

03073

4  
2ej

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

COLEGIO DE CIENCIAS Y HUMANIDADES  
UNIDAD ACADEMICA DE LOS CICLOS PROFESIONAL Y DE POSGRADO

INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES  
LABORATORIO DE ENERGIA SOLAR  
ESPECIALIZACION EN HELIODISEÑO Y MAESTRIA EN ENERGIA SOLAR

CONVECCION NATURAL EN ESTADO TRANSITORIO  
EN UNA CAVIDAD CON CALENTAMIENTO LATERAL.

TESIS QUE PRESENTA:

FEDERICO TARCICIO PUJOL GALVAN

PARA OBTENER EL GRADO DE MAESTRO EN ENERGIA SOLAR.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

JULIO 1991



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.

# TESIS CON FALLA DE ORIGEN

## INDICE

### Capítulo 1

- 1.1 Introducción 1
- 1.2 Antecedentes 3
- 1.3 Objetivos 11

### Capítulo 2

- Modelo Teórico 13
- 2.1 Formulación del problema 13
- 2.2 Consideraciones de escalamiento 15
- 2.3 Definición de números adimensionales relacionados con la transferencia de calor en la cavidad. 22
- 2.4 Método de Solución 25
  - (a) Código utilizado para resolver las ecuaciones
  - (b) Solución numérica
  - (c) Procedimiento numérico

### Capítulo 3

- Resultados Teóricos y Discusión 36
- 3.1 Introducción 36
- 3.2 Descripción del fenómeno para un caso típico 37
  - 3.2.1 Dinámica 37
    - (a) Campos de velocidades a tiempos diferentes
    - (b) Evolución de las velocidades en diversos puntos
  - 3.2.2. Comportamiento térmico 54
- 3.3 Estudio Paramétrico
  - 3.3.1. Campos de velocidad 57
  - 3.3.2. Historias de velocidad 63
  - 3.3.3. Comportamiento térmico 63
- 3.4 Transferencia de calor 63
  - (a) Resultados para el caso típico
  - (b) Variaciones de la transferencia de calor en respuesta a diferentes flujos de calor de entrada (estudio paramétrico)

**3.5 Comparación con resultados obtenidos mediante análisis de escalas 68**

**Capítulo 4**

**Dispositivo y procedimiento experimentales 87**

**4.1 Introducción 87**

**4.2 Dispositivo experimental 87**

**4.3 Fluido de trabajo 88**

**4.4 Mediciones de temperatura 85**

**4.6 Registro de imágenes 91**  
(a) Fotografías de exposición larga  
(b) Digitalización de imágenes

**4.7 Anemometría laser 93**

**4.8 Procedimiento experimental 94**

**Capítulo 5**

**Resultados Experimentales 96**

**5.1 Introducción 96**

**5.2 Experimentos realizados con fluido Dow Corning 200 de 92  
20 cS ( Pr= 223)**

**5.2.1 Resultados de las pruebas efectuadas con un flujo 97  
de calor de  $460 \text{ W/m}^2$  ( $Ra = 4 \times 10^4$ ).**  
Fotografías de exposición larga  
Digitalización de imágenes  
Comportamiento térmico en el interior de la  
cavidad.  
Transferencia de calor con las paredes

**5.2.2 Estudio experimental paramétrico variando el flujo  
de calor de entrada. 105**  
(a) Fotografías de exposición larga  
(b) Comportamiento térmico en el interior de  
la cavidad.  
(c) Transferencia de calor con las paredes

**5.3 Experimentos con fluidos de diferente número de Prandtl.109**

## Capítulo 6

### Comparación experimental-numérica 140

#### 6.1 Introducción 140

#### 6.2 Comparación de campos de velocidades 140

(a) Casos típicos

(b) Otros casos

#### 6.3 Comparación de historias de temperatura 142

(a) Casos típicos

(b) Otros casos

#### 6.4 Comparación de resultados numéricos y experimentales de la transferencia de calor entre la cavidad y las paredes 145

#### 6.5 Comparación entre los resultados de este trabajo y resultados en la literatura 147

(a) Comparación de patrones de flujo

(b) Comparación de historias de velocidad y número de Nusselt.

## Capítulo 7

### Conclusiones y Propuestas 160

#### 7.1 Conclusiones

#### 7.2 Propuestas para trabajos futuros.

### REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS 164

## I. INTRODUCCION

La convección natural en cavidades es un tema que ha suscitado gran interés por su aplicación en muchos campos, en particular en los sistemas solares. Existen muchos ejemplos de lo anterior: la estimación de pérdidas por convección en un colector plano de doble cubierta, la determinación de flujos de energía en sistemas pasivos, la modelación de flujos ambientales y el crecimiento de cristales. Dentro de las 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.

