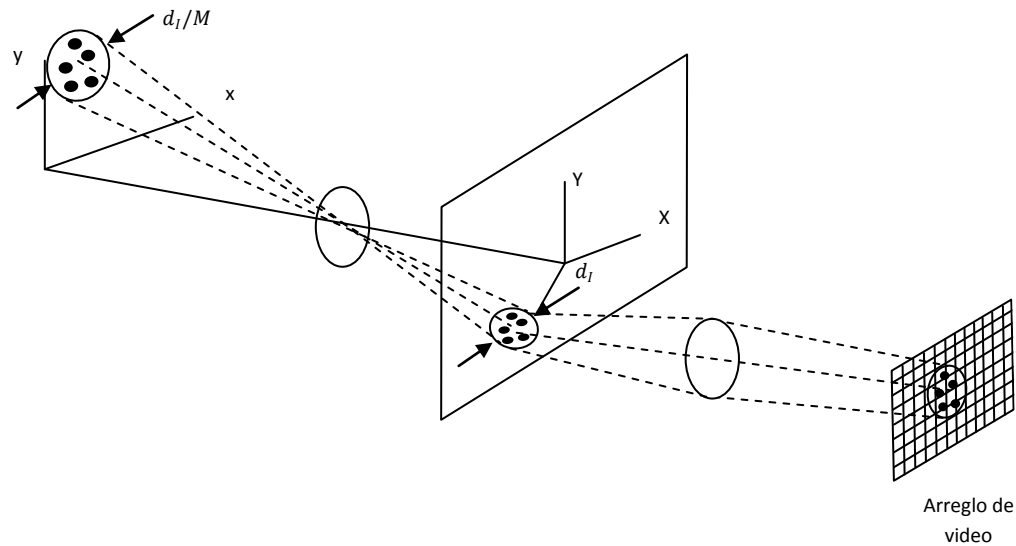


Fig. 2.4: Esquema general del montaje para PIV.

El PIV de alta densidad utiliza una concentración de partículas suficientemente alta para asegurar que cada ventana de interrogación contenga muchas partículas. A continuación se presenta la definición de la densidad de imagen.

$$N_I = \frac{C\Delta z_0\pi d_I^2}{4M^2} \quad (2.24)$$

donde:

N_I : Densidad de imagen

C : Número de partículas por unidad de volumen

Δz_0 : Ancho del plano de luz

d_I : Diámetro de la ventana de interrogación

M : Parámetro de magnificación de la cámara

La probabilidad de encontrar n partículas en un volumen V sigue una distribución de Poisson, esta se muestra a continuación.

$$Pr(x > n) = \frac{(CV)^n}{n!} e^{-CV} \quad (2.25)$$

donde C corresponde a la cantidad de partículas por unidad de volumen.

Es fácil ver que en el límite cuando $N_I \gg 1$ la probabilidad de no encontrar partículas en la ventana es muy pequeña. En la práctica densidades de imagen en el rango de 5 – 10 son adecuados para asegurar el funcionamiento del método (Adrian 1991).

Las partículas a utilizar deben tener diámetros del orden de 10 – 25 μm para permitir llenar la ventana de interrogación cuyo tamaño es menor que unos pocos milímetros y para entregar medidas precisas cuando los desplazamientos son pequeños.

El algoritmo trabaja correlacionando intensidades de luz en ventanas con otras cercanas mediante la función de autocorrelación definida como sigue:

$$R(\vec{s}) = \int_A I(\vec{X})I(\vec{X} + \vec{s})d\vec{X} \quad (2.26)$$

En este caso $I(\vec{X})$ representa a la función de intensidad de luz, A es el área de la ventana de interrogación y \vec{s} corresponde a un vector bidimensional que representa el desplazamiento de una ventana, luego para encontrar la trayectoria del fluido se busca un desplazamiento \vec{s} tal que la función de correlación se maximice.

En general los criterios para la realización de PIV de alta densidad con luz doble pulsada son los siguientes (Adrian 1991):

$$N_I > 10 - 20 \quad (2.27)$$

$$\sqrt{u^2 + v^2}\Delta t < \frac{1}{4} \frac{d_I}{M} \quad (2.28)$$

$$\frac{|\Delta u|}{|u|} < 0.2 \quad (2.29)$$

$$w\Delta t < \frac{1}{4} \Delta z_0 \quad (2.30)$$

donde u , v y w son las componentes de la velocidad de las partículas y Δu corresponde es la variación de velocidad durante la medición.

En resumen, se requiere básicamente una densidad de imagen considerable de modo que no existan zonas sin partículas. Se imponen también condiciones sobre el flujo, el cual debe ser principalmente en el plano $x - y$, donde el desplazamiento está acotado y no puede ser mayor que $1/4$ del diámetro de la ventana de interrogación. Además se requiere que las variaciones relativas de velocidad sean bajas.

Finalmente, es evidente que se requiere que el desplazamiento del trazador en la dirección normal al plano de luz sea acotado de manera que las partículas no desaparezcan del campo visual o desaparezcan lentamente.

3. Desarrollo Experimental

3.1. Descripción Conceptual del Experimento

Los fenómenos ambientales observados en la naturaleza no son siempre posibles de simular en instalaciones experimentales en forma fácil, por lo que en muchas ocasiones se debe optar por la búsqueda de modelos en los cuales se tengan condiciones estables y relativamente fáciles de controlar, y que a su vez correspondan a un caso equivalente al problema en estudio.

La instalación experimental busca crear las condiciones necesarias para los ciclos de calentamiento y enfriamiento de la capa superior de los lagos, pero en forma inversa al fenómeno real, es decir, un ciclo de calentamiento – enfriamiento en la capa superior corresponderá a un ciclo de enfriamiento – calentamiento en la capa inferior.

El calentamiento de la capa inferior generará el descenso de la densidad de fluido hasta el punto de obtener una capa con densidad menor que la de agua sobre ella, induciendo así la creación de corrientes verticales ascendentes que penetrarán en la capa superior más densa. Un esquema del proceso se muestra en la Fig. 3.1.

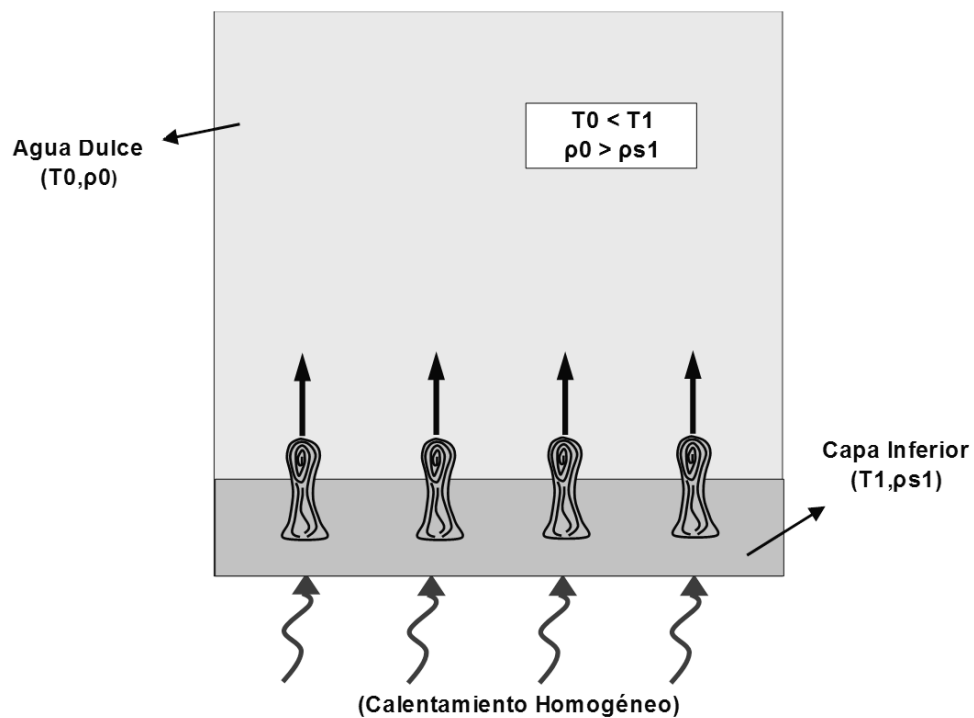


Fig. 3.1: Esquema de las corrientes generadas en la instalación experimental

3.2. Descripción de la instalación experimental

La instalación experimental es operada en el Laboratorio “Francisco Javier Dominguez” del Departamento de Ingeniería Civil, donde se cuenta con condiciones e instrumentación necesarias para el desarrollo del experimento.

La instalación experimental corresponde a un estanque con paredes de vidrio que representará la columna de agua. La inducción de calor en la capa más baja del estanque se realiza por conducción desde una cámara térmica ubicada bajo el estanque a través de una placa de aluminio, la cual es compartida con la cámara de vidrio. La cámara térmica es alimentada mediante un sistema de conducción y mezcla, que se describirá en puntos siguientes del informe.

Para generar una variación sinusoidal de temperatura el sistema será alimentado con agua fría y caliente, cuyas entradas están controladas mediante una interfaz computacional previamente calibrada. Dicha interfaz controla la inyección intermitente de agua fría o caliente utilizando válvulas solenoides automáticas. En la Fig. 3.2 se muestra un esquema general de la instalación experimental.

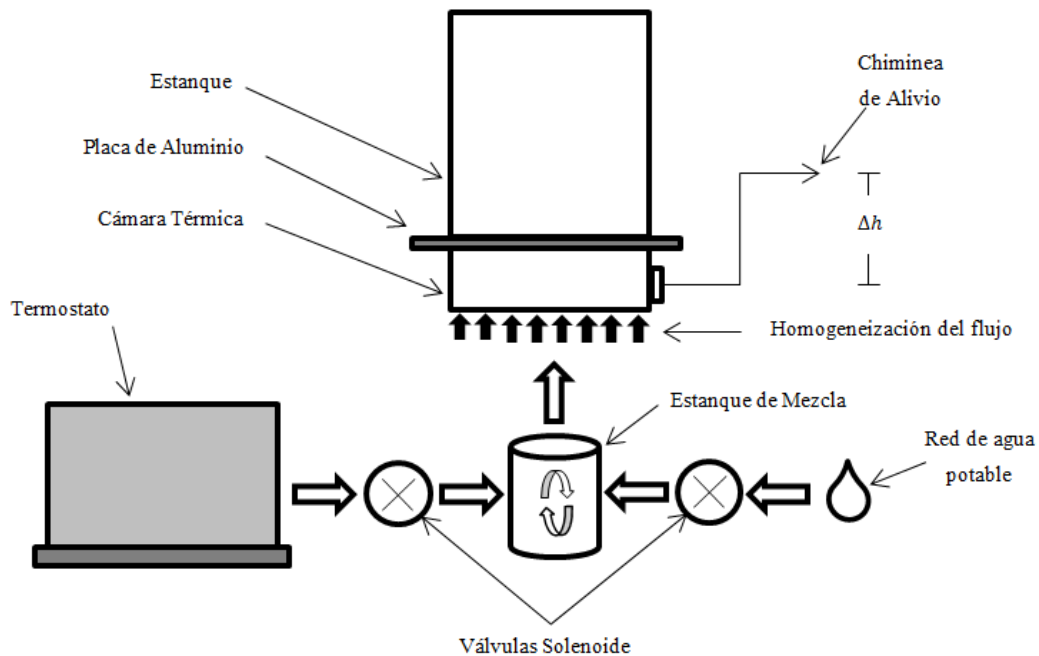


Fig. 3.2: Esquema general de la instalación experimental

La instalación puede ser caracterizada separadamente en varios sistemas, los cuales se describen a continuación, indicando su función.

3.2.1. Sistema de alimentación

El sistema de alimentación de caudales cuenta con dos ramas, una de agua fría, proveniente de la red de agua potable, y otra correspondiente a la de agua caliente, proveniente de un termo eléctrico que es alimentado a su vez desde la red de agua potable.

3.2.1.1. Agua Fría

La alimentación proviene desde un arranque de agua potable del Laboratorio de Hidráulica. La conducción es realizada mediante mangueras, contando además con una válvula solenoide de control automático para el paso o corte del flujo.

La alimentación lleva el agua hacia la cámara de mezcla.

3.2.1.2. Agua Caliente

El agua caliente proviene desde un termostato eléctrico con capacidad aproximada de 70 lt, instalado en el Laboratorio de Hidráulica. Esta conducción también cuenta con una válvula solenoide de control automático que habilita el paso del agua hacia la cámara de mezcla.

3.2.2. Estanque de mezcla

La cámara de mezcla corresponde al sistema por medio del cual se realiza la mezcla de los caudales de agua fría y caliente. A continuación en la Fig. 3.3 y Fig. 3.4 se muestra un esquema indicando las dimensiones de la cámara y una fotografía de ella.

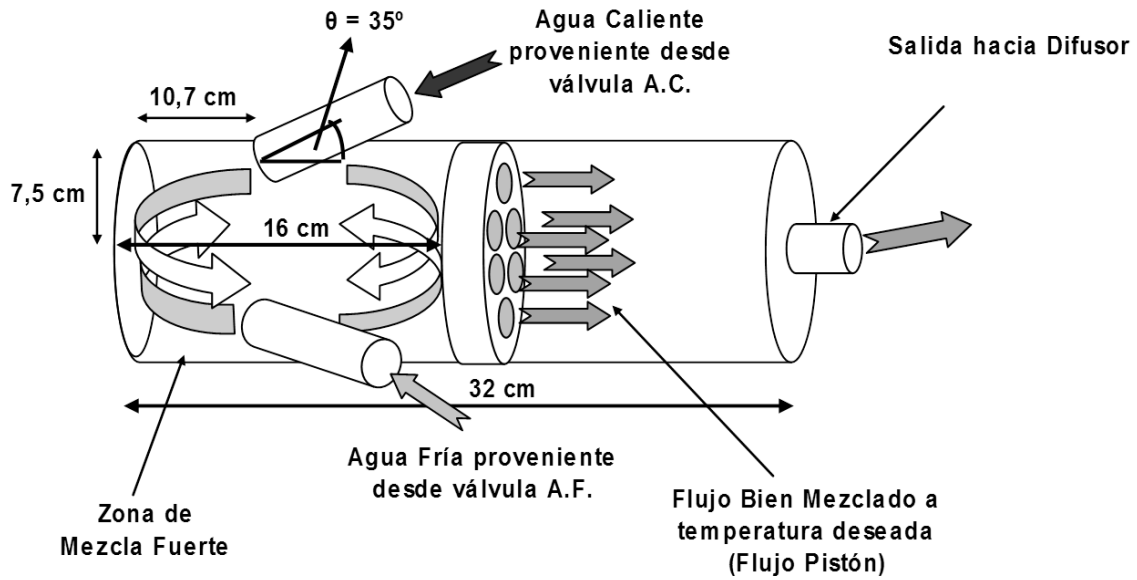


Fig. 3.3: Esquema cámara de mezcla.



Fig. 3.4: Fotografía cámara de mezcla

La cámara de mezcla consiste en un cilindro de PVC de 6 pulgadas de diámetro, con un largo total de 32 *cm*. La entrada de chorros es en un ángulo de 35° con respecto de la horizontal y considerando la distancia de la entrada desde el fondo, se permite el impacto de los chorros en la pared posterior y el entrecruzamiento de ellos.

La zona de mezcla fuerte posee aproximadamente 16 *cm* de largo; posterior a ella se incorpora una placa difusora, que tiene por finalidad reducir el área de escurrimiento y por ende, inducir una

recirculación de las corrientes dentro de la zona de mezcla. Tras la placa difusora el flujo se comporta como un flujo pistón.

En el final de la cámara de mezcla se tiene una salida hacia el difusor del sistema.

