

01173 9  
2ej

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

FACULTAD DE INGENIERIA

CONVECCION NATURAL EN UNA CAVIDAD CON FLUJO DE CALOR DEPENDIENTE DEL  
TIEMPO Y TEMPERATURA CONSTANTE EN PAREDES VERTICALES OPUESTAS

TESIS

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRA EN INGENIERIA MECANICA  
CON ESPECIALIDAD EN TERMOFLUIDOS

PRESENTA

MINERVA GUADALUPE VARGAS VEGA

MEXICO, D.F.

1992



Universidad Nacional  
Autónoma de México



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

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

Todo el material contenido en esta tesis está 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.

## RESUMEN

El presente trabajo comprende un estudio experimental y numérico de la convección natural en estado transitorio de una cavidad calentada lateralmente y cuya pared opuesta se encuentra a una temperatura constante e igual a la inicial del fluido. El flujo de calor impuesto a la pared caliente es del tipo de una función de tangente hiperbólica. La investigación se realizó para un número de Rayleigh de orden  $10^9$  y un número de Prandtl igual a 7.

Experimentalmente se midió la velocidad con la técnica de anemometría laser en la capa límite y en la capa de intrusión. Mediante la técnica de visualización con trazadores se analizó el patrón de flujo a distintos tiempos. Numéricamente se simuló el fenómeno utilizando un código comercial con una malla no uniforme.

Entre las características principales del flujo del fluido y la transferencia de calor se tiene la formación de un vórtice cerca de la pared caliente que desaparece con el tiempo y una zona de divergencia en la esquina superior derecha semejante a un salto hidráulico como el discutido por Ivey (1984) y la paulatina estratificación térmica del fluido. Se encontraron semejanzas entre los patrones observados en los experimentos y los obtenidos numéricamente. Para las velocidades en la capa límite y la capa de intrusión se encontró una buena concordancia cualitativa y cuantitativa. Así también en la evolución de la temperatura en algunos puntos de la pared caliente y en el interior de la cavidad.

Las aportaciones de este trabajo consisten en haber proporcionado resultados numéricos y experimentales consistentes del flujo de calor de convección natural en una cavidad con régimen transitorio.

# INDICE

## NOMENCLATURA

1 INTRODUCCION .....	1
1.1 Motivación .....	1
1.2 Objetivo .....	2
1.3 Antecedentes .....	3
2 MODELO TEORICO .....	11
2.1 Formulación del problema .....	11
2.1.1 Descripción geométrica .....	11
2.1.2 Ecuaciones fundamentales .....	12
2.1.3 Condiciones iniciales y de frontera .....	13
2.2 Método de solución .....	14
2.2.1 Código utilizado .....	14
2.2.2 Método de integración .....	15
2.2.3 Procedimiento numérico .....	17
2.2.4 Solución numérica .....	19
3 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL .....	21
3.1 Dispositivo experimental .....	21
3.1.1 Fluido de trabajo .....	24
3.2 Metodología experimental .....	24
3.3 Instrumentación .....	25
3.3.1 Temperatura .....	25
3.3.2 Velocidad .....	29
3.3.3 Visualización de flujos .....	36
4 RESULTADOS .....	39
4.1 Análisis de escalas .....	40
4.2 Velocidad local como función del tiempo .....	43
4.3 Temperatura local como función del tiempo .....	47
4.4 Campos de velocidad .....	52
4.5 Campos de temperatura .....	76

5 DISCUSIONES Y CONCLUSIONES .....	87
FIGURAS .....	90
TABLAS .....	93
REFERENCIAS .....	94
APENDICE .....	98

## NOMENCLATURA

VARIABLE	UNIDADES	DESCRIPCION
A		Razón de aspecto (H/L).
b		Término fuente.
B		Constante de tiempo de la inercia térmica
c	$[ms^{-1}]$	Velocidad de la luz.
C		Constante de pérdidas por aislamiento imperfecto
Cp	$[KJ/kg^{\circ}K]$	Calor específico del fluido.
E		Dirección este en el volumen de control.
f <sub>0</sub>	[hz]	Frecuencia de la luz emitida laser.
f <sub>p</sub>	[hz]	Frecuencia detectada por la partícula en movimiento.
f <sub>r</sub>	[hz]	Frecuencia en el detector al fotomultiplicador.
f <sub>D1</sub>	[hz]	Frecuencia Doppler del primer haz.
f <sub>D2</sub>	[hz]	Frecuencia Doppler del segundo haz.
F <sub>s</sub>	[hz]	Frecuencia de corrimiento.
g	$[m/s^2]$	Aceleración de la gravedad.
H	[m]	Altura de la cavidad.
k	$[W/m^{\circ}K]$	Conductividad térmica del fluido.
k <sub>1</sub>		Vector unitario.
l <sub>1</sub>		Vector unitario en la dirección fuente-partícula.
l <sub>2</sub>		Vector unitario de la partícula a el fotomultiplicador.
L	[m]	Ancho de la cavidad.
N	[hz]	Frecuencia Brunt-Väisälä.
n		Dirección norte en el volumen de control
p		Presión adimensional.
Pr		Número de Prandtl.

$q(t)$	$[W/m^2]$	Flujo de calor
$q_0$	$[W/m^2]$	Flujo de calor máximo.
R		Resultado
$Ra_{\Delta T}$		Número de Rayleigh en términos de diferencias de temperaturas
Ra		Número de Rayleigh en términos de flujo de calor
$S_\phi$		Término fuente
s		Dirección sur en el volumen de control
$T_0^*$		Temperatura inicial adimensional
T		Temperatura adimensional
$T_d$	[s]	Tiempo de decaimiento del movimiento ondulatorio
$T_r$	[s]	Tiempo que tarda en pasar todo el fluido por la capa límite térmica
$t_\nu$	[s]	Tiempo de formación de la capa límite viscosa
$t'$	[s]	Tiempo dimensional
t		Tiempo adimensional
u		Componente horizontal del vector de velocidad adimensional.
$u_i$	$[ms^{-1}]$	Velocidad de la partícula
$U_\nu$	$[ms^{-1}]$	Velocidad de la capa de intrusión
v		Componente vertical del vector de velocidad adimensional
$v'$	$[ms^{-1}]$	Componente vertical del vector de velocidad dimensional
$V_t$	$[ms^{-1}]$	Velocidad de capa límite térmica
$V_\nu$	$[ms^{-1}]$	Velocidad de la capa de intrusión
$w_R$		Incertidumbre del resultado
$w_\lambda$	[m]	Incertidumbre de longitud de onda
$w_\theta$	[rad]	Incertidumbre del ángulo
$w_\nu'$	[hz]	Incertidumbre de la frecuencia generada por la partícula

$w_{\nu_s}$	[hz]	Incertidumbre de la frecuencia de corrimiento
$w_{\nu}$	[hz]	Incertidumbre de la frecuencia
$w_T$	[°C]	Incertidumbre de la temperatura
$w_{T_{ref}}$	[°C]	Incertidumbre de la temperatura de referencia
$w_v$	[ms <sup>-1</sup> ]	Incertidumbre de la velocidad
$w_V$	[volts]	Incertidumbre del voltaje
$W$	[m]	Profundidad de la cavidad
$x$		Coordenada horizontal adimensional.
$x'$	[m]	Coordenada horizontal dimensional
$y$		Coordenada vertical adimensional.
$y'$	[m]	Coordenada vertical dimensional
$z$		Coordenada de profundidad adimensional
$\alpha$	[m <sup>2</sup> /s]	Difusividad térmica del fluido.
$\beta$	[W/mK <sup>3</sup> ]	Coefficiente de expansión térmica del fluido.
$\delta_{\nu}$	[m]	Espesor de la capa límite hidrodinámica
$\delta_t$	[m]	Espesor de la capa térmica.
$\Delta_{\nu}$	[m]	Espesor de la capa de intrusión
$\lambda$	[m]	Longitud de onda de la luz incidente.
$\nu$	[hz]	Frecuencia
$\nu'$	[hz]	Frecuencia dispersada por la partícula
$\nu_s$	[hz]	Frecuencia de corrimiento
$\Delta T'$	[°C]	Diferencia de temperatura dimensional.
$\Delta T$		Diferencia de temperatura adimensional.
$\Delta \nu$	[m]	Espesor de la capa de intrusión.
$\Delta f$	[hz]	Diferencia de frecuencia Doppler.
$\phi$		Variable escalar.
$\Gamma$		Coefficiente de transporte.
$\rho$	[Kg/m <sup>3</sup> ]	Densidad.
$\rho_0$	[Kg/m <sup>3</sup> ]	Densidad de referencia.



$\theta$	[rad]	Mitad del ángulo entre los haces de la fuente de la partícula.
$\tau$	[s]	Tiempo de formación de la capa límite térmica.
$\tau_\nu$	[s]	Tiempo de formación de la capa de intrusión.
$\omega$	[1/s]	Frecuencia de ondas internas.
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	Viscosidad cinemática.

# 1 INTRODUCCION

## 1.1 MOTIVACION

El fenómeno de convección natural en cavidades es un tema de gran importancia en el diseño térmico de edificios, el diseño de colectores solares y en problemas ambientales. En estas aplicaciones, frecuentemente ocurre que el calentamiento es función del tiempo y consiguientemente es de sumo interés estudiar la respuesta del sistema a condiciones de frontera que cambian de un momento a otro.

En la utilización de la energía solar, la convección natural transitoria en confinamientos surge cuando la radiación solar incide en una pared externa del cuarto en una casa, comunicando calor al aire en el interior. La comprensión del mecanismo de transferencia de calor de este proceso permitirá adecuar los requerimientos del diseño térmico para mejorar el confort del hábitat.

En el Laboratorio de Energía Solar UNAM-IIM, el grupo de Transferencia de Energía y Masa ha establecido como una de sus líneas de investigación el análisis de la convección natural en estado transitorio en cavidades calentadas lateralmente. Los trabajos realizados han sido numéricos y experimentales. Poujol (1991) obtuvo resultados de la convección natural de un fluido con un número de Prandtl 200 en una cavidad calentada lateralmente aplicando súbitamente un flujo de calor constante y uniforme, la pared opuesta a la pared calentada se mantuvo a temperatura constante e igual a la temperatura inicial del fluido.

A raíz de los resultados obtenidos en el trabajo citado anteriormente, se planteó un estudio cuyas condiciones de frontera fueran más semejantes a las que suceden en la realidad. El calentamiento en la pared de una casa durante la primera parte del día aumenta paulatinamente hasta alcanzar un máximo conforme transcurre el día, transfiriendo calor hacia el interior de la casa.

Como un siguiente proyecto, secuela del trabajo realizado por Poujol (1991), se planteó el estudio del problema de convección natural en estado transitorio en una cavidad con condiciones de frontera e iniciales que incluyen la aplicación de un flujo de calor del tipo de una función tangente hiperbólica en una de sus paredes laterales. Se supone además que la pared opuesta ha de permanecer siempre a una temperatura constante, igual a la temperatura inicial del fluido de trabajo cuyas propiedades físicas sean semejantes a las del aire.

## 1:2 OBJETIVOS

Los objetivos del presente trabajo son los siguientes :

- 1) Describir el patrón de flujo en estado transitorio y la evolución térmica de una cavidad con condición de frontera de flujo de calor en la pared de calentamiento del tipo de función de tangente hiperbólica y temperatura constante en la pared de enfriamiento igual a la inicial.
- 2) Verificar si los resultados obtenidos son consistentes con la teoría de escalamiento de Patterson e Imberger (1980).

Para lograr estos objetivos se plantearon las siguientes metas:

- a) Determinar experimentalmente los patrones de flujo y variaciones de temperatura en el interior de la cavidad y en la pared caliente. Además, medir las velocidades de la capa límite y la capa de intrusión.
- b) Llevar a cabo una simulación numérica para obtener información teórica sobre los patrones de flujo y la evolución de los campos de velocidad y temperatura.

c) Comparar los resultados numéricos de los campos de velocidad y temperatura con los resultados experimentales correspondientes.

### 1.3 ANTECEDENTES

El primer estudio teórico de la convección natural en cavidades con gradientes térmicos horizontales fue realizado por Batchelor (1954), quien planteó el problema de transferencia de calor en estado permanente en una cavidad vertical infinita con una diferencia de temperatura entre sus paredes laterales. Determinó un criterio analítico para definir si el flujo es laminar o turbulento.

A partir de entonces se han publicado un gran número de trabajos experimentales, numéricos y analíticos sobre el tema y algunas de sus variaciones. Por ejemplo: convección natural en cavidades cerradas en dos y tres dimensiones, condiciones de frontera sobre temperatura o sobre el flujo de calor conocido, etc. Actualmente se puede considerar que el fenómeno en estado permanente se conoce de manera relativamente completa; libros de texto como Bejan (1984) o Arpaci (1984) contienen excelentes compendios. La mayoría de los trabajos que se han presentado corresponden a un flujo en estado permanente y solo en la última década se han realizado investigaciones sobre el problema del régimen transitorio de convección natural en cavidades.

En 1980, Patterson e Imberger publicaron un artículo que es un estudio detallado sobre el flujo en estado no permanente que se desarrolla en una cavidad repentinamente enfriada y calentada a través de paredes verticales opuestas. Estos autores plantearon el estudio de una cavidad bidimensional en la que al inicio del fenómeno las temperaturas de las paredes verticales opuestas adquieren instantáneamente temperaturas de  $T_0 + \Delta T$  y  $T_0 - \Delta T$ . Las paredes superior e inferior son consideradas adiabáticas. Uno de sus resultados más importantes es la derivación de un esquema de clasificación de flujos en términos del valor relativo del número de

Rayleigh, ( $Ra_{\Delta T}$ ), el número de Prandtl, ( $Pr$ ) y la razón de aspecto, ( $A$ ). Conforme a este esquema de clasificación, los flujos en estado transitorio pueden ser de tres tipos. Para ( $Ra_{\Delta T} < 1$ ) la transferencia de calor se realiza por medio de un mecanismo conductivo. Otro régimen importante se caracteriza por el hecho que la transferencia de energía se lleva a cabo mediante el transporte de entalpía a través de capas límite adyacentes a las paredes verticales y capas delgadas o de intrusión que corren a lo largo de las paredes horizontales. Un tercer régimen es de naturaleza intermedia entre estos últimos.

Patterson e Imberger basan su descripción en la determinación de escalas de tiempo, velocidad y espesor característicos para las capas límite, así como para las capas de fluido horizontales, o capas de intrusión, que se forman a partir de la descarga hacia el núcleo de las capas límite verticales. Las escalas características son función de los valores de los parámetros anteriormente mencionados ( $Ra_{\Delta T}$ ,  $Pr$ ,  $A$ ) y sus distintas combinaciones.

Su determinación proporciona varios criterios de clasificación. Por ejemplo, para aquellos flujos en que se satisface el criterio  $Ra_{\Delta T} > Pr^2$  se forman dos capas límite una térmica y otra viscosa en la pared caliente, el mecanismo de transferencia de calor predominante es la convección. Criterios adicionales para flujos que cumplen con  $Ra_{\Delta T} > A^{-12} Pr^{16}$  describen la manifestación de ondas internas en la evolución del flujo hacia el estado permanente.

Patterson e Imberger completan su descripción con la propuesta de dos tipos de mecanismos de aproximación a un estado permanente. Uno de ellos consiste en una gradual estratificación del núcleo de la cavidad y la evolución monótona de la transferencia de calor en el núcleo hacia el estado permanente.

Para casos en los que  $Ra_{\Delta T} > Pr^4 A^{-4}$  estos autores predicen la aparición de oscilaciones a nivel de toda la cavidad y ondas internas "seiches", siendo el mecanismo de producción de estas oscilaciones la inclinación de las isotermas en la capa de intrusión que se produce al arribar ésta a la pared fría.

A raíz de este último aspecto del flujo se generaron distintas investigaciones con el propósito de comprobar el esquema de clasificación y los mecanismos de aproximación hacia el estado permanente.

Yewell et al.(1982) realizaron un estudio experimental sobre la convección natural en estado transitorio en una cavidad con una razón de aspecto  $AK1$  y con números de Rayleigh de orden  $10^9$ . El patrón de flujo transitorio obtenido tiene como características que las paredes adiabáticas horizontales se recubren paulatinamente con delgadas capas de intrusión mientras que el núcleo permanece sin movimiento. La difusión térmica entre la región del núcleo y las capas de intrusión lleva a la estratificación térmica de la región del núcleo y la aproximación al estado permanente es gradual y carente de una actividad de ondas como las discutidas por Patterson e Imberger.

Ivey (1984) realizó un experimento cuyos parámetros se encontraban en el régimen oscilatorio en el esquema de clasificación de Patterson e Imberger utilizando una mezcla de glicerina-agua y agua pura para explorar la dependencia del fenómeno con el número de Prandtl. Este autor no encontró evidencia de las oscilaciones de baja frecuencia propuestas en la teoría de escalas. Por otro lado, aparecieron ciertas características en el patrón de flujo tales como un vórtice grande en el núcleo de la cavidad con circulación contraria a la de la capa límite de la pared caliente. Además, las series de tiempo de registro de termistores evidenciaron un comportamiento oscilatorio, pero la frecuencia de estas oscilaciones era demasiado alta para concluir que eran producidas por una onda interna.

Otras estructuras indicadas por Ivey fueron divergencias del flujo, en el extremo corriente arriba de la capa de intrusión, que se interpretaron como saltos hidráulicos.

Posteriormente, Hyun y Lee (1989) realizaron un trabajo numérico abarcando un intervalo amplio de números de Rayleigh y Prandtl. Obtuvieron historias de temperatura y velocidad en puntos distribuidos en las líneas centrales horizontales y verticales de la cavidad. Los resultados presentan un comportamiento oscilatorio en casos en los que se cumple  $Ra > Pr^4 A^{-4}$ . En otros casos el número de Rayleigh es menor que el parámetro  $Pr^4 A^{-4}$  en los que se presentó una oscilación de corta duración al inicio del fenómeno que no se consideró en el esquema de Patterson e Imberger.

Schladow, Patterson y Street (1989) llevaron a cabo un trabajo con el propósito de analizar los resultados experimentales de Ivey en forma numérica. Encontraron la solución de un caso ideal bidimensional y considerando variaciones sobre el mismo que incluyeran desviaciones del caso ideal que semejaran el comportamiento observado en el experimento de Ivey. Estas variaciones incluyeron: la aplicación de un gradiente de temperatura estable vertical inicial, un calentamiento dependiente del tiempo y una simulación del caso en tres dimensiones. Al comparar los resultados de esta simulación con el experimento de Ivey se encontró acuerdo entre los patrones de flujo en ambos, así como las estructuras del salto hidráulico. Sin embargo también se encontraron que en la simulación numérica sólo aparece un vórtice grande en el núcleo con circulación contraria a la capa límite en el caso de imponer inicialmente un gradiente vertical de temperatura. Otra diferencia entre los resultados numéricos y las observaciones experimentales consiste en que en la simulación no se encontraron oscilaciones de alta frecuencia. Schladow *et al.* argumentan que los gradientes de temperatura en el frente de intrusión son lo suficientemente fuertes para producir vorticidad. Este fenómeno es bautizado como generación baroclínica de ondas internas.

Además, a partir de la simulación tridimensional, Schladow *et al.* concluyeron que los patrones encontrados en el plano central son casi idénticos al resultado bidimensional y que el efecto de las paredes extremas es aún menor al inicio del fenómeno.

La simulación numérica del comportamiento transitorio de la convección natural en una cavidad con un número de Rayleigh de orden  $O(10^9)$ , un número de Prandtl de orden  $O(1)$  y una razón de aspecto unitario fue presentada por Schladow (1990). El propósito de su trabajo fue el conocer las oscilaciones de corto y largo período que se presentan en las primeras etapas del flujo transitorio. Las oscilaciones con período largo son originadas por los gradientes horizontales de presión, los cuales causan la inclinación de las isotermas de la cavidad. Las oscilaciones de corto período son originadas por dos razones distintas: la primera es la inestabilidad de la capa límite, provocada por el calentamiento o enfriamiento súbito de una frontera de longitud finita. La segunda es el resultado de la perturbación de la capa límite causada por el impacto del flujo de intrusión que viaja hacia la frontera opuesta. Los tiempos de ocurrencia y las frecuencias de ambos tipos de oscilación son diferentes a causa de que su origen es de naturaleza diferente.

Patterson y Armfield (1990) realizaron un estudio experimental y numérico cuyo objetivo era identificar con mayor claridad algunas características del fenómeno encontradas en trabajos anteriores. En su trabajo experimental lograron disminuir la inercia térmica de los mecanismos que imponen condiciones de frontera no isotérmicas, de tal manera que el gradiente térmico se impone a un tiempo despreciable comparado con el tiempo característico más corto del fenómeno. En la parte numérica utilizaron el mismo esquema de integración que Schladow (1990). Los resultados de las fotografías con trazadores y los campos de velocidad obtenidos numéricamente concuerdan adecuadamente para tiempos correspondientes.



La presencia de oscilaciones de baja frecuencia en la cavidad se manifestó al obtener los registros de temperatura en diversos puntos de la cavidad confirmando su existencia y origen.

En un trabajo posterior, Armfield y Patterson (1991) simularon numéricamente las interacciones de las ondas del flujo mediante un esquema de volumen finito de integración en el tiempo de tipo implícito de segundo orden. Identificaron la presencia de ondas viajeras, ondas internas y una divergencia de flujo en el extremo corriente arriba de la capa de intrusión, los cuales interactúan a un número de Rayleigh  $Ra_{\Delta T}$  de  $5 \times 10^9$  para producir una zona de mezclado en la intrusión que de acuerdo a estos autores sugiere una transición hacia un flujo turbulento. La transferencia de calor neta y la evolución hacia un estado permanente se ven fuertemente afectadas por la presencia de estas características.

El trabajo de Bejan y Kimura (1984) aunque no trata el estudio de un flujo transitorio es de interés en el contexto presente, a causa del tipo de condiciones de frontera considerado. Estos autores plantean el problema de una cavidad con entrada y salida de un flujo de calor uniforme a través de paredes laterales opuestas. Bejan y Kimura recomiendan esta configuración para aplicaciones arquitectónicas, en contraste con el caso de una cavidad con paredes isotérmicas. Utilizando un esquema de solución analítica similar al de Gill (1966) en el que se simplifican las ecuaciones de cantidad de movimiento considerando que se trabaja con un fluido con un número de Prandtl mayor que la unidad y suponiendo un régimen de capa límite para el flujo. La solución propuesta da un número de Nusselt de  $Nu = 0.34 (H/L)^{1/9} Ra^{2/9}$  para el estado permanente, donde H y L son la altura y la longitud de la cavidad respectivamente.

Poujol (1991) efectuó un trabajo sobre la convección natural en estado transitorio en una cavidad calentada lateralmente, con una razón de aspecto  $A=1$ , un número de Prandtl de  $O(10^2)$  y un número de Rayleigh de  $O(10^9)$ . Su estudio es experimental y numérico. Una de las paredes es calentada uniformemente y de manera súbita y la otra se mantiene a una temperatura constante e igual a la temperatura inicial del fluido. Incluyó un estudio paramétrico en el que se investigaron los efectos en el movimiento del fluido y en la distribución de la temperatura al variar el flujo de calor de entrada aproximadamente en un orden de magnitud. Numéricamente encontró un vórtice que al inicio abarcaba gran parte de la cavidad y gradualmente desaparecía. Notó también la presencia de una zona de aceleración inicial y subsecuente desaceleración en zonas alejadas a las paredes. Poujol determinó escalas características del fenómeno haciendo una adaptación de la teoría de Patterson e Imberger, para el caso en el que se especifica la condición de frontera de flujo de calor. La comparación de escalas encontradas numéricamente y las obtenidas mediante análisis de escalas en varios casos resulta en diferencias relativas pequeñas. Estos resultados se encuentran también en Poujol *et al.* (1992 a).

En un trabajo reciente, Poujol *et al.* (1992 b) presentan un método simplificado para calcular la temperatura promedio transitoria y la transferencia de calor en una cavidad calentada lateralmente. Este modelo describe con razonable exactitud la transferencia de calor en estado transitorio y se basa en el análisis de escala de Patterson e Imberger.

El trabajo realizado por Poujol (1991) con un tipo de condición de frontera de flujo de calor en la pared caliente es representativa para aplicaciones de sistemas pasivos. Sin embargo, debido a que esta condición de frontera es ideal, se buscó un tipo de función para el flujo de calor más real y un fluido con número de Prandtl menor.

En el presente trabajo se resolvió un problema similar al estudiado por Poujol (1991) pero con un calentamiento gradual y con un número de Prandtl de orden uno con el fin de considerar condiciones más parecidas a las encontradas en la realidad.

## 2. MODELO TEORICO

### 2.1 FORMULACION DEL PROBLEMA

#### 2.1.1 DESCRIPCION GEOMETRICA

La geometría del sistema bajo estudio consiste de una cavidad cuadrada bidimensional de altura y longitud  $H$  que contiene un fluido incompresible, de viscosidad cinemática  $\nu$ , difusividad térmica  $\alpha$  y coeficiente de expansión volumétrica  $\beta$ . Inicialmente el fluido se encuentra a una temperatura  $T_0$ . Al tiempo  $t=0$  se aplica un flujo de calor  $q(t)$ , que es una función monótonamente creciente, de tipo tangente hiperbólica en la pared vertical situada en  $x'=H$ , mientras que la pared opuesta tiene impuesta sobre sí la condición de permanecer a una temperatura  $T_0$ . Las paredes inferior y superior situadas en  $y'=0$  y  $y'=H$ , respectivamente, son aislantes térmicos y consiguientemente no permiten el flujo de calor a través de ellas. Ya que se considera la dinámica de un fluido viscoso, se supondrá que las componentes de la velocidad se anulan en las cuatro paredes.

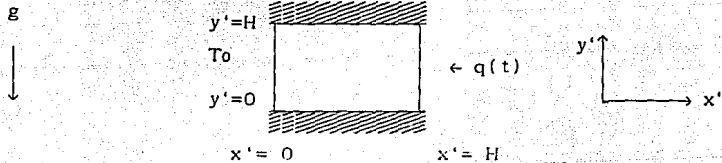


Figura 2.1 Geometría del problema

## 2.1.2 ECUACIONES FUNDAMENTALES

La solución del problema consiste en encontrar la distribución de la velocidad, temperatura y presión del fluido como función de la posición y el tiempo tales que satisfagan las ecuaciones de balance de masa, cantidad de movimiento y energía, así como las condiciones iniciales y de frontera.

En el análisis se utiliza la aproximación de Boussinesq que consiste en suponer que todas las propiedades físicas del fluido son independientes de la temperatura excepto la densidad ( $\rho$ ); además, esta última sólo se considera como función de la temperatura en el término de fuerza de flotación. Las ecuaciones de balance de masa, cantidad de movimiento y energía en términos de variables adimensionales son las siguientes:

Balance de masa

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

donde  $u$  y  $v$  son las componentes horizontal y vertical de la velocidad respectivamente,  $x$  es la coordenada horizontal y  $y$  la coordenada vertical. Las escalas con las que se han adimensionalizado las coordenadas espaciales es  $H$ , mientras que la escala para las velocidades es  $\alpha/H$ .