La investigación de convección natural en cavidades es un ejemplo de como un problema concreto dentro de alguna área de ingeniería genera diferentes estrategias de solución que en algunos casos desembocan en la investigación básica de un problema ideal emparentado con el problema real original. Para las aplicaciones de ingeniería térmica, en particular en la determinación de flujos de calor en sistemas pasivos, se requiere conocer el coeficiente de transferencia de calor por convección natural en las paredes. Para determinar dicho coeficiente hay varios caminos:

a) Experimentalmente a escala real : colocando sensores de temperatura en las paredes y cerca de éstas.

b) Numéricamente a escala real : resolviendo las ecuaciones de transporte para el sistema, lo que permite determinar el gradiente de temperatura en la vecindad de las paredes .

c) Teóricamente usando un análisis de escalas, para simplificar las ecuaciones y obtener una solución analítica.

d) Numéricamente modelando el fenómeno a escala.

e) Experimentalmente construyendo un modelo a escala y determinando el gradiente de temperaturas cercano a las paredes.

Cada curso de acción implica desventajas y en algunos casos puede resultar impracticable. Por ejemplo en el caso (a) el implementar la

instrumentación requerida y el lograr un control de las condiciones del experimento puede no ser asunto sencillo. Esta forma de abordar el problema puede ser costosa, pero se puede efectivamente tener una solución al problema. La información que se obtenga sobre el fenómeno en sí, por ejemplo, patrones de flujo, variación con diferentes condiciones de frontera, será escasa. El resolver el problema numéricamente a escala real tiene también sus inconvenientes. En términos del equipo disponible puede de hecho no ser factible. Más aún, características complejas del flujo pueden no estar siendo adecuadamente modeladas. Si se aplica un modelo turbulento, los resultados serán tan buenos como bueno sea el modelo. Es decir, no se puede eliminar la necesidad de un trabajo experimental que complete al numérico.

Respecto a las estrategias (d) y (e) podría añadirse que aún cuando los resultados que se obtengan sobre la transferencia de calor en modelos a escala idealizados no se apliquen cuantitativamente al problema concreto debido a diferencias en geometría o propiedades del fluido, éstos pueden servir para ampliar el conocimiento sobre el fenómeno al mostrar efectos que aparecen en condiciones controladas. Un análisis de los resultados puede establecer el mecanismo de generación de dichos efectos. Algunos de estos efectos se presentarán en el problema real o podrán ser explicados por mecanismos análogos. Finalmente el trabajo puede derivar en un modelo que permita obtener correlaciones para calcular el coeficiente de transferencia de calor requerido en la aplicación particular.

En suma, se puede ver que todos estos cursos de acción generados en torno a un problema concreto de ingeniería como es el determinar el coeficiente de transferencia de calor por convección natural en las paredes de un cuarto deben emprenderse en determinado momento y conocerse las limitaciones y el papel que cada uno debe jugar. Con esta filosofía se ha trabajado en la solución de un problema ideal, descrito más adelante, de transferencia de calor por convección natural en cavidades.

La investigación básica en convección natural en cavidades ha abordado en la mayoría de los casos el estudio de un sistema en el que se ha alcanzado el estado permanente. Batchelor en 1954 [2] fue quien primero planteó el problema de describir la transferencia de calor en una cavidad con una diferencia de temperaturas entre sus paredes laterales. A partir de entonces se ha producido un gran número de trabajos experimentales, numéricos y analíticos sobre el



tema. Ostrach [12] y Cotton [4] revisan gran parte de estas publicaciones. Sin embargo, pese a la importancia del régimen transitorio para muchas aplicaciones de convección natural en cavidades, no fue sino hasta que Patterson y Imberger publican un trabajo considerado ya como clásico en 1980 [16] que aparece en la literatura 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.

El presente trabajo se aboca a estudiar el problema de la convección natural en estado transitorio en una cavidad para un tipo particular de condiciones de frontera aún no tratadas en la literatura. En la mayor parte de los trabajos anteriores a éste, el flujo transitorio en una cavidad se ha estudiado considerando un sistema en el que el calentamiento y enfriamiento de la cavidad se efectúa a través de paredes isotérmicas desde el inicio del experimento. Las condiciones de frontera e iniciales que se especifican en este trabajo incluyen la aplicación súbita y subsecuentemente constante de un flujo de calor uniforme a través de una de las paredes laterales. Se especifica también que la pared opuesta ha de permanecer siempre a una temperatura igual a la inicial.