3.2.3. Difusor

El difusor corresponde a una cámara de pequeño volumen que tiene por fin separar el caudal proveniente desde la cámara de mezcla en 33 conductos de menor diámetro que tienen como fin homogeneizar el flujo hacia la cámara térmica, proporcionando el agua a la temperatura requerida al sistema. El difusor es mostrado en la Fig. 3.5.



Fig. 3.5: Fotografía difusor.

3.2.4. Cámara Térmica.

Es una cámara de intercambio térmico. Corresponde a una caja de acrílico sellada, con 33 entradas y 33 salidas en su parte inferior. Tiene por finalidad realizar el cambio térmico del sistema, introduciendo en ella 33 chorros de agua a presión, con una temperatura igual a la de la salida de la cámara de mezcla. Además posee 33 salidas por las cuales se realiza el vaciado de esta.

En su parte superior posee una cubierta de aluminio de 3 mm, a través de la cual se transfiere el calor hacia la cámara de superior, induciendo los cambios térmicos en la capa más próxima a esta superficie.

Tanto las dimensiones de la cámara, como de los orificios de entrada y salida, corresponden a las adecuadas para asegurar una turbulencia que logre la mezcla dentro de la cámara, obteniendo respuestas en el cambio de temperatura buscado en forma rápida.

Un esquema de la distribución de entradas y salidas de fondo se muestra en la Fig. 3.6.

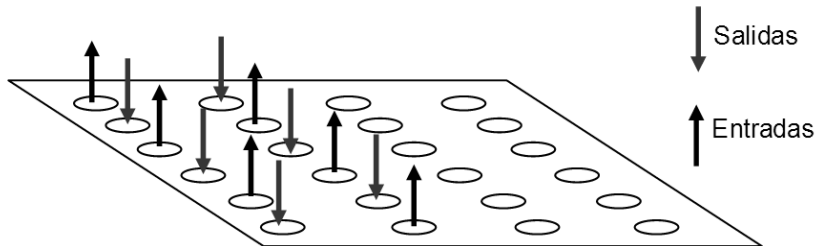


Fig. 3.6: Configuración orificios cara inferior cámara térmica.

Una imagen de la cámara térmica se muestra en la Fig. 3.7



Fig. 3.7: Fotografía cámara térmica.

La salida de agua será controlada mediante una suerte de chimenea de equilibrio ubicada en la cara lateral derecha de la cámara. Esta consiste en una manguera cuya salida se encuentra aproximadamente 25 cm sobre el nivel superior de la cámara, lo que permite que dicha manguera no comience a evacuar caudal hasta que la cámara tome una presión equivalente a la diferencia de cota antes mencionada.

La chimenea además tiene como objetivo aliviar las presiones del golpe de ariete generado por el cierre y apertura brusca de las válvulas solenoide.

3.2.5. Estanque.

Este corresponde a un recipiente rectangular de $50 \times 30 \times 20 \text{ cm}^3$ ($h \times b \times e$), construido con pared de vidrio con la finalidad de aislar el fluido del interior de manera de independizar el sistema de las condiciones ambientales en el laboratorio. Su base es una lámina de aluminio que conduce el calor desde la cámara térmica hasta la columna de agua.

Una imagen del estanque se muestra en la Fig. 3.8.



Fig. 3.8: Fotografía estanque

Otra componente del diseño de la instalación experimental corresponde a la implementación de un sistema de bombeo para el flujo de agua caliente. Una imagen de ésta se muestra en la Fig. 3.9.



Fig. 3.9: Fotografía bomba conducción agua caliente.

El sistema de bombeo fue instalado debido a la necesidad de igualar la presión de la red de agua potable, con lo que es posible equiparar los caudales y evitar tener presiones excesivas por alguna de las ramas, lo cual vuelve inestable el sistema.

3.3. Sistema de Automatización y control

En la sección 3.2 se describió la instalación experimental, en la siguiente sección se describen otras partes relevantes del diseño, en particular, el control y automatización de la instalación y los sistemas de medición empleados.

El sistema cuenta con elementos de control del flujo que consisten en válvulas solenoide automáticas controladas mediante el envío de señales hacia un circuito interruptor. Este circuito les proporciona la corriente necesaria para permitir o no el paso del flujo. En la Fig. 3.10 se muestran las válvulas solenoide.



Fig. 3.10: Fotografía válvulas solenoide.

Para el desarrollo de la experiencia fue necesario además implementar un sistema de adquisición de datos de temperaturas para la estimación de los flujos de calor. Para ello se ha dispuesto utilizar una termocupla tipo T cuyo rango de operación fluctúa entre los $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $350\text{ }^{\circ}\text{C}$ con una precisión de $\pm 0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$, ubicada en la cámara superior en contacto con la placa de aluminio de manera de saber cuánto calor efectivamente está entrando la columna de agua.

A continuación en la Fig. 3.11 se muestra una fotografía de la termocupla a utilizar.



Fig. 3.11: Fotografía termocupla.

La termocupla fue conectada a una tarjeta de adquisición NI USB - 9162 que permite obtener e ingresar los datos de temperatura al sistema de control. En la Fig. 3.12 se muestra una imagen de ella.



Fig. 3.12: Tarjeta de Adquisición NI USB-9162

El sistema opera mediante una rutina creada en LabView cuya función es lograr las variaciones de temperaturas necesarias en el sistema con el fin de obtener una variación sinusoidal de estas. Así, el programa actúa frente a la temperatura medida, realizando variaciones en los tiempos de operación alternada de válvulas, logrando con esto llegar a la temperatura objetivo del punto de la serie de tiempo en el cual se esté. En la Fig. 3.13 y Fig. 3.14 se muestran la interfaz de la rutina de control y del esquema de decisión empleado para generar las variaciones de temperatura.



Fig. 3.13: Interfaz de la rutina de control

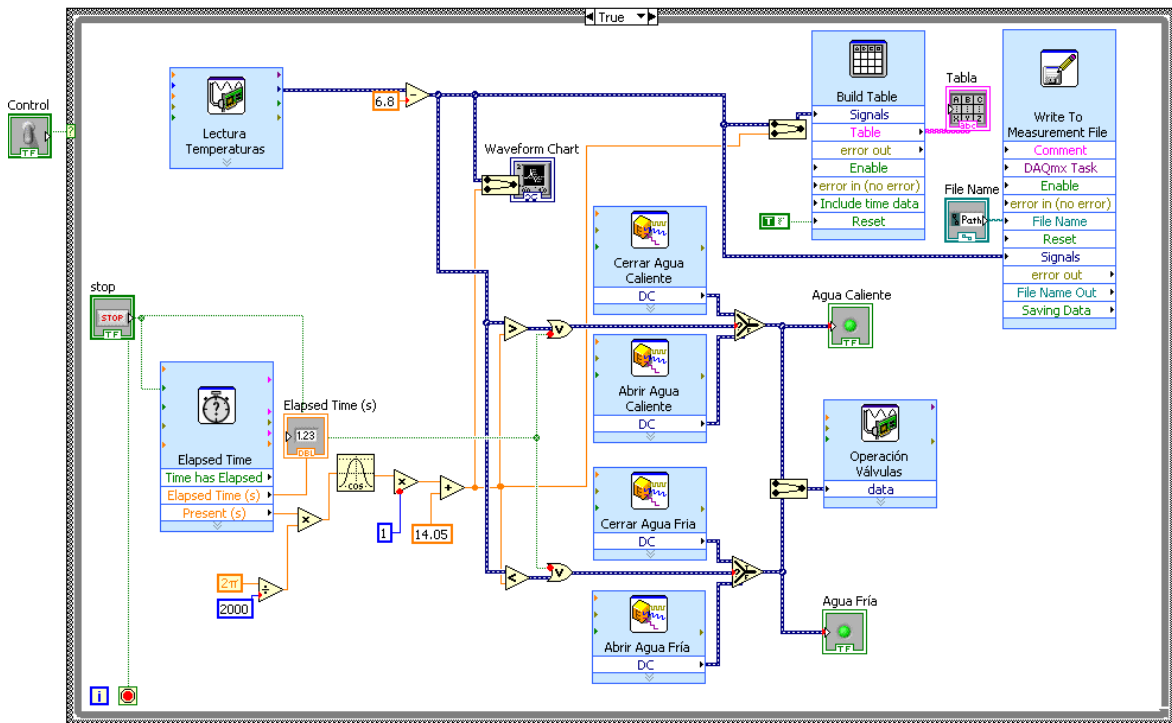


Fig. 3.14: Esquema de decisión de la rutina de control

3.4. Sistema de medición

Para realizar las mediciones de las corrientes convectivas se utilizó PIV para lo que se requiere en primer lugar definir el trazador a utilizar y en segundo lugar un sistema de visualización y captura de imágenes.

El trazador elegido en este caso corresponde a partículas elaboradas con resina coloreada con rodamina. Se ha elegido este trazador por 2 razones:

- La resina tiene boyancia baja por lo que se minimizan los efectos de la sedimentación de las partículas.
- La longitud de onda donde la rodamina tiene su excitación peak es conocida y corresponde a 550 nm , por lo que con una luz de color verde se puede lograr una visualización óptima del trazador.

En base a esto se ha elegido un sistema de iluminación que consiste en un láser de 100 mW de potencia, color verde. Para generar un plano se colimará el haz de luz generado por el láser utilizando un pequeño capilar de vidrio de $1,5\text{ mm}$ de diámetro.

Para obtener las imágenes del fenómeno se utilizará una cámara monocromática PixelInk PL-B782F de alta velocidad. En la Fig. 3.15 se presenta una imagen de la cámara.

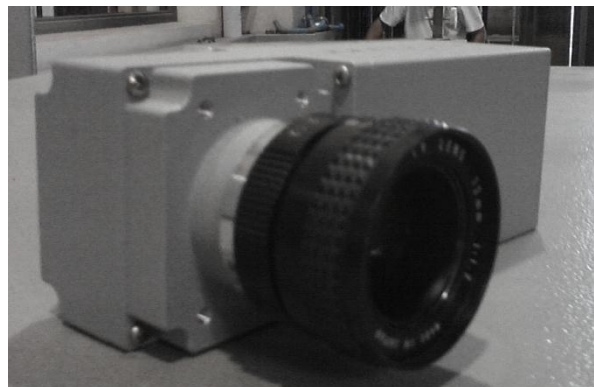


Fig. 3.15: Fotografía de la cámara

Un esquema de la instalación se muestra en la Fig. 3.16.

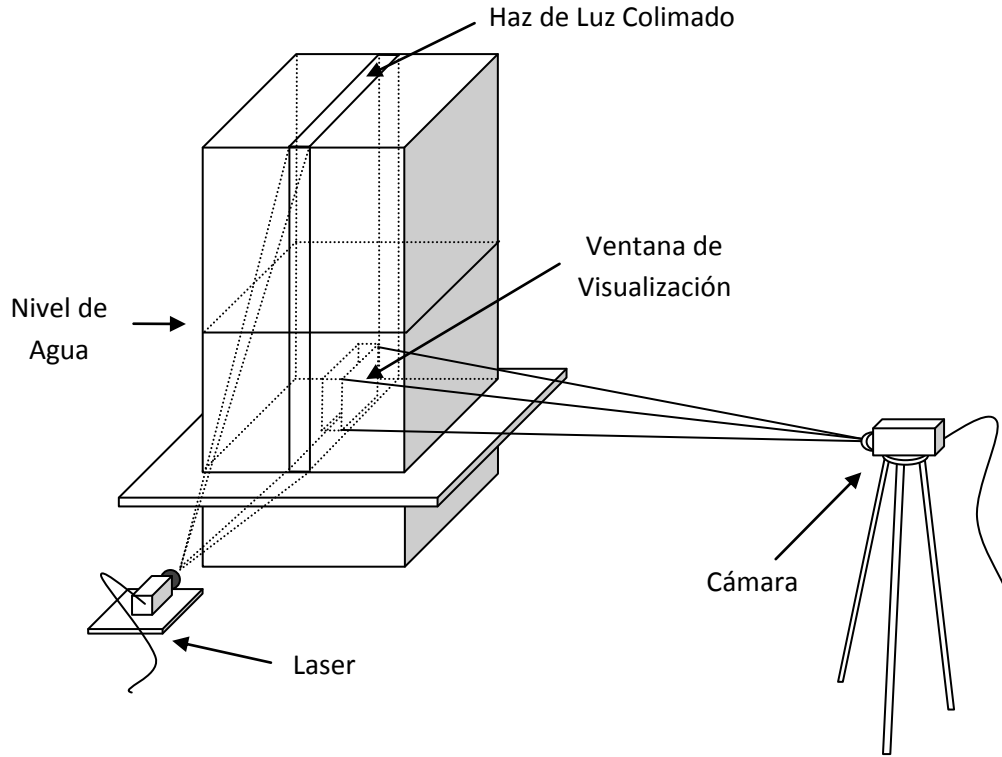


Fig. 3.16: Esquema de la instalación Experimental

Para un segundo grupo de experimentos se desea estratificar la columna de agua creando dos capas de densidades ρ_1 y ρ_2 tal que el número adimensional $\Pi_1 = \frac{\Delta\rho}{\rho_2} = 1\%$. Para aumentar la densidad de la capa inferior se ha dispuesto hacer una mezcla de agua con sal tal que se alcance el valor de Π_1 deseado, por lo que dado que la densidad de la capa superior $\rho_2 = 1000 \text{ Kg/m}^3$ se tendrá que.

$$\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} = 0.01 \quad (3.1)$$

$$\rho_1 = 1010 \text{ Kg/m}^3 \quad (3.2)$$

Luego haciendo un balance de masa es posible de determinar la cantidad de sal necesaria para lograr la densidad ρ_1 requerida.

$$\rho_a V_a + \rho_s V_s = \rho_m V_m \quad (3.3)$$

$$V_m = V_a + V_s \quad (3.4)$$

Acoplando la ecuación (3.3) con (3.4) y agrupando términos se obtiene lo siguiente.

$$(\rho_a - \rho_m)V_a = (\rho_m - \rho_s)V_s \quad (3.5)$$

Se busca expresar los volúmenes en función del peso del elemento ya que es un parámetro más fácil de medir, de esta forma dado que $V_a = W_a/\rho_a$ y $V_s = W_s/\rho_s$ si se despeja el peso de la sal se obtendrá una relación con el peso del agua de manera de obtener la densidad de mezcla deseada.

$$W_s = \frac{\rho_a - \rho_m}{\rho_a} \cdot \frac{\rho_m}{\rho_m - \rho_s} W_a \quad (3.6)$$

Donde:

ρ_a : Densidad del agua, 1000 Kg/m³

ρ_s : Densidad de la sal, 2200 Kg/m³

ρ_m : Densidad de la mezcla, 1010 Kg/m³

V_a : Volumen de agua

V_s : Volumen de sal

V_m : Volumen de la mezcla

W_a : Peso del agua

W_s : Peso de la sal

4. Experimentos

4.1. Definición de adimensionales

A continuación en la Fig. 4.1 se presenta un esquema de la situación recreada en el experimento.

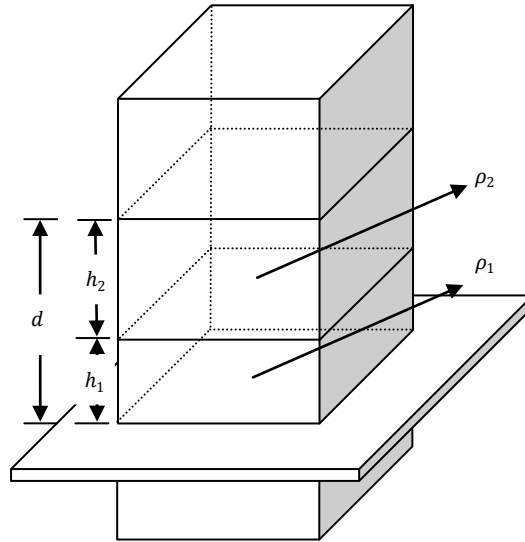


Fig. 4.1: Esquema del experimento con columna estratificada

ρ_1 y ρ_2 representan las densidades de ambas capas de la columna mientras que h_1 y h_2 representan sus alturas. Para dichas variables se cumple que.

$$\rho_1 > \rho_2 \quad (4.1)$$

$$h_1 + h_2 = d = cte \quad (4.2)$$

Se consideran como variables relevantes del problema.

h_1 : Altura de la capa de agua más densa.

d : Altura total de la columna de agua.