Balance de cantidad de movimiento

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \text{Pr} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial y} + \text{Pr} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \text{Ra Pr } \Delta T$$

donde  $p$  es la presión adimensionalizada por el factor  $(\rho_0 \alpha^2 / H^2)$ , donde  $\rho_0$  es la densidad a temperatura  $T_0$ . La escala de tiempo empleada es  $H^2 / \alpha$ . El término fuente  $-g / \rho_0 (\rho - \rho_0)$ , siendo  $g$  la aceleración de la gravedad, se ha expresado en función de la temperatura  $T$  expandiendo la densidad en series de Taylor. La temperatura se adimensionaliza por medio del factor  $q_0 H / k$  donde  $q_0$  es el flujo de calor máximo y  $k$  la conductividad térmica del fluido de trabajo,  $\Delta T$  es la diferencia entre la temperatura y la temperatura inicial. Los números adimensionales que describen el fenómeno son el número de Rayleigh (Ra) y el número de Prandtl (Pr) definidos por:

$$Ra = \frac{g \beta q_0 H^4}{\alpha \nu k} \quad (2.3)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

Balance de energía

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2.4)$$

En la ecuación 2.4 se ha despreciado la disipación viscosa

### 2.1.3 CONDICIONES INICIALES Y DE FRONTERA

Las condiciones iniciales son:

$$T = T_0, \quad u, v = 0 \quad \text{para} \quad 0 \leq x \leq 1 \quad \text{y} \quad 0 \leq y \leq 1 \quad \text{al tiempo} \quad t = 0$$

donde  $T_0 = T_{ok} / q_0 H$

Las condiciones de frontera son:

$$T = T_0 \quad \text{en} \quad x = 0 \quad 0 \leq y \leq l \quad t > 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = -q(t) \quad \text{en} \quad x = l \quad 0 \leq y \leq l \quad t \geq 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{en} \quad y = 0, l \quad 0 \leq x \leq l \quad t \geq 0$$

$$u, v = 0 \quad \text{en} \quad x = 0, l \quad 0 \leq y \leq l \quad t \geq 0$$

$$u, v = 0 \quad \text{en} \quad y = 0, l \quad 0 \leq x \leq l \quad t \geq 0$$

La función del flujo de calor  $q(t)$  está dada por

$$q(t) = \tanh Bt \quad (2.5)$$

donde  $B$  es la razón entre el tiempo característico de difusión térmica y el tiempo característico de inercia térmica del sistema de calentamiento.

## 2.2 METODO DE SOLUCION

### 2.2.1 CODIGO UTILIZADO

La solución de las ecuaciones de balance para el problema anteriormente descrito se encontró numéricamente utilizando el código comercial PHOENICS (Parabolic Hyperbolic or Elliptic Numerical Integration Code Series).

PHOENICS está integrado por dos códigos base y dos códigos auxiliares. Uno de los códigos base es un preprocesador denominado Satellite y el otro es el procesador Earth. Los códigos auxiliares son Photon y Guide. Satellite es un intérprete entre la información referente a la geometría de las fronteras, propiedades físicas del fluido, características de la malla, condiciones de frontera y parámetros de integración que el usuario define en un archivo de datos llamado QI.

Earth es el código que integra las ecuaciones de balance de masa, cantidad de movimiento y energía. Es posible interaccionar con el procesador Earth a través de subrutinas contenidas en el programa Ground. Los resultados se encuentran en los archivos de salida Result y Phida, este último es leído por el código auxiliar Photon que muestra gráficamente los resultados. PHOENICS integra las ecuaciones de balance expresadas en términos de las variables primitivas y en forma dimensional.

## 2.2.2 METODO DE INTEGRACION

PHOENICS utiliza el esquema de volumen finito para la discretización de las ecuaciones de transporte. Este método está discutido en detalle en Patankar (1980). El método comprende primeramente la división del dominio en celdas o volúmenes de control como se muestra en la figura 2.2 para el caso de un dominio bidimensional.

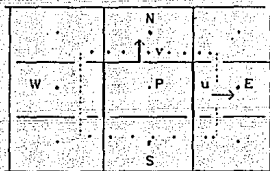


Figura 2.2 Distribución de volúmenes de control para un dominio bidimensional. En la línea gruesa se muestra el volumen para el escalar definido en el punto P. El dominio correspondiente al componente  $v$  se muestra con línea punteada.



El método del volumen finito obtiene las integrales en todo el dominio a partir de la conservación de la integral de masa, cantidad de movimiento y energía para cada volumen. Para efectuar la integración de las ecuaciones de transporte en cada volumen de control es conveniente escribir las ecuaciones de balance en forma general de la siguiente manera:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho\phi)}{\partial y} = \Gamma \left( \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} \right) + S_\phi \quad (2.6)$$

donde  $\phi$  es cualquier variable escalar incluyendo componentes de variables vectoriales,  $\Gamma$  es el coeficiente de transporte considerado constante y  $S_\phi$  es el término fuente para la variable  $\phi$ .

La versión dimensional de las ecuaciones de balance empleadas en el presente modelo pueden obtenerse a partir de la ecuación (2.6) substituyendo las variables indicadas en la tabla 2.1 y considerando la densidad constante.

ECUACION	$\phi$	$\Gamma$	$S_\phi$
Balace de masa	1	0	0
Cant. de mov. en x	u	$\mu$	$-\partial P/\partial x$
Cant. de mov. en y	v	$\mu$	$-\partial p/\partial y - g(\rho - \rho_0)$
Energía	T	$\alpha$	"

Tabla 2.1 Valores de  $\phi$ ,  $\Gamma$  y  $S_\phi$  que al substituirse en la ecuación 2.6 resultan en las diferentes ecuaciones de transporte.

\* Para los nodos en la frontera calentada, el término de  $S_\phi$  es proporcional al flujo de calor.

Integrando la ecuación (2.6) sobre cada celda del dominio se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones algebraicas para la variable  $\phi$

$$(\sum_i A_i) \phi_p = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + A_T \phi_T + b \quad (2.6)$$

donde las A's son los coeficientes que resultan de integrar las ecuaciones en el volumen centrado en el punto P, los subíndices E,W,N,S indican las posiciones de los nodos de los volúmenes vecinos y b el término que incluye las diversas fuentes involucradas. La discretización se hace empleando una malla escalonada en la que la presión, la temperatura o cualquier otra propiedad escalar es evaluada en el centro de la celda, mientras que los componentes de la velocidad se definen en las caras de la celda, tal como se muestra en la figura 2.2. La ecuación (2.7) puede reescribirse usando notación indicial de la siguiente manera:

$$(\sum_i A_i) \phi_p = \sum_i A_i \phi_i + b$$

despejando  $\phi_p$  se tiene :

$$\phi_p = \frac{\sum_i A_i \phi_i + b}{A_p} \quad (2.8)$$

$$A_p = \sum_i A_i$$

$$i = E, W, N, S$$

El conjunto anterior se resuelve usando métodos de inversión de matriz de tipo iterativo.

### 2.2.3 PROCEDIMIENTO NUMERICO

PHOENICS emplea el procedimiento iterativo conocido como SIMPLEST (SEMI-IMPLICIT METHOD FOR PRESSURE-LINKED EQUATIONS REVISED) propuesto por Spalding y Patankar (1972). A grandes rasgos SIMPLER se compone de los siguientes pasos:

a).- Se sugiere una distribución inicial de presiones. Esta distribución es arbitraria, pero una distribución similar a la verdadera ayuda a acelerar la convergencia. Llámese al campo de presiones  $p^*$ .

b).-Se resuelven las ecuaciones de balance de cantidad de movimiento para encontrar las componentes de velocidad correspondientes al campo de presiones propuesto en a.

c).- Se resuelve la ecuación de balance de masa en términos de la presión. Para efectuar este paso se requiere discretizar la ecuación de balance de masa que sólo involucra a la densidad y a los componentes de la velocidad y proponer una relación entre la presión y la velocidad. Patankar propone una relación lineal entre estas variables. A esta expresión se llamará "relación de corrección", ver Patankar (1980). El campo de presiones resultantes se denominará corrección de presión.

d).-Se modifica el campo de presiones  $p^*$  sumando la corrección de presión.

e).-Se modifica el campo de velocidades empleando la relación de corrección y la corrección de presión.

f).-Se resuelve la ecuación de balance de energía usando los valores de velocidad encontrados en el paso (e).

g).-Se considera el campo de presión corregido como la distribución inicial de presiones y se repiten los pasos (b) a (f) hasta que el error en las ecuaciones de balance sea menor a algún criterio preestablecido. Cada vez que el programa efectúa los pasos descritos se dice que ha hecho una iteración global.

Para verificar la convergencia de la solución se atendió a los valores que dentro de la terminología del código se llama residual. Este último se define en ausencia de fuentes volumétricas como la diferencia en valor absoluto entre los flujos de entrada y los flujos de salida en un volumen de control. Cuando la solución a las ecuaciones de balance es exacta el residual es cero. El residual global se obtiene sumando los valores de estas diferencias en todos los volúmenes de control.

#### 2.2.4 SOLUCION NUMERICA

La malla elegida para llevar a cabo la solución numérica del problema está compuesta por  $41 \times 41$  celdas distribuidas de manera no uniforme tal como se muestra en la figura 2.3. La distribución de celdas fue elegida siguiendo las recomendaciones de Poujol (1991) quien analizó un flujo convectivo similar al aquí estudiado.

Las propiedades de la malla son las siguientes.

La distribución espacial no uniforme de las celdas es del tipo logarítmico con una potencia de incremento igual a dos. Los tamaños mínimos y máximos de las celdas son  $0.2 \times 10^{-3}$  m y  $6 \times 10^{-3}$  m respectivamente. La malla elegida garantiza que al menos se tienen dos volúmenes en la región de la capa límite caliente, que es la zona con la distancia característica más pequeña. Debe enfatizarse también que el arreglo de  $41 \times 41$  es el límite superior de la capacidad de procesamiento de la computadora Hewlett-Packard 9000 serie 540 que se empleó para este estudio. El paso de tiempo empleado en la simulación fue de 1 s. Poujol (1991) realizó un refinamiento de malla temporal y encontró diferencias menores al 2% entre este intervalo y un intervalo de 0.2 s. En todas las integraciones se usaron 20 iteraciones globales.

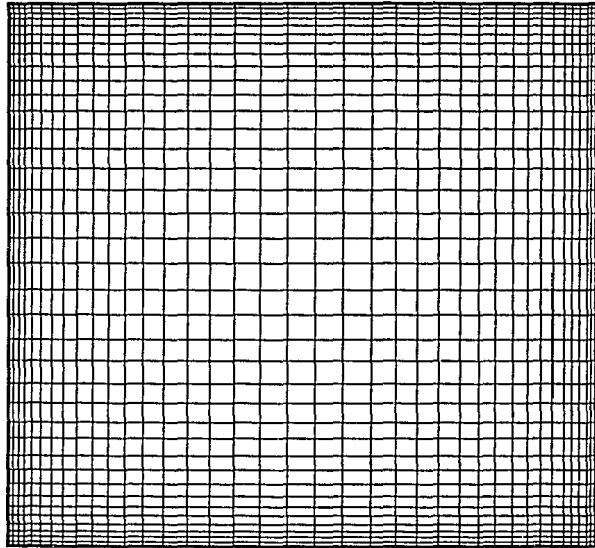


Figura 2.3 Malla utilizada en la solución numérica

### 3 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

En este capítulo se describe el dispositivo experimental y la metodología empleada en los experimentos. Incluye la descripción de los métodos utilizados para visualizar el flujo, así como la medición de la velocidad y temperatura en puntos particulares de la celda.

#### 3.1 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El dispositivo experimental utilizado en este trabajo consiste de una celda de acrílico transparente de forma cúbica ( $0.13 \times 0.13 \times 0.13 \text{ m}^3$ ). Su diseño se muestra en la figura 3.1, este dispositivo es similar al utilizado por Poujol (1991).

Las dos paredes laterales son láminas de cobre de un espesor de  $0.8 \times 10^{-3} \text{ m}$  (1/32") y una área de  $(0.13 \times 0.13) \text{ m}^2$ . Una de ellas se encuentra en contacto térmico mediante una capa de grasa de silicón con una placa de calentamiento que contiene una resistencia de listón de nicromel de  $72.6 \Omega$ . La resistencia se encuentra recubierta con una capa delgada de mica de aproximadamente  $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}$  de espesor. La parte posterior de la placa está aislada térmicamente con una capa de  $2 \times 10^{-2} \text{ m}$  de espuma de poliestireno y una cubierta de fibra de vidrio de  $1.5 \times 10^{-2} \text{ m}$  de espesor.

La parte exterior de la pared opuesta forma parte de un compartimiento a través del cual fluye agua a temperatura ambiente. Cinco orificios de  $0.8 \times 10^{-3} \text{ m}$  de diámetro comunican al ducto de la entrada con la parte inferior del compartimiento y otros cinco orificios del mismo diámetro conectan este con el ducto de salida. En la figura 3.2 se muestra esquemáticamente el diseño del compartimiento que compone al intercambiador de calor.

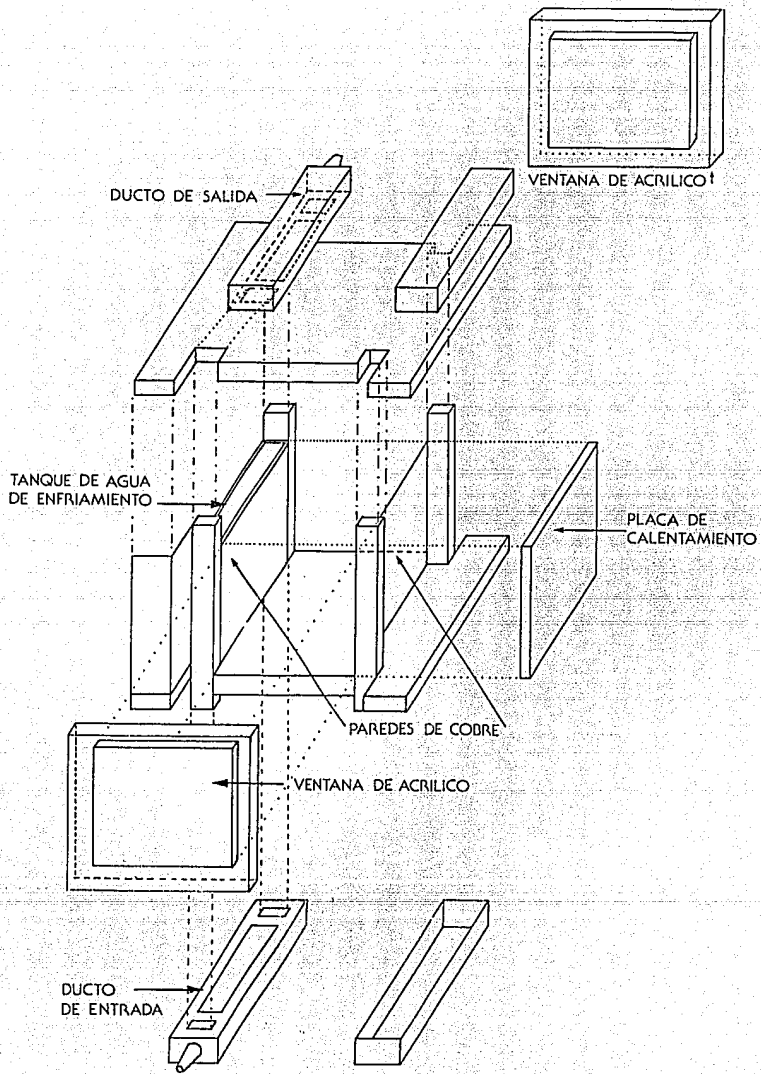


Figura 3.1 Dispositivo experimental

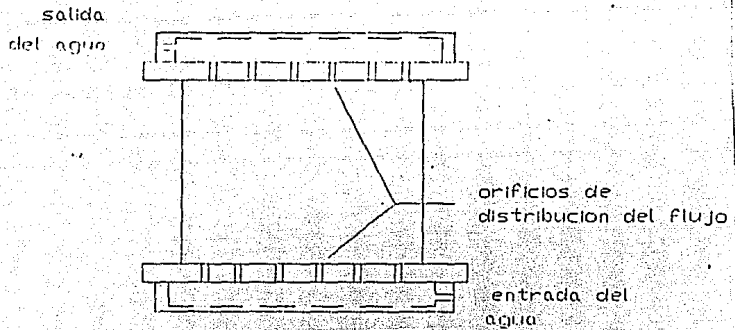


Figura 3.2 Diseño del compartimiento de agua

El flujo másico a través de los orificios no varía más allá de un 5% del flujo másico combinado de 0.02 kg/s. El agua que entra a este compartimiento procede de la cisterna que abastece al laboratorio mediante bombas neumáticas. La temperatura del agua que circula en el compartimiento varió entre 22 ° C a 24 ° C durante los meses que duró la experimentación. La parte posterior del compartimiento de agua tiene un aislamiento de espuma de poliestireno de  $2.5 \times 10^{-2}$  m de espesor.

Las paredes frontal y posterior se construyeron de acrílico transparente de  $1.5 \times 10^{-2}$  m de espesor. El techo y el piso fueron contruidos con placa de acrílico de  $2 \times 10^{-2}$  m de espesor. Los bordes y el fondo de la celda se pintaron con pintura negro mate para evitar reflejos. Durante el desarrollo de los experimentos se aplicó un aislamiento adicional en la parte superior e inferior de la celda cubriéndola con una capa de poliuretano de  $2.5 \times 10^{-3}$  m. Para el caso de visualización de flujo la pared superior permaneció sin aislamiento adicional.



### 3.1.1 FLUIDO DE TRABAJO

El fluido de trabajo utilizado en la experimentación fue agua previamente desgasificada por ebullición, sus propiedades físicas más importantes se muestran en la tabla 3.1.

PROPIEDADES FÍSICAS DEL AGUA	
Difusividad térmica ( $\alpha$ )	$1.42 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
Densidad ( $\rho$ )	$998.2 \text{ Kg/m}^3$
Coefficiente de expansión térmica ( $\beta$ )	$2.1 \times 10^{-4} \text{ 1/K}$
Conductividad térmica ( $k$ )	$0.59 \text{ W/m K}$
Calor específico ( $C_p$ )	$4.182 \text{ KJ/KgC}$
Viscosidad cinemática ( $\nu$ )	$1.004 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
Número de Prandtl Pr	$7.07$

Tabla 3.1 Propiedades físicas del agua a  $20^\circ\text{C}$   
(Bejan 1984).

### 3.2 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Los experimentos se realizaron aplicando un flujo de calor a través de la pared caliente de la celda. Esto se logra alimentado súbitamente un voltaje de 23.75 V a la resistencia eléctrica. A causa del tiempo de respuesta de la pared caliente, el flujo de calor es del tipo de una función tangente hiperbólica, donde  $q_0 = 460 \text{ W/m}^2$ .

En todos los experimentos se utilizó agua como fluido de trabajo. Para el caso de anemometría laser se llenó la celda con agua pura y en la visualización del flujo se utilizó agua con trazadores. En ambos casos el agua se desgasificó por ebullición.

Durante una hora previa al experimento se hacía circular agua a través del intercambiador con un gasto de 20 ml/s, con el propósito de equilibrar la temperatura del fluido con la pared a temperatura constante.

### 3.3 INSTRUMENTACION

Se presentan las técnicas experimentales utilizadas para medir las variables de temperatura y velocidad en la celda de calentamiento lateral.

#### 3.3.1 TEMPERATURA

El método más común para medir temperaturas es el utilizado por el termopar. Su operación se basa en el efecto termoeléctrico que dependiendo de diferentes configuraciones de los circuitos externos recibe el nombre de efecto: Seebeck, Peltier o Thompson, ver Holman (1982).

El efecto Seebeck se presenta al unirse dos metales diferentes, lo que origina una fuerza electromotriz entre sus terminales, la cual es principalmente función de la temperatura de la unión. Si estos dos metales se conectan a un circuito externo, de manera que circule corriente, se altera la fuerza electromotriz generada por el efecto Seebeck; este fenómeno se conoce como efecto Peltier. Por otro lado, si existe un gradiente de temperatura entre ambos materiales también se origina una fuerza electromotriz adicional; a este efecto se le conoce como efecto Thompson.

La fuerza electromotriz (fem) generada por el efecto Seebeck es de primordial importancia ya que depende de la temperatura de la unión, si se mide cuidadosamente la fem generada en la junta de los dos metales diferentes como función de la temperatura dicha unión puede servir para la medición de la temperatura.

La medición del voltaje de los dos materiales presenta una gran dificultad, ya que cuando se conectan los metales al circuito medidor se generará otra fem en las uniones de éstos con los alambres de conexión al circuito medidor. Esta fuerza electromotriz dependerá de la temperatura de la última unión y se deberá considerar este potencial adicional.

Todos los circuitos de los termopares involucran cuando menos dos juntas, si se conoce la temperatura de una de ellas, la otra puede calcularse fácilmente conociendo las propiedades termofísicas de los materiales. A la temperatura conocida se le llama temperatura de referencia. Es muy común expresar la fem obtenida en términos del potencial generado manteniendo la junta de referencia a  $0^{\circ}\text{C}$ .

La medición de la temperatura en este trabajo se realizó por medio de termopares de cobre-constantán, tipo T marca Omega recubiertos con teflón. El diámetro correspondiente al cobre es de  $0.43 \times 10^{-3}\text{m}$  y al constantán es  $0.071 \times 10^{-3}\text{m}$ . Este tipo de termopar se recomienda para trabajos a baja temperatura ( $<100^{\circ}\text{C}$ ).

Los termopares se fabricaron fundiendo eléctricamente sus juntas mediante un variac regulado a 8 V y una barra de carbono, cerrando momentáneamente el circuito con la junta del termopar que se va a unir. La fusión de los dos metales se realiza al circular el potencial a través de ellos. Posteriormente se determina su respuesta colocando una de las juntas en una mezcla de hielo y agua a  $0^{\circ}\text{C}$ , la otra junta se coloca en agua incrementándose gradualmente su temperatura, en las terminales del termopar se registraban las variaciones del potencial en milivolts. Mediante la tabla de calibración del fabricante se conoce la temperatura medida en el termopar.

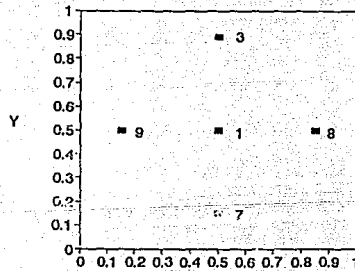
La distribución de los sensores en la cavidad es la siguiente:

En la placa de calentamiento se encuentran 5 termopares situados a lo largo de las dos líneas centrales a media altura y a medio ancho de la placa, entre la lámina de cobre y la resistencia eléctrica sumergidos en grasa de silicón. Su localización se presenta en la tabla 3.2:

	x	y	z
1	1	0.5	0.5
3	1	0.89	0.5
7	1	0.15	0.5
8	1	0.5	0.85
9	1	0.5	0.15

Tabla 3.2 Localización de los termopares de la pared caliente

COLOCACION DE LOS TERMOPARES EN LA PARED CALIENTE



7

Figura 3.3 Distribución de los sensores de temperatura en la pared caliente

En el interior de la cavidad se colocaron 4 termopares casi en el plano central xy ( 5 mm hacia la parte posterior a partir del centro). Dos de ellos se encuentran en la parte superior de la celda, otro en el centro y el cuarto termopar en un sitio próximo a la pared de temperatura constante. En la tabla 3.3 se presenta la localización de los termopares y su ubicación se muestra en la figura 3.4.

	x	y	z
2	0.5	0.96	0.53
4	0.75	0.96	0.53
5	0.5	0.5	0.53
6	0.25	0.03	0.53

Tabla 3.3 Localización de los termopares en el interior de la cavidad

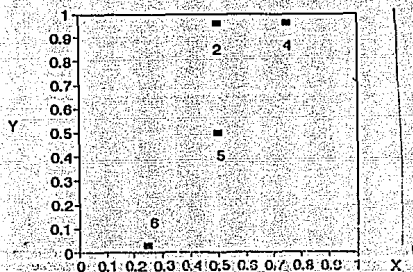


Figura 3.4 Ubicación de los termopares en el interior de la cavidad

Para registrar la temperatura de entrada del agua, se colocó otro termopar a la salida de la manguera de alimentación al intercambiador de la pared de temperatura constante. Hay también dos termopares en los extremos del compartimiento de agua que proporcionan una lectura diferencial entre ellos.

En todos los experimentos se midieron las temperaturas del fluido, de la pared caliente, del agua procedente de la cisterna y del compartimiento de agua con intervalos de 30 segundos tanto para el proceso de calentamiento como de ausencia de calentamiento.

El sistema de adquisición de datos de temperatura utilizado fue un HP3052A acoplado a una computadora HP9133-216 con una frecuencia de medición máxima de  $3.0 \text{ s}^{-1}$  por canal, donde se tiene un programa diseñado para registrar la información en forma tabular y gráfica.

### 3.3.2 VELOCIDAD

Otra de las variables cuantificadas fue la velocidad del fluido en ciertos puntos del interior de la cavidad. Para este propósito se utilizó la técnica de anemometría laser. Esta técnica tiene como características principales de operación el no presentar contacto físico con el fluido, tener una respuesta direccional bien definida y además permite una alta resolución espacial y temporal. Todo esto permite obtener mediciones precisas. Entre las desventajas de la técnica se tiene que las paredes que contienen al fluido deben permitir el paso de la luz y que en el fluido no deben de existir fuertes gradientes en el índice de refracción. Otra técnica para determinar la velocidad es la visualización del flujo que consiste en observar la trayectoria de pequeñas partículas suspendidas en el fluido. Esto se consigue iluminando una región del flujo y fotografiando la imagen de las partículas. Es importante que al añadir partículas no se altere el comportamiento del flujo original.

#### ANEMOMETRIA LASER

Esta técnica consiste en determinar un cambio en la frecuencia de la luz a causa del movimiento relativo entre el emisor y el receptor.

Una fuente de luz laser actúa como emisor estacionario, pequeñas partículas en movimiento (suspendidas en un fluido) actúan a la vez como receptor y emisor móvil y un fotodetector actúa como un receptor estacionario.

El doble efecto Doppler puede expresarse de la siguiente manera Adrian (1983).

La frecuencia  $f_p$  de la luz detectada por una partícula en movimiento está determinada por la relación:

$$f_p = f_0 \left( 1 - \frac{1}{c} u_1 \cdot l_1 \right) \quad (3.1)$$

Donde  $f_0$  es la frecuencia de la luz emitida por el laser,  $c$  es la velocidad de la luz y  $l_1$  es un vector unitario y adimensional en la dirección definida por la posición de la fuente y la partícula,  $u_1$  es la velocidad de la partícula.