La relativa simpleza del flujo analizado que ha resultado de utilizar un número de Pr alto permite identificar características básicas que se presentan tanto en un flujo complejo como en un flujo más simple para el tipo particular de condiciones de frontera especificadas. Al mismo tiempo, se encuentra la ventaja adicional de que los resultados numéricos se acercarán con mayor probabilidad a los obtenidos en modelos simplificados del comportamiento global del sistema. Dichos modelos subsecuentemente podrán modificarse para incluir efectos más complejos que se presentan en sistemas pasivos.

## 2. Antecedentes

Las publicaciones sobre el problema del régimen transitorio de la convección natural transitoria en cavidades cubren un lapso de una década a partir del trabajo de Patterson e Imberger (en lo sucesivo referidos como PI)

en 1980 [16]. Algunos de estos trabajos incluyen estudios sobre aspectos del régimen transitorio originalmente señalados por PI. Mientras tanto, otros autores, entre ellos Hall, Bejan y Chaddock [5] han hecho uso de los resultados expuestos en [16] para abordar el estudio de flujos transitorios que se presentan en configuraciones diferentes a la que utilizaron PI.

PI definieron en su estudio una cavidad en la que se consideran únicamente dos dimensiones y en la que al inicio del fenómeno las temperaturas de las paredes verticales opuestas asumen instantáneamente temperaturas de  $T_0 + \Delta T/2$  y  $T_0 - \Delta T/2$ . Las paredes inferior y superior se consideran aisladas térmicamente. Uno de los resultados más importantes del trabajo de PI fue 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. De acuerdo a este esquema de clasificación los flujos en estado transitorio derivan en tres tipos de flujo en estado permanente. El límite inferior de este esquema de clasificación ( $Ra_{\Delta T} < 1$ ) es un tipo de flujo en el que la transferencia de calor es a través de un mecanismo fundamentalmente conductivo. Otro régimen importante dentro de este esquema de clasificación se caracteriza por el hecho de que la transferencia de energía se lleva a cabo principalmente 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.

PI basan su clasificación en la determinación de escalas de tiempo, velocidad y espesor característicos para la capa 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 límites verticales. Las escalas características son función de los valores de los parámetros anteriormente mencionados ( $Ra_{\Delta T}, Pr, A$ ) y sus diferentes combinaciones. Su determinación proporciona varios criterios de clasificación. Por ejemplo, para aquellos flujos en los que se satisface el criterio  $Ra_{\Delta T} > Pr^2$  la capa límite hidrodinámica no se extiende hacia el interior de la cavidad más allá de una distancia igual a la altura de la esta última, H; es decir, la capa límite se encuentra claramente definida en el flujo. Criterios adicionales involucran el comprobar la integridad térmica de la capa de intrusión ( $Ra_{\Delta T} > A^{-12}$ ) y estimar si su espesor es de orden menor que  $H (Ra_{\Delta T} > A^{-4/3})$ .

PI completan su descripción del fenómeno con la propuesta de dos tipos de mecanismo de aproximación a un estado permanente. En algunos casos este mecanismo consiste en una gradual estratificación del núcleo y la evolución monotónica de la transferencia de calor en éste hacia valores en estado permanente. Para otros casos en los que  $Ra > Pr^4 A^{-4}$ , PI predicen la aparición de oscilaciones a nivel de toda la cavidad u ondas internas (seiches). Estas oscilaciones se aprecian sobre todo en la curva de número de Nusselt como función del tiempo integrado en la línea central vertical de la cavidad. PI propusieron como mecanismo de producción de estas oscilaciones la inclinación de las isoterms en la capa de intrusión que se produce al arribar ésta a la pared fría.

La importancia de este último aspecto del trabajo de PI como instancia generadora de futuras investigaciones se comprueba al revisar las publicaciones sobre el particular en los últimos diez años. Como primer ejemplo se puede considerar el trabajo de Yewell et al. [21] quienes buscaron verificar experimentalmente la existencia de las oscilaciones predichas por PI. Los resultados de Yewell et al. confirmaron varios aspectos de trabajo de PI; sin embargo, en aparente contradicción con la teoría, no observaron un comportamiento oscilatorio en su experimento. La controversia sobre el particular prosiguió con la respuesta de Patterson quien propuso una clasificación más detallada de los flujos transitorios [14], e indicó que en el régimen estudiado por Yewell et al. realmente no se esperaban oscilaciones, por lo que no existía discrepancia entre dicho experimento y la teoría.