$\Delta\theta^*$: Diferencia de máxima de temperatura producto del ciclo de calentamiento – enfriamiento.

$\Delta\rho$: Diferencia de densidad relativa entre ambos estratos.

ρ_2 : Densidad de la capa superior, equivalente a la densidad de referencia del agua.

ω : Frecuencia de forzamiento de la función de temperatura impuesta.

g : Aceleración de gravedad.

Por el teorema Π de Buckingham si se tienen n parámetros relevantes del problema y r dimensiones fundamentales entonces se tendrán $n - r$ adimensionales que describan el fenómeno, luego, dado que se identificaron $n = 7$ parámetros relevantes del problema y se tienen $r = 3$ dimensiones fundamentales, existen $n - r = 4$ números adimensionales.

Es así como de inmediato se definen dos adimensionales relevantes del problema.

$$\Pi_1 = \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_2} = \frac{\Delta\rho}{\rho_2} \quad (4.3)$$

$$\Pi_2 = \frac{h_1}{d} \quad (4.4)$$

Además el problema se define por el flujo de calor desde la fuente hacia la columna de agua, por lo que un adimensional interesante del problema es:

$$\Pi_3 = \frac{g\alpha h_1^3 \Delta\theta^*}{\nu\kappa} = Ra \quad (4.5)$$

Finalmente, resulta interesante observar el comportamiento de las plumas termales con distintas frecuencias de forzamiento ω para las variaciones de temperatura. Una escala de tiempo adecuada es:

$$\tau = \frac{h_1^2}{\kappa} \quad (4.6)$$

Con ella se puede crear un último adimensional interesante de analizar que se define de la siguiente manera:

$$\Pi_4 = \omega\tau = \frac{\omega h_1^2}{\kappa} \quad (4.7)$$

Con estos cuatro números adimensionales se puede enseguida definir una matriz de experimentos que abarque un espectro suficientemente amplio de casos como para describir de manera suficientemente general el fenómeno.

4.2. Matriz de Experimentos

Para recrear de la mejor manera las condiciones existentes en lagos reales se tomaron 2 temperaturas distintas para la capa inferior considerando que la capa superior mantiene su temperatura constante.

Se presentan a continuación las densidades que se desea representar en la columna de agua con ello se puede definir un rango para el primer adimensional Π_1 :

Tabla 4.1: Temperaturas en ambas capas, densidades equivalentes y valores de Π_1

ρ_2 [kg/m^3]	$\Pi_1 = 100x\Delta\rho/\rho_2$ [%]	ρ_1 [kg/m^3]
1000	0.0	1000
1000	1.0	1010

Así mismo se pueden definir rangos de valores para Π_2 con lo que se obtendrán distintas alturas de la capa 1:

Tabla 4.2: Rango de valores para Π_2

d [cm]	h_1/d [cm/cm]	h_1 [cm]
10	0.50	5
10	0.30	3

Por otra parte, si bien las temperaturas impuestas en cada una de las experiencias presentan comportamientos pseudo – sinusoidales, no se puede distinguir de manera clara la frecuencia dominante por lo que se ha recurrido a la transformada de Fourier para identificar las frecuencias principales de las variaciones de calor impuestas:

$$\hat{\theta}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \theta(t) dt \quad (4.8)$$

Puede ser que en algunos casos exista más de una frecuencia relevante por lo que se empleará un promedio ponderado de todas ellas según su energía espectral. Esto asegura que no se está despreciando el efecto de ninguna componente.

$$\bar{\omega} = \frac{\sum_j \hat{\theta}(\omega_j) \omega_j}{\sum_j \hat{\theta}(\omega_j)} \quad (4.9)$$

Luego, dados los casos anteriores y los números adimensionales descritos en la sección 4.1 se pueden definir la matriz de experimentos como sigue:

Tabla 4.3: Matriz de Experimentos

N°	ω [1/s]	τ [s]	$\Delta\rho/\rho_2$ [%]	$\Delta\theta^*$ [°C]	h_1 [m]	d [m]	Π_1	Π_3	Π_4
1	0.0007	1429	0.0	2.1	0.100	0.10	1.00	3.89E+07	50
2	0.0015	667	0.0	0.9	0.100	0.10	1.00	1.73E+07	108
3	0.0012	833	0.0	3.0	0.100	0.10	1.00	5.38E+07	86
4	0.0010	1000	0.0	2.1	0.100	0.10	1.00	3.84E+07	72
5	0.0011	909	1.0	6.7	0.030	0.06	0.50	3.31E+06	7
6	0.0008	1250	1.0	10.0	0.020	0.08	0.25	1.46E+06	2
7	0.0009	1111	1.0	2.6	0.040	0.08	0.50	2.99E+06	10
8	0.0009	1111	1.0	3.3	0.030	0.09	0.33	1.64E+06	6
9	0.0012	833	1.0	4.3	0.040	0.09	0.44	5.06E+06	14
10	0.0007	1429	1.0	3.3	0.025	0.08	0.31	9.42E+05	3
11	0.0012	833	1.0	10.9	0.025	0.09	0.28	3.11E+06	5
12	0.0016	625	1.0	6.3	0.040	0.08	0.50	7.34E+06	18

4.3. Determinación de la velocidad de sedimentación

Si bien se ha escogido como trazador las partículas de resina teñida con rodamina por su baja boyancia, aun así esta sedimenta por lo que se debe estimar su tasa de sedimentación de manera de verificar que la escala de tiempo asociadas a esta no sea comparable con la escala de tiempo asociada al fenómeno.

Para determinar la tasa de sedimentación del trazador se enfocó un volumen de control tal que no existiera ingreso de partículas a la ventana de visualización. Luego se tomaron imágenes a una tasa de muestreo de 1 imagen/seg y se analiza la evolución temporal de la intensidad de luz media de cada una de ellas de manera de obtener una tasa de desaparición de las partículas del campo visual. En la figura Fig. 4.2 se puede observar el decaimiento de la intensidad de luz en el tiempo.

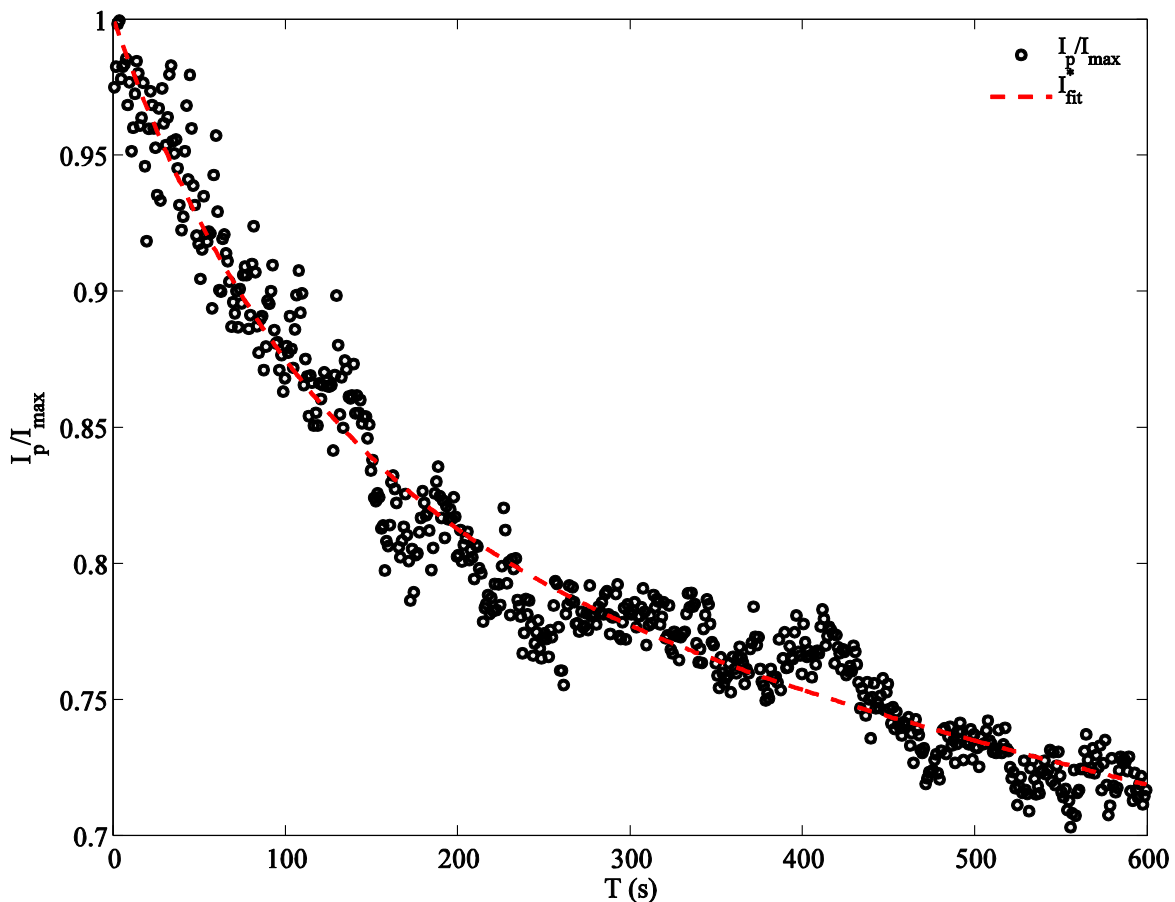


Fig. 4.2: Tasa de Sedimentación

Se puede ver que la intensidad de luz en la imagen decae exponencialmente con el tiempo, donde se ha ajustado a los datos una curva del tipo:

$$\frac{I_p}{I_{max}} = a_1 e^{-b_1 t} + a_2 e^{-b_2 t} \quad (4.10)$$

Se ha decidido utilizar una suma de exponenciales por el hecho de que las partículas presentan una sedimentación rápida para las partículas de mayor tamaño mientras que las de menor tamaño presentan una tasa de decaimiento menor más amortiguada en el tiempo.

Los coeficientes del ajuste se presentan en la Tabla 4.4.

Tabla 4.4: Coeficientes del ajuste

a_1	0.1885	a_2	-0.8110
b_1	0.008554	b_2	0.000206

4.4. Identificación de parámetros de filmación de experimentos

Para lograr la tasa de muestreo deseada para la realización del PIV se ha dispuesto utilizar videos en lugar de imágenes ya que estas últimas no pueden ser tomadas con una frecuencia aceptable para el método dada la velocidad de transferencia de los datos. Sin embargo los videos si bien permiten muestrear a una tasa óptima también están limitados en tamaño por la capacidad de almacenamiento del computador donde se procesaron los resultados. En particular el sistema operativo no puede manejar archivos de tamaño superior a $W_{lim} = 4 GB$, por lo que es necesario conocer bien cuál es el comportamiento del tamaño del archivo con las distintas variables.

El volumen de almacenamiento de información requerido por cada filmación de video es una función del tamaño de la ventana y la cantidad de cuadros a guardar, de manera que.

$$W = f(b \times h, n_f) \quad (4.11)$$

donde:

W : Cantidad de información almacenada en el archivo

b : Ancho de la ventana

h : Alto de la ventana

n_f : Número de frames

El tamaño del archivo no depende de la frecuencia de muestreo, ya que ésta queda determinada por la duración del video en función de la cantidad de frames deseada. La Fig. 4.3 se muestra la relación

existente entre el peso de los videos, la cantidad de frames deseada y el tamaño de la ventana utilizada.

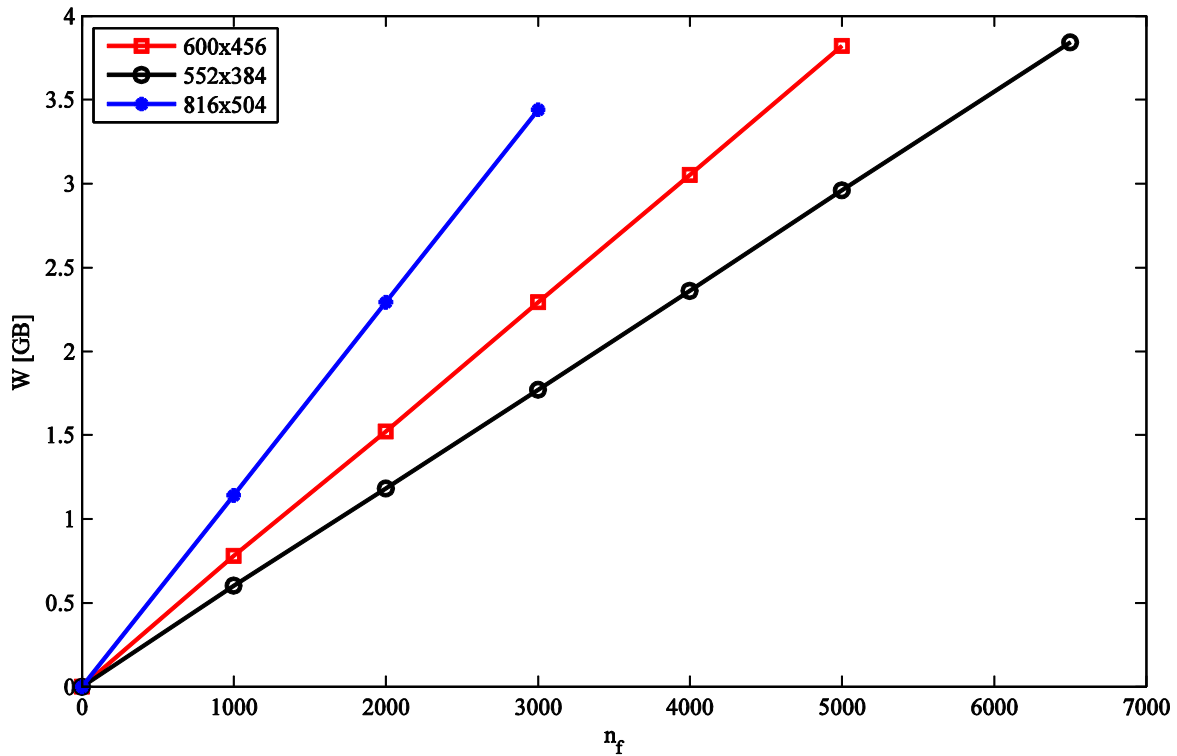


Fig. 4.3: Relación entre el peso de los archivos de video, el número de frames y el tamaño de la ventana

Se aprecia que el tamaño de los archivos aumenta de manera lineal con el número de cuadros, mientras que la pendiente que relaciona las variables anteriores se incrementa con el tamaño de la ventana, de modo que si se define la superficie de la ventana de visualización como $S = b \times h$.

$$W = m(S) \times n_f \quad (4.12)$$

La pendiente $m(S)$ es cuantificable a partir de los datos que se tienen, con lo que se puede llegar a describir completamente el comportamiento del peso W e incluso se puede calcular el lugar geométrico de los archivos que tienen el tamaño W_{lim} . La Fig. 4.4 muestra el comportamiento de la pendiente $m(S)$ con la superficie de la ventana.