En el segundo caso, cuando la partícula es un emisor móvil y el fotodetector es un receptor estacionario, se tiene que la frecuencia en el detector  $f_r$  es:

$$f_r = \frac{f_p}{\left( 1 - \frac{1}{c} u_1 \cdot k_1 \right)} \quad (3.2)$$

donde  $k_1$  es el vector unitario en la dirección definida por la posición relativa de la partícula respecto al fotodetector. Combinando las ecuaciones (3.1) y (3.2) se tiene la relación siguiente:

$$f_r = f_0 \frac{1 - \frac{1}{c} u_1 \cdot l_1}{1 - \frac{1}{c} u_1 \cdot k_1} \quad (3.3)$$

La diferencia de frecuencia o frecuencia Doppler  $f_D$  entre la frecuencia emitida  $f_0$  y la frecuencia recibida  $f_r$  está dada por:

$$f_D = f_r - f_0 = \frac{f_0 u_1 \cdot (k_1 - l_1)}{c \left(1 - \frac{1}{c} u_1 \cdot k_1\right)} \quad (3.4)$$

Para el caso en que la magnitud de la velocidad sea mucho menor que la velocidad de la luz  $c$ , se tiene que :

$$f_D = \frac{u_1 \cdot (k_1 - l_1)}{\lambda} \quad (3.5)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente.

En la práctica resulta muy difícil medir la frecuencia Doppler, pues la diferencia entre la frecuencia original y la frecuencia en el receptor es muy pequeña. Por consiguiente, lo que se hace es combinar la luz dispersada por una partícula iluminada por dos haces con diferente orientación, como se muestra en la figura 3.5 de tal manera que se puede obtener la diferencia entre las dos frecuencias Doppler. La región de intersección de los dos haces se denomina volumen de medición y es el único lugar del arreglo donde se pueden tomar medidas.

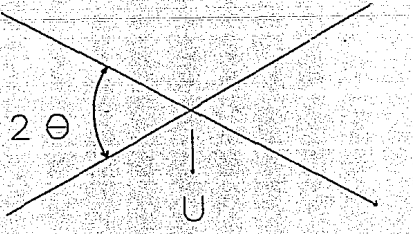


Figura 3.5 Modo de doble haz en anemometría láser Doppler



La frecuencia Doppler producida por cada uno de los haces está dada por:

$$f_{D1} = \frac{u_1 \cdot (k_1 - 1_1)}{\lambda} \quad (3.6)$$

$$f_{D2} = \frac{u_1 \cdot (k_1 - 1_2)}{\lambda} \quad (3.7)$$

Al tomar la diferencia entre estas dos expresiones, el valor de la frecuencia del haz original se elimina, quedando la expresión:

$$f_{D2} - f_{D1} = \Delta f = \frac{u_1 \cdot (1_2 - 1_1)}{\lambda} = \frac{2 U \text{ sen } \theta}{\lambda} \quad (3.8)$$

donde U es la magnitud de la componente de la velocidad contenida en el plano de los haces y perpendicular a la bisectriz del ángulo  $2\theta$ . Esta ecuación indica que la frecuencia de la señal resultante es independiente de la dirección en que se recibe la señal y además, que existe una relación lineal entre la frecuencia y la velocidad.

Otro punto que requiere ser considerado en la construcción de un sistema de anemometría laser es la intensidad de la luz dispersada por las partículas. El paso de las partículas por el volumen de intersección de los haces genera una señal con la información deseada, pero también genera ruido. Para obtener el máximo cociente señal/ruido es necesario concentrar la mayor cantidad posible de luz dispersada por la partícula en el fotodetector usando la dirección de dispersión más favorable. Para una partícula cuyo radio es del orden de magnitud de la longitud de onda del haz que la ilumina, la intensidad de la luz dispersada tiene su máximo en la dirección de la luz incidente. Esto sugiere, para el caso de anemometría laser, el uso de arreglos ópticos con recepción de luz hacia adelante.

La señal en el fotodetector que tiene la información de la diferencia de los efectos Doppler ( $\Delta f$ ) requiere ser procesada para obtener la velocidad. Como ya se mencionó, existe una relación lineal entre la frecuencia  $\Delta f$  y la velocidad perpendicular a la bisectriz del ángulo formado por los dos haces que iluminan la partícula. Para determinar  $\Delta f$  existen varias técnicas, por ejemplo: el analizador de frecuencia, el rastreador de frecuencia y el contador de frecuencias, siendo este último es el que más se utiliza.

Utilizando un sistema de anemometría laser operando en la modalidad de dispersión frontal se midió la velocidad en dos puntos de interés: a) en la zona de la capa límite ( $x = 0.99$ ,  $y = 0.5$ ,  $z = 0.5$ ) y b) en la zona de la capa de intrusión ( $x = 0.54$ ,  $y = 0.96$ ,  $z = 0.52$ ).

El sistema de medición consiste de tres secciones principales: fuente luminosa, sistema óptico de transmisión y recepción y el sistema de procesamiento. Como fuente de luz se utilizó un laser He-Ne de 10mW. El sistema óptico consistió de un divisor de haz, una celda de Bragg y una lente biconvexa con distancia focal de 0.250 m. Estos componentes fueron montados en una unidad que permite girar el plano formado por los haces. La celda de Bragg produce un cambio de 40 Mhz en uno de los haces de iluminación. Con la lente biconvexa de 0.250 m de distancia focal, los haces que fueron separados una distancia de  $5 \times 10^{-2}$  m en el divisor convergen con un ángulo de  $2\theta$  igual a  $8.6^\circ$ .

En la sección de recepción se utilizó una lente biconvexa con una distancia focal de  $5 \times 10^{-2}$  m para enfocar la luz dispersada por las partículas en el fotomultiplicador. El sistema de procesamiento contiene un fotomultiplicador de respuesta rápida ( $\ll 40$  Mhz) donde la señal luminosa se transforma en una señal eléctrica. Esta se combina con una señal que tiene una frecuencia del orden de 40 Mhz menos un factor apropiado para ser usado como frecuencia de corrimiento en el análisis de interés. De este punto, la señal pasa al contador de frecuencias.

El contador marca TSI contiene filtros pasa altas y pasa bajas, filtros en amplitud (threshold) y el contador de ciclos fijos con un discriminador de señales cuya función es anular las señales que no cumplan con un porcentaje de consistencia al determinar la frecuencia considerando ciclos de diferente longitud. Una vez conocida la frecuencia, ésta pasa como una señal analógica un sistema de adquisición de datos HP3421A y posteriormente a una computadora IBM AT compatible donde se calcula la velocidad. El valor de la velocidad se obtuvo cada 3 segundos promediando 20 valores.

#### Velocidad de la capa límite

Dado que el sistema óptico de anemometría se fijó en una mesa óptica, la celda se situó de tal manera que el punto a medir quedara en la intersección de los haces. Estos formaron un plano paralelo a la pared vertical con lo que se logró medir el componente vertical " $v$ " del vector velocidad de la capa límite.

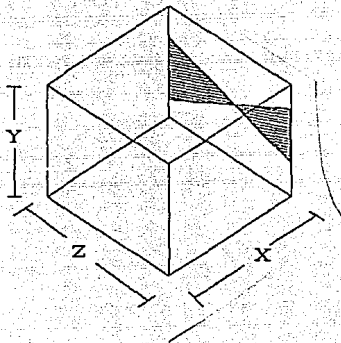
El experimento se realizó tres veces, determinándose la magnitud de la velocidad en el proceso de calentamiento y en el de ausencia de este, con esto se logró verificar la repetitividad de la medición.

El valor de la velocidad se comenzó a registrar 10 minutos antes de inicializar el proceso de calentamiento y se midió por un período de 50 minutos más. Posteriormente, 10 minutos antes de retirar el voltaje a la resistencia de calentamiento se inicializó nuevamente el registro de velocidades por un período de 50 minutos.

La señal procedente del fotomultiplicador es filtrada mediante el banco de filtros del contador de señales. Para este caso se utilizó un filtro pasa altas 30 khz y un filtro pasa bajas de 100 khz. El primero remueve la componente de baja frecuencia causada por la envolvente gaussiana de la señal y el segundo retira el ruido de alta frecuencia de la señal laser. La frecuencia de corrimiento  $F_s$  fue de 20Khz.

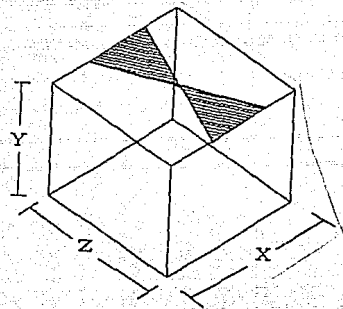
### Velocidad de la capa de intrusión

El punto de interés en la capa de intrusión para la medición de la velocidad fue  $x = 0.54$ ,  $y = 0.96$ ,  $z = 0.52$ . La metodología experimental fue similar a la realizada en la capa límite, es decir, se midió la velocidad en dos periodos de 60 minutos, el primero que abarca desde 5 minutos antes del calentamiento / parte del calentamiento y el segundo 5 minutos antes de comenzar el retiro del calentamiento y a 55 minutos del declinamiento de la velocidad. El experimento se realizó tres veces y nuevamente se logró obtener resultados muy similares con diferencias no mayores del 2%. La frecuencia de corrimiento utilizada fue de 5 KHz, teniendo en el banco de filtros los valores de filtro pasa bajas de 100 KHz y de filtro pasa altas de 30 KHz.



Capa límite

$x=0.99$ ,  $y=0.5$ ,  $z=0.5$



Capa de intrusión

$x=0.56$ ,  $y=0.96$ ,  $z=0.55$

Figura 3.6 Puntos de medición de la velocidad en la capa límite y la capa de intrusión.

### 3.3.3 VISUALIZACION DE FLUJOS

El objetivo de esta técnica es conocer cualitativamente la conducta seguida por el fluido en el interior de la cavidad con calentamiento lateral. Para ello se suspenden pequeñas partículas en el fluido y se iluminan para visualizar su movimiento. La iluminación juega un papel de gran importancia en esta técnica por lo que se contruyeron monturas, bases ópticas y estructura que soporta un arreglo óptico versátil.

La estructura es de perfil metálico tipo DEXION. En la parte inferior se encuentra un laser de 20 mW Uniphase y un espejo de primera cara con una área de  $4 \times 10^{-2} \text{ m}^2$ . Este espejo dirige el haz a un segundo espejo con las mismas características, que se encuentra a  $42 \times 10^{-2} \text{ m}$  de altura sobre un riel metálico que descansa en la estructura. En seguida sobre el mismo riel se encuentra una lente plano cilíndrica de  $25 \times 10^{-3} \text{ m}$  de largo y  $19 \times 10^{-3} \text{ m}$  de diámetro donde el haz se transforma en un plano divergente que sigue por un plano horizontal y llega a un tercer espejo plano que desvia la luz verticalmente hacia arriba. El área de este último espejo es de  $17.6 \times 10^{-2} \text{ m}^2$ .

En la parte superior de la estructura se encuentra ubicado un cuarto espejo esférico de tipo cóncavo con diámetro de  $20 \times 10^{-2} \text{ m}$  y distancia focal de 2 m. Este espejo se utiliza para transformar el plano de luz divergente en un plano paralelo con un ancho de 0.15 m y 0.002 m de espesor. La figura 3.7 muestra este arreglo óptico.

Para sujetar y alinear cada uno de los elementos mencionados se diseñaron las monturas apropiadas. El maquinado de estas partes se realizó en el taller mecánico del Laboratorio de Energía Solar.

Como trazador se agregó  $2.5 \times 10^{-3} \text{ l}$  de partículas Kalliroscope AQ1000. Antes de empezar la experimentación se dejó pasar 12 horas para que las partículas se difundieran uniformemente en el fluido.

Por medio de una cámara de video Panasonic, una grabadora de video Sony Betamax y un monitor monocromático se realizó la filmación del experimento. Para ello se situó la cámara de video frente a la zona frontal de la cavidad. En el lado posterior se colocó una cámara fotográfica Minolta de 35 mm para tomar fotografías del desarrollo del experimento.

La filmación comenzó 5 minutos antes de aplicar el flujo de calor en la pared vertical de la cavidad. El proceso de calentamiento se filmó por 30 minutos. El movimiento del fluido llegó a un estado casi permanente en aproximadamente 20 minutos. En los últimos 10 minutos no se notaron cambios aparentes por lo que se paró la filmación. Sin embargo, para asegurar que se alcanzara el estado permanente, se continuó calentando hasta los 80 minutos. Los últimos 5 minutos del calentamiento y 25 minutos después de apagar el calentamiento también fueron filmados.

Las fotografías del desarrollo del experimento se tomaron con una película fotográfica Blanco y Negro ASA100. Como primer paso se hicieron pruebas para determinar las aperturas de la lente y tiempos de exposición más adecuados, siendo estas, para el proceso de calentamiento de f11 y 12s y para el proceso de ausencia de calentamiento de f11 y 40s. Posteriormente se procedió a sacar fotografías del experimento a intervalos de 20 segundos en el proceso de calentamiento y de 50 segundos en el proceso de ausencia de calentamiento. En los siguientes experimentos realizados con las partículas de Kalliroscope se continuó filmando y tomando fotografías con f11 y tiempos de exposición de 12 s del proceso de calentamiento. En el proceso de ausencia de calentamiento las fotografías tuvieron tiempos de exposición de 40 s.

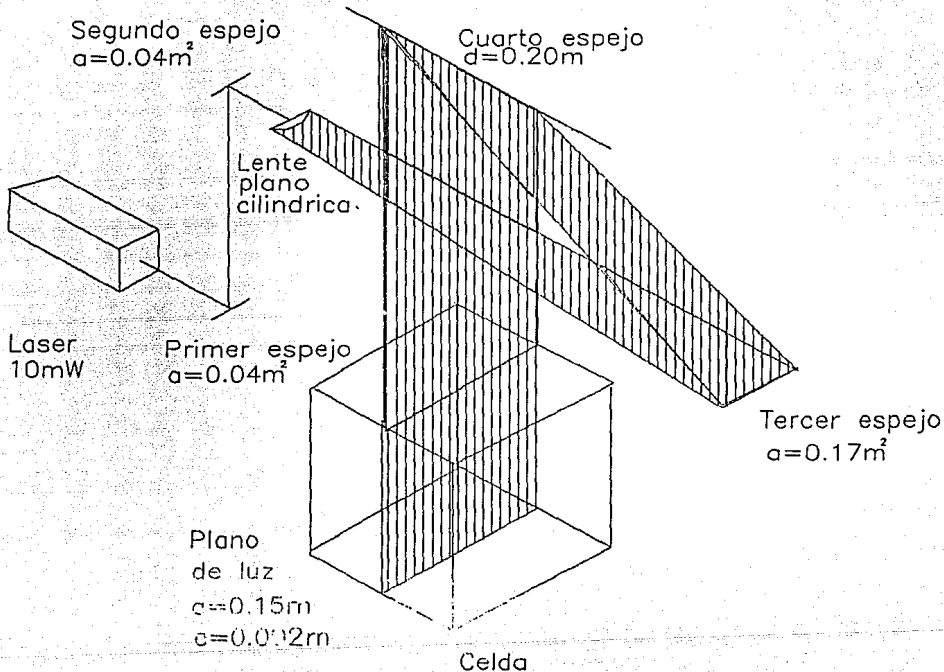


Figura 3.7 Arreglo óptico para la visualización del flujo

## 4 RESULTADOS

En este capítulo se presentan los resultados teóricos y experimentales del trabajo. Inicialmente se describen las escalas principales del fenómeno de acuerdo a la teoría propuesta por Patterson e Imberger (1980) y adaptada por Poujol *et al.*(1992). Posteriormente se discuten los resultados obtenidos para la velocidad como función del tiempo en la capa límite de la pared caliente y en la región de intrusión dinámica. También se presenta la temperatura como función del tiempo para ciertas localidades en la pared caliente y en el interior de la cavidad. Finalmente se muestran los campos de velocidad y temperatura como función de la posición a distintos tiempos. En la comparación numérico-experimental, es necesario tomar en consideración el siguiente efecto. Las pérdidas de calor por causa de un aislamiento imperfecto en la celda experimental arrojan como resultado que el flujo de calor de entrada sea menor que el disipado por la resistencia eléctrica. Este efecto se incorpora en el modelo teórico empleando la expresión:

$$q(t) = C \tanh(Bt)$$

para el flujo de calor de entrada, en sustitución de la ecuación (2.5) de la sección 2.1.3. Las constantes  $C$  y  $B$  se ajustaron para dar el óptimo acuerdo entre los resultados de la medición experimental de la velocidad como función del tiempo para un punto fijo en el espacio, ver sección 4.2. La constante  $C$  que es menor a la unidad ajusta las pérdidas por aislamiento imperfecto, la constante  $B$  ajusta la constante de tiempo de la inercia térmica. El óptimo ajuste se consiguió definiendo  $C = 0.95$  y  $B = 0.009$ . La presentación se hace en términos de variables dimensionales por considerarse la forma más natural.



## 4.1 ANALISIS DE ESCALAS

En esta sección se presentan las escalas de distancia y tiempo características del fenómeno de acuerdo al análisis presentado por Poujol *et al.*(1992).

Es pertinente aclarar en este punto que la teoría de Poujol fue obtenida para un flujo de calentamiento de tipo escalón, mientras que en el presente estudio el calentamiento obedece a una función del tipo de tangente hiperbólica. Los parámetros involucrados en el análisis pueden evaluarse mediante las dimensiones de la cavidad y las propiedades físicas del agua (tabla 3.1) :

Razón de aspecto

$$A=(H/L)=1$$

Número de Prandtl

$$Pr=\nu/\alpha=7.01$$

Número de Rayleigh

$$Ra = \frac{g\beta q_0 H^4}{\nu\alpha k} = 3.2 \times 10^9$$

donde,  $g$  es la aceleración de la gravedad y  $q_0$  es el flujo máximo de calor de entrada.

Con la finalidad de comparar con los resultados obtenidos de la teoría de Patterson e Imberger es conveniente definir el número de Rayleigh en función de una diferencia de temperaturas característica ( $\Delta T$ ):

$$Ra_{\Delta T} = \frac{g\beta\Delta T H^3}{\nu\alpha}$$

La relación entre ambos es:

$$Ra_{\Delta T} = Ra^{4/5}$$

siempre que  $q = \frac{k\Delta T}{\delta t}$ , donde  $\delta t = \frac{H}{Ra^{1/5}} = \frac{H}{Ra_{\Delta T}^{1/4}}$  es el espesor de la capa límite térmica. Empleando los valores numéricos se obtiene:

$$Ra = 3.2 \times 10^9$$

$$Ra_{\Delta T} = 4.0 \times 10^7$$

Antes de presentar las expresiones para las escalas y sus valores correspondientes es conveniente comentar que el caso analizado se encuentra en el régimen cuarto de la clasificación de Patterson e Imberger pues  $Pr^{-4} A^{-4} < Ra^{1/5} < Pr^{10}$ . Las principales características de este régimen son:

- Inicialmente se forman dos capas límite, térmica y viscosa en la vecindad de la pared caliente.
- Se forma una región de intrusión horizontal que se desplaza por la parte superior de la cavidad hacia la pared de temperatura constante.
- Se generan ondas internas en la capa de intrusión que se propagan al interior de la cavidad.
- El mecanismo predominante de transferencia de calor es la convección.

El tiempo, la velocidad y el espesor característicos de la capa límite térmica son:

$$\tau = \frac{H^2}{\alpha Ra^{2/5}}$$

$$\tau = 19.0 \text{ s}$$

$$\delta t = \frac{H}{Ra^{1/5}}$$

$$\delta t = 1.6 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$V_t = \frac{\alpha Ra^{2/5}}{H}$$

$$V_t = 6.8 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$$

Las expresiones y valores correspondientes para la capa límite viscosa son:

$$t_{\nu} = \frac{L^{5/4} H^{3/4}}{\alpha Ra^{7/16}}$$

$$t_{\nu} = 50.5 \text{ s}$$

$$\delta_{\nu} = Pr^{1/2} \delta_t = \frac{Pr^{1/2} H}{Ra^{1/2}}$$

$$\delta_{\nu} = 4.3 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$U_{\nu} = \frac{V t \delta_t}{\delta_{\nu}}$$

$$U_{\nu} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$$

mientras que para la capa de intrusión son:

$$\tau_{\nu} = \frac{H^2}{\alpha Ra^{7/20}}$$

$$\tau_{\nu} = 56.8 \text{ s}$$

$$\Delta_{\nu} = \frac{H}{Ra^{3/20}}$$

$$\Delta_{\nu} = 4.8 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$V_{\nu} = \frac{L}{\tau_{\nu}}$$

$$V_{\nu} = 2.8 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$$

El tiempo que tarda en pasar una masa de fluido por la capa límite térmica igual a la masa contenida en la cavidad es:

$$t_f = \frac{HL}{\alpha^{1/4}}$$

$$t_f = 1516 \text{ s}$$

Las ondas internas poseen la frecuencia  $\omega$  siguiente:

$$\omega = \frac{N}{(1+A^2)^{1/2}} \quad \omega = 0.099 \text{ s}^{-1}$$

$$N = \frac{(\nu \alpha \text{ Ra}^{4/5})^{1/2}}{H^2} \quad N = 0.141 \text{ s}^{-1}$$

El tiempo en el que el movimiento ondulatorio decae hacia el estado permanente es:

$$t_d = \frac{H^2}{\nu} \quad t_d = 16732 \text{ s}$$

Las expresiones anteriores proporcionan información de orden de magnitud para describir el comportamiento seguido por el flujo en las distintas etapas de su desarrollo hacia el estado permanente.

## 4.2 VELOCIDAD LOCAL COMO FUNCION DEL TIEMPO

Uno de los objetivos del experimento fue determinar la velocidad como función del tiempo en un punto representativo de la capa límite mediante la técnica de anemometría laser. El punto donde se efectuaron las mediciones fue  $x = 0.99$ ,  $y = 0.5$ ,  $z = 0.5$ . De los resultados de la simulación numérica se analizó el comportamiento de la componente vertical en las mismas coordenadas, punto 1 de la figura 4.2.1.

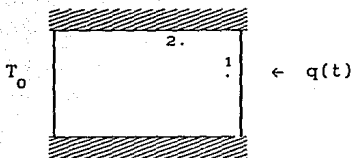


Figura 4.2.1 Localización de los puntos en la capa límite y en la región de intrusión horizontal donde se midió la velocidad de la capa límite.

La selección de este punto a una distancia horizontal de  $1 \times 10^{-3}$  m de la pared obedece a que el espesor de la capa límite según el análisis de escalas es  $\delta = 4 \times 10^{-3}$  m, donde se espera que el máximo de la velocidad se encuentre recargado a esta pared ya que el perfil es asimétrico.

En la figura 4.2.2 se presentan los resultados experimentales y numéricos de la velocidad como función del tiempo en la capa límite. Como se puede observar los resultados coinciden cualitativamente, sin embargo desde el punto de vista cuantitativo existen algunas pequeñas diferencias, por ejemplo, la máxima velocidad en el caso numérico se alcanza en  $t = 270$  s y tiene una magnitud de  $3.8 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$ , mientras que en el caso experimental la máxima velocidad es de  $3.6 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$  para  $t = 330$  s. El tiempo característico de respuesta en ambas señales es ligeramente distinto. La señal numérica alcanza su velocidad máxima y decae con mayor rapidez que la señal experimental. Un valor prácticamente constante de la velocidad se obtiene para tiempos mayores de 1550 s y de 1500 s para el caso numérico y experimental respectivamente. Para estos tiempos la magnitud de la velocidad es  $2.5 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$  en la señal numérica.

Mientras que en la señal experimental la magnitud de la velocidad es de  $2.7 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$ . Las características del flujo en la región donde se encuentra el punto I permitieron obtener resultados que concuerdan adecuadamente.

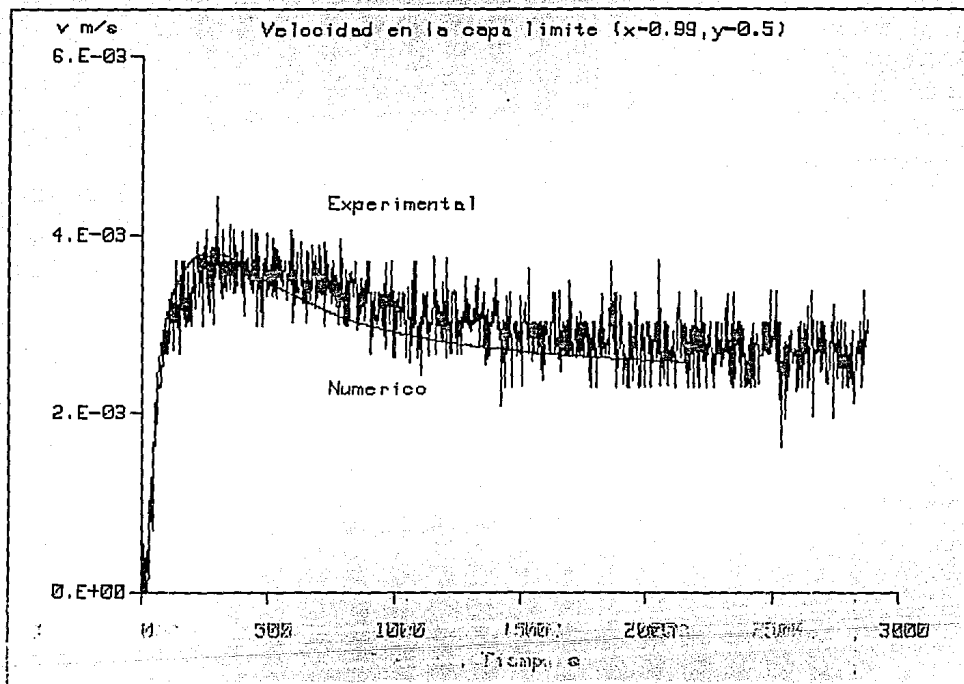


Figura 4.2.2. Velocidad local en la capa límite térmica

Otro punto de interés en el análisis de la velocidad como función del tiempo se encuentra en la región superior, punto 2 de la figura 4.2.1. Las coordenadas de este punto en el estudio experimental son  $x = 0.54$ ,  $y = 0.96$ ,  $z = 0.52$ , mientras que en la simulación numérica corresponden a  $x = 0.59$ ,  $y = 0.98$ , éste punto se localiza en la región donde el fluido caliente proveniente de la capa límite penetra hacia la pared de temperatura constante. Como se puede observar, en la figura 4.2.3 nuevamente existe una buena concordancia cualitativa entre la señal numérica y experimental, por ejemplo en la existencia de una oscilación amortiguada con al menos tres máximos.