Más adelante Ivey [9] realizó un experimento que se encontraba en el régimen oscilatorio ( $Ra_{\Delta T} \sim 0(10^9)$ ). Varias de las características que observó Ivey concordaron con las observaciones de PI. Sin embargo, no se encontró evidencia de las oscilaciones de baja frecuencia predichas por PI. Series de tiempo de registros de termistores en el experimento de Ivey evidenciaron un comportamiento oscilatorio, pero la frecuencia de estas oscilaciones era demasiado alta para concluir que eran producidas por una onda interna. Aparecieron asimismo 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. Otras estructuras reportadas en este trabajo fueron divergencias del flujo en el extremo corriente arriba de la capa de intrusión que se interpretaron como saltos hidráulicos.

Investigaciones posteriores al trabajo de Ivey incluyen el trabajo numérico de Hyun y Lee [6] quienes abarcaron un rango amplio de números de Rayleigh y Prandtl, obteniendo historias de temperatura y velocidad en puntos distribuidos en las líneas centrales horizontales y verticales de la cavidad. En esta ocasión se presentó un comportamiento oscilatorio en casos en los que se cumpla  $Ra_{\Delta T} > Pr^4 A^{-4}$ . Para otros casos en los que el número de Rayleigh era menor que el parámetro  $Pr^4 A^{-4}$ , se presentaba al inicio del fenómeno una oscilación de baja frecuencia de corta duración que Hyun no consideró del tipo predicho por PI, ya que en efecto, el mecanismo de aproximación a estado permanente, no involucraba estas oscilaciones, las que habían desaparecido antes de que terminara de completarse el proceso de estratificación de la cavidad.

Con el propósito de reproducir el experimento de Ivey en forma numérica, Schladow, Patterson y Street [19] llevaron a cabo un trabajo que incluyó la resolución de un caso ideal bidimensional y variaciones sobre el mismo que podrían estar replicando efectos en el experimento de Ivey que hicieran que el comportamiento observado en éste se desviara significativamente del ideal. Estas variaciones incluyeron la imposición de un gradiente de temperatura estable vertical inicial, un calentamiento dependiente del tiempo, y una simulación del caso en tres dimensiones. La comparación de los resultados de esta simulación con el experimento de Ivey evidenciaron acuerdo entre los patrones de flujo de ambos, incluyendo estructuras tipo salto hidráulico, pero también mostraron algunas discrepancias. Por ejemplo, se encontró que en la simulación numérica no aparece un vórtice grande en el núcleo con circulación contraria a la capa límite. Este vórtice, sin embargo, se presentó en el caso de la simulación en la que se impuso un gradiente vertical de temperatura inicial. La teoría formulada por Schladow et al. no proporciona razón para la aparición de una circulación de tal tipo con vorticidad negativa (horaria) en el caso de una cavidad inicialmente isotérmica. Otra aparente discrepancia discutida por Schladow et al. [19] fue la insuficiente evidencia en las observaciones de Ivey de un comportamiento oscilatorio del tipo predicho por PI y presente en la simulación numérica que realizaron estos autores. El hecho de que no se hubiera encontrado evidencia de este tipo de comportamiento oscilatorio de baja frecuencia en dicho experimento fue atribuido a la colocación de los termistores. Schladow et al. complementan la teoría en torno a las oscilaciones de baja frecuencia con el argumento de que los gradientes de temperatura en el frente de intrusión son lo suficientemente fuertes para

producir vorticidad negativa o lo que llaman generación baroclínica de ondas internas. Esta explicación se anexa a la interpretación propuesta por PI y que indica que el movimiento oscilatorio se originaba al producirse una acumulación de vorticidad y consecuente inclinación de las isotermas al llegar la capa de intrusión a la pared fría. Adicionalmente Schladow et al. concluyeron, a partir de la simulación tridimensional 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.

En un trabajo posterior Schladow [18] se ocupa del examen de otras características del flujo en la proximidad de las paredes que no habían sido consideradas detenidamente en conexión con flujos transitorios en cavidades. Este estudio se enfoca a inestabilidades en la capa límite que no habían aparecido en simulaciones numéricas anteriores. Usando una integración en el tiempo de aproximación de segundo orden, en contraposición a esquemas de integración en el tiempo implícitos de aproximación de primer orden, Schladow obtiene resultados que señalan la presencia de ondas de alta frecuencia en la capa límite. Estas oscilaciones se extinguen rápidamente y aparecen amplificadas después de cierto período. Schladow interpreta que este fenómeno es análogo a inestabilidades que reporta Gebhart[7] en relación al flujo cercano a una placa vertical. La aparición de las oscilaciones inherentes a esta inestabilidad se asocia con el paso del frente de la capa límite en formación. Schladow ofrece también argumentos para descartar la explicación de zonas de separación en la capa de intrusión en términos de un salto hidráulico, e interpreta este fenómeno como el resultado de interacciones entre la capa de intrusión y el vórtice adyacente a ésta.