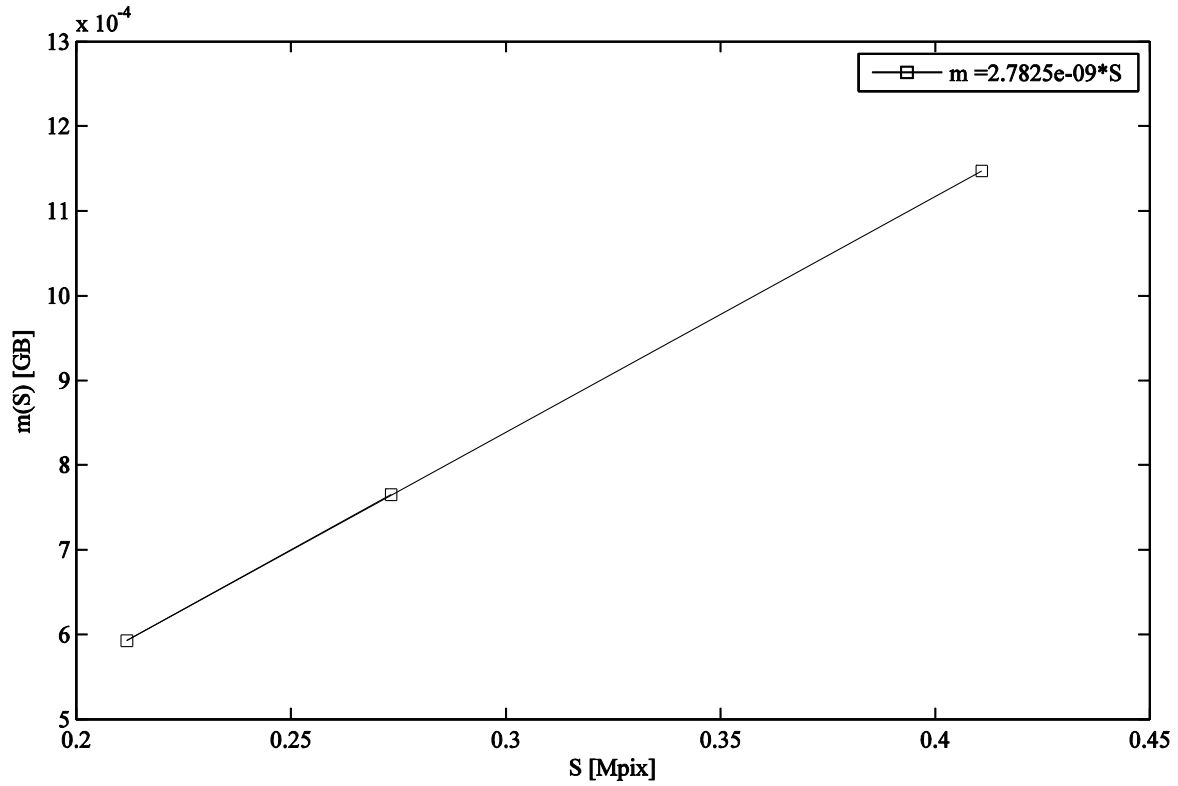


Fig. 4.4: Relación entre la pendiente y la superficie S de la ventana

Se puede apreciar que la pendiente que relaciona el peso W del archivo con el número de frames tiene una variación lineal creciente con el tamaño de la ventana, por lo que finalmente el peso del archivo se puede calcular como.

$$W = B \times S \times n_f \quad (4.13)$$

Donde $B = 2.783 \times 10^{-9} \frac{GB}{pix}$ es una constante.

5. Resultados

5.1. Experiencias sin estratificación

Para ver el inicio de la convección se ha situado la ventana de visualización en la base del estanque de convección justo encima de la placa de aluminio. Una vez que se visualiza el lugar deseado se enfocan las partículas en una ventana de aproximadamente 500×500 píxeles, correspondientes a $2 \times 2 \text{ cm}^2$ aproximadamente y se graban videos con una tasa de muestreo de 25 Hz para asegurar el correcto funcionamiento del PIV.

Para el post-procesamiento de las imágenes se ha utilizado PIVlab, que corresponde a una rutina de MatLab de código abierto con una interfaz gráfica amigable con el usuario. El análisis ha sido realizado con el algoritmo mencionado utilizando ventanas de interrogación de $128 \times 128 \text{ pix}$, $64 \times 64 \text{ pix}$ y $32 \times 32 \text{ pix}$.

En la Fig. 5.1 se muestra a modo de ejemplo parte de los resultados obtenidos luego del post-procesamiento de las imágenes tomadas para la experiencia 1.

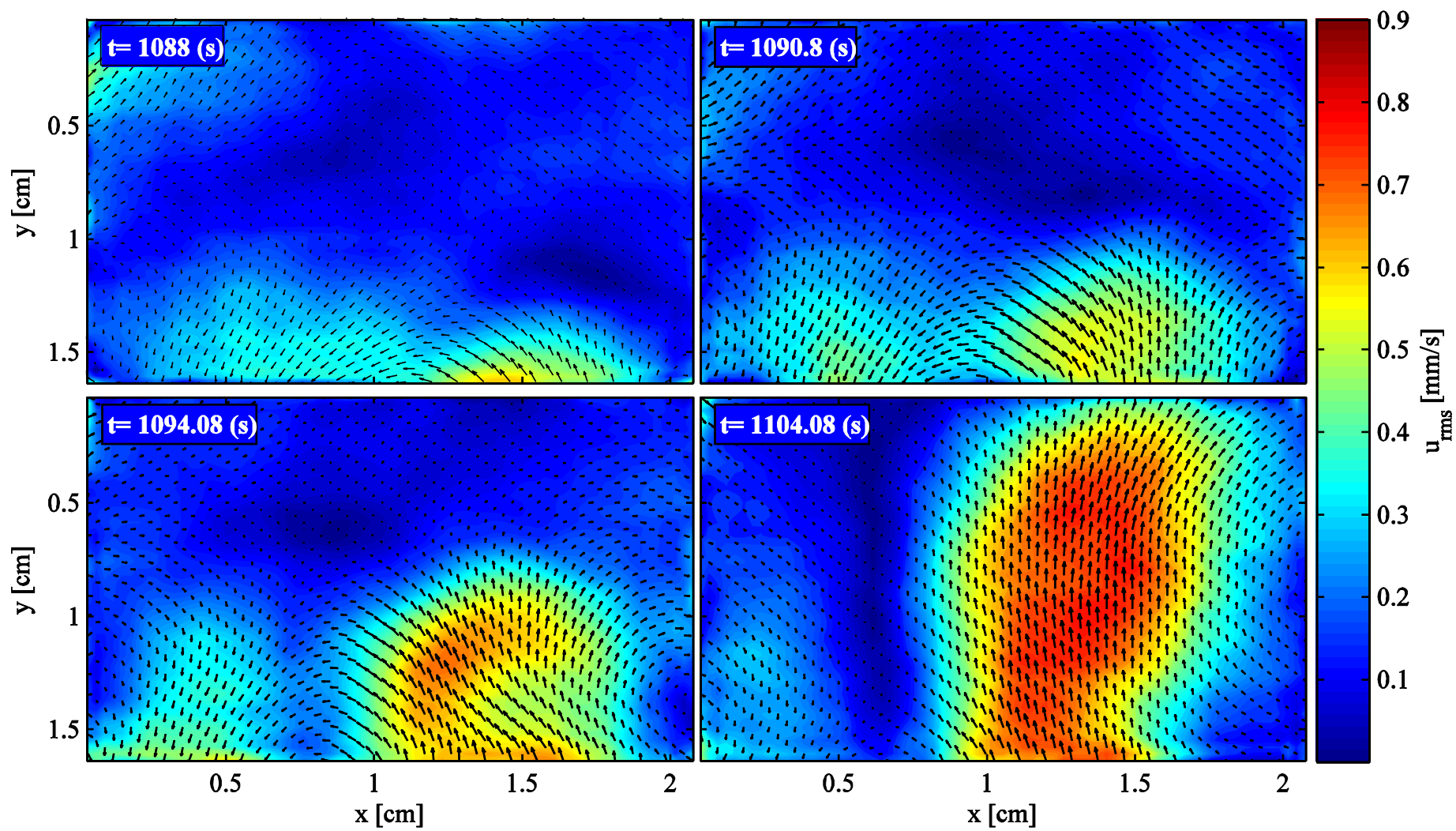


Fig. 5.1: Esquema de la evolución de corrientes convectivas

Las mediciones permitieron observar el nacimiento y desarrollo de las plumas convectivas generadas por variaciones de densidad de la capa termal. Para todas las experiencias se observaron estructuras ascendentes con anchos basales que varían entre 5 a 8 *mm* y con velocidades escalan con los *mm/s*.

Obtenidos los campos de velocidad de las corrientes convectivas se busca verificar la relación (2.14) que describe la velocidad vertical de la pluma, sin embargo en ella Moses et al. (1993) utilizó como parámetro la potencia, P , de la fuente de calor con la que desafortunadamente en este trabajo no se cuenta, sin embargo el problema puede abordarse si se considera la siguiente escala de temperatura.

$$\Delta\theta = \frac{P}{\rho C_p \kappa R} \quad (5.1)$$

donde R corresponde al ancho basal de la pluma, κ corresponde a la difusividad termal, ρ es la densidad y C_p es el calor específico del agua. Luego si se despeja P y se acopla con la definición (2.15) resulta.

$$R_f = \frac{g\alpha\Delta\theta R^3}{\kappa^2} \quad (5.2)$$

En este caso $\Delta\theta$ es una función que describe la evolución de la temperatura en el tiempo definida de la siguiente manera $\Delta\theta(t) = \theta(t) - \theta_{min}$.

Luego si se incorpora la definición (5.2) a la expresión (2.14) se puede obtener una expresión para la velocidad vertical de la pluma en función de los parámetros que efectivamente se midieron. Los resultados para las velocidades verticales V_{max} medidas con PIV para la experiencia 1 versus la velocidad V_c predichas por Moses et al. (1993) se muestran en la Fig. 5.2.

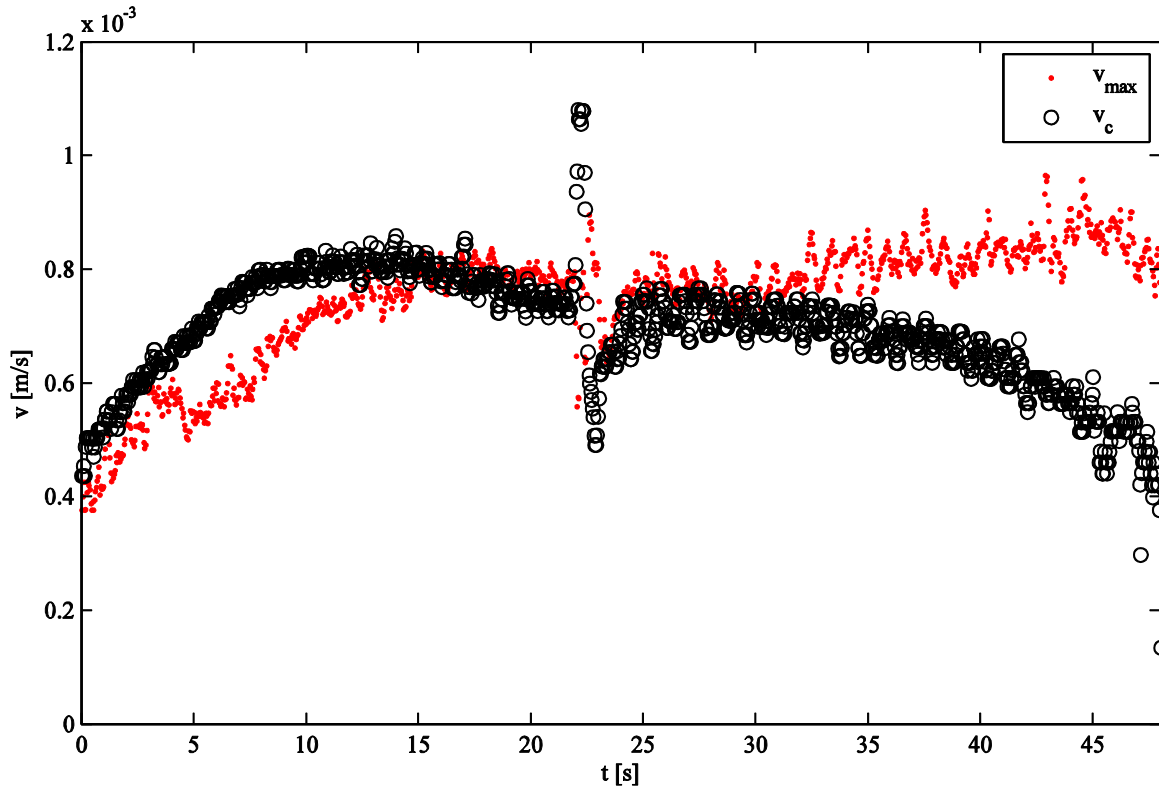


Fig. 5.2: Comparación entre velocidad vertical medida y velocidad predicha

En la figura se puede ver que el escalamiento realizado por Moses et al. se ajusta de gran manera a los resultados obtenidos con el algoritmo PIV utilizado, sin embargo alrededor de $t = 22$ (s) se produce un salto y luego alrededor del tiempo $t = 30$ (s) el ajuste comienza a distanciarse de las mediciones, lo que tiene su explicación en que la instalación experimental para generar las variaciones de temperatura deseadas se vale de válvulas que dan paso a agua caliente y agua fría que viene impulsada desde un termostato mediante una bomba y la red de agua potable respectivamente. La apertura y cierre brusco de las válvulas da origen a un fenómeno transiente que se ve reflejado en la figura a los 22 (s), donde producto de este se genera una deformación de la placa de aluminio que conduce el calor desde la cámara térmica (ver 3.2.4) a la columna de agua. La diferencia entre las mediciones y las predicciones a partir de $t = 30$ (s) se debe a que a partir de ese momento el fenómeno deja de ser $2D$ y comienza la turbulencia violenta (Castaing et al, 1989) donde ya las velocidades verticales dejan de ser predominantes y los flujos en las direcciones de x y z se hacen importantes.

Aun cuando el ajuste pierde su bondad en cierto instante, el algoritmo es capaz de calcular las velocidades verticales y horizontales luego de que la convección se transforma un fenómeno

altamente turbulento. Se debe mencionar que las mediciones de velocidad son discontinuas en el tiempo, esto se debe a que el peso máximo de los videos es acotado, por lo que no se pueden obtener videos de todo el proceso como se hubiese deseado, sin embargo éstos se han ubicado en la línea de tiempo del fenómeno por lo que se puede tener una idea de la magnitud de la energía cinética turbulenta y del momento en que el incremento de ésta se produce. En la Fig. 5.3 a Fig. 5.6 se presenta la energía cinética turbulenta, $E = \sqrt{u^2 + v^2}$, generada por los aumentos de temperatura generados. En estas figuras la línea roja representa la energía cinética máxima, la línea negra representa la energía cinética media en la ventana de visualización mientras que la línea azul representa la energía cinética mínima.