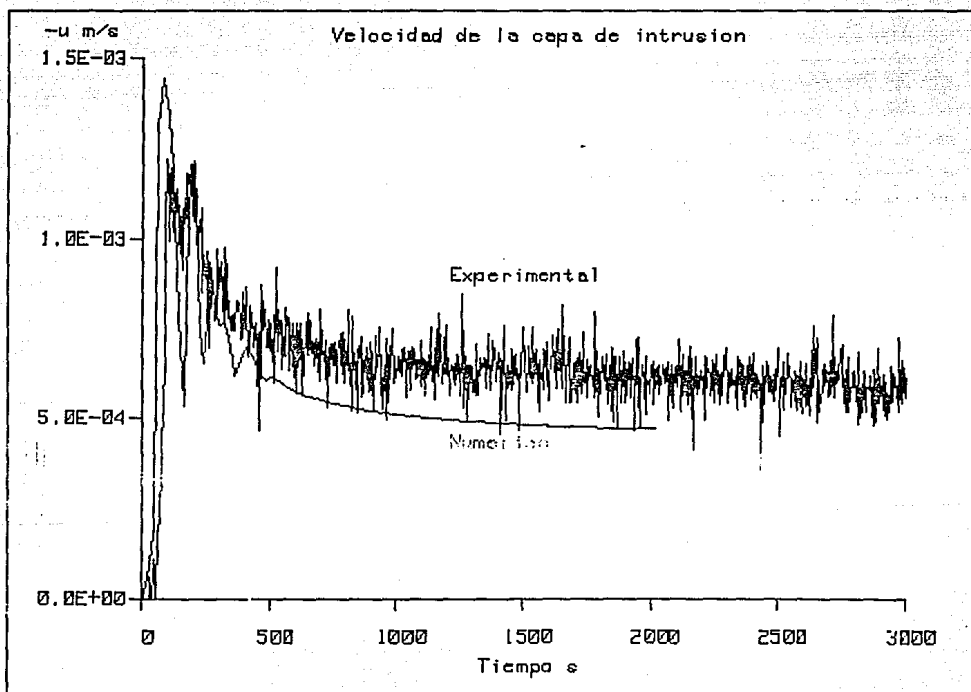


Figura 4.2.3 Velocidad local en la capa de intrusión

Desde el punto de vista cuantitativo se tiene que la señal numérica responde un poco más rápido, el primer máximo de velocidad de  $1.42 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$  se tiene a un tiempo de 76 s y el segundo máximo de  $1.2 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$  para un tiempo de 205 s. En la señal experimental la magnitud de la velocidad de los dos primeros máximos es casi igual a un valor de  $1.2 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$  y ocurren a los 97 s y 195 s respectivamente. La señal numérica y experimental se van amortiguando de manera oscilatoria hasta alcanzar un valor casi constante de la velocidad con magnitud de  $4.8 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$  en el primer caso y de  $6.2 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$  en el segundo. En el apéndice se presenta un análisis de incertidumbre de los resultados obtenidos con esta técnica.

### 4.3 TEMPERATURA LOCAL COMO FUNCION DEL TIEMPO

La temperatura fue registrada por medio de termopares situados tanto en la pared caliente como en el interior de la cavidad. Con el propósito de mejorar la comparación de los resultados se ajustó la escala de temperatura de la siguiente manera. A las temperaturas numéricas se les restó la temperatura inicial de  $24.5^\circ \text{C}$  y a las temperaturas experimentales se les restó la temperatura inicial del experimento  $23^\circ \text{C}$ .

En la figura 4.3.1 se muestra la gráfica de las temperaturas de la pared caliente. A pesar que el comportamiento de las curvas teóricas y sus correspondientes experimentales es cualitativamente parecido en muchos aspectos, el comportamiento cuantitativo tiene importantes diferencias. La característica principal de las temperaturas en la pared caliente como función del tiempo es que en el tiempo inicial presentan un incremento relativamente rápido, seguido de otro más lento. El aumento inicial de la temperatura es causado obviamente a que en este período se aumenta el flujo de calor de entrada.

Como diferencia principal, debe observarse que mientras que los resultados teóricos indican que la temperatura en la pared caliente es una función monótona creciente de la coordenada vertical para todo tiempo, los resultados experimentales acusan un máximo en el centro de la pared.



Esta diferencia se puede atribuir que en el experimento la resistencia pierde calor por las orillas y por tanto se tiene un flujo de calor no uniforme, con un máximo en el centro. Sin embargo es importante notar que en la parte superior e inferior los valores numéricos y experimentales de las temperaturas concuerdan razonablemente.

Las temperaturas de la simulación numérica suben con mayor rapidez que las experimentales, su tiempo de respuesta es 270 s aproximadamente. A partir de este tiempo la variación de temperatura es mínima. En cambio las temperaturas experimentales suben con menor rapidez y sus tiempos característicos entre sí son diferentes. La temperatura inferior "7" es 170 s, la temperatura central "1" es de 320 s y la temperatura superior "3" resulta en 210 s. Por otra parte, las temperaturas máximas alcanzadas para un tiempo de 2160 s en estos puntos son de 2.3 ° C en "7", de 4.0 ° C "3" y de 6.3 ° C para "1". Las diferencias de temperatura máximas para el tiempo de 2160 s entre los puntos correspondientes son mínimas excepto en el caso del centro. Existe una diferencia de 0.08 ° C para el punto 7 y de 1.2 ° C para el punto 3. A pesar de estas diferencias en magnitudes, el comportamiento cualitativo presentado por las temperaturas en la pared caliente es concordante para tiempos largos.

En la figura 4.3.2 se muestran las gráficas de temperatura para un punto en la región de la capa de intrusión. La respuesta de la temperatura del modelo numérico es más rápida, en un tiempo de 70 s empieza a incrementarse la temperatura de este punto. Para un tiempo de 2160 s se obtiene una temperatura de 2.3 ° C.

La temperatura experimental, determinada por el termopar situado en este punto tuvo una respuesta más lenta, a 110 s empezó a registrar un aumento en su temperatura subiendo monótonamente hasta alcanzar un máximo de 1.5 ° C para un tiempo de 2160 s. La diferencia entre las temperaturas máximas es 0.8 ° C para este punto.

La figura 4.3.3 presenta las gráficas de la temperatura central de la cavidad; la temperatura experimental aumenta con menor rapidez que la obtenida en la simulación. A 600 s se inicia el incremento de temperatura, alcanzando a 2160 s una temperatura de  $0.5^{\circ}\text{C}$ . La temperatura simulada tiene un tiempo de respuesta de 180 s obteniendo una temperatura máxima de  $0.8^{\circ}\text{C}$  a 2160 s. La diferencia de las temperaturas máximas para el tiempo de 2160 s es de  $0.35^{\circ}\text{C}$ . En el apéndice se presenta un análisis de incertidumbre de los resultados obtenidos para este caso.

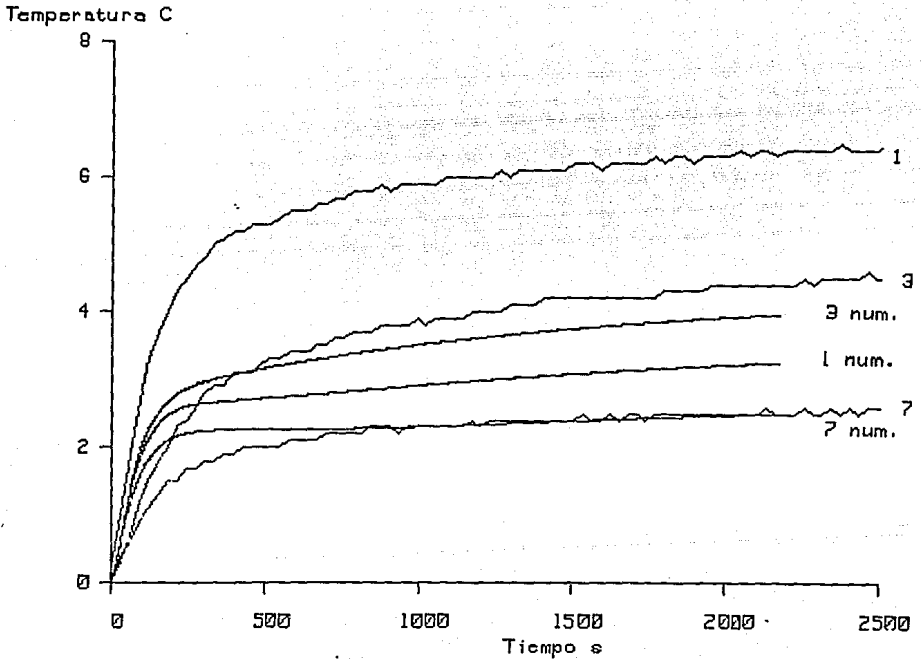


Figura 4.3.1 Temperaturas en varios puntos de la pared caliente

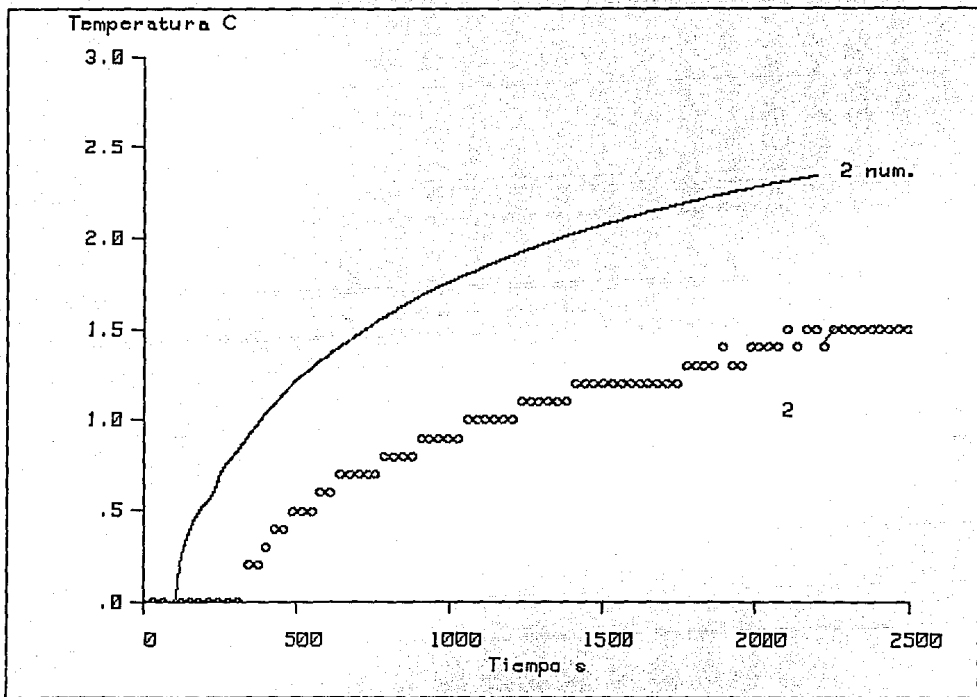


Figura 4.3.2 Temperaturas en un punto en la capa de intrusión

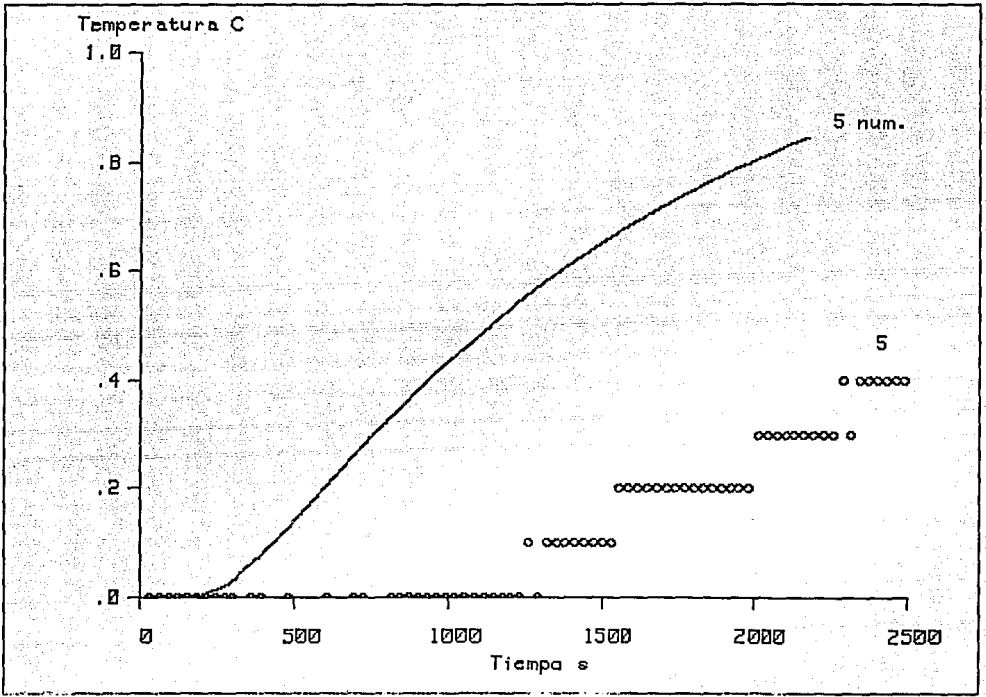


Figura 4.3.3 Temperatura central de la cavidad

#### 4.4 CAMPOS DE VELOCIDAD

En esta sección se presentan las gráficas de campos de velocidades para distintos tiempos que van casi desde el inicio del fenómeno hasta el estado permanente.

Se presentan los resultados teóricos y experimentales para tiempos entre 0 y 240 s. Las fotografías fueron tomadas con un tiempo de apertura del obturador de 12 s, con un período de 20 s. En la solución numérica, los campos de velocidad son instantáneos y se muestran cada 20 s. Se considera válida la comparación ya que durante el tiempo de exposición de las fotografías no se esperan variaciones significativas en la magnitud de la velocidad. En la presentación, primerose discuten los campos de velocidad encontrados experimentalmente, en seguida los resultados numéricos correspondientes.

En la figura 4.4.1, se presenta una fotografía entre 0-12 s, el fluido se encuentra prácticamente inmóvil aunque se aprecian zonas con pequeños desplazamientos apenas distinguibles en la parte alta de la capa límite y en la región cercana a la pared horizontal superior causados probablemente por gradientes térmicos pequeños presentes al inicio del experimento. Las velocidades al tiempo cero son igual a cero y por consiguiente no se muestran. En la figura 4.4.2 la fotografía obtenida para  $t = 20-32$  s se muestra un pequeño movimiento del fluido con zonas de desplazamiento horizontal cerca a la pared horizontal superior y una zona de incipiente divergencia en la región cercana a la esquina superior derecha. Desafortunadamente el flujo cerca de la capa límite no aparece en la fotografía por falta de iluminación adecuada o de trazadores en esta zona.

En la figura 4.4.3, correspondiente a  $t = 20$  s se puede apreciar la formación de la capa límite adyacente a la pared caliente, que tiene una velocidad aproximada de  $v = 0.33 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$  y un espesor de  $4.3 \times 10^{-3} \text{ m}$ . El resto del fluido en la cavidad permanece sin movimiento.

En la fotografía correspondiente a  $t = 40-52$  s, figura 4.4.4 se encuentra la presencia de un flujo divergente y la formación de una zona de succión hacia la capa límite. Estas dos zonas, la de divergencia y succión hacia la capa límite, forman una estructura vorticiosa incipiente cuyo centro se encuentra aproximadamente en  $x' = 11.7 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 6.5 \times 10^{-2}$  m ( $x = 0.9$ ,  $y = 0.5$ ). En la zona contigua a la pared horizontal superior no se observa un flujo importante.


A los 40 s, figura 4.4.5 se incrementa el espesor de la capa límite a  $\delta = 11 \times 10^{-3}$  m y el fluido cercano a la pared caliente se dirige a la esquina superior a una velocidad de  $v = 1.3 \times 10^{-3}$  ms<sup>-1</sup> comenzando a "doblar la esquina". En la parte inferior de la capa límite hay una área de succión relativamente amplia.

La siguiente fotografía, figura 4.4.6, para  $t = 60-72$  s el flujo presenta las mismas características que la anterior, aunque para este tiempo el flujo es más vigoroso, la estructura vorticiosa abarca al menos tres cuartas partes de la cavidad y el centro del vórtice se ha desplazado a la posición correspondiente a  $x' = 11.7 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 9.1 \times 10^{-2}$  m ( $x = 0.9$ ,  $y = 0.7$ ).

Para el tiempo de 60 s, figura 4.4.7, la capa límite incrementa ligeramente su espesor  $\delta = 4.1 \times 10^{-3}$  m y continúa acelerándose a una velocidad de  $v = 3 \times 10^{-3}$  ms<sup>-1</sup>. Comienza a formarse un vórtice en la esquina superior  $x' = 11.7 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 11.8 \times 10^{-2}$  m, ( $x = 0.9$ ,  $y = 0.91$ ). La zona de intrusión ha avanzado  $x = 58.8 \times 10^{-3}$  m desde la pared caliente teniendo una velocidad  $v = 1.3 \times 10^{-3}$  ms<sup>-1</sup>. En la figura 4.4.8 correspondiente a  $t = 80-92$  s, se distingue claramente una zona de intrusión dinámica cerca de la pared horizontal superior y el centro del vórtice se encuentra en  $x' = 11 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 11.8 \times 10^{-2}$  m, ( $x = 0.85$ ,  $y = 0.85$ ). Para  $t = 80$  s, el patrón de comportamiento es similar al obtenido a los 60 s, el vórtice se ha desplazado a  $x' = 11.1 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 10.7 \times 10^{-2}$  m, ( $x = 0.86$ ,  $y = 0.83$ ), la zona de intrusión se encuentra a  $x = 70 \times 10^{-3}$  m de la pared caliente, ver figura 4.4.9.

La fotografía correspondiente a  $t = 100-112$  s, figura 4.4.10, muestra una zona con estructura similar a un salto hidráulico formada por la zona de divergencia que regresa a la pared superior en  $x' = 8.4 \times 10^{-2}$  m,  $x = 0.65$ .

El vórtice originalmente se ha desplazado hacia la pared caliente y ha sido deformado, resultando una zona de estancamiento alargada en forma de "U". El resto de la estructura es similar a la fotografía anterior en la zona de succión en donde la velocidad es casi horizontal.

En los tiempos correspondientes  $t = 100$  s y  $t = 120$  s, figuras 4.4.11 y 4.4.13, la zona de intrusión aparentemente toca la pared de temperatura constante. Se observa una estructura similar a un salto hidráulico, la zona de intrusión dinámica penetra hasta tres cuartas de la magnitud horizontal y tiene un espesor de  $0.15$  ( $2.0 \times 10^{-2}$  m). La zona vorticosa ha sido deformada y presenta una zona de estancamiento en forma de  cuyo brazo mayor se extiende desde  $x' = 7.1 \times 10^{-2}$  m a  $11.4 \times 10^{-2}$  m. La zona de succión presenta velocidades casi horizontales, esto es causado por el efecto de flotación el cual abarca tres quintas partes de la altura de la cavidad. Existe también una zona de estancamiento  $v = 0$  desde  $(x = 0.50 - 0.91, y = 0.78)$ ,  $x' = 6.5 \times 10^{-2}$  m -  $11.8 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 10.1 \times 10^{-2}$  m.

En la fotografía para  $t = 120-132$  s, figura 4.4.12, el flujo presenta características similares a las de la figura 4.4.10, con una pequeña región de recirculación o de estancamiento en  $(x = 0.9, y = 1.0)$   $x' = 11.7 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 13 \times 10^{-2}$  m. A partir de este punto, el flujo regresa hacia la pared superior y forma claramente una zona de intrusión dinámica con un espesor de  $\delta = 0.2$ , ( $2.6 \times 10^{-2}$  m). No se aprecia claramente la zona de estancamiento que caracteriza al centro del vórtice, en cambio se distingue el centro del vórtice cercano a la pared caliente y otro en  $(x = 0.6, y = 0.7)$   $x' = 7.8 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 9.1 \times 10^{-2}$  m. Probablemente exista una zona de estancamiento que una estos 2 vórtices que tendría forma de "U" con brazos cortos.

En la figura 4.4.13, para  $t = 120$  s se distingue una estructura global del flujo similar a la figura 4.4.11, la zona de intrusión dinámica llega a la pared de temperatura constante y circula hacia el centro de la cavidad formando una zona de estancamiento a tres cuartas partes de altura de la cavidad.

A 140 s, figura 4.4.14, existe un retorno del fluido caliente proveniente de la pared de temperatura constante, el cual trata de regresar sin descender al centro de la cavidad porque tiene una densidad menor que el fluido que se encuentra a su alrededor. La fotografía correspondiente a 160-172 s, figura 4.4.15, la estructura del salto hidráulico ha disminuido y se tiene una zona de intrusión dinámica y una zona de retorno proveniente de la región cercana a la pared de temperatura constante que viaja hasta  $x = 0.7$ ,  $x' = 9.1 \times 10^{-2}$  m y subsecuentemente cambia su dirección adquiriendo una componente vertical descendente para incorporarse a la zona de succión. Para  $t=160$  s, figura 4.4.16, se observa un cambio cualitativo en el flujo a causa de que se comienza a formar una capa límite adyacente en la zona cercana a la pared de temperatura constante, y aparece una zona de estancamiento situada en  $(x = 0.5, y = 0.9)$   $x' = 6.5 \times 10^{-2}$  m,  $y' = 11.7 \times 10^{-2}$  m. Se presenta también un pequeño retroflujo en la zona inmediata inferior a la zona de estancamiento que interacciona con la zona de intrusión dinámica dando por resultado una región de retorno hacia la pared caliente que presenta un componente vertical descendente.

Para el lapso entre  $t = 160$  s a  $t = 180$  s en las figuras correspondientes a la solución numérica ocurre un fenómeno interesante en la esquina superior derecha de la cavidad. Su interpretación esta sujeta a controversias. Ivey (1984) y Patterson y Armfield (1990) lo observaron experimentalmente y ha sido simulado numéricamente por Paolucci y Chienoweth (1989) y Armfield y Patterson (1991).



Ivey (1984), Paolucci y Chenoweth (1989) favorecen la interpretación en términos de un salto hidráulico interno mientras que Schladow (1991) critica esta interpretación argumentando que la divergencia en el flujo de esta zona es a causa de la presencia de un retroflujo que es consecuencia de una oscilación interna que ocurre en la zona de intrusión dinámica. Con el fin de explorar la posibilidad de esta interpretación en este trabajo, se hizo una amplificación de esa zona, los resultados obtenidos en los tiempos  $t = 80, 100, 120, 140, 160$  y  $180$  s indican que no existe retroflujo.

El argumento principal de Schladow en contra de la interpretación del fenómeno en términos de un salto hidráulico consiste en una estimación del número de Froude interno. El número de Froude interno se define como (Turner (1973) y Ivey (1984));  $Fr^2 = Ra^{1/5}/Pr$  en su análisis es menor a la unidad. El número de Froude en el presente estudio es 3.4. Esto significa que el flujo horizontal en la región contigua a la esquina superior derecha es supercrítico y consiguientemente puede dar lugar a un salto hidráulico.

Una interpretación alternativa para este fenómeno fue presentada por Patterson y Armfield y consiste en observar que en esa esquina existe una discontinuidad en las condiciones de frontera para la temperatura. El campo de temperatura del fluido proveniente de la capa límite es monótonamente decreciente hacia el interior de la cavidad. Al llegar a la parte superior de la cavidad es forzado a transferir calor hacia el interior de la cavidad a causa de que la frontera superior es adiabática. Esto origina una zona con una temperatura relativa menor que actúa como un bloqueo para el flujo en la zona de intrusión dinámica. Este efecto puede contribuir al origen del fenómeno observado en la figura 4.4.11, puesto que se tiene una discontinuidad en la condición de frontera para la temperatura. Sin embargo, el efecto es pequeño, pues como se puede apreciar en  $t = 100$  s, figura 4.4.11 para contornos de temperatura, no existe una zona de temperatura relativamente baja para la región en cuestión.

En la fotografía correspondiente a 180-192 s, figura 4.4.17 se distingue una interacción compleja entre el flujo de intrusión dinámica, el flujo de retorno hacia la pared caliente, la estructura de salto hidráulico, la capa límite y la zona de succión. La zona de intrusión dinámica está claramente definida, posee un espesor de 0.1 y está delimitada en su parte inferior por la zona de flujo de retorno proveniente de la pared a temperatura constante. En esta última zona, el flujo tiene una velocidad con un componente horizontal dominante para  $x > 0.5$ ,  $x' > 6.5 \times 10^{-2}$  m. Sin embargo, al pasar a la parte derecha de la cavidad el flujo de retorno interacciona con el flujo proveniente de la región de salto hidráulico generando una zona de estancamiento. Es importante enfatizar que el punto de estancamiento no es el centro de un vórtice sino un punto que asemeja a tres brazos de un punto silla.

Para  $t=180$  s el resultado numérico presenta varias características similares al resultado experimental, entre ellas la interacción entre el flujo de retorno con la capa de intrusión dinámica y el flujo proveniente de la zona de salto hidráulico teniendo como resultado una región de estancamiento aparente que podría describirse como un punto silla, ver figura 4.4.18.

En la fotografía correspondiente a  $t=200-212$  s, figura 4.4.19 se puede apreciar un campo de flujo similar al descrito en la figura 4.4.17. Aunque a este tiempo el flujo de retorno describe una trayectoria en forma de zig-zag que se presenta en una pequeña región donde se tiene una velocidad en dirección horizontal negativa, antes de incorporarse al área de succión. Para  $t = 200$  s, la figura 4.4.20 presenta un patrón de flujo similar a la figura 4.4.18, pero la zona de retorno penetra hasta  $x = 0.75$ ,  $x' = 9.7 \times 10^{-2}$  m, el flujo de retorno presenta una zona de velocidad vertical que quizás pudiera interpretarse como una esbelta trayectoria en "S" antes de incorporarse al área de succión.

En la figura 4.4.21 para  $t = 220$  s, la zona de intrusión dinámica y la zona de retorno forman una celda prácticamente cerrada en la parte superior de la cavidad que cierra en la zona de succión y la capa límite. La zona de succión se extiende entre  $(0 < y < 0.7)$ ,  $0 < y' < 9.1 \times 10^{-2}$  m.

La fotografía correspondiente a  $t = 240-252$  s mostrada en la figura 4.4.22 pone de relieve una disminución global en el movimiento, manteniéndose las zonas de alta velocidad en la parte superior e inferior de la cavidad. A 240 s, figura 4.4.23, el patrón de flujo es similar a 220 s, figura 4.4.21. En 260 s, figura 4.4.24, se inicia la formación de una capa límite en la pared de temperatura constante.

A 280 s, figura 4.4.25, la capa límite en la pared de temperatura constante continúa creciendo hasta alcanzar un espesor aproximado de  $\delta = 8.5 \times 10^{-3}$  m y penetra una distancia  $53.4 \times 10^{-3}$  m.

Posteriormente a 300 s, figura 4.4.26, el área de succión ha aumentado casi a la mitad de la cavidad teniendo una zona de estancamiento en esta región. Para  $t = 340$  s, figura 4.4.27, el patrón seguido por el flujo es similar al de 300 s.