Todo este trabajo ha desembocado recientemente hacia un estudio experimental y numérico de Patterson y Armfield [15] en el que se detectan experimentalmente varias características del fenómeno que se habían presentado en simulaciones numéricas y se pone énfasis especial en lograr que las paredes fría y caliente alcancen su temperatura de operación en un tiempo casi despreciable comparado con el tiempo característico más corto del fenómeno, así como en controlar estratificaciones iniciales en la cavidad. En el aspecto numérico, Armfield y Patterson [15] utilizan el mismo esquema de integración en el tiempo que Schladow [18]. El resultado de este trabajo ha consistido en un acuerdo satisfactorio entre fotografías de trazadores y los campos de velocidad obtenidos numéricamente para tiempos correspondientes. Otro de los

logros de este trabajo fue el de documentar experimentalmente inestabilidades en la capa límite mediante registros de temperatura que se comparan favorablemente con su contraparte numérica. El estudio de la presencia de oscilaciones de baja frecuencia en la cavidad en el trabajo de Patterson y Armfield consiste en obtener registros de temperatura en diversos puntos de la cavidad. El comportamiento de estas mediciones es cualitativamente similar al resultado numérico.

Todavía posterior a este último trabajo, Armfield y Patterson [1] reportan resultados de simulaciones numéricas con un esquema de volumen finito de integración en el tiempo de tipo implícito de segundo orden en donde investigan las interacciones de onda en el flujo. Estos autores continúan estudiando los fenómenos ya observados en trabajos anteriores (seiches, ondas viajeras en las capas límite y de intrusión, así como una fuerte divergencia en el extremo corriente arriba de la capa de intrusión).<sup>1</sup> Una de las aportaciones de este trabajo es la observación de que esos tres mecanismos 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 los autores sugiere una transición hacia un flujo turbulento. Comentan que la transferencia de calor neta y la evolución hacia un estado permanente se ven fuertemente influenciados por la presencia de estas características complejas del flujo.

Es claro que el problema ideal planteado inicialmente por PI de paredes isotérmicas verticales no es la única configuración posible para el régimen transitorio, aunque hay que anotar que con este tipo de sistema el estudio del problema transitorio ha sacado a la luz varias características del flujo mencionadas anteriormente que, como apunta Patterson, pueden tener importancia en términos de aplicaciones de ingeniería térmica o ambiental por su efecto sobre la transferencia de calor o masa en la cavidad. La discusión de trabajos

<sup>1</sup> Respecto a las ondas internas es interesante transcribir la discusión de Armfield y Patterson [1]:

"Cualquier perturbación es capaz de generar un seiche y el cruce de la cavidad por parte de la intrusión es tal perturbación". Y continúa, refiriéndose al momento en que la intrusión llega a la pared fría: "Como el flujo que no es arrastrado puede ser únicamente disperso como onda gravitacional a nivel de toda la cavidad, es claro que el efecto de que la intrusión golpee la pared lejana será el generar un seiche a nivel de la cavidad. La energía del seiche será disipada por fuerzas viscosas".

basados en otras configuraciones se incluye en este trabajo con vistas a mostrar otras maneras de adecuar la información proveniente del trabajo básico de PI a sistemas que pueden prestarse con mayor facilidad a ser aplicados en situaciones reales. Hall, Bejan y Chaddock [5] han estudiado una configuración aún más simple que la anteriormente discutida. En el sistema que Hall et al. estudian, se especifica que una de las paredes asume una temperatura constante y uniforme en el instante  $t=0$ . Las otras tres paredes del sistema bidimensional permanecen aisladas. El análisis de Hall et al. de este arreglo comprende la utilización de escalas que obtuvieron PI en sus trabajo de 1980. Hall et al. [5], sin embargo, adecúan el análisis de PI definiendo un número de Rayleigh ( $Ra$ ) que disminuye como función del tiempo reflejando el cambio de temperatura global del sistema. Basado en dicho análisis, Estos autores consiguen obtener correlaciones numéricas para la transferencia de calor y para un parámetro de efectividad que expresa la fracción de acumulación de energía en la cavidad.

Sámano [17] ha presentado otra variante en la especificación de las condiciones de frontera. Sámano estudia el estado transitorio periódico de la conducción de calor a través de un muro acoplada a la convección natural en una cavidad cuadrada con las otras tres paredes adiabáticas, similar a la que estudiaron Hall et al. [5]. Este trabajo incluye una parte numérica en la que los resultados indican la formación de corrientes horizontales en el núcleo de la cavidad para un  $Pr$  de 5.12. Incluye también resultados analíticos en los que se aprecia el amortiguamiento en la oscilación de la temperatura en el muro.