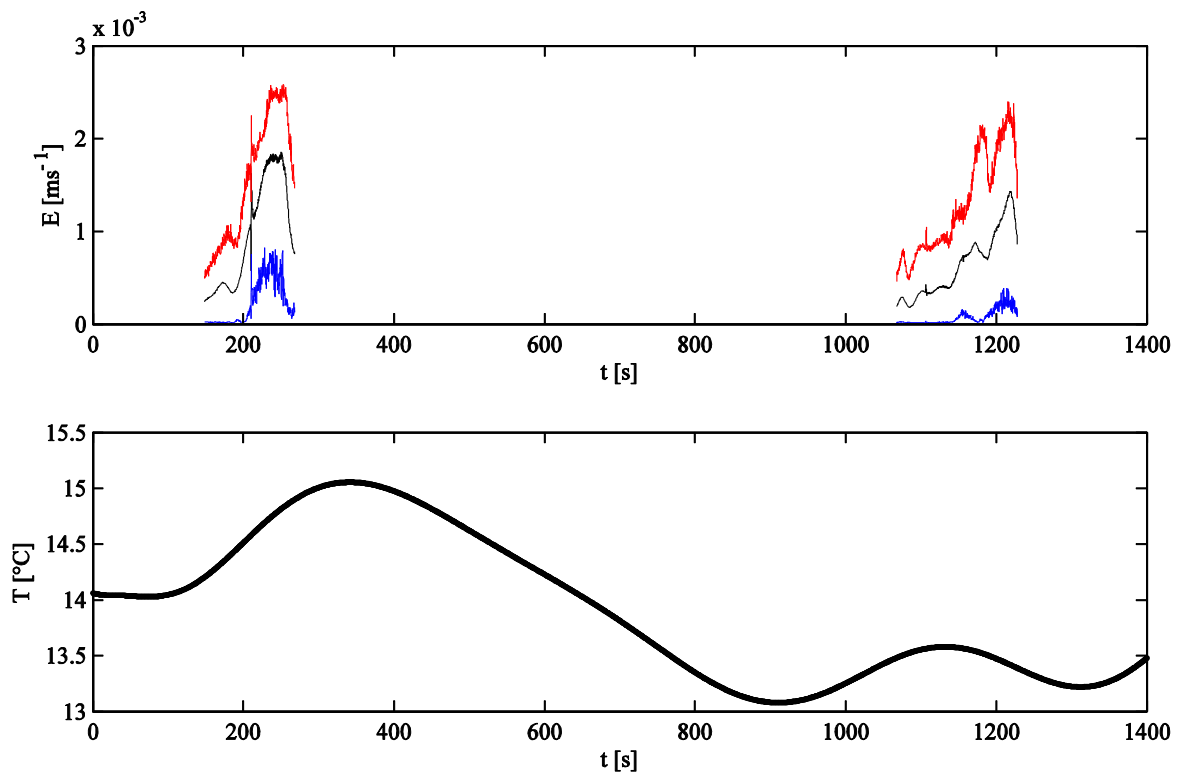


Fig. 5.3: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 1

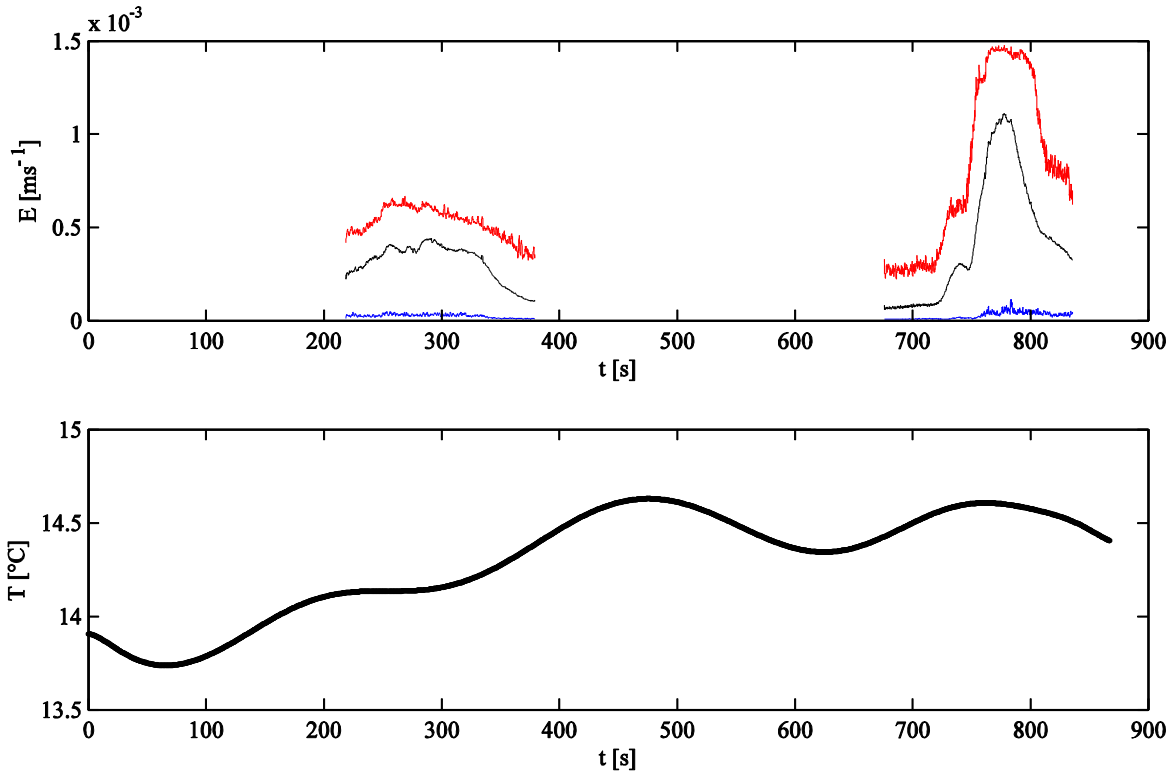


Fig. 5.4: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 2

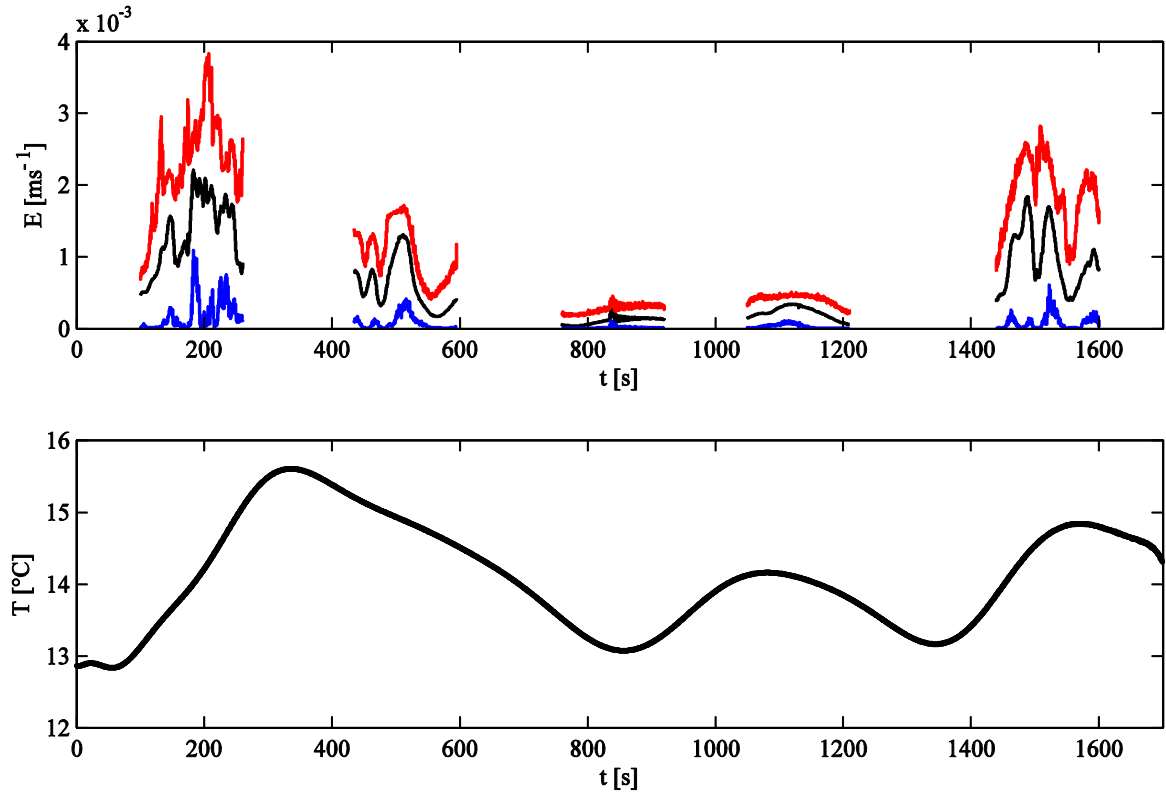


Fig. 5.5: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 3

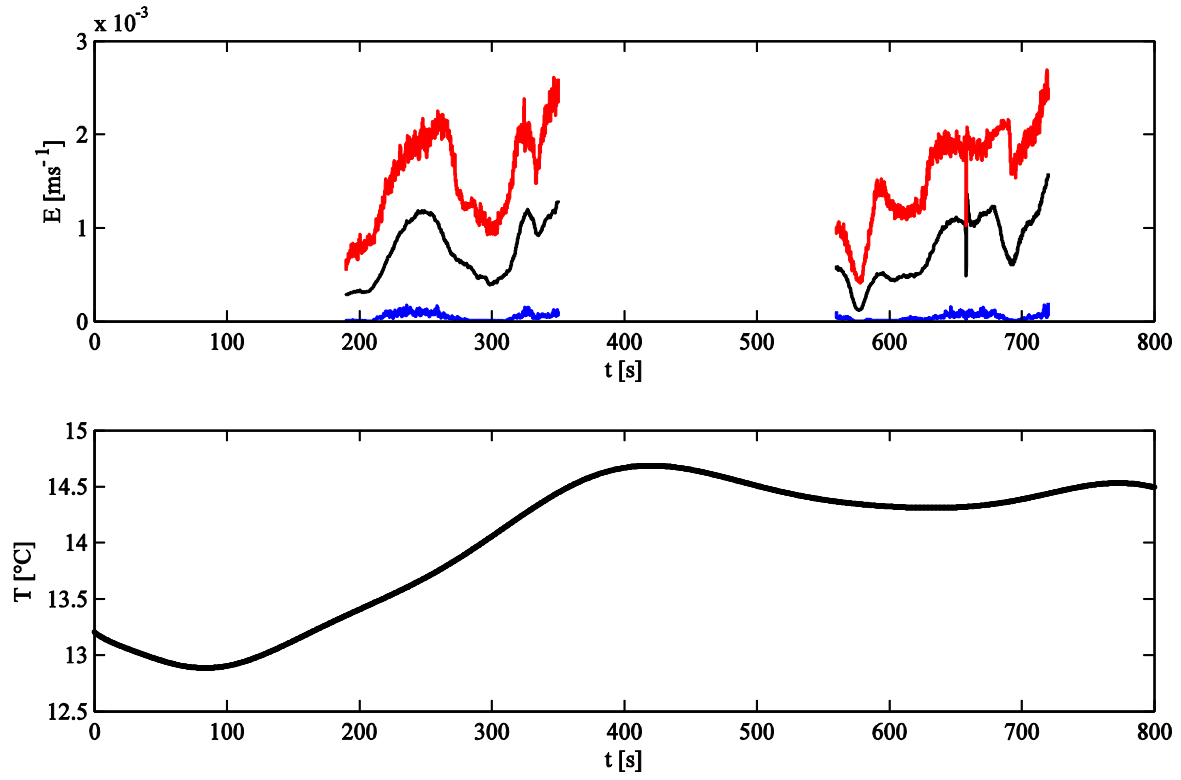


Fig. 5.6: Paralelo entre energía cinética y temperatura impuesta Exp 4

5.2. Experiencias con estratificación

Con el fin de conocer la respuesta de la termoclina frente al desarrollo de la convección, se dispuso realizar un seguimiento de la posición de ésta. Para ello se estratificó la columna de agua de manera que la diferencia de densidad relativa entre ambas capas $\Pi_1 = \frac{\Delta\rho}{\rho_2}$ fuese del 1%. Para estratificar la columna se realizó una mezcla de agua con sal que se vertió en el estanque de manera de formar la primera capa. Para formar la capa superior de menor densidad se dispuso sobre la primera capa una esponja y luego se vierte agua fresca sobre esta, de manera de generar un flujo de Darcy hacia la capa de mayor densidad. De este modo, al tener la profundidad de agua deseada se retira la esponja y la columna de agua queda estratificada.

A la capa de mayor densidad se le agregó la mezcla de resina teñida con Rodamina utilizada en las primeras experiencias de manera de poder distinguir de manera clara ambas capas. Luego se enfocó la cámara justo en la interfaz de ambas capas, se inició el funcionamiento del sistema y se tomaron imágenes con una frecuencia de 1 Hz. Como se mencionó antes, la duración de las experiencias está limitada por la capacidad del termostato que genera agua caliente.

Para el procesamiento de las imágenes se promediaron las intensidades de luz en todas las filas de cada foto de manera de obtener un perfil de intensidades de luz en la vertical. Un ejemplo de los perfiles obtenidos se presenta en la Fig. 5.7.

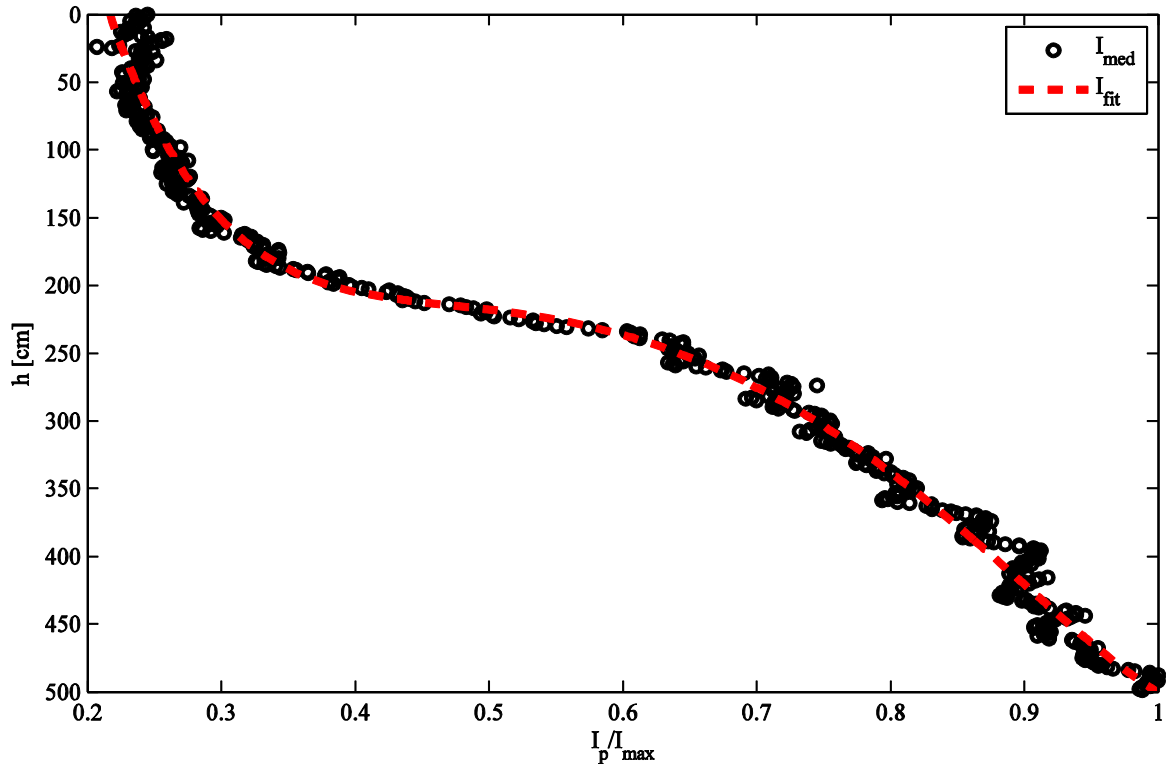


Fig. 5.7: Perfiles de intensidad de luz en la vertical

La posición de la termoclina, z_T , se define en aquel punto donde el gradiente de luz, $\frac{\partial I_P}{\partial h}$, es máximo. Para evitar que la rutina considere gradientes locales de la intensidad de luz se ha realizado un ajuste polinomial a la serie de datos, por lo que existe seguridad de que se está definiendo la termoclina en el punto que maximiza el gradiente a nivel global. El grado del polinomio escogido depende del experimento que se esté analizando, ya que las fotos tomadas para una u otra experiencia varían. Sin embargo en general un ajuste de grado 6 se ajusta de buena manera. Por otra parte se tiene que dentro de un mismo experimento los coeficientes del polinomio también varían ya que el ajuste descrito se realiza para todas y cada una de las imágenes tomadas.