El patrón de flujo a 600 s, mostrado en la figura 4.4.28 refleja que la capa límite en la pared de temperatura constante tiene un espesor  $11 \times 10^{-3}$  m y está a punto de formarse completamente. A 1200 s, figura 4.4.29, se han formado ambas capas límite y hay una circulación completa en las orillas de la cavidad. La estructura de la capa límite del lado frío es similar a su contraparte del lado caliente. Por otro lado, la capa de intrusión en la pared inferior aún es ligeramente más gruesa que la de la pared superior y el perfil de velocidades en la parte inferior tiene una curvatura menos pronunciada que la parte superior.

A 1800 s, figura 4.4.30, el patrón de flujo es similar a 1200 s con capas límites delgadas y de un espesor uniforme en las paredes verticales y capas de intrusión adyacentes a las paredes horizontales.

En la figura 4.4.31 se encuentra el patrón de flujo en estado permanente. Se puede apreciar que el patrón de flujo obtenido numéricamente eliminando el término transitorio de las ecuaciones de transporte, es semejante al observado para 1800 s del fenómeno transitorio mostrado en la figura 4.4.30. Comparando el tiempo requerido para que el sistema alcance el estado permanente, 1800 s con la predicción de 1516 s de la teoría de escalas, ver sección 4.1, se encuentra que son del mismo orden de magnitud.

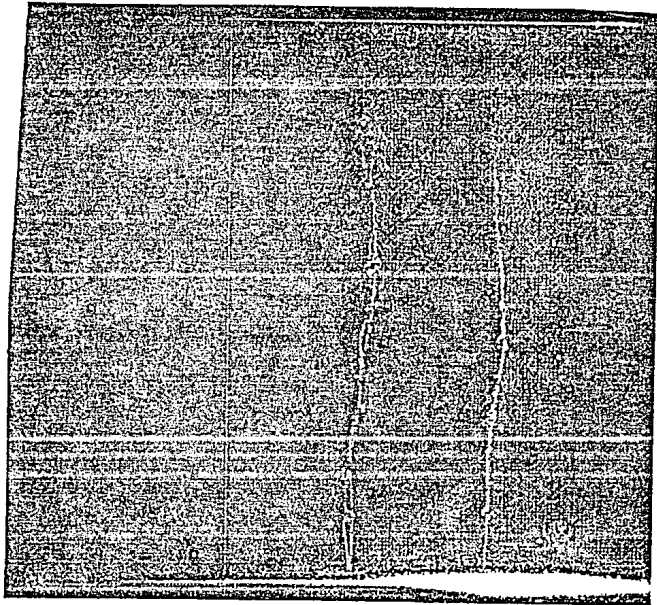


Figura 4.4.1 Fotografía del campo de velocidades para  $t = 0 - 12$  s

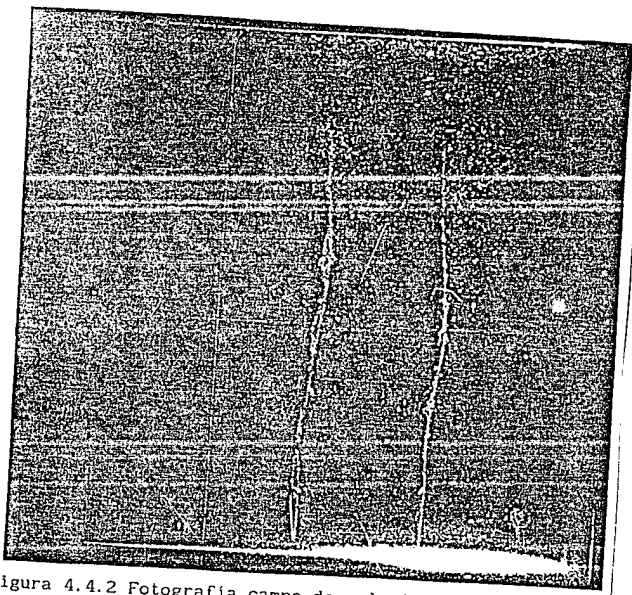
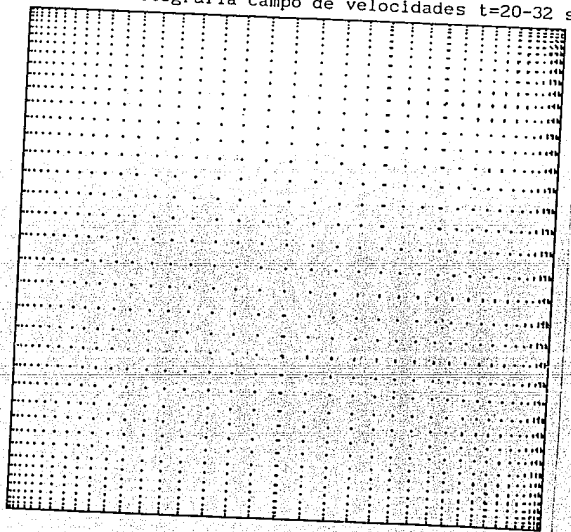


Figura 4.4.2 Fotografía campo de velocidades  $t=20-32$  s.



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.3 Campo de velocidades  $t=20$  s.

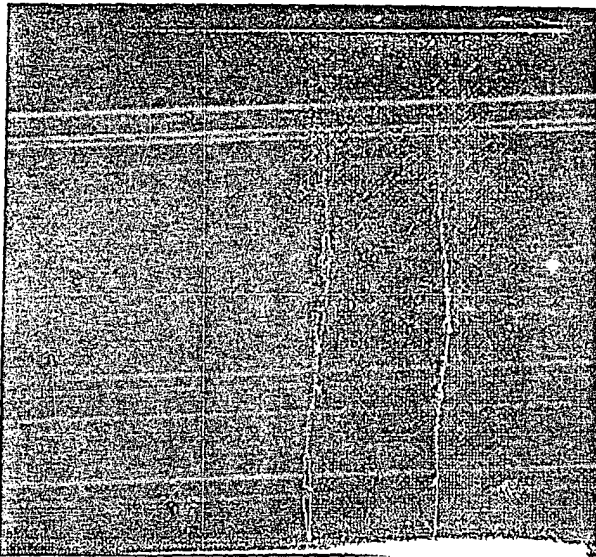
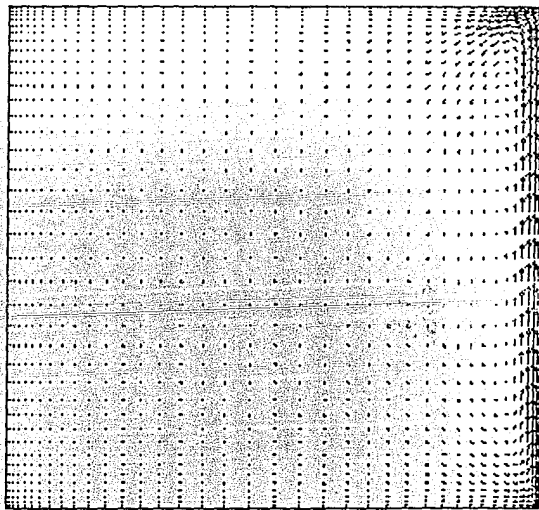


Figura 4.4.4 Fotografía campo de velocidades  $t=40-52$  s.



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.5 Campo de velocidades  $t=40$  s.

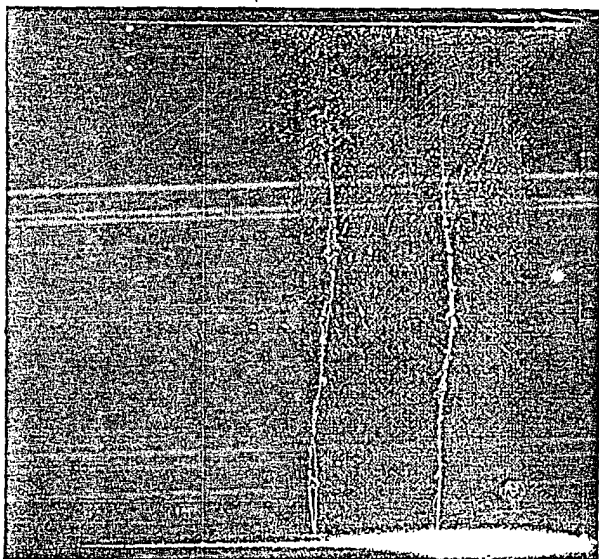
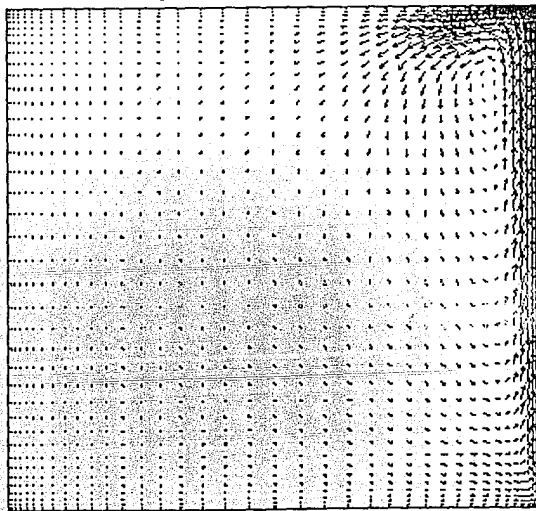


Figura 4.4.6 Fotografia campo de velocidades  $t=60-72$  s.



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.7 Campo de velocidades  $t=60$  s.

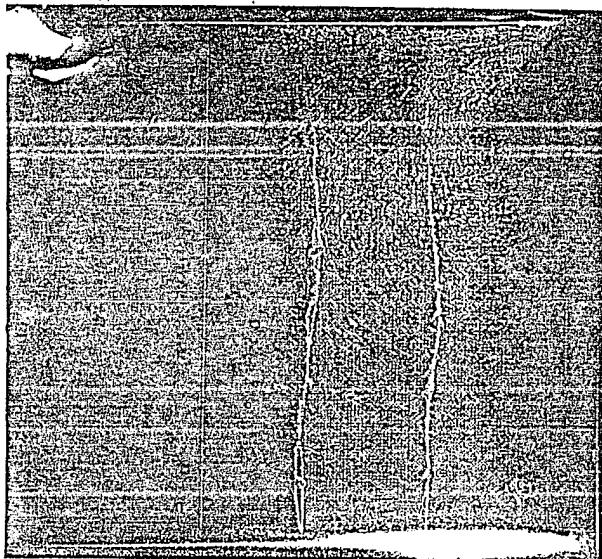
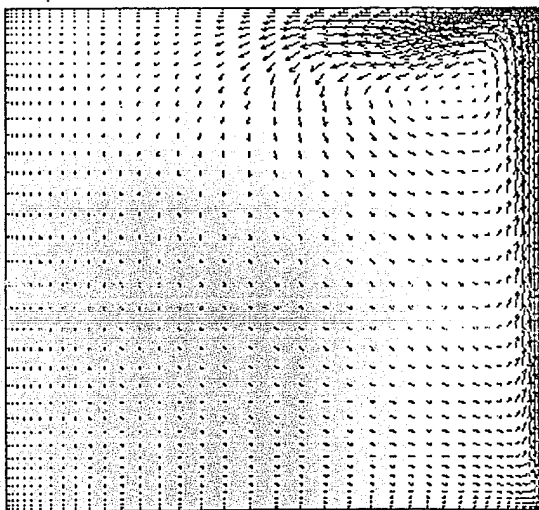


Figura 4.4.8 Fotografía campo de velocidades  $t=80-92$  s.



→ 1 6.0000E-03 m/s.

Figura 4.4.9 Campo de velocidades  $t=80$  s.



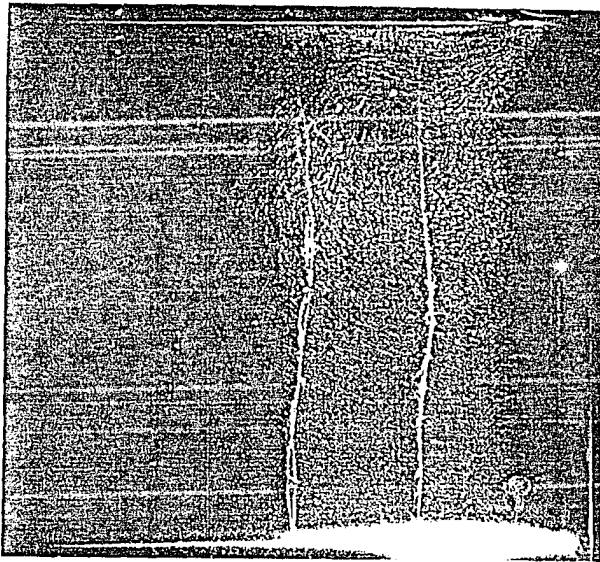
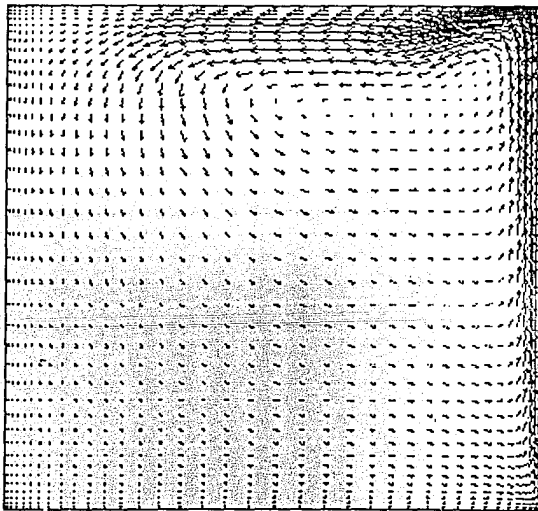


Figura 4.4.10 Fotografía campo de velocidades  $t=100-112$  s.



→ 1 5.0000E-03 m/s.

figura 4.4.11 Campo de velocidades  $t=100$  s.

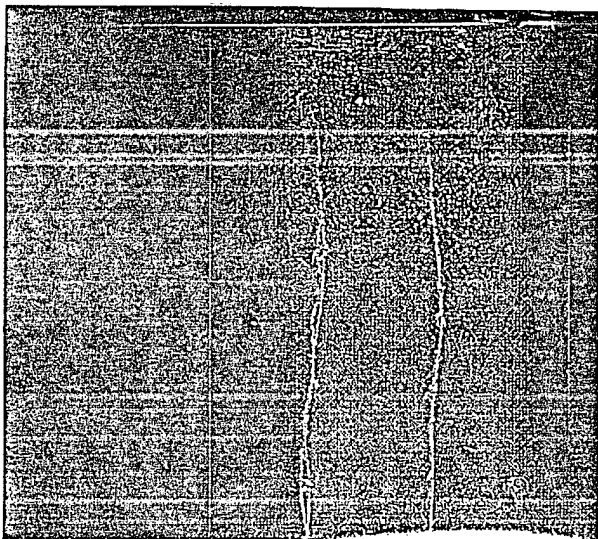
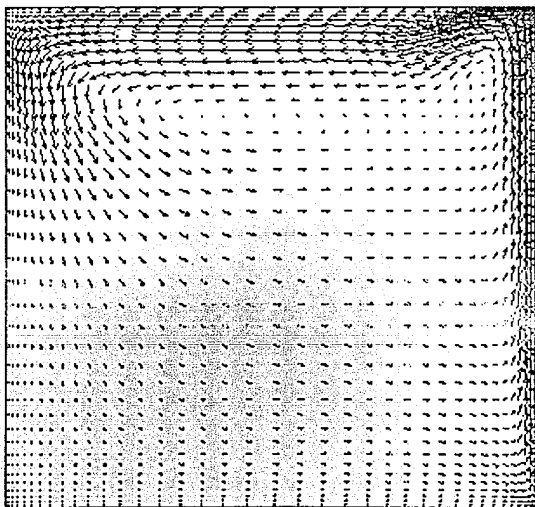
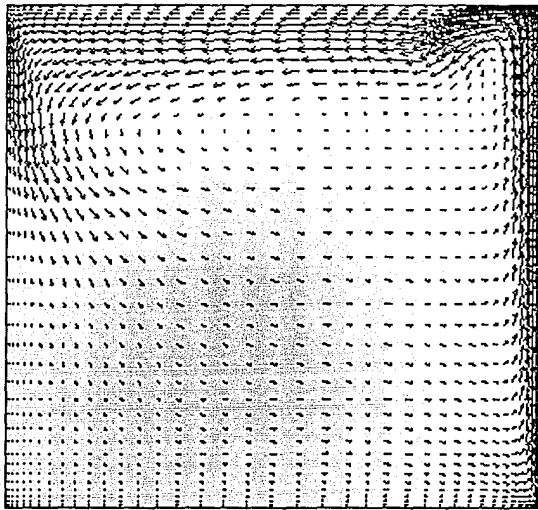


Figura 4.4.12 Fotografia campo de velocidades  $t=120-132$  s.



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.13 Campo de velocidades  $t=120$  s.



→ 1.60000E-03 m/s.

Figura 4.4.14 Campo de velocidades t=140 s.

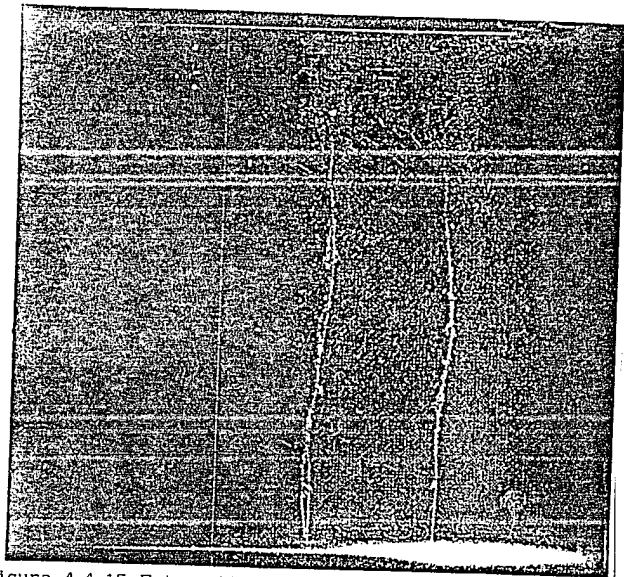
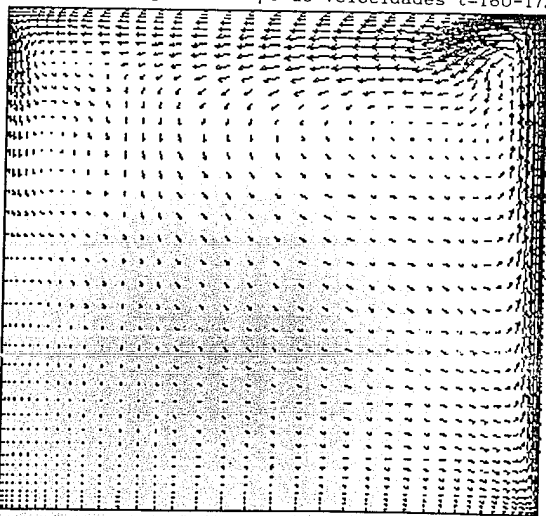


Figura 4.4.15 Fotografía campo de velocidades  $t=160-172$  s.



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.16 Campo de velocidades  $t=160$  s.

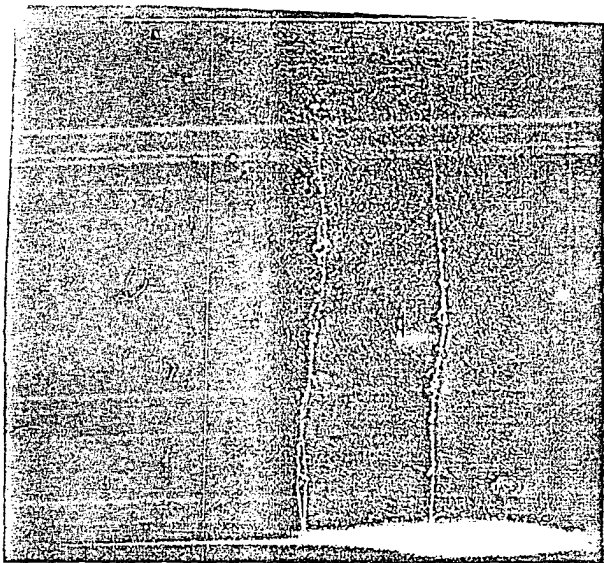
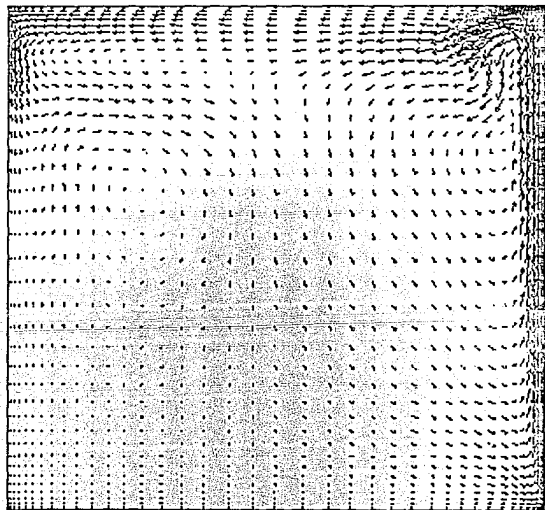


Figura 4.4.17 Fotografía campo de velocidades  $t=180-192$  s



$\longrightarrow$   $5.0000E-03$  m/s.  
 Figura 4.4.18 Campo de velocidades  $t=180$  s.

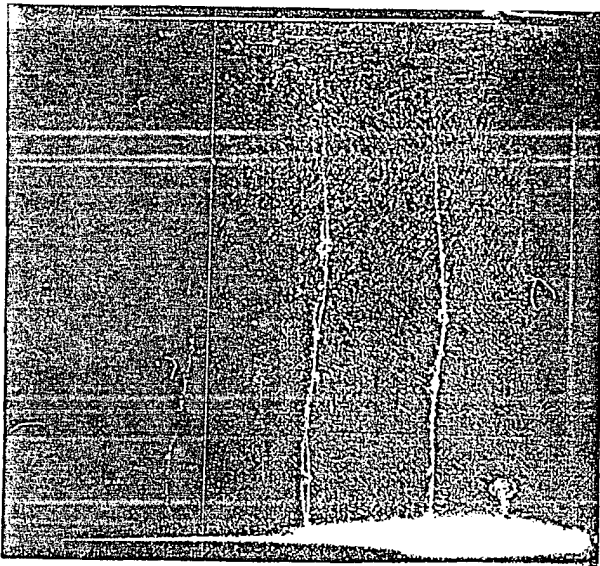
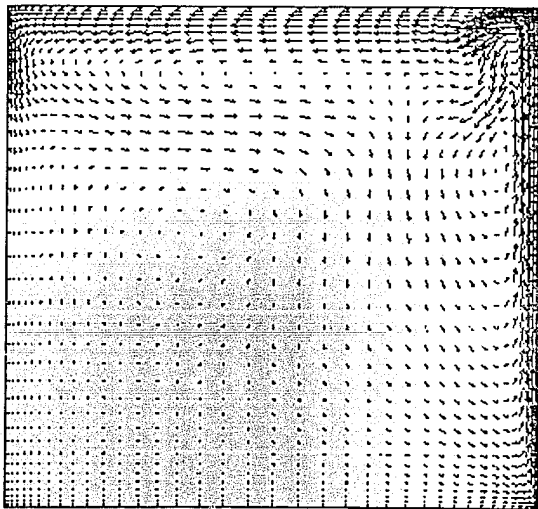
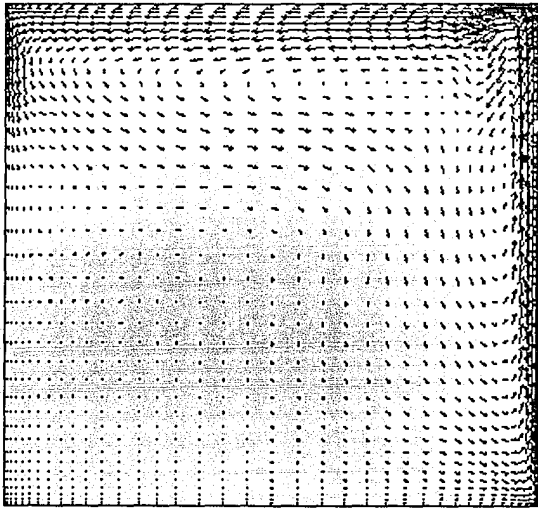


Figura 4.4.19 Fotografia campo de velocidades  $t=200-212$  s.



→  $1.6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.20 Campo de velocidades  $t=200$  s.



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.21 Campo de velocidades  $t=220$  s

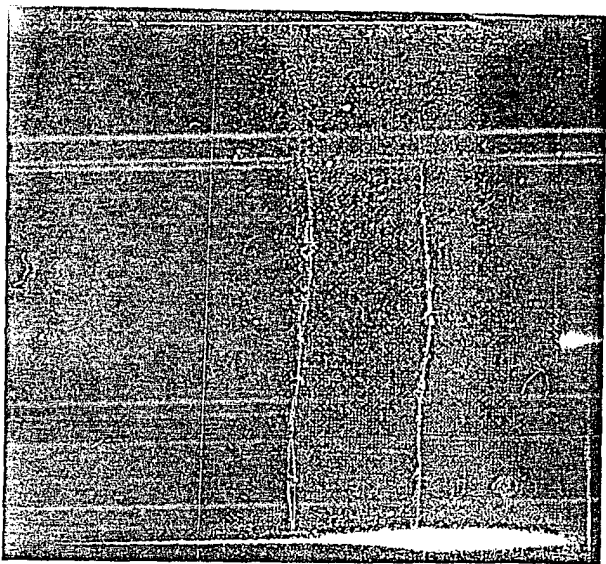
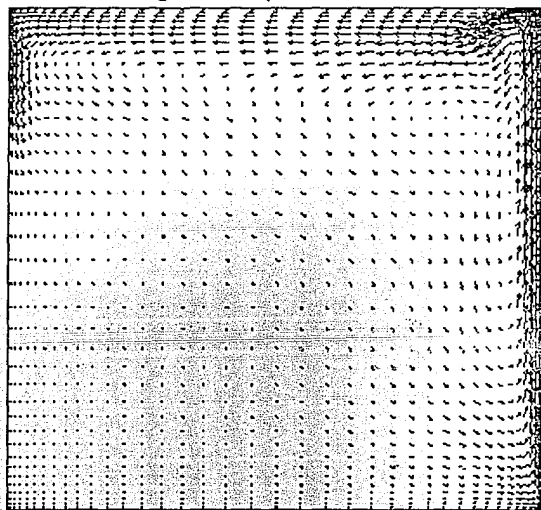


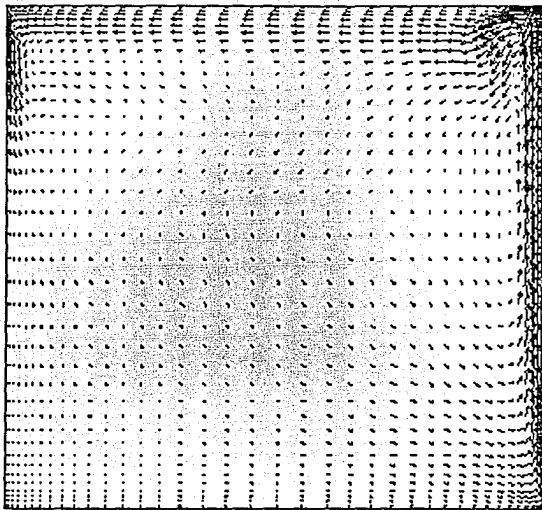
Figura 4.4.22 Fotografia campo de velocidades  $t=240-252$  s.