Wang [20] también utiliza condiciones de frontera de tipo periódico, aunque analizando el problema de la convección natural en un canal. Los resultados analíticos de su trabajo señalan que a bajas frecuencias de variación del calentamiento los efectos no permanentes en el flujo son grandes, mientras que a altas frecuencias éstos disminuyen a cero.

También, aunque no se trata del estudio de un flujo transitorio, cabe mencionar en esta revisión bibliográfica el trabajo de Bejan y Kimura [10] sobre el problema de una cavidad con entrada y salida de un flujo de calor uniforme a través de paredes laterales opuestas. Esta configuración es de acuerdo a Bejan y Kimura más adecuada para representar aplicaciones arquitectónicas, que el modelo con paredes isotérmicas. Ello se debe, indican, a que la temperatura de una pared que separa dos cámaras "flota"; de tal

manera que la pared se vuelve cada vez más tibia con la altura y el flujo de calor a través de la pared es esencialmente uniforme. Indican además que la condición de flujo de calor es más fácil de implementar experimentalmente, lo cual, de acuerdo a la experiencia de este trabajo, es cierto si el problema estudiado es en estado permanente y si únicamente se está haciendo referencia a la pared caliente. Bejan y Kimura utilizan un esquema de solución analítica similar al de Gill [8], en el que se simplifican las ecuaciones de momento con la consideración de que se trabaja con un fluido con número de Pr mayor que la unidad y se asume un régimen de capa límite para el flujo. Las variables se adimensionalizan en términos de un número de Rayleigh en base al flujo de calor (ver capítulo 3 de esta tesis). La solución propuesta da como resultado un número de Nusselt dado por  $Nu = .34(H/L)^{1/9} Ra^{2/9}$  para el estado permanente, donde H y L son la altura y la longitud de la cavidad, respectivamente.

Gran parte de la investigación del régimen transitorio, como se ha podido apreciar en esta revisión bibliográfica, se ocupa del examen de comportamientos oscilatorios en la cavidad originalmente predichos en [16] y analizados con mayor detalle en [1,9,12,13] con la motivación de que este tipo de mecanismos afectan la transferencia de calor en la cavidad. La configuración con la que se ha trabajado para delucidar este tipo de características del régimen transitorio ha sido la de paredes isotérmicas. Este tipo de configuración no es la única y en ciertos contextos es menos representativa que otras; sin embargo, es de esperar que aún con diferente definición de las paredes de calentamiento y enfriamiento, se presenten el mismo tipo de mecanismos, si bien los patrones de flujo o de evolución térmica puede ser diferentes.

Para este trabajo se ha tomado en cuenta la observación de Bejan y Kimura de que el tipo de condición de frontera de flujo de calor en la pared caliente puede ser más representativa en aplicaciones de sistemas pasivos. Sin embargo, se ha visto que implementar un flujo de calor de salida uniforme no es simple. La opción que se ha tomado es la especificar que la salida de calor se hará a través de una pared cuya temperatura se mantendrá igual a la inicial. Parte de la motivación de este trabajo ha sido investigar que tan diferentes serán los patrones de flujo que se presenten en esta configuración de los recientemente reportados para la cavidad con paredes isotérmicas. En esta primera aproximación al problema, sin embargo, se ha trabajado con



números de Rayleigh más bajos, y números de Pr más altos, lo que ha resultado en un flujo menos complejo.

No se han reportado en la literatura trabajos en los que se describa el flujo transitorio en una cavidad con las mismas condiciones fronteras que las del caso estudiado en esta tesis. En este sentido este trabajo ha contribuido sacando a la luz características del flujo propias de este sistema particular, que se han presentado en las simulaciones y los experimentos llevados a cabo, a la vez que se han obtenido resultados cuantitativos numéricos y experimentales, aunque todavía sujetos a ser confirmados plenamente en trabajos futuros. Se ha proseguido asimismo con el trabajo de corroboración de la teoría de Patterson e Imberger [16] adaptando las escalas del problema de paredes isotérmicas a este caso particular.

### 3. Objetivos

Los objetivos del presente trabajo son los siguientes:

1) Describir numérica y experimentalmente 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 y temperatura constante en la pared de enfriamiento igual a la inicial. Las paredes de intercambio de calor son verticales y opuestas, y el fluido de la cavidad tiene un número de Pr  $O(10^2)$ .