Los resultados del seguimiento de la termoclina realizado se presentan en los siguientes gráficos (Fig. 5.8 a Fig. 5.15), en los que además se presenta la evolución de la temperatura medida en la base del estanque en el tiempo de manera de contrastar ambos resultados.

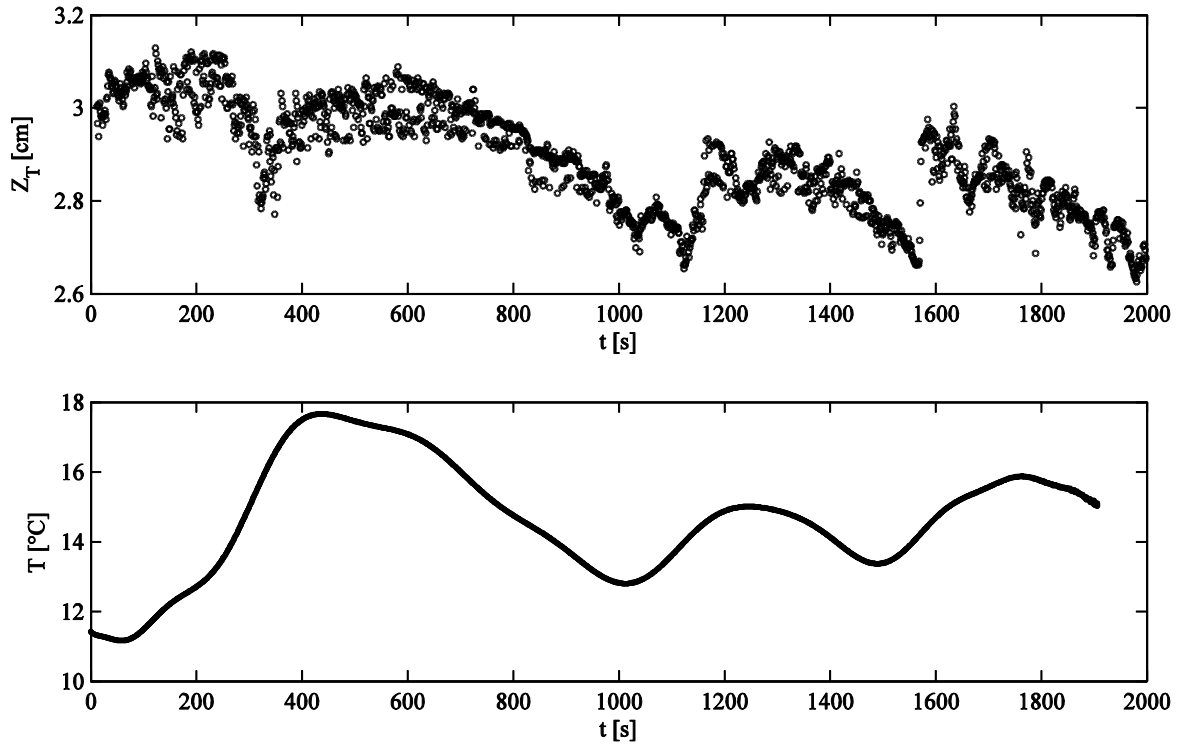


Fig. 5.8: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 5

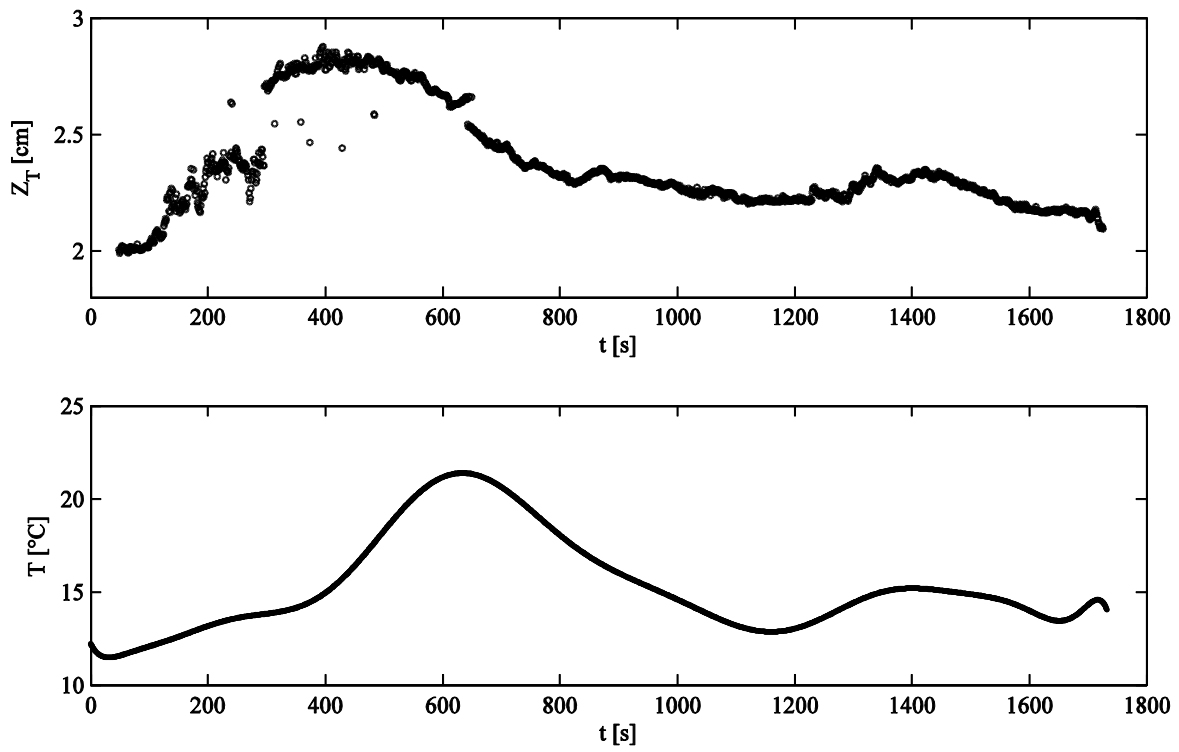


Fig. 5.9: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 6

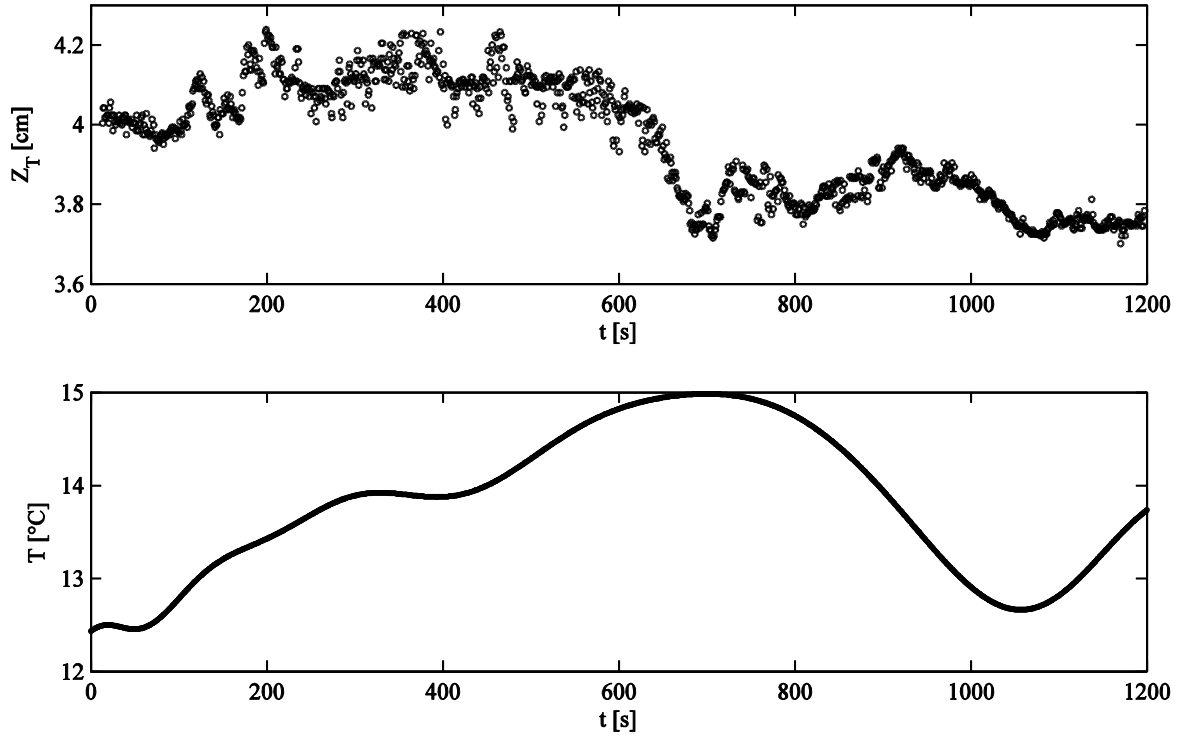


Fig. 5.10: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 7

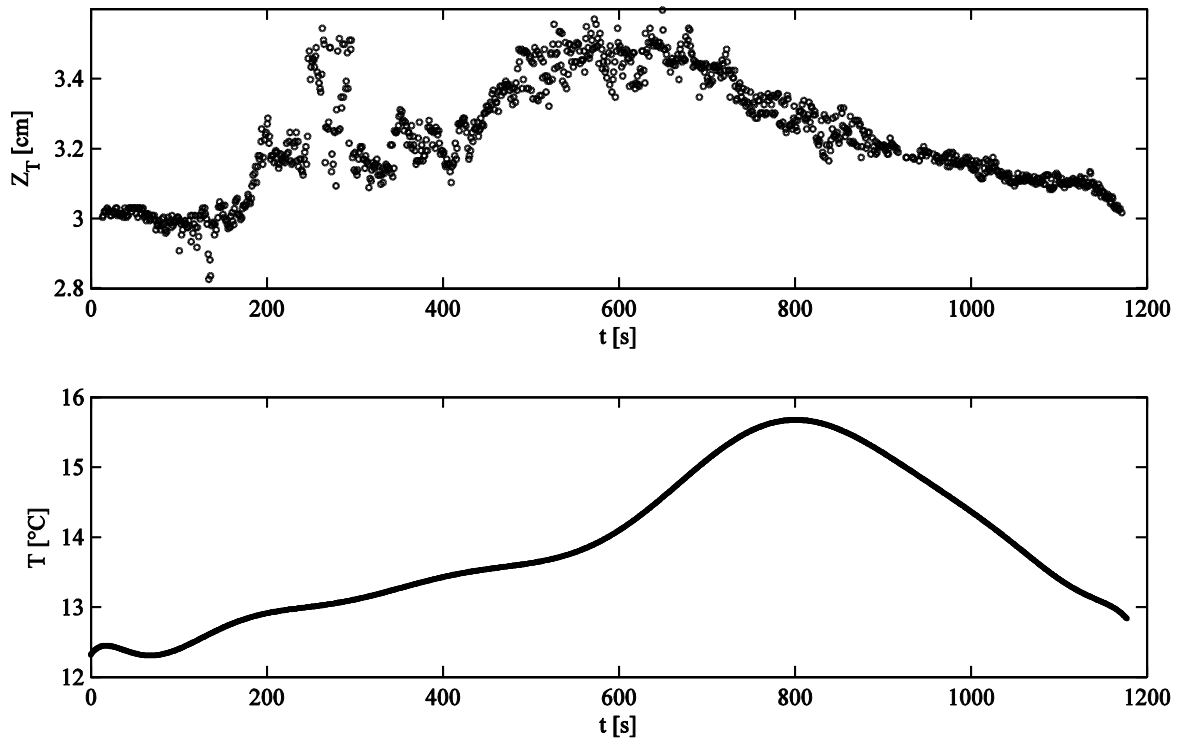


Fig. 5.11: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 8

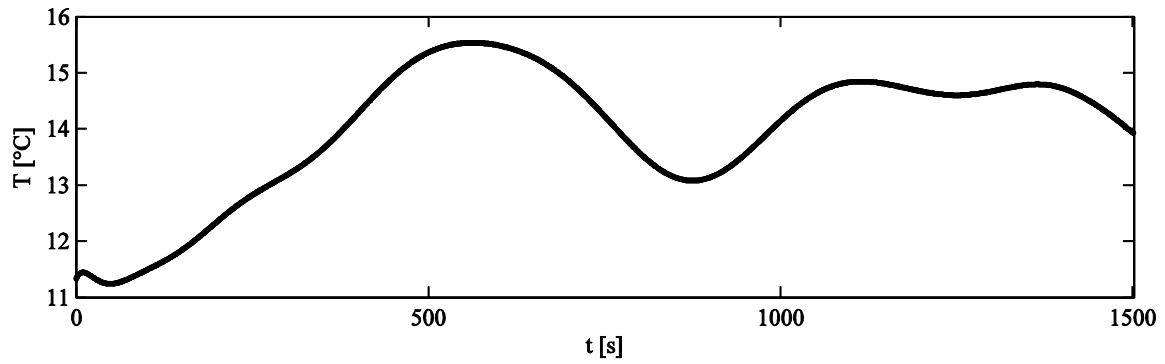
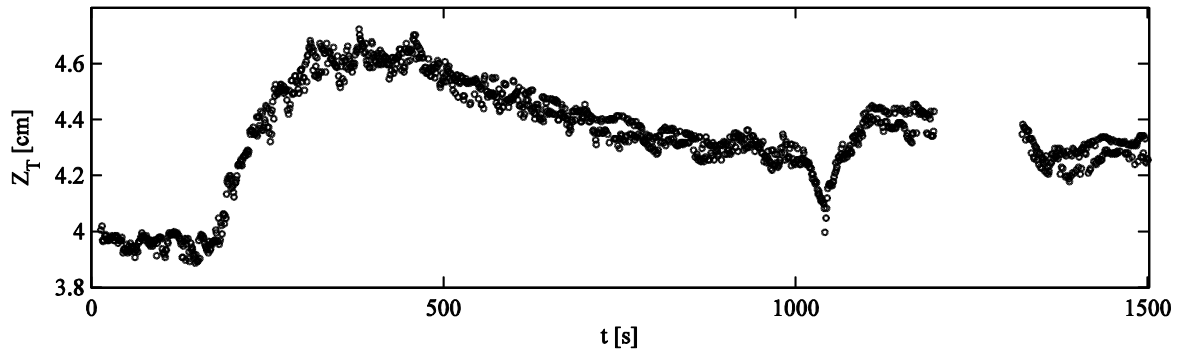