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

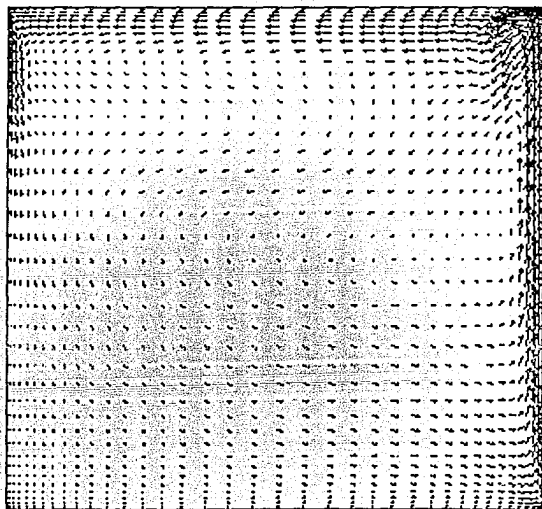
Figura 4.4.23 Campo de velocidades  $t=240$  s





→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.24 Campo de velocidades  $t=260$  s



→ :  $6.0000E-03$  m/s.

Figura 4.4.25 Campo de velocidades  $t=280$  s

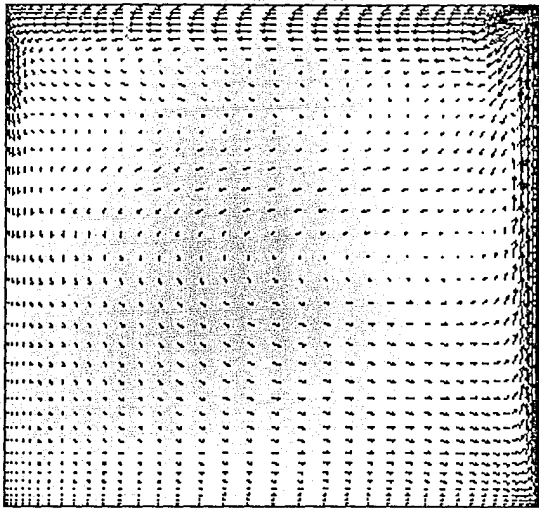


Figura 4.4.26 Campo de velocidades  $t=300$  s

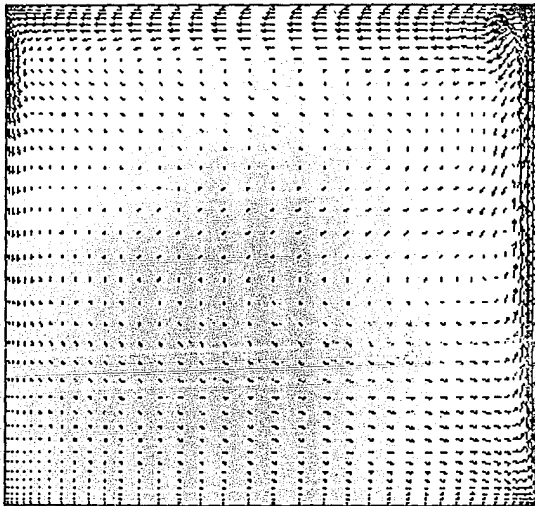


Figura 4.4.27 Campo de velocidades  $t=340$  s.

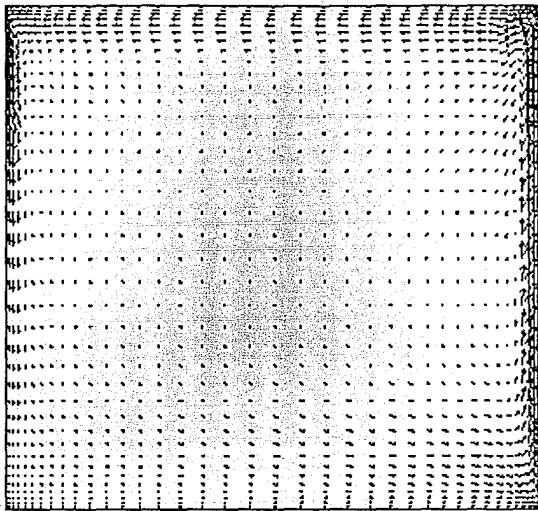


Figura 4.4.28 Campo de velocidades  $t=600$  s.

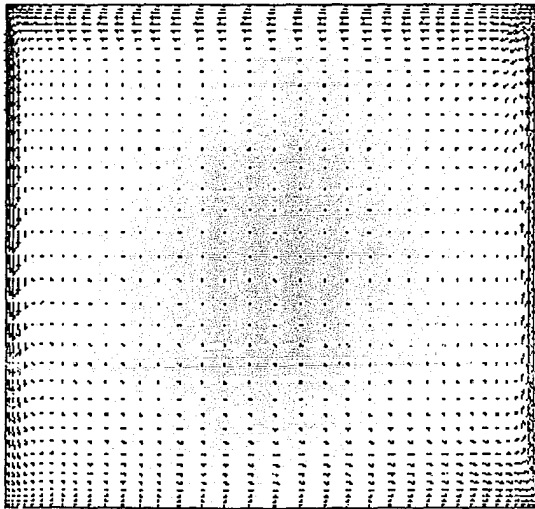
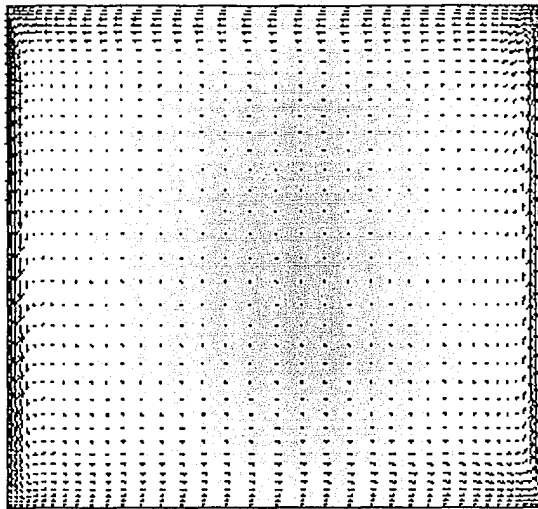
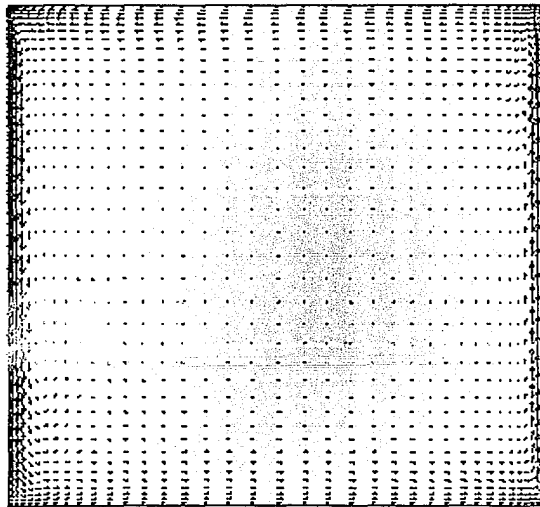


Figura 4.4.29 Campo de velocidades  $t=1200$  s.



→ : 6.0000E-03 m/s.

Figura 4.4.30 Campo de velocidades t=1800 s.



→ : 6.0000E-03 m/s :2.1891E-07 Max 2.5113E-03

Figura 4.4.31 Campo de velocidades estado permanente

## 4.5 CAMPOS DE TEMPERATURA

En esta sección se presentan los contornos de temperatura para tiempos correspondientes a los campos de velocidad discutidos en la sección anterior. Esta secuencia muestra el comportamiento térmico transitorio del flujo en la cavidad que incluye la formación de la capa límite térmica y la estratificación gradual del núcleo de la cavidad.

En la figura 4.5.1 se presentan las isotermas para  $t = 20$  s. Se puede apreciar un gradiente horizontal  $0.07^\circ \text{C mm}^{-1}$  localizado en una zona muy delgada de aproximadamente  $2.4 \times 10^{-3}$  m. Para este tiempo, el principal mecanismo de transferencia de calor es por conducción y el fluido se comporta prácticamente como si fuese un sólido.

A 40 s, La capa límite se encuentra en proceso de formación adaptándose al flujo de calor de entrada dependiente del tiempo, pues el tiempo característico de éste es de 60 s mientras que el tiempo característico para la formación de la capa límite es de 20 s, ver figura 4.5.2. A este tiempo, también se manifiesta un frente de fluido caliente en la parte superior de la capa límite térmica incipiente.

Este frente avanza horizontalmente por la parte superior hacia la pared a temperatura constante tal como se puede apreciar en las figuras 4.5.3 y 4.5.4, correspondientes a 60 s y 80 s, respectivamente.

Para  $t = 100$  s, figura 4.5.5, el fluido proveniente de la pared caliente conforma una capa de intrusión que ha llegado aproximadamente a la mitad de la celda. Para los tiempos de 120 s y 140 s la capa de intrusión continúa viajando hacia la pared de temperatura constante. El espesor de la capa de intrusión se mantiene aproximadamente constante e igual a  $9.5 \times 10^{-3}$  m. Nótese que de acuerdo con la teoría de Patterson e Imberger el espesor de la capa de intrusión debe ser del orden de  $5 \times 10^{-3}$  m.

Las isotermas calculadas en el lapso comprendido entre 120 s y 200 s presentan de manera nitida el efecto del flujo tipo salto hidráulico en la región derecha superior junto a la capa límite. La "nariz" de la capa de intrusión se empieza a ensanchar conforme se acerca a la pared de temperatura constante, ver figuras 4.5.6 a 4.5.10. El tiempo de llegada de la capa de intrusión a la pared a temperatura constante es aproximadamente 150 s. El tiempo correspondiente estimado por la teoría de escalas es de 56.8 s, que subestima el valor calculado numéricamente por un factor de tres. Esto puede ser efecto del calentamiento gradual en el caso analizado numéricamente.

A partir de  $t = 200$  s la capa de intrusión interacciona notablemente con la pared de temperatura constante como puede observarse de la deformación de la isoterma  $T = 24.7^{\circ}\text{C}$  en la región cercana a la pared. En seguida se inicia la estratificación en la parte superior de la cavidad como se muestra en las figuras 4.5.11 y 4.5.12 obtenidas para los tiempos 220 s y 240 s respectivamente. En estas últimas gráficas también se muestra la formación de pequeños máximos locales en la orilla externa de la capa límite térmica que colinda con el núcleo de la cavidad. Este fenómeno fue encontrado también en el caso de calentamiento tipo escalón.

En la figura 4.5.13 obtenida para  $t = 300$  s se puede observar la formación de un gradiente horizontal de temperatura en la región cercana a la parte superior de la pared de temperatura constante, en donde ya comienza a darse un flujo de calor hacia afuera de la cavidad y a ocurrir un movimiento descendente a causa del enfriamiento que produce la pared.

A 600 s, la capa límite térmica que se ha venido formando en la parte superior de la pared a temperatura constante es evidente, ver figura 4.5.14. La forma de las isotermas en la región adyacente a la pared de temperatura constante es semejante a una sima. Esto se debe a que la capa límite dinámica descendente arrastra fluido caliente de capas superiores. Esto hace que un punto situado dentro de la capa límite dinámica se encuentre a una temperatura superior respecto a un punto localizado en el núcleo a la misma altura.

Este fenómeno se presenta de manera análoga en la región cercana a la pared caliente, aunque en este caso el efecto es una cima. Nótese que el espesor de la capa límite dinámica es aproximadamente el doble del espesor de la capa límite térmica.

En el campo de temperaturas obtenido a  $t = 1200$  s, figura 4.5.15, indica que prácticamente tres cuartas partes de la cavidad se encuentran térmicamente estratificadas y consiguientemente tres cuartas partes de la pared a temperatura constante participan en la transferencia de calor con el medio ambiente.

Al tiempo 1800 s, la estratificación térmica cubre toda la cavidad y la distribución de temperaturas es muy similar a la correspondiente al estado permanente, ver figuras 4.5.16 y 4.5.17.

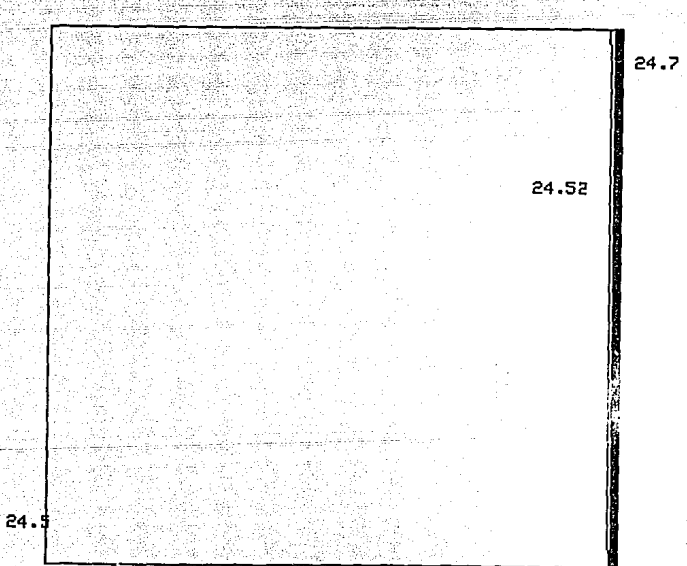
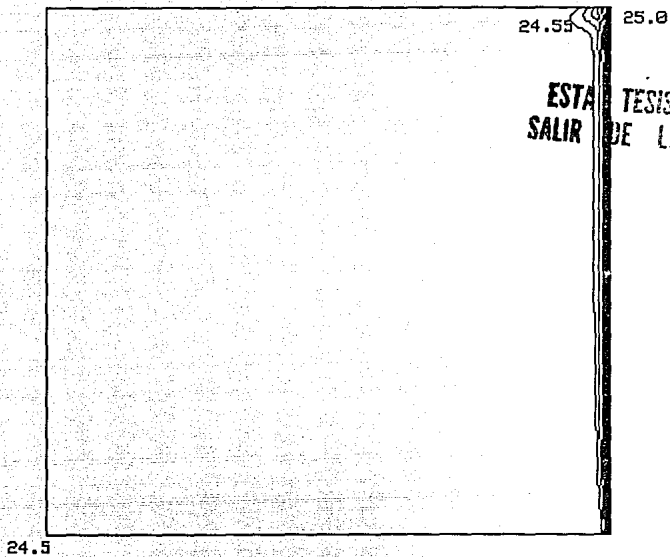


Figura 4.5.1 Campos de temperatura  $t=20$  s.



**ESTA TESIS  
SALIR DE LA NO DEBE  
BIBLIOTECA**

Figura 4.5.2 Campos de temperatura  $t=40$  s.

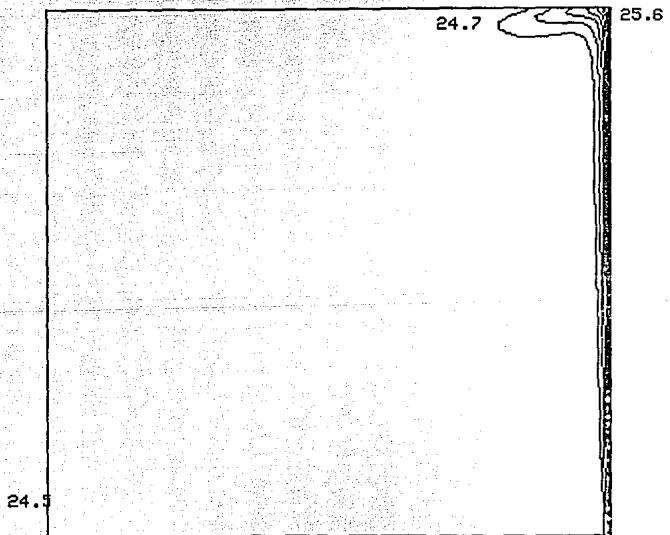


Figura 4.5.3 Campos de temperatura  $t=60$  s.



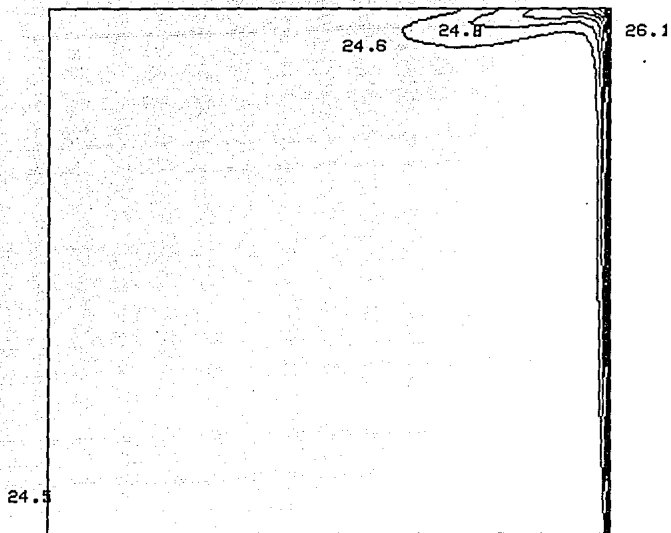


Figura 4.5.4 Campos de temperatura  $t=80$  s

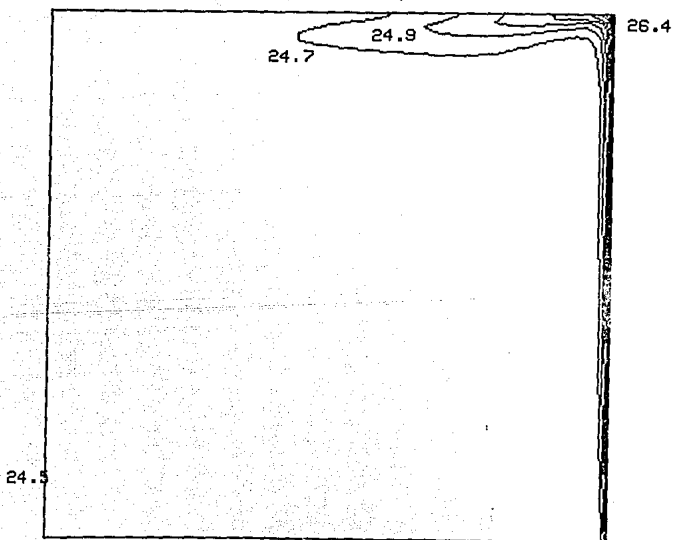


Figura 4.5.5 Campos de temperatura  $t=100$  s.

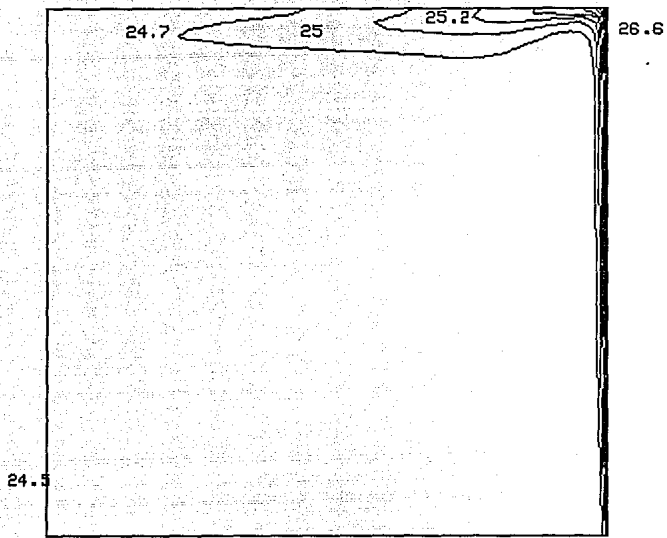


Figura 4.5.6 Campos de temperatura  $t=120$  s.

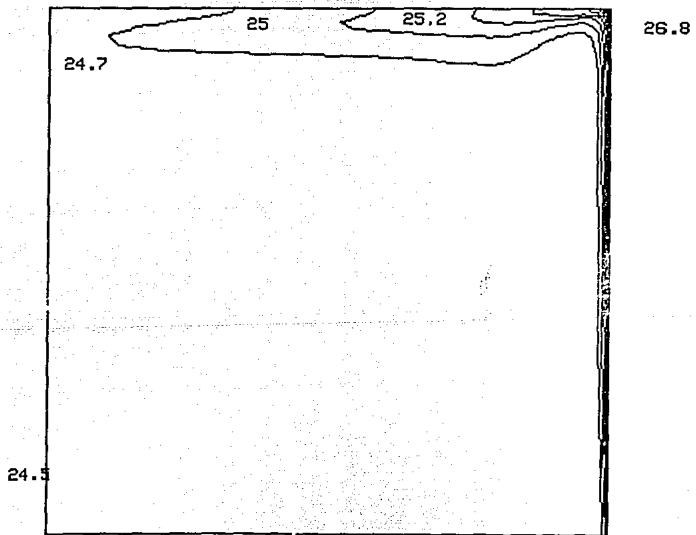


Figura 4.5.7 Campos de temperatura  $t=140$  s.

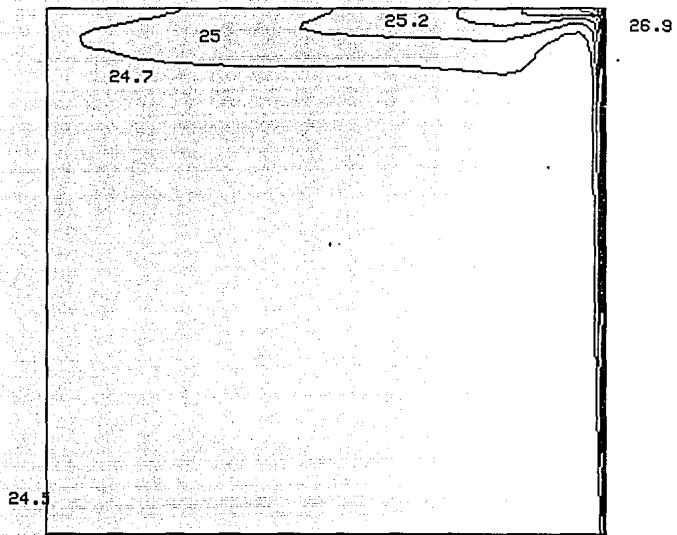


Figura 4.5.8 Campos de temperatura  $t=160$  s.

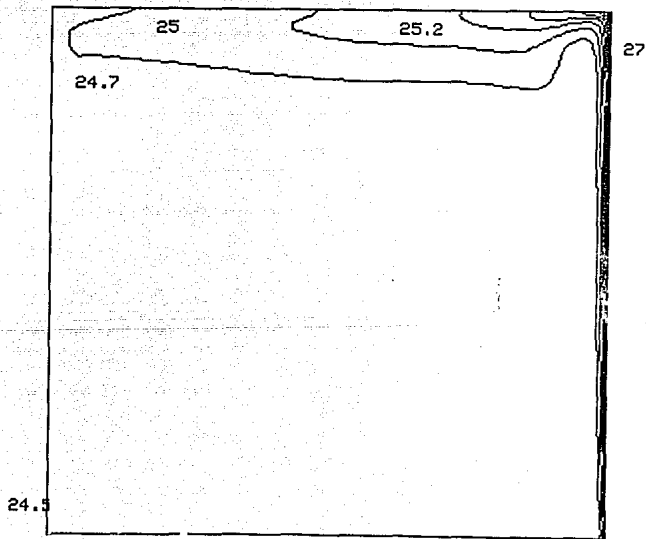


Figura 4.5.9 Campos de temperatura  $t=180$  s.

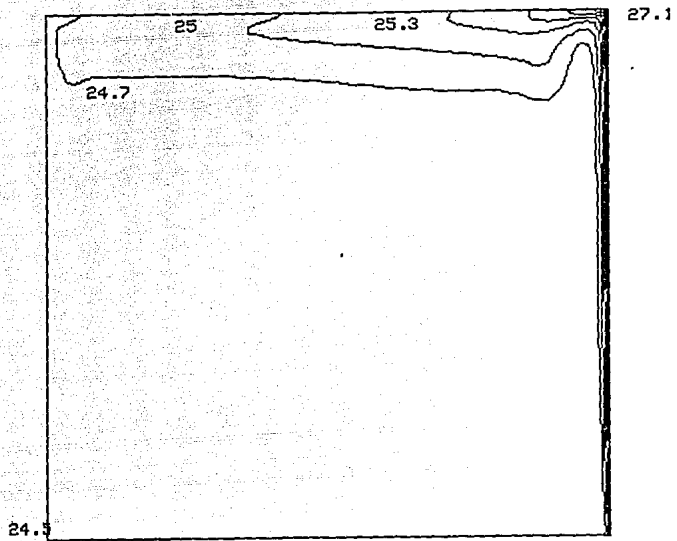


Figura 4.5.10 Campos de temperatura  $t=200$  s.

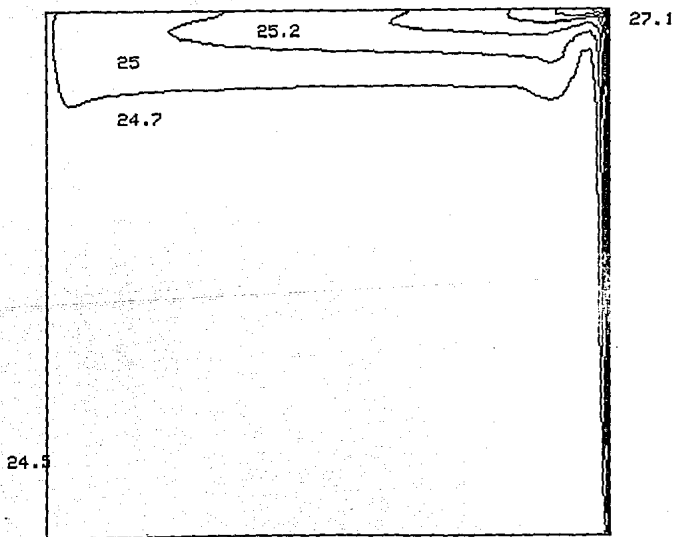


Figura 4.5.11 Campos de temperatura  $t=220$  s

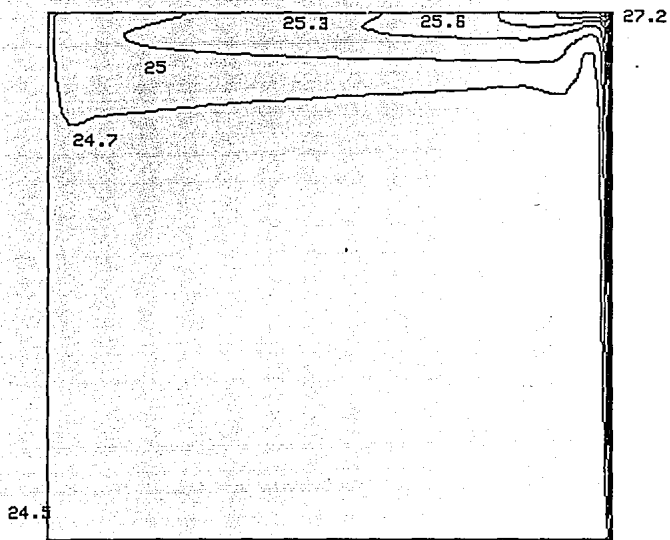


Figura 4.5.12 Campos de temperatura  $t=240$  s.