2) Estudiar la variación de la transferencia de calor en dicha cavidad.

3) Determinar la respuesta del flujo transitorio a la variación del flujo de calor de entrada manteniendo constantes otros parámetros.

4) Verificar si los resultados obtenidos son consistentes con la teoría de PI.

5) Establecer el efecto de las condiciones de frontera y propiedades del fluido sobre las características del flujo transitorio.

6) Establecer la aplicabilidad del problema y los resultados obtenidos a los sistemas pasivos.

Para lograr los objetivos generales se proponen los siguientes objetivos particulares:

Experimentalmente, se registrarán patrones de flujo y variación de la temperatura en el interior de la cavidad y en la pared caliente.

Experimentalmente, se determinará el efecto de variar el flujo de calor.

Númericamente, se llevará a cabo una simulación utilizando el código PHOENICS para obtener información sobre patrones de flujo, evolución de contornos de temperatura y transferencia de calor en la cavidad, especificando los parámetros del experimento.

Númericamente, investigar el efecto de variar el flujo de calor de entrada sobre lo anterior.

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

Comparar las escalas de la simulación numérica y experimental con las obtenidas a partir de la aplicación de la teoría de PI.

Comparar resultados experimentales y numéricos de este problema con los de problemas similares reportados en la literatura.

Modelo Teórico

2.1 Formulación del Problema

La geometría del problema bajo estudio se presenta en la figura 2.1 donde se muestra una cavidad de altura  $H$  y longitud  $L$ . Esta cavidad contiene un fluido incompresible y newtoniano 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 de manera instantánea un flujo de calor uniforme y constante  $q''$  en la pared vertical situada en  $x=L$ . La pared opuesta tiene impuesta sobre sí la condición de permanecer a 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. Debido a que se considera la dinámica de un fluido viscoso, se supondrá que las dos componentes de la velocidad se anulan en las cuatro paredes.

La solución del problema propuesto líneas arriba consiste en encontrar la distribución de la velocidad temperatura y presión del fluido como función de la posición y el tiempo que satisfaga las ecuaciones de balance de masa, cantidad de movimiento y energía. En el modelo se emplea la aproximación de Bousinesq que consiste en suponer que las propiedades físicas del fluido son independientes de la temperatura, y la densidad solo se considera variable en el término de fuerza de cuerpo en la ecuación de balance de cantidad de movimiento.

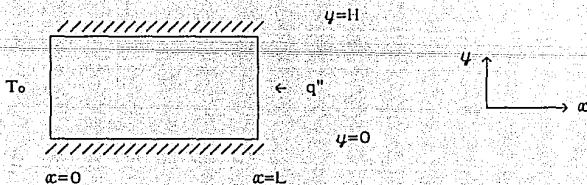


Fig.2.1.Cavidad rectangular con entrada de calor uniforme y constante,  $q''$ , en  $x=L$  y temperatura constante,  $T$ , en  $x=0$ .

En dos dimensiones, el balance de masa que para un fluido incompresible toma la forma de la siguiente ecuación:

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

donde  $u$  y  $v$  son los componentes horizontal y vertical de la velocidad, respectivamente,  $x$  es la coordenada horizontal, y  $y$  la coordenada vertical.

La solución también debe satisfacer la ley de conservación de cantidad de movimiento o segunda ley de Newton expresada de la siguiente manera como una ecuación de transporte de los componentes horizontal y vertical de la velocidad:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{g}{\rho_0} (\rho - \rho_0), \quad (2.3)$$

donde  $p$  es la presión;  $\rho_0$  es la densidad del fluido aproximada a una constante excepto en el término de flotación; y  $g$  la aceleración de la gravedad. El término fuente  $-g/\rho_0(\rho - \rho_0)$  se puede expresar de otra forma expandiendo en series de Taylor la densidad como función de la temperatura de la manera siguiente:

$$\rho = \rho_0 \left( 1 + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_{T=T_0} \Delta T + \dots \right), \quad (2.4)$$

de donde el término fuente, o término de flotación queda como  $g\beta(T - T_0)$ .

Por último se debe satisfacer el balance de energía que en términos de la temperatura se expresa de la siguiente manera, despreciando la de disipación viscosa y considerando un fluido incompresible [3]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

donde T es la temperatura del fluido,  $\alpha$  es la difusividad térmica, igual a  $k/\rho_0 C_p$ , donde k y  $C_p$  son la conductividad térmica y el calor específico del fluido, respectivamente.