Fig. 5.12: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 9

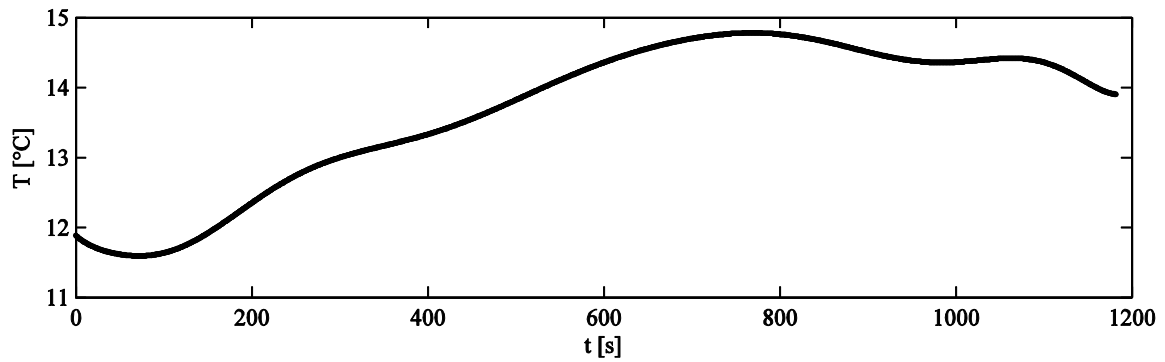
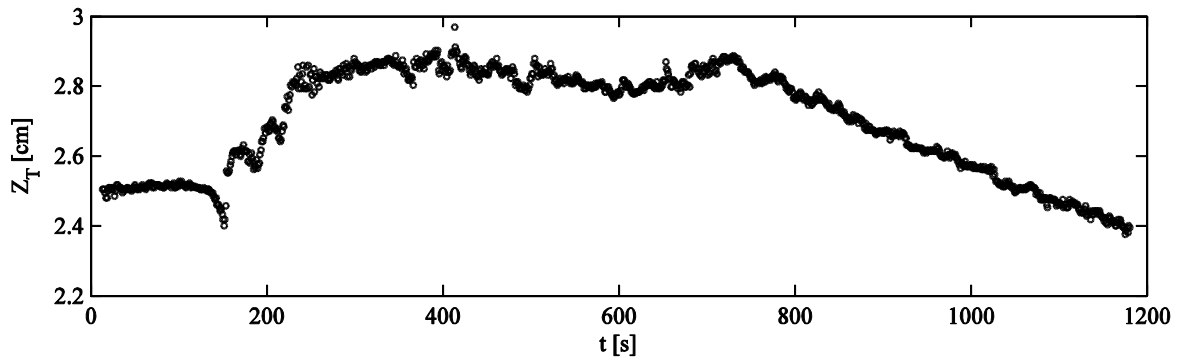


Fig. 5.13: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 10

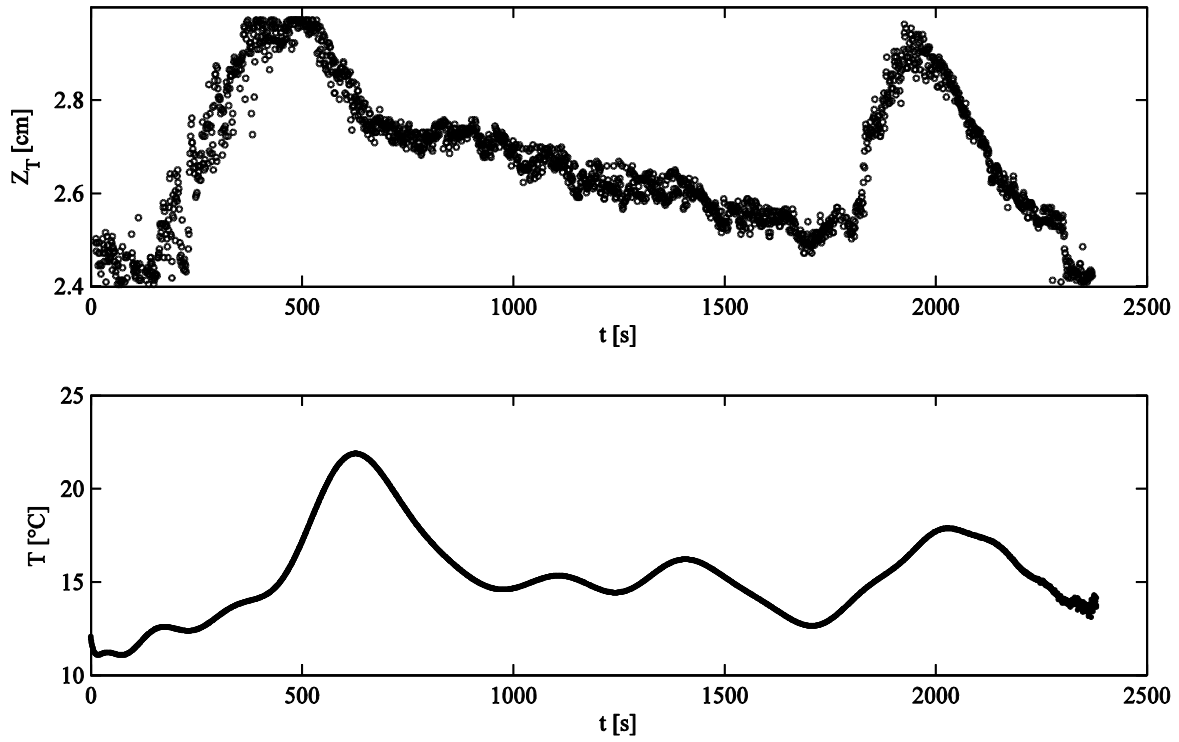


Fig. 5.14: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 11

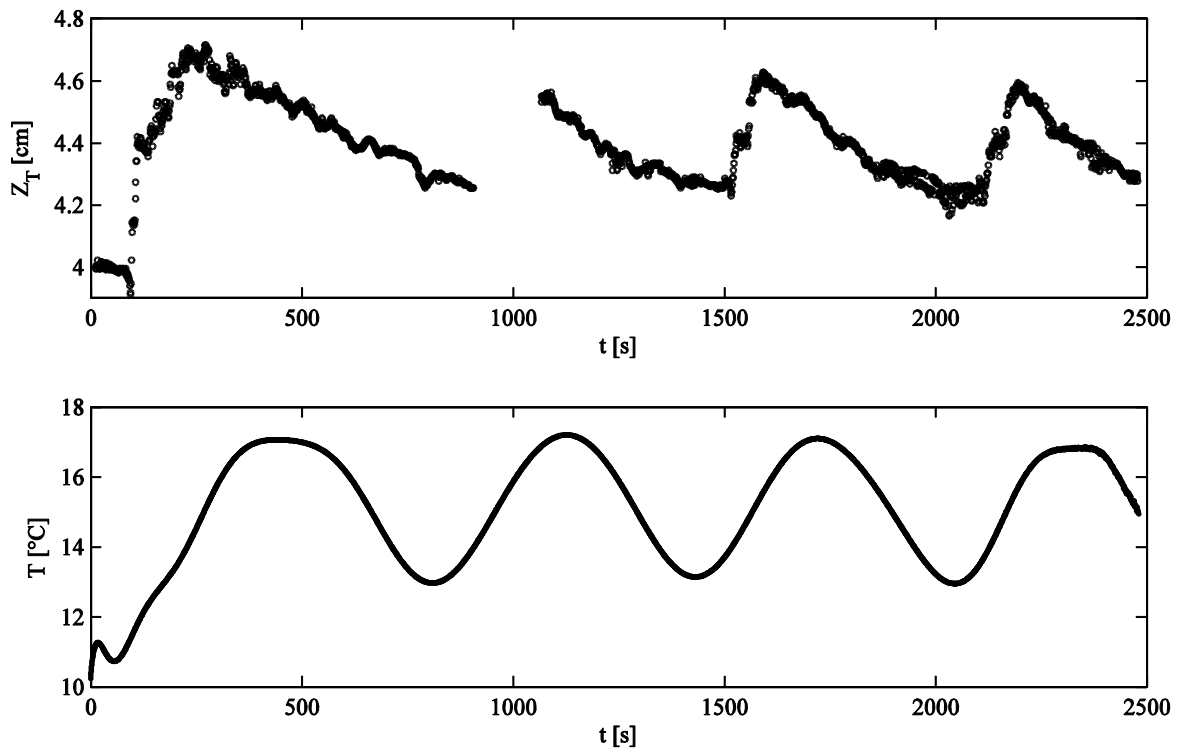


Fig. 5.15: Paralelo entre posición de la termoclina y temperatura impuesta Exp 12

Al observar los gráficos anteriores se aprecia que, producto de la aparición de corrientes convectivas, se generan desplazamientos de la termoclina de 2 a 8 *mm*. Se ve además que la posición de la termoclina Z_T se comporta de manera similar con la onda de temperatura impuesta. Sin embargo se ve que en general existe un desfase ϕ^* entre el tiempo en que la termoclina alcanza su desplazamiento máximo y aquel en que la temperatura alcanza su máximo. Resulta interesante cuantificar dicho desfase y además ver si eventualmente existe alguna relación con alguna función de los adimensionales definidos en 4.1.

Basándose en el trabajo de Ihle & Niño (2012), se sabe que existe una relación entre el tiempo adimensional $t = \omega t^*$ con una cierta potencia del número de Rayleigh $R = \frac{g\alpha\Delta\theta^*\kappa^{1/2}}{\nu\omega^{3/2}}$, de modo que resulta natural tratar de ver si existe relación entre el tiempo de desfase adimensional $\phi = \omega\phi^*$ y R .

Dicho esto, se busca relacionar los adimensionales del problema de manera de formar R . En efecto.

$$\Pi_3\Pi_4^{-\frac{3}{2}} = \frac{g\alpha\Delta\theta^*h_1^3}{\nu\kappa} \frac{\kappa^{3/2}}{h_1^3\omega^{3/2}} = \frac{g\alpha\Delta\theta^*\kappa^{1/2}}{\nu\omega^{3/2}} = R \quad (5.3)$$

Los resultados obtenidos se presentan la Fig. 5.16, donde se ha graficado el tiempo de desfase adimensional en función de R .

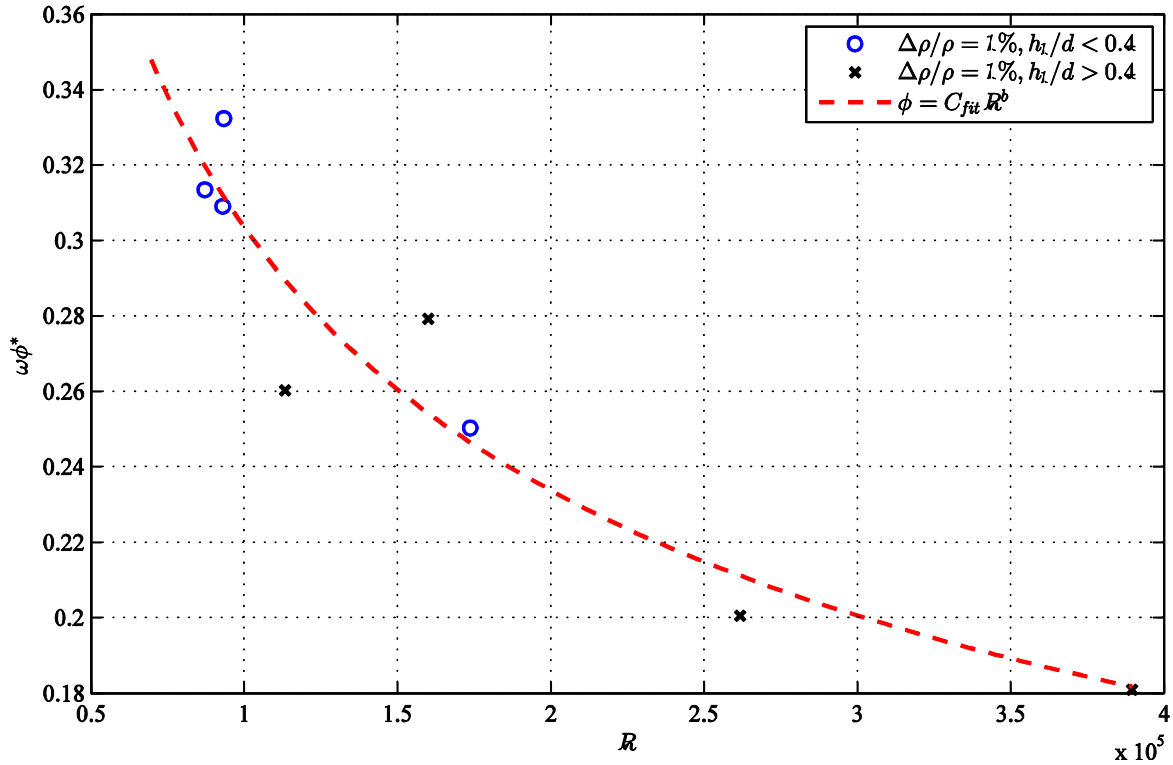


Fig. 5.16: Desfase entre la máxima posición de la termoclina y la temperatura máxima

Se ha ajustado a los datos un modelo del tipo $\phi = C_{fit}R^b$, los coeficientes del ajuste se presentan en la Tabla 5.1..

Tabla 5.1: Coeficientes del ajuste para el desfase adimensional

C_{fit}	23.36
b	-0.37

La ley potencial impuesta se ajusta a los desfases medidos con un coeficiente de correlación $R^2 = 0.91$

Por otra parte, tanto para las experiencias con estratificación como para las sin estratificación se tienen los tiempos de inicio de la convección los que según Ihle & Niño (2012) se relacionan de la siguiente manera con R :

$$Rt^{7/2} = C_T \quad (5.4)$$

La constante C_T ha sido parametrizada de la siguiente forma.(Ihle & Niño, 2012)

$$C_T = a_1 \left[a_2 + \left(\frac{a_3}{\sigma} \right)^{a_4} \right]^{\frac{2a_5}{7}} \quad (5.5)$$

Donde $\sigma = \nu/\kappa$ corresponde al número de Prandtl que depende solo de las propiedades del fluido, mientras que los coeficientes a_j son constantes calibradas dependiendo de las condiciones de borde del problema que pueden ser no deslizamiento (R) o esfuerzo de corte nulo (F). Los valores de dichas constantes se presentan en la siguiente tabla.

Tabla 5.2: Parametrización de la constante C_T según Ihle & Niño (2012)

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
R	15.27	9.95	8.87	0.81	1.18
F	12.99	3.75	6.06	0.71	1.44

En este caso, dado que en los experimentos realizados no existen esfuerzos de corte aplicados externamente por efecto, por ejemplo del viento, se utilizó el set de coeficientes F para el caso con esfuerzo de corte nulo. En la Fig. 5.17 se muestran los resultados obtenidos para el análisis de los tiempos de inicio de las erupciones termales en paralelo con la curva teórica del fenómeno.

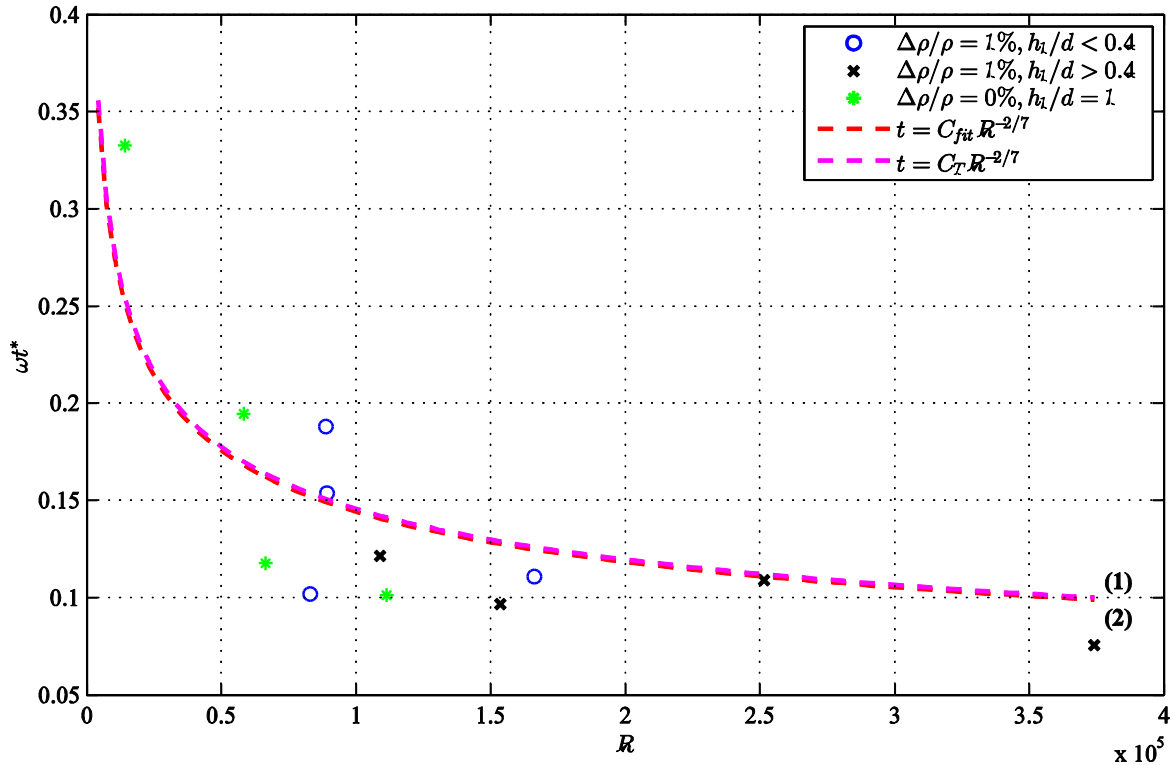


Fig. 5.17: Inicio de la primera inestabilidad. (1) Curva teórica del fenómeno (2) Curva ajustada a los datos.