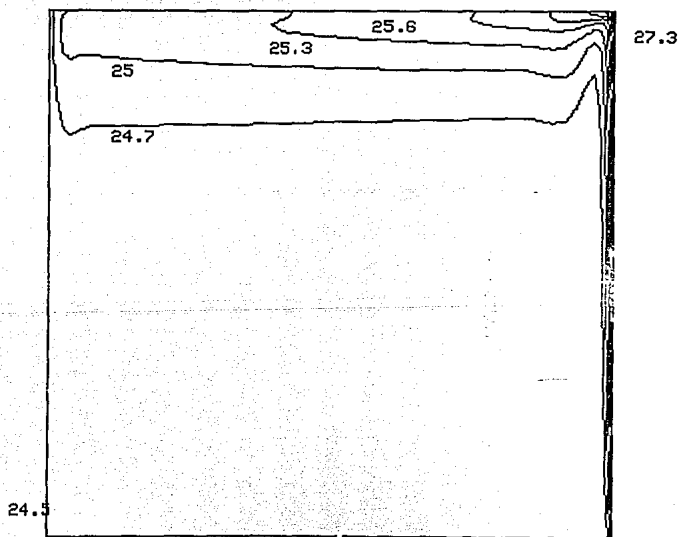


Figura 4.5.13 Campos de temperatura  $t=300$  s.

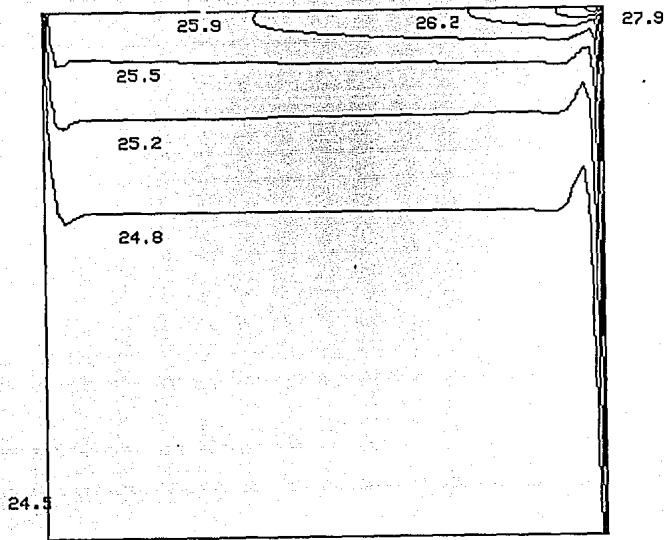


Figura 4.5.14 Campos de temperatura  $t=600$  s.

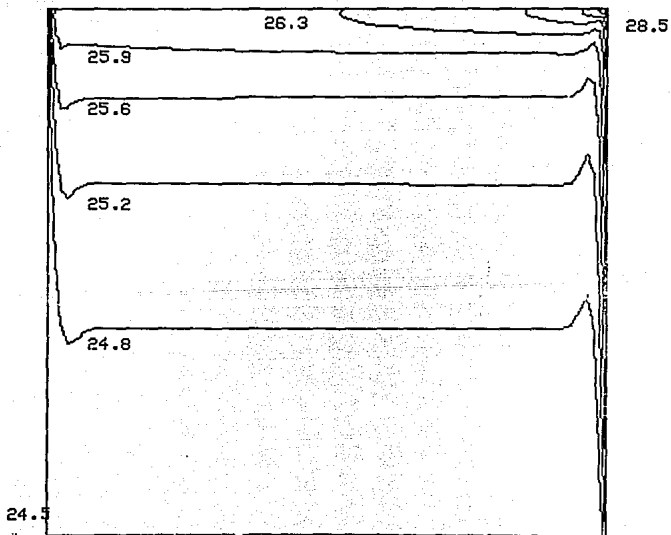


Figura 4.5.15 Campos de temperatura  $t=1200$  s.

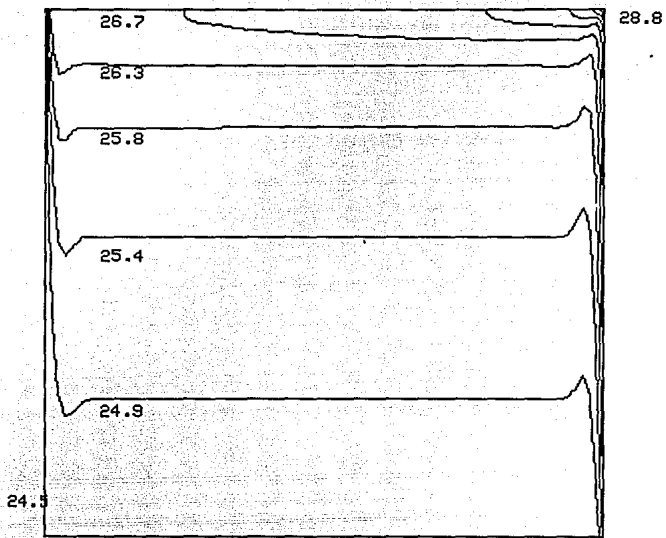


Figura 4.5.16 Campos de temperatura  $t=1800$  s.

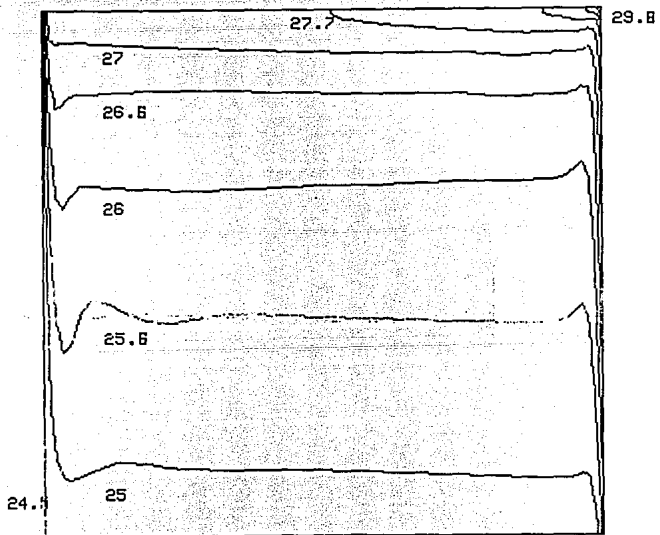


Figura 4.5.17 Campos de temperatura estado permanente

## 5 DISCUSIONES Y CONCLUSIONES

En este trabajo se analizó numérica y experimentalmente el flujo de convección natural dentro de una cavidad cuadrada. El análisis se hizo en estado transitorio y se consideró que sobre una de las paredes verticales se aplica un flujo de calor cuya funcionalidad con el tiempo es de tipo tangente hiperbólica. La pared vertical opuesta se mantiene a temperatura constante y consiguientemente actúa como un sumidero de calor.

No se encontró en la literatura antecedentes que trataran con este tipo de condición de frontera. La aportación de este trabajo reside en haber obtenido resultados numéricos y experimentales concordantes cualitativa y cuantitativamente sobre las velocidades de las capas límite y de intrusión, en las temperaturas en la pared y el interior de la cavidad y sobre las características generales del comportamiento del fluido en estado no permanente en este sistema.

Se encontró que el flujo tiene varias etapas que resultan de la ocurrencia e interacción de fenómenos locales. Inicialmente se forma una doble capa límite, térmica y dinámica, cerca de la pared caliente. La interacción de éstas con la pared horizontal superior da por resultado una zona de intrusión que se desplaza hacia la pared que se mantiene a temperatura constante. En la esquina donde el flujo de capa límite genera la zona de intrusión se presenta una estructura de tipo salto hidráulico que se manifiesta como una zona de flujo divergente. El encuentro inicial de la zona de intrusión con la pared de temperatura constante genera un flujo de retorno en la región inferior a la zona de intrusión. Este flujo interacciona de manera compleja con los flujos provenientes de la zona de intrusión y de flujo divergente. Posteriormente, la temperatura promedio de la parte superior de la cavidad aumenta y el calor sale de la cavidad hacia el medio ambiente.



Esto trae como consecuencia que se forme una capa límite en la vecindad de la pared a temperatura constante, llevando el flujo de la zona de intrusión a posiciones más bajas en la cavidad, reduciendo la interacción de flujos en el centro. Finalmente, se forman totalmente las capas límite en la cercanía de la pared a temperatura constante y el flujo se ordena en un sistema de dos capas límite y dos zonas de intrusión dinámica que constituyen una sola celda que es la estructura prevaleciente en estado permanente.

Es importante comentar que a pesar de la complejidad dinámica del flujo en estado transitorio, el transporte de calor es relativamente simple. Durante la mayor parte del estado transitorio, el patrón de temperaturas es una distribución con estratificación vertical. Con lo anterior se alcanzó el primer objetivo planteado en el capítulo uno.

La teoría de escalamiento de Patterson e Imberger no predice correctamente la mayoría de las características del flujo principalmente debido a las razones: a) se tienen condiciones de frontera sobre la pared caliente dependientes del tiempo y b) las oscilaciones de la zona de intrusión son causadas por efectos diferentes a los propuestos por Patterson e Imberger.

Aunque la teoría de escalas predice correctamente el orden de magnitud del tiempo requerido para que el sistema entre en estado permanente es necesario hacer un estudio exhaustivo para garantizar el acuerdo de esta característica del flujo. Con esto último se logró el segundo objetivo de la tesis.

El trabajo aquí presentado es necesariamente incompleto, debido principalmente al plazo asignado para su conclusión. Entre los puntos que sería conveniente atacar en la continuación del presente estudio están:

a) Refinamiento del equipo experimental, en particular conseguir una mejor iluminación del sistema para no perder detalles importantes. Garantizar que el flujo de calor de entrada sea uniforme ya sea empleando un conjunto de resistencias eléctricas distribuidas estratégicamente en la pared caliente o mediante un intercambiador de calor haciendo circular agua caliente.

b) Estudio numérico paramétrico para determinar el comportamiento térmico del sistema como función de los parámetros externos, enfatizando su dependencia con el número de Rayleigh. El presente estudio constituye una contribución a la comprensión del fenómeno de flujos convectivos en cavidades con el propósito de tener mejores herramientas de análisis en diseño térmico del hábitat.

## FIGURAS

Figura 2.1 Geometría del problema.

Figura 2.2 Distribución de volúmenes de control para un dominio bidimensional.

Figura 2.3 Malla utilizada en la solución numérica.

Figura 3.1 Dispositivo experimental.

Figura 3.2 Diseño del compartimiento de agua.

Figura 3.3 Distribución de los sensores de temperatura en la pared caliente.

Figura 3.4 Ubicación de los termopares en el interior de la cavidad.

Figura 3.5 Modo de doble haz en anemometría laser Doppler.

Figura 3.6 Puntos de medición de la velocidad en la capa límite y la capa de intrusión.

Figura 3.7 Arreglo óptico para la visualización del flujo.

Figura 4.2.1 Localización de los puntos medidos en la capa límite y de intrusión donde se midió la velocidad.

Figura 4.2.2 Resultados de la velocidad como función del tiempo en la capa límite.

Figura 4.2.3 Resultados de la velocidad como función del tiempo en la capa de intrusión.

Figura 4.3.1 Gráfica de temperaturas de la pared caliente.

Figura 4.3.2 Gráfica de temperatura para un punto en la región de la capa de intrusión.

Figura 4.3.3 Gráfica de temperatura central de la cavidad.

Figura 4.4.1 Fotografía del flujo correspondiente a 0-12s.

Figura 4.4.2 Fotografía del flujo correspondiente a 20-32s.

Figura 4.4.3 Campo de velocidades para 20s.

Figura 4.4.4 Fotografía del flujo correspondiente a 40-52s.

Figura 4.4.5 Campo de velocidades a 40 s.

Figura 4.4.6 Fotografía del flujo correspondiente a 60-72s.

Figura 4.4.7 Campo de velocidades a 60 s.

Figura 4.4.8 Fotografía del flujo correspondiente a 80-92s.

Figura 4.4.9 Campo de velocidades a 80 s.

Figura 4.4.10 Fotografía del flujo correspondiente a 110-112s.  
Figura 4.4.11 Campo de velocidades a 100 s.  
Figura 4.4.12 Fotografía del flujo correspondiente a 120-132s.  
Figura 4.4.13 Campo de velocidades a 120 s.  
Figura 4.4.14 Campo de velocidades a 140 s.  
Figura 4.4.15 Fotografía del flujo correspondiente a 160-172s.  
Figura 4.4.16 Campo de velocidades a 160 s.  
Figura 4.4.17 Fotografía del flujo correspondiente a 180-192s.  
Figura 4.4.18 Campo de velocidades a 180 s.  
Figura 4.4.19 Fotografía del flujo correspondiente a 200-212s.  
Figura 4.4.20 Campo de velocidades a 200 s.  
Figura 4.4.21 Fotografía del flujo correspondiente a 220-232s.  
Figura 4.4.22 Campo de velocidades a 220 s.  
Figura 4.4.23 Campo de velocidades 240 s.  
Figura 4.4.24 Campo de velocidades a 260 s.  
Figura 4.4.25 Campo de velocidades a 280 s.  
Figura 4.4.26 Campo de velocidades a 280 s.  
Figura 4.4.27 Campo de velocidades a 300 s.  
Figura 4.4.28 Campo de velocidades a 340 s.  
Figura 4.4.29 Campo de velocidades a 600 s.  
Figura 4.4.30 Campo de velocidades a 1200 s.  
Figura 4.4.31 Campo de velocidades a 1800 s.  
Figura 4.4.32 Campo de velocidades en estado permanente.  
Figura 4.5.1 Campo de temperaturas  $t=20$  s.  
Figura 4.5.2 Campo de temperaturas  $t=40$  s.  
Figura 4.5.3 Campo de temperaturas  $t=60$  s.  
Figura 4.5.4 Campo de temperaturas  $t=80$  s.  
Figura 4.5.5 Campo de temperaturas  $t=100$  s.  
Figura 4.5.6 Campo de temperatura  $t=120$  s.  
Figura 4.5.7 Campo de temperatura  $t=140$  s.  
Figura 4.5.8 Campo de temperatura  $t=160$  s.  
Figura 4.5.9 Campo de temperatura  $t=180$  s.  
Figura 4.5.10 Campo de temperatura  $t=200$  s.  
Figura 4.5.11 Campo de temperatura  $t=220$  s.

Figura 4.5.12 Campo de temperatura  $t=240$  s.  
Figura 4.5.13 Campo de temperatura  $t=300$  s.  
Figura 4.5.14 Campo de temperatura  $t=600$  s.  
Figura 4.5.15 Campo de temperatura  $t=1200$  s.  
Figura 4.5.16 Campo de temperatura  $t=1800$  s.  
Figura 4.5.17 Campo de temperatura estado permanente.  
Figura A.1 Velocidad de capa límite y su margen de error.  
Figura A.2 Velocidad de la capa de intrusión y su margen de error.  
Figura A.3 Temperatura central en la cavidad y su margen de error.  
Figura A.4.a Velocidad de capa límite filtro paso bajo 100.  
Figura A.4.b Espectro de la señal filtro paso bajo 100.  
Figura A.5.a Velocidad de capa límite filtro paso bajo 50.  
Figura A.5.b Espectro de la señal filtro paso bajo 50.  
Figura A.6.a Velocidad de capa límite filtro paso bajo 25.  
Figura A.6.b Espectro de la señal filtro paso bajo 25.  
Figura A.7.a Velocidad de capa límite filtro paso bajo 10.  
Figura A.7.b Espectro de la señal filtro paso bajo 10.  
Figura A.8.a Velocidad de la capa de intrusión filtro paso bajo 100.  
Figura A.8.b Espectro de la señal filtro paso bajo 100.  
Figura A.9.a Velocidad de la capa de intrusión filtro paso bajo 50.  
Figura A.9.b Espectro de la señal filtro paso bajo 50.  
Figura A.10.a Velocidad de la capa de intrusión filtro paso bajo 25.  
Figura A.10.b Espectro de la señal filtro paso bajo 25.  
Figura A.11.a Velocidad de la capa de intrusión filtro paso bajo 10.  
Figura A.11.b Espectro de la señal filtro paso bajo 10.

## TABLAS

Tabla 2.1 Valores de  $\phi$ ,  $\Gamma$ , y  $S_\phi$  que al sustituirse en la ecuación 2.6 resultan en diferentes ecuaciones de transporte.

Tabla 3.1 Propiedades físicas del agua a 20 °C (Bejan 1984).

Tabla 3.2 Localización de los termopares de la pared caliente.

Tabla 3.3 Localización de los termopares en el interior de la cavidad

## REFERENCIAS

Adrian R.J. (1983)

Laser Velocimetry, Fluid Mechanics Measurements, editado por R.S.Goldstein, Hemisphere, Publishing Corporation..

Armfield S.W. y Patterson J.C. (1991)

Direct simulation of wave interactions in unsteady natural convection in a cavity, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 34, No.4, 923-940.

Arpaci V. y Larsen P. (1984)

Convection heat transfer, Prentice Hall, New Jersey.

Batchelor G.K. (1954)

Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures. *Q. Appl.Maths.*, 12, 209-223.

Bejan A. (1984)

Convection Heat Transfer, John Wiley & Sons.

Gill A.E. (1966)

The boundary layer regime for convection in a rectangular cavity, *J.Fluid Mech.*, 26 part 3, 515-536.

Holman J.F. (1982)

Métodos experimentales para ingenieros, Mc Graw Hill.

Hyun J.M. y Lee J.W. (1989)

Numerical solutions for transient natural convection in a square cavity with different sidewall temperatures, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 10, No. 2, 146-151.

Ivey G.N. (1984)

Experiments on transient natural convection in a cavity, *J. Fluid Mech.*, 144, 389-401.

Kimura S. y Bejan A. (1984)

The boundary layer natural convection regime in a rectangular cavity with uniform heat flux from the side, *Trans. ASME, J.Heat Transfer*, 106, 98-103.

Kline S.J. y McClintock F.A. (1953)

Describing the Uncertainties in single sample experiments, *ASME Mechanical Engineering*, Enero 3-8.

Paolucci S. y Chenoweth D.R. (1989)

Transition to chaos in a differentially heated vertical cavity. *J. Fluid Mech.*, 201, 379-410.

Patankar S.V. (1980)

Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere.

Patterson J.C. y Armfield S.W. (1990)

Transient features of natural convection in a cavity, *J.Fluid Mech.*, 219, 469-497.

Patterson J.C. e Imberger J. (1980)

Unsteady natural convection in a rectangular cavity, *J. Fluid Mech.*, 100, 65-86.

Poujol F.T. (1991)

Conveccion natural en estado transitorio en un cavidad con calentamiento lateral, Tesis de Maestria Solar, UNAM.



**Poujol F.T., Rojas J. y Ramos E. (1992 a)**

Transient Natural Convection in a cavity with heat input and a constant temperature on opposite sides, *Int J. Heat and Fluid Flow*, por publicar.

**Poujol F.T., Ramos E. y Rojas J. (1992 b)**

A simplified method for calculating transient average temperature and heat transfer in a laterally heated cavity, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, por publicar.

**Schladow S.G. (1990)**

Oscillatory motion in a side heated cavity. *J.Fluid Mech.*, 213, 589-610.

**Schaldow S.G., Patterson J.G. y Street R.L.(1989)**

Transient flow in a side heated cavity at high Raleigh number; a numerical study. *J.Fluid Mech.*, 200, 121-148.

**Spalding D.B. y Patankar S.V. (1972)**

A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three dimensional parabolic flows, *Int.J.Heat Mass Transfer*, Vol.15, 1787.

**Spectra-Physics (1986)**

Series 100, Scientific Helium-Neon Lasers, Instruction Manual, Lasers Products Division, F.R. Germany.

**System Library (1979)**

3052A Automatic Data Acquisition System, Instruments, Vol IIIA, Hewlett-Packard.

**TSI Counter-type Signal Processor (1990)**

Model 1980B, Instruction Manual.

**TSI Frequency Shift System (1987)**

Model 9180A Instruction Manual P/N 1990296.

**ΩE THE OMEGA (1982)**

Temperature Measurement Handbook.

**Turner J.S.(1973)**

Bouyancy effects in fluids. Cambridge University Press.

**Yewell R., Pulikakos D. y Bejan A. (1982)**

Transient natural convection experiments in shallow enclosures,  
*Trans. ASME, Journal Heat Transfer*, 104, 533-538.

## APENDICE

Este apéndice contiene un análisis de incertidumbre en los resultados experimentales de las velocidades y temperaturas locales presentadas en las secciones 4.2 y 4.3. Para ello se siguió la metodología propuesta por Kline y McClintock (1953).

Sea el resultado  $R$  una función de las variables independientes

$x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, \dots, x_n$ , esto es:

$$R = R(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, \dots, x_n) \quad (\text{A.1})$$

y  $w_R$  la incertidumbre en el resultado. Si  $w_1, w_2, w_3, w_4, w_5, \dots, w_n$  son las incertidumbres de las variables independientes respectivas, y si estas tienen la misma probabilidad, la incertidumbre en el resultado está determinada por:

$$w_R = \left[ \left( \frac{\partial R}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial x_3} w_3 \right)^2 + \dots \right]^{1/2} \quad (\text{A.2})$$

El porcentaje de incertidumbre en el resultado se puede determinar por:

$$\frac{w_R}{R} = \left[ \left( \frac{w_1}{x_1} \right)^2 + \left( \frac{w_2}{x_2} \right)^2 + \left( \frac{w_3}{x_3} \right)^2 + \left( \frac{w_4}{x_4} \right)^2 + \left( \frac{w_5}{x_5} \right)^2 + \dots \right]^{1/2} \quad (\text{A.3})$$

## Incertidumbre en la velocidad

La velocidad, que fue medida utilizando la técnica de anemometría laser está determinada por la expresión:

$$v = \frac{\lambda \nu}{2 \operatorname{sen} \theta} \quad (\text{A.4})$$

donde  $\nu$  es la frecuencia resultante entre la frecuencia generada por una partícula  $\nu'$  y la frecuencia de corrimiento entre haces  $\nu_s$   $\nu = \nu' - \nu_s$ . La longitud de onda, es  $\lambda$  y  $\theta$  la mitad del ángulo de intersección de los haces.

De la ecuación (A.2) la incertidumbre de la velocidad está determinada por:

$$w_v = \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial \nu} w_\nu \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial \lambda} w_\lambda \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial \theta} w_\theta \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

de la ecuación A.4 y la ecuación A.5 se obtiene:

$$w_v = \left[ \left( \frac{\lambda w_\nu}{2 \operatorname{sen} \theta} \right)^2 + \left( \frac{\nu w_\lambda}{2 \operatorname{sen} \theta} \right)^2 + \left( \frac{-\lambda \nu \cos \theta w_\theta}{2 \operatorname{sen}^2 \theta} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

El porcentaje de incertidumbre en la velocidad según las ecuaciones A.3 y A.4 es:

$$\frac{w_v}{V} = \left[ \left( \frac{w_\nu}{\nu} \right)^2 + \left( \frac{w_\lambda}{\lambda} \right)^2 + \left( \frac{-\cos \theta}{\operatorname{sen} \theta} w_\theta \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.7})$$

Los valores de  $\lambda$ ,  $\nu$  y  $\theta$  y sus incertidumbres son:

Longitud de onda

$$\lambda = 632.8 \times 10^{-9} \text{ m} \pm 4.272 \times 10^{-4} \text{ m}$$

Frecuencia de corrimiento

$$\text{Capa límite } \nu_s = 20000 \text{ hz} \pm 2 \text{ hz}$$

$$\text{Capa de intrusión } \nu_s = 5000 \text{ hz} \pm 0.5 \text{ hz}$$

Frecuencia generada por la partícula

$$\text{Capa límite } \nu' = 20196 \text{ hz} \pm 100.98 \text{ hz}$$

$$\text{Capa de intrusión } \nu' = 6595 \text{ hz} \pm 32.97 \text{ hz}$$

La frecuencia  $\nu = \nu' - \nu_s$

$$\text{Capa límite } \nu = (20196 - 20000) \pm w_\nu$$

$$\text{Capa de intrusión } \nu = (6595 - 5000) \pm w_\nu$$

Angulo de incidencia  $\theta$

$$\theta_{\text{rad}} = 0.0748 \text{ rad} \pm 0.0037 \text{ rad}$$

Ruido

Es conveniente que toda la luz que incide en el fotodetector sea la luz proveniente del laser que ilumina las partículas del volumen de control a medir. Sin embargo, durante la medición existen otras fuentes de luz diferentes al laser como son: la iluminación de la habitación, las reflexiones y dispersiones de la luz del laser en las paredes, ventanas y componentes ópticos, así como la radiación proveniente del sistema a medir tratándose de flamas o plasmas. Todos estos factores añaden ruido aleatorio a la señal del fotodetector; el cual genera inherentemente "ruido de disparo" durante la ausencia de luz sumándose este a la señal de anemometría laser. El porcentaje del ruido en la señal depende de la configuración óptica utilizada y es del orden del 1-10 % del valor medio de la señal. En este caso se considera una incertidumbre ( $w_r$ ) igual al 3 % de ruido en la señal resultante.

La incertidumbre en la frecuencia es:

$$w_{\nu} = [ (w_{\nu_s})^2 + (w_{\nu_a})^2 ]^{1/2} \quad (A.8)$$

Capa límite  $w_{\nu} = 10.24 \text{ hz}$       Capa de intrusión  $w_{\nu} = 32.97 \text{ hz}$

La incertidumbre de la velocidad se obtiene sustituyendo los valores anteriores en la expresión A.6:

Capa límite	Capa de intrusión
$w_v = 4.82 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$	$w_v = 3.63 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-1}$

El porcentaje de error en las mediciones de velocidad es:

Capa límite	Capa de intrusión
$\frac{w_v}{v} = \pm 7 \%$	$\frac{w_v}{v} = \pm 6 \%$

En las figuras A.1 y A.2 se presentan las graficas de velocidad local en capa límite y capa de intrusión con sus respectivos márgenes de error.

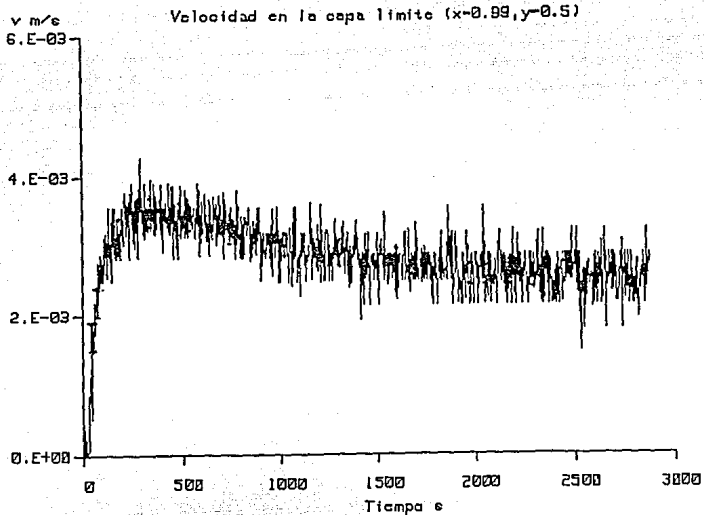


Figura A.1 Velocidad de capa límite y su incertidumbre.

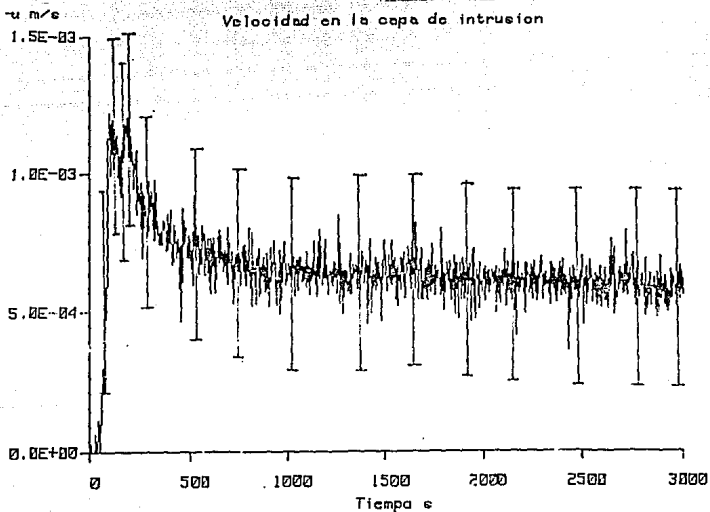


Figura A.2 Velocidad de la capa de intrusión y su incertidumbre

## Incertidumbre en la temperatura

La temperatura de un termopar está determinada por un polinomio:

$$T = A + BV + CV^2 + DV^3 + EV^4 + FV^5 + GV^6 + HV^7 + IV^8 + T_{ref} \quad (A.9)$$

donde  $V$  es el voltaje,  $A, B, C, D, E, F, G, H$  e  $I$  son constantes y  $T_{ref}$  es la temperatura de referencia a  $0^\circ\text{C}$ .

En el programa de adquisición de datos de temperatura, el polinomio se truncó a cuatro términos con el propósito simplificar la conversión voltaje-temperatura. Generando así un error del orden 0.001%. En esta variable existen además otros errores derivados de la fabricación del termopar, su calibración, la temperatura de referencia y en el sistema de adquisición de datos.

La ecuación (A.9) se simplifica a un polinomio de cuatro términos:

$$T = A + BV + CV^2 + DV^3 + T_{ref} \quad (A.10)$$

La incertidumbre en la temperatura de acuerdo a las ecuaciones (A.2) y (A.10) es:

$$w_T = \left[ \left( \frac{dT}{dV} w_V \right)^2 + \left( \frac{dT}{dT_{ref}} w_{ref} \right)^2 \right]^{1/2}$$

esto es:

$$w_T = \left[ (B + 2CV + 3DV^2 + T_{ref}) w_V \right]^2 + \left[ (A + BV + CV^2 + DV^3) w_{ref} \right]^2 \quad (A.11)$$



## ERRORES

Error de fabricación para termopares del tipo T con una temperatura de referencia de 0°C	± 1 °C
Error de calibración	± 0.1 °C
Error de la temperatura de referencia	± 2 °C
Error del sistema de adquisición de datos para un rango de voltaje 0.1 volts	± 0.06%
Error en la resolución del sistema de adquisición de datos	± 0.1%

Las constantes en la expresión (A.9) son:

$$A=0.02566, B=-6.19548 \times 10^{-7}, C=2.21816 \times 10^{-11}, D=-3.85 \times 10^{-7}$$

Evaluando la incertidumbre de la temperatura para  $T=20^{\circ}\text{C}$  y una temperatura de referencia de  $0^{\circ}\text{C}$  en la expresión (A.11) y sumando todos los errores involucrados en el resultado de la variable, se obtiene:

Incertidumbre de la temperatura  $w_T = 1.01^{\circ}\text{C}$

Porcentaje de incertidumbre en la temperatura  $\frac{w_T}{T} = \pm 5\%$

En la figura A.3 se presenta la gráfica de la temperatura central de la cavidad y su incertidumbre.

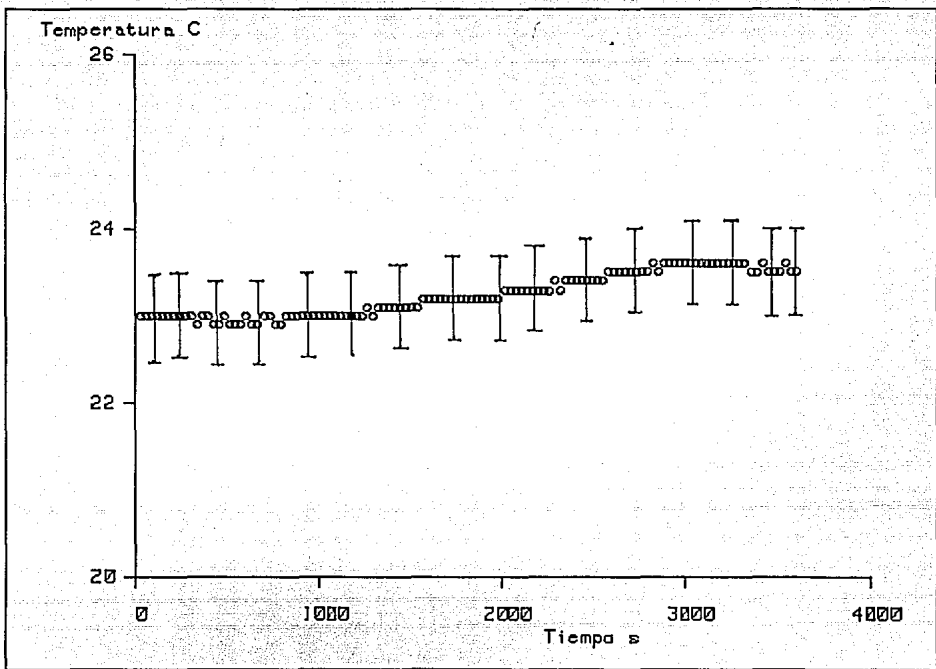


Figura A.3 Temperatura central de la cavidad y grado de incertidumbre

#### FILTRADO DE LA SEÑAL DE ANEMOMETRIA LASER

Como se puede observar en las figuras A.1 y A.2 existe una cierta variación en el valor de la velocidad la cual es causada por el ruido aleatorio que surgió durante la experimentación. Mediante un filtrado se retiraron las altas frecuencias del ruido de la señal de anemometria. En las figuras A.4, A.5, A.6, A.7, A.8, A.9 A.10 y A.11 se presentan estas señales filtradas y sus respectivos espectros.

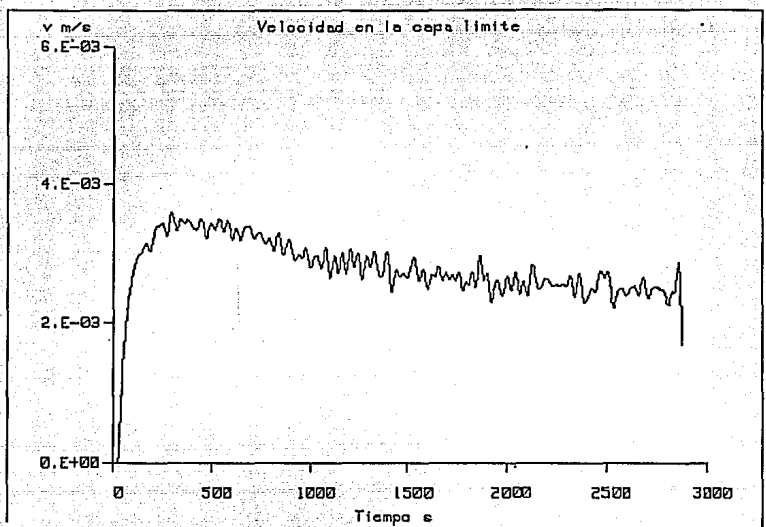


Figura A.4.a Velocidad de capa límite filtro paso bajo 100

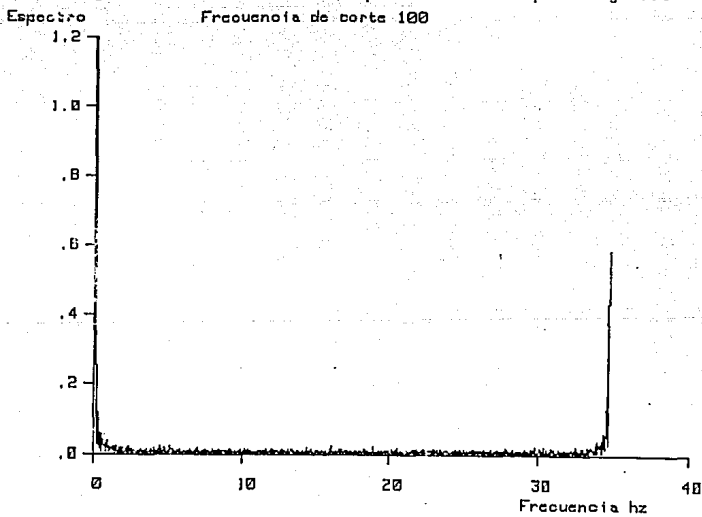


Figura A.4.b Espectro de la señal filtro paso bajo 100

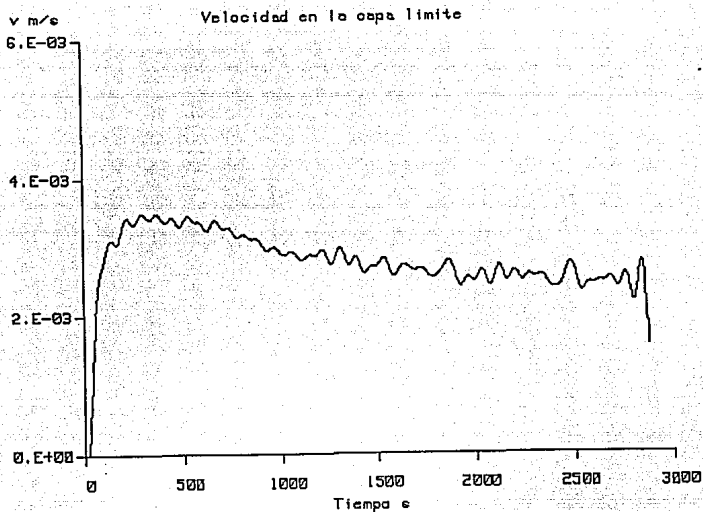


Figura A.5.a Velocidad de capa limite filtro paso bajo 50  
Espectro Frecuencia de corte 50

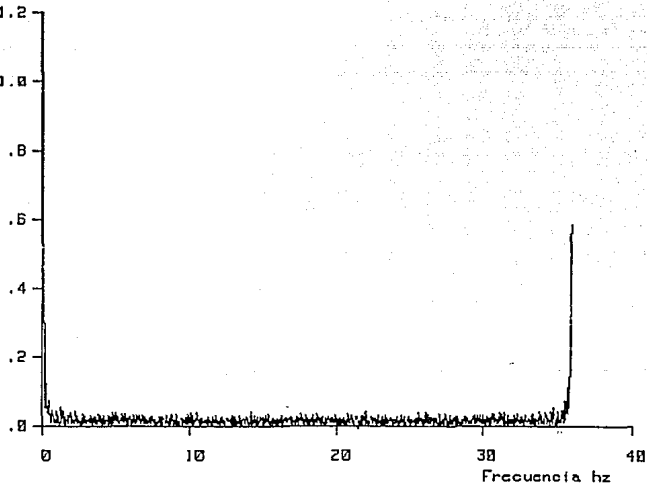


Figura A.5.b Espectro de la señal filtro paso bajo 50

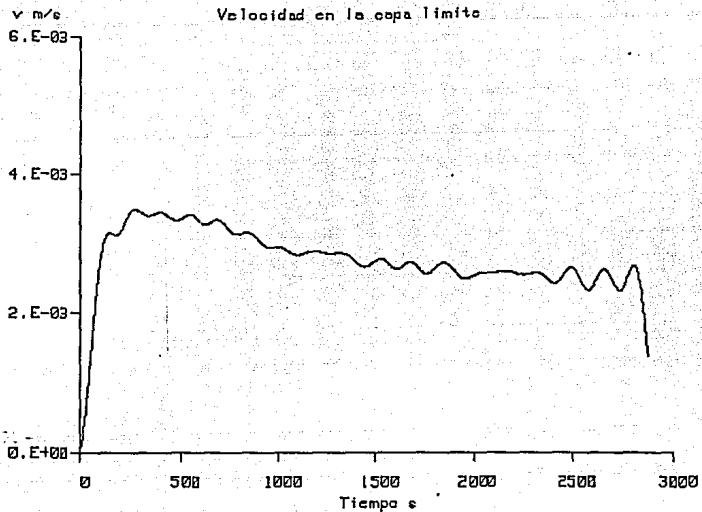


Figura A.6.a Velocidad de capa límite filtro paso bajo 25

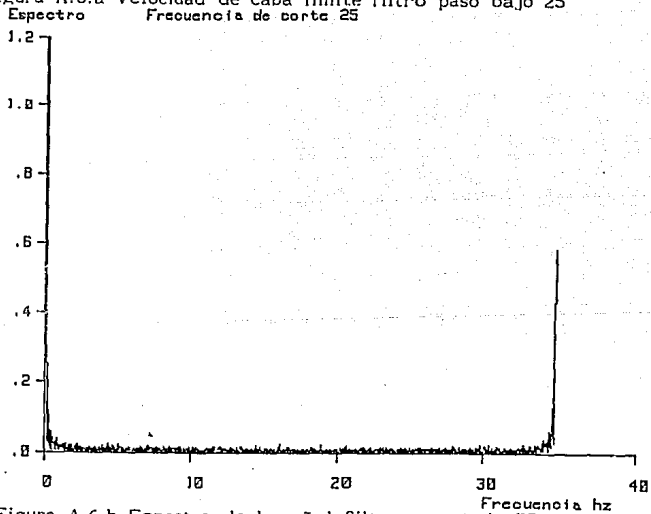


Figura A.6.b Espectro de la señal filtro paso bajo 25

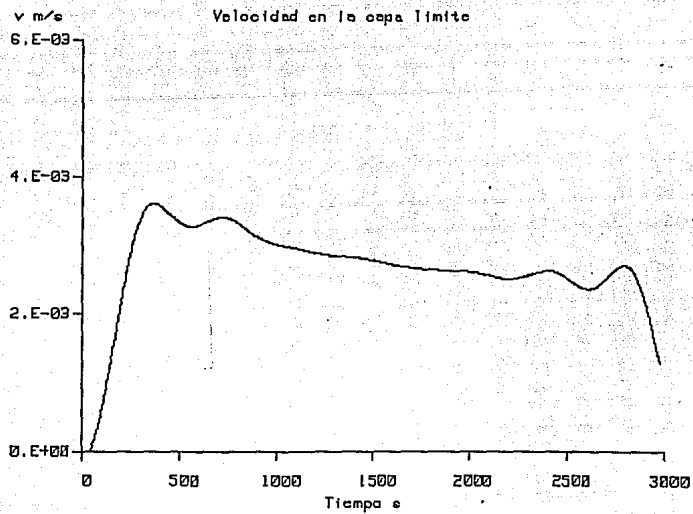


Figura A.7.a Velocidad de capa límite filtro paso bajo 10

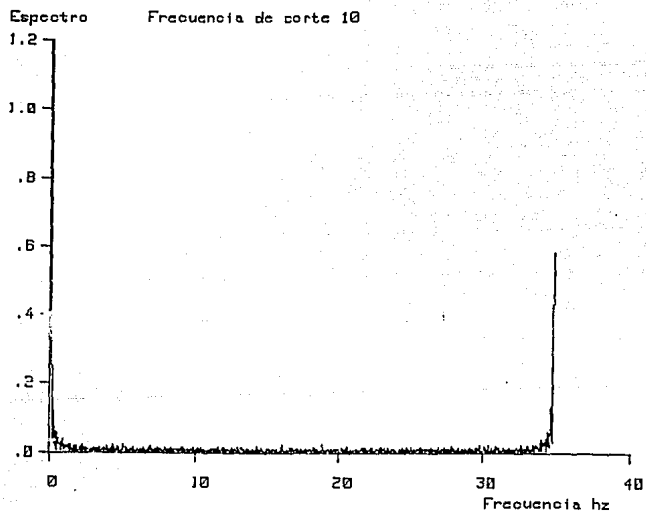


Figura A.7.b Espectro de la señal filtro paso bajo 10

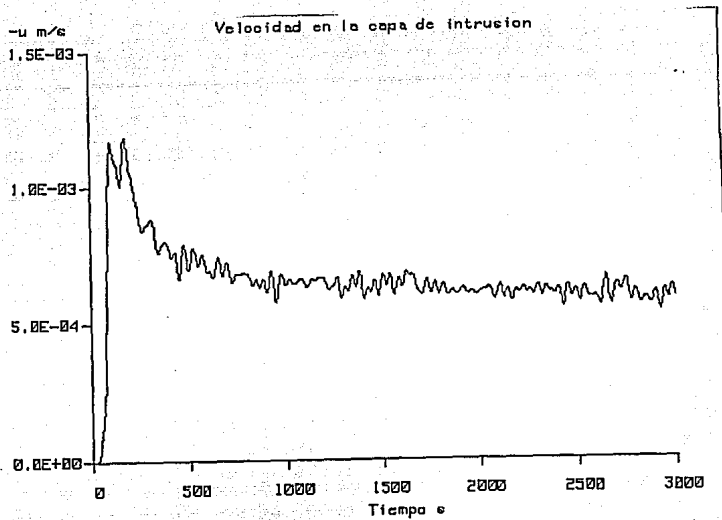


Figura A.8.a Velocidad de capa de intrusion filtro paso bajo 100

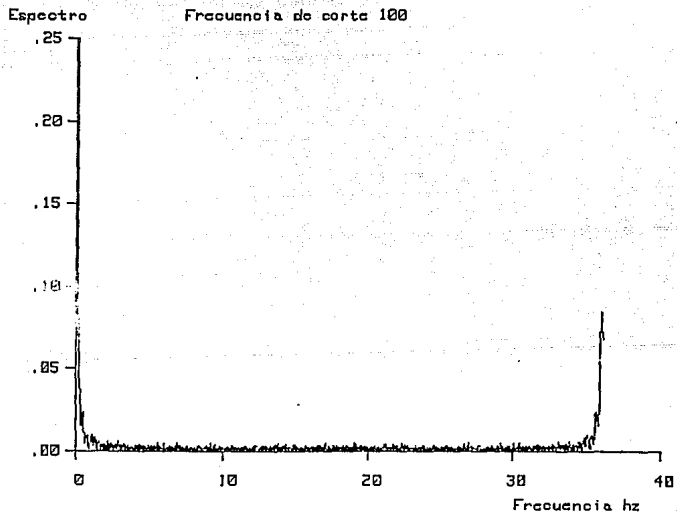


Figura A.8.b Espectro de la señal filtro paso bajo 100

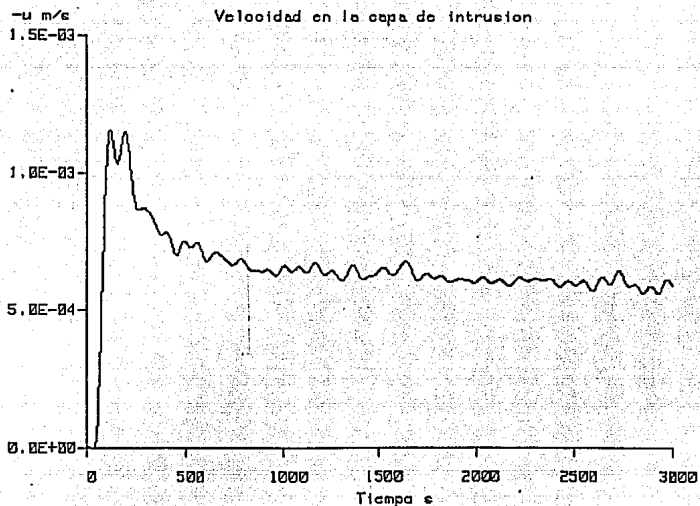


Figura A.9.a Velocidad de capa de intrusión filtro paso bajo 50

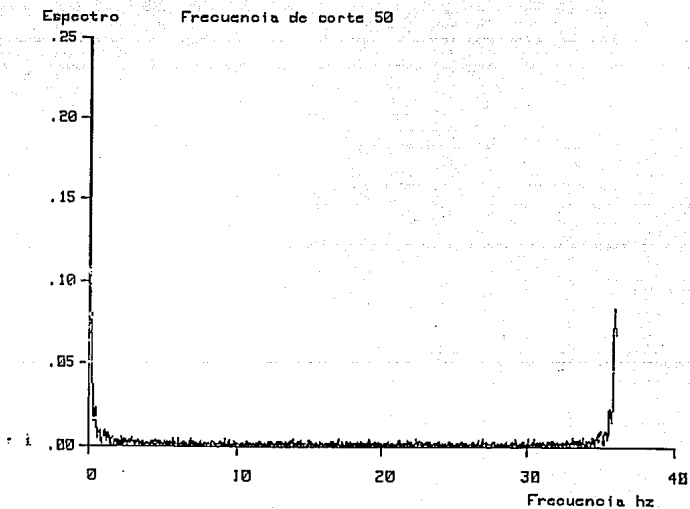


Figura A.9.b Espectro de la señal filtro paso bajo 50



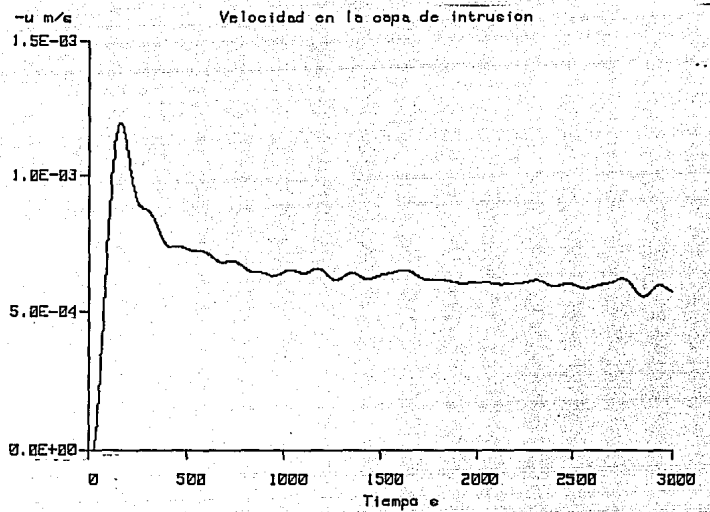


Figura A.10.a Velocidad de capa de intrusión filtro paso bajo 25

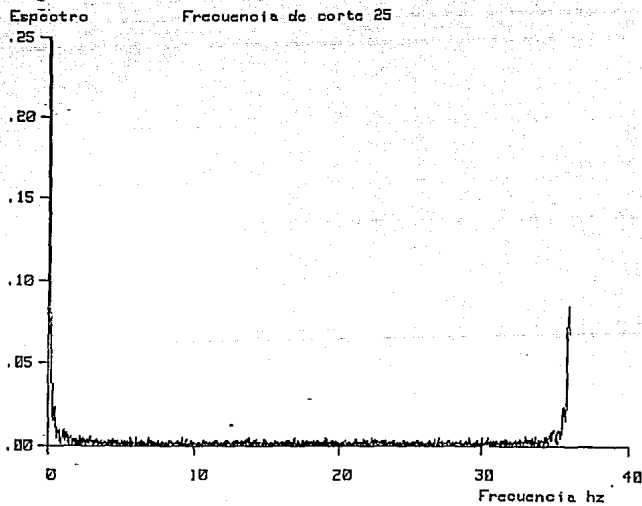


Figura A.10.b Espectro de la señal filtro paso bajo 25

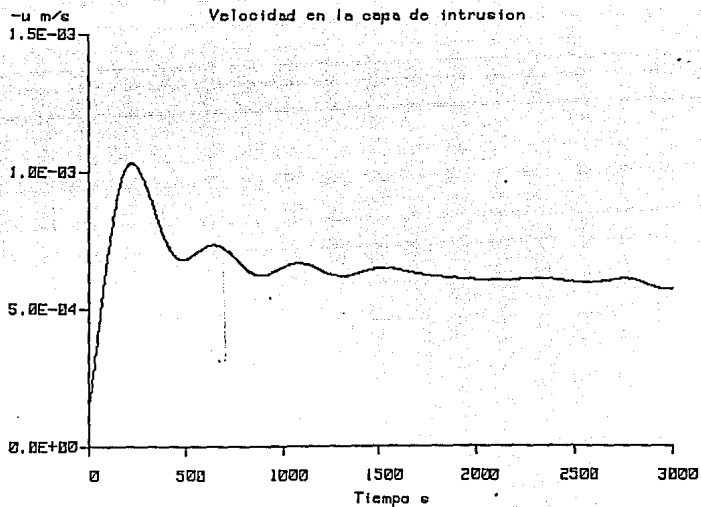


Figura A.11.a Velocidad de capa de intrusión filtro paso bajo 10

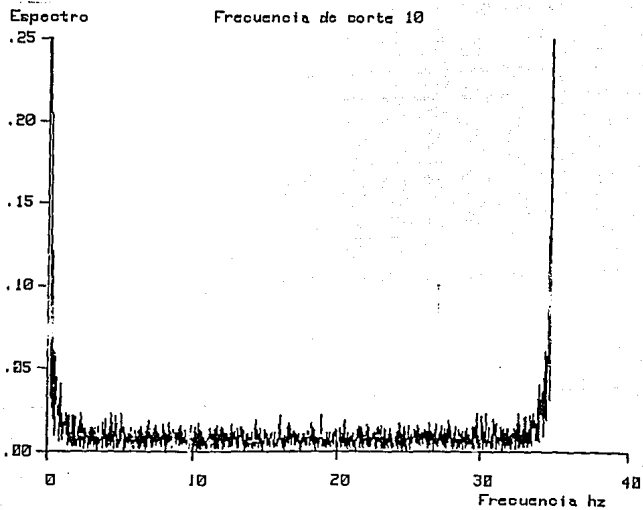


Figura A.11.b Espectro de la señal filtro paso bajo 10