Por otra parte resulta interesante estudiar el comportamiento de la segunda erupción de plumas termales una vez que el sistema ha vuelto al equilibrio producto de la disminución de la temperatura en la columna. Para ello, en aquellas experiencias donde el fenómeno ocurra, se han tomado los tiempos que demora en producirse la segunda inestabilidad a partir del momento donde se produce la temperatura mínima luego de la primera erupción, luego se adimensionaliza dicho tiempo y se grafica en función de R , de manera de ver si la relación (5.4) continúa cumpliéndose. Los resultados encontrados se muestran en la Fig. 5.18.

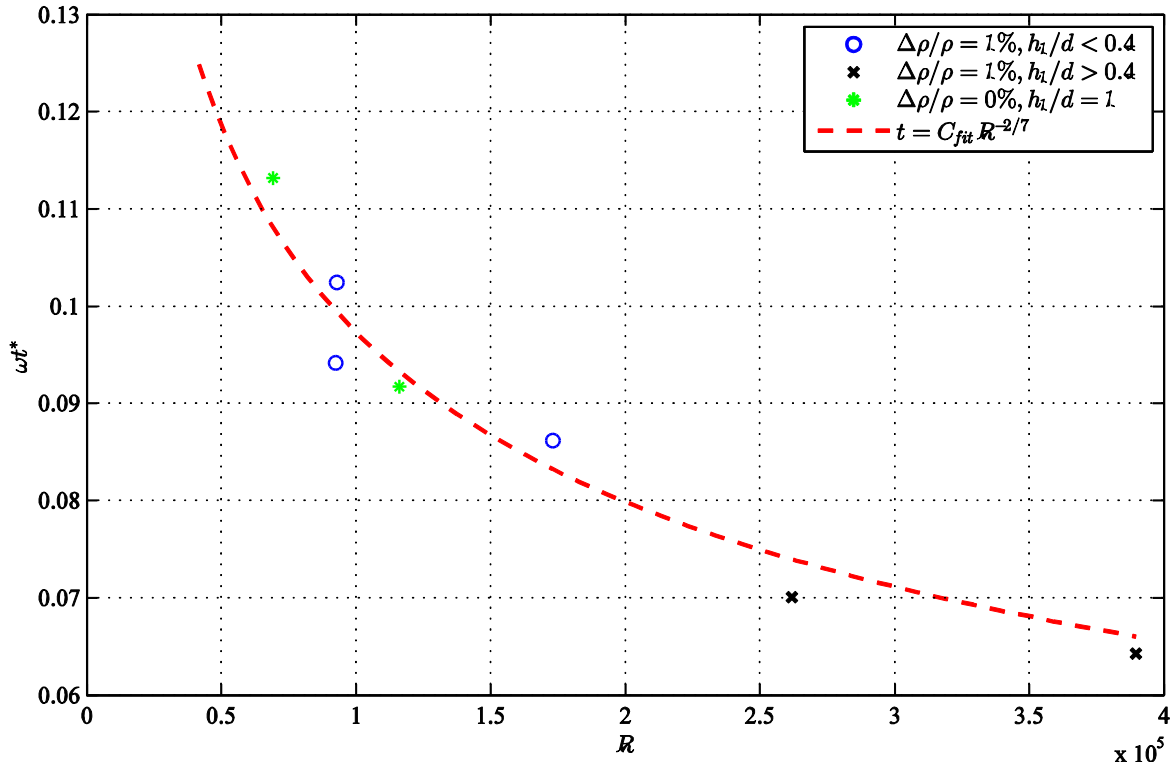


Fig. 5.18: Inicio de la segunda inestabilidad

En la Tabla 5.3 se muestran los valores del coeficiente C_{fit} para la primera y segunda erupción, contrastando además con el valor teórico descrito en (5.5).

Tabla 5.3: Valores del coeficiente C

Coeficiente C	
Teórico	3.909
1° inestabilidad	3.911
2° inestabilidad	2.612

En la Fig. 5.17 se aprecia que la curva teórica definida en (5.4) describe de con gran precisión la tendencia de los valores experimentales, sin embargo estos tienen una dispersión no menor con respecto a la tendencia, lo que puede explicarse en los errores asociados a la instalación experimental como por ejemplo el golpe generado por el cierre y apertura de las válvulas, que entrega energía al sistema destruyendo la capa termal donde se genera el fenómeno. Además en el caso de las experiencias sin estratificación, $\frac{h_1}{d} = 1$, al no poder generar una filmación continua del proceso era necesario tomar el tiempo de manera manual cuando se comenzaba a capturar un video, lo que sin duda conlleva una pérdida de precisión de las mediciones. Aun teniendo en cuenta los

errores mencionados se ve que la curva teórica se ajusta a las mediciones con un coeficiente de correlación $R^2 = 0.83$ mientras que el error cuadrático medio asociado a las mediciones es $e = \pm 0.03$, lo que se considera aceptable considerando la cantidad de incertidumbres asociadas al fenómeno y al experimento realizado. Más aún, se aprecia que los valores de C_{fit} obtenidos al trazar la tendencia de las mediciones para la primera inestabilidad son descritos de excelente manera por el ajuste teórico realizado por Ihle & Niño (2012).

Por otra parte la segunda inestabilidad sigue teniendo una ley potencial con exponente $-\frac{2}{7}$ con R , que describe de gran forma los resultados experimentales con un coeficiente de correlación $R^2 = 0.95$ con un error cuadrático medio $e = \pm 0.003$, sin embargo se ve que la curva se ha desplazado hacia abajo con respecto de la que describe la primera erupción, lo que resulta natural ya que en el primer caso se parte de un estado de energía cinética nula, mientras que para la segunda erupción, si bien la energía cinética es baja producto de que la temperatura ha disminuido, sigue siendo un poco mayor que cero, por lo que se debe invertir menos energía para generar la inestabilidad, lo que se traduce en tiempos menores de inicio de la convección.

6. Conclusiones

El trabajo realizado en el presente estudio experimental permite una mejor comprensión sobre la aparición y el comportamiento de las plumas termales, y de cómo la aparición de éstas influye la dinámica interna de los cuerpos de agua tanto estratificados como no estratificados.

A nivel experimental, se logró construir una instalación que permitió recrear el fenómeno de la convección penetrativa acoplándole un sistema electrónico de automatización y control de las temperaturas, de manera de ver las influencias de las variaciones sinusoidales de temperatura en el desarrollo de las corrientes convectivas. La construcción no estuvo exenta de problemas, ya que se batalló constantemente contra las fugas de agua, que debieron ser suprimidas en su totalidad debido a que se estaba trabajando con componentes eléctricos. Además, los excesos de presiones dentro de la cámara de intercambio térmico en reiteradas oportunidades obligaron a la reparación o incluso reconstrucción de la instalación.

Si bien el fenómeno se recreó con éxito se tuvieron problemas debido al sistema de control de entrada de agua caliente y fría, ya que por el hecho de trabajar con válvulas se generaban golpes de presión que deformaban la placa de aluminio que conduce el calor desde la cámara térmica hacia la columna de agua. Estas deformaciones repentinas incorporan una cantidad de energía no cuantificada al sistema que en el caso de los experimentos sin estratificación tienen un efecto de destrucción de la pluma, acelerando el proceso de transición entre la convección y la turbulencia violenta mientras que en el caso de los experimentos con estratificación se generan procesos de mezcla adicionales a los que efectivamente se deseaba visualizar.

Mediante la realización de experiencias sin estratificación se pudo comprobar la eficacia del PIV como herramienta para el estudio de flujos turbulentos, particularmente la formación de corrientes convectivas. Mediante la utilización de este se pudo constatar experimentalmente la validez de la parametrización realizada por Moses et al. (1993) para las velocidades verticales de las plumas, que son descritas con gran precisión mientras el fenómeno es bidimensional. Sin embargo, el fenómeno no se ha podido estudiar de la manera que se hubiese deseado debido a que el método requiere un elevado poder de filmación, ya que exige mediciones con altas tasas de refresco y con luminosidad elevada, lo que es difícil de conseguir con recursos limitados. Para lograr realizar mediciones aceptables se debió incorporar iluminación laser de 100 *mW*, reemplazando el arreglo de LEDs proyectado en un comienzo. Por otra parte, la incapacidad de la cámara utilizada para grabar en formato AVI con compresión fue una gran limitante a la hora de tomar mediciones, que conjugado

con las exigencias propias del algoritmo llevó a obtener videos con un campo visual muy reducido, $2 \times 2 \text{ cm}^2$ aprox. y además con duraciones muy limitadas, de entre 3 a 4 min por cada uno.

Por otra parte, lo ideal hubiese sido tener un sistema tal que tanto la cámara como el sistema de iluminación se movieran de forma solidaria con la instalación experimental, de manera de mantener cierta homogeneidad entre las mediciones. Esto fue imposible por temas de espacio y de disponibilidad de los equipos, sin embargo esto no afectó mucho las mediciones ya que para cada experiencia se tomó una foto de calibración característica que permitió obtener las equivalencias entre la cantidad de pixeles y las distancias reales, sin embargo esto implicó una pérdida de tiempo importante a la hora de realizar las experiencias.

Con respecto de las mediciones se logró obtener campos vectoriales que describen las plumas encontrando estructuras de alrededor de 0.5 cm de base que alcanzan velocidades máximas de alrededor de 1 mm/s , lo que concuerda de buena manera con los resultados experimentales obtenidos por Ihle & Niño (2009).

Las experiencias con estratificación permitieron realizar un análisis un poco más extenso ya que en este caso se tomaron imágenes con una frecuencia bastante menor, lo que si bien conlleva tener un registro más amplio del fenómeno implica también sacrificar la posibilidad de hacer PIV. En el caso de estas experiencias no se pudo entregar una medida de la energía cinética turbulenta. A pesar de ello, se logró realizar un seguimiento de la posición de la termoclina y ver como ésta reacciona frente al impacto de las corrientes convectivas. Se ha observado que la interfaz presenta un desplazamiento que se encuentra fuertemente correlacionado con la onda de temperatura impuesta, ya que estos básicamente tienen la misma forma sinusoidal con un desfase producto de que las erupciones termales ocurren antes de que la temperatura alcance su peak.

Además se ha logrado observar que los desplazamientos de la termoclina no superan unos pocos milímetros, que son pequeños en comparación con los producidos por otro tipo de forzantes externas como el viento que escalan con los centímetros (Ulloa, 2011). Sin embargo, no se puede decir de manera concluyente que las erupciones termales son irrelevantes como mecanismo de mezcla, ya que las series de tiempo no tienen una extensión suficiente como para validar esta afirmación. Esto se debe exclusivamente a que la duración de los experimentos está condicionada por la capacidad del termostato utilizado para calentar el agua, por lo que no se pueden realizar mediciones demasiado extensas.

En ambas experiencias, tanto en las con estratificación como en las sin estratificación se ha abordado el problema del inicio de la convección, tratando de verificar la relación entre el tiempo de inicio adimensional y el número de Rayleigh, R , propuesta por Ihle & Niño (2012). Se encontró que los tiempos medidos en los experimentos son descritos de gran manera por la relación mencionada, con un coeficiente de correlación $R^2 = 0.83$, a pesar de que la instalación posee una gran cantidad de fuentes de error por lo que los resultados se consideran aceptables. De esta manera se ha entregado evidencia experimental que valida la teoría.

Una de las conclusiones más interesantes de este trabajo es el hecho de que el tiempo de inicio de la segunda inestabilidad sigue la misma ley de potencia con el número de Rayleigh R que la primera. Sin embargo se ha descubierto que la constante que los relaciona es menor que la predicha por el ajuste expuesto en (5.5), lo que se debe a que dicho ajuste ha sido realizado mediante un análisis de estabilidad del problema de Rayleigh – Bénard en función de las condiciones de borde del problema, las que cambian luego de que se produce el caos luego de la aparición de plumas termales.

Una de las mayores limitaciones de los resultados obtenidos corresponde al hecho de que los valores de R obtenidos solamente se pudieron variar en un orden de magnitud, ya que el parámetro $\Delta\theta^*$ fue imposible variarlo en la cantidad necesaria como para variar demasiado el Rayleigh. Las frecuencias de forzamiento ω tampoco se pudieron variar demasiado, puesto que si se hubiese deseado hacer ondas más largas, el agua caliente se hubiera consumido prematuramente, mientras que si se hubiese intentado hacer ondas más cortas se hubieran generado excesivos golpes de presión puesto que el tiempo de respuesta del sistema es mucho mayor que el periodo de la onda de temperatura impuesta.

7. Bibliografía

- Adrian R. (1991) Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics, *Annu. Rev. Fluid Mech*; 23: 261 – 304
- Castaing B; Gunaratne G; Heslot F; Kadanoff L; Libchaber A; Thomae S; Wu X; Zaleski S. and Zanetti G. (1989) Scaling of thermal turbulence in Rayleigh–Benard convection *J. Fluid Mech*; 204, 1–30
- Ihle C. F. & Niño Y. (2012) The Onset of Natural Convection in Lakes and Reservoirs due night time cooling, *Environ Fluid Mech. 12:133-144*. doi: 10.1007/S10652-011-9217-0
- Ihle, C.F., Dalziel, S.B, Niño, Y. (2009) Simultaneous Particle Image Velocimetry (PIV) and Synthetic Schlieren measurements of an erupting thermal plume. *Measurement Science and Technology*. 20, 125402, doi:10.1088/0957-0233/20/12/125402.
- Jonas, T., A. Stips, W. Eugster, and A. Wüest (2003), Observations of a quasi shear-free lacustrine convective boundary layer: Stratification and its implications on turbulence, *J. Geophys. Res.*, 108, 3328, doi:10.1029/2002JC001440, C10.
- Kundu, P., & Cohen, I. (2000). *Fluid Mechanics*, 730 pp.
- Meruane, C., Niño, Y., and Garreaud, R. (2005) Simulation of phytoplankton Response to strong wind events in Lake Villarrica, Chile. XXXI IAHR Congress. Seoul, Korea.
- Moses E, Zocchi G and Libchaber A (1993) An experimental study of laminar plumes *J. Fluid Mech.* 251 581–601
- Svendsen, H. (1997), *Physical oceanography and marine ecosystems: some illustrative examples*, *Scientia Marina* 61, 93-108.
- Ulloa H. (2011) Estudio Experimental de la respuesta de ondas internas gravitacionales afectadas por la rotación terrestre de un flujo estratificado, Memoria para optar al título de Ingeniero Civil. Departamento de Ingeniería Civil. Universidad de Chile.
- Wüest, A. & Lorke, A. (2003), Small-scale hydrodynamics in lakes, *Annual Review of Fluid Mechanics* 35, 373-412.
- Zikanov, Slinn & Dhanak, ‘Turbulent convection driven by surface cooling in shallow Water’, *J. Fluid Mech. Vol. 464 pp. 81 – 111*, doi: 10.1017/S0022112002001015
- Zocchi G, Moses E and Libchaber A (1990) Coherent structures in turbulent convection, an experimental study *Physica A* 166 387–407