Las condiciones de frontera son las siguientes:

$$\begin{aligned} T &= T_0 \text{ en } x=0, \quad 0 \leq y \leq H, \quad 0 \leq t; \\ -k \frac{\partial T}{\partial x} &= q'' \text{ en } x=L, \quad 0 \leq y \leq H, \quad 0 \leq t; \\ \frac{\partial T}{\partial y} &= 0 \text{ en } y=0, H, \quad 0 \leq x \leq L, \quad 0 \leq t; \end{aligned} \quad (2.6)$$

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

Mientras que las iniciales toman la forma:

$$T=T_0; \quad u, v = 0 \text{ para } 0 \leq x \leq L \text{ y } 0 \leq y \leq H \text{ al tiempo } t=0 \quad (2.7)$$

donde  $q''$  tiene las unidades de flujo de calor por unidad de área.

## 2.2 Consideraciones de escalamiento.

Como se mencionó en el Capítulo 1, Patterson e Imberger [16], en adelante citados como PI, sugieren una clasificación para los diferentes flujos por convección natural en estado transitorio en una cavidad. La configuración del sistema estudiada en PI es la de una cavidad en la que el intercambio de calor con el exterior se lleva a cabo a través de paredes isotérmicas. En el planteamiento del problema objeto de este trabajo se especifica una condición de frontera de flujo de calor uniforme y constante en una pared, y de temperatura uniforme y constante en la pared opuesta. Pese a esas diferencias, los resultados del análisis de PI y sus criterios de clasificación se pueden aplicar a este trabajo, con ciertas adaptaciones que se describen más

adelante, debido a que las ecuaciones gobernantes son las mismas.

La clasificación de PI se basa en expresiones que involucran parámetros dimensionales como el número de Rayleigh, el número de Prandtl y la razón de aspecto. Los principales regímenes que entran en esta clasificación son, en primera instancia, aquellos en los que la transferencia de calor es meramente conductiva, aquellos en los que la convección juega un papel predominante y aquellos en los que la transferencia del calor es de carácter intermedio entre la convección y la conducción. Dentro de los dos últimas categorías entran una gama de subclasificaciones que se presentan y discuten en [16] y en [14].

Debido a que se hará una discusión amplia en términos de la teoría de PI se considera importante presentar en detalle las consideraciones y argumentos que conducen a las diversas clasificaciones. Las condiciones iniciales y de frontera en las paredes de intercambio de calor del problema que abordan Patterson e Imberger son las siguientes: A un tiempo  $t=0$ , la pared caliente toma repentinamente una temperatura,  $T_h$ , igual  $T_o + \Delta T$ , mientras que la pared fría toma una temperatura,  $T_c$ , igual a  $T_o - \Delta T$ , donde  $T_o$  es la temperatura inicial de la cavidad. El fluido bajo consideración tiene un número de Prandtl,  $Pr = \nu/\alpha$ , en tanto que la cavidad tiene una altura  $H$ . Bajo estas condiciones el número de Rayleigh,  $Ra_{\Delta T}$ , se define como:

$$Ra_{\Delta T} = \frac{g\beta\Delta T h^3}{\nu\alpha}, \quad (2.8)$$

Para un fluido con  $Pr > 1$ , y que cumple con el criterio de  $Ra_{\Delta T} > Pr^2$ , se obtiene, de acuerdo a [1] una estructura de doble capa en las paredes verticales poco tiempo después de que se aplicó la diferencia de temperaturas (Fig.2-2). En un principio la transferencia de calor de la pared hacia la cavidad es exclusivamente conductiva a través de una capa de espesor  $\delta_T$  que va creciendo con el tiempo de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\delta_T \sim \alpha^{1/2} t^{1/2} \quad (2.9)$$

Figura 2-2. Representación de la cavidad estudiada por Patterson e Imberger en la que se aprecia la estructura de doble capa.

Para  $Pr \gg 1$  existe un balance de cantidad de movimiento en dicha capa entre las fuerzas de flotación y las fuerzas de fricción que da una escala de velocidad del siguiente orden:

$$v \sim \frac{g\beta\Delta T t}{Pr} \quad (2.10)$$

Con el tiempo, la transferencia de calor por convección irá siendo cada vez más importante, y a un tiempo  $\tau$  será del mismo orden que la que se lleva a cabo por conducción. Esta escala de tiempo señala el momento en que la capa límite térmica ha completado su crecimiento:

$$\tau \sim \frac{h^2}{\alpha Ra_{\Delta T}^{1/2}} \quad (2.11)$$

Las escalas de velocidad y distancia correspondientes son

$$v_T \sim \frac{\alpha Ra_{\Delta T}^{1/2}}{h} \quad (2.12)$$

$$\delta_T \sim \frac{h}{Ra_{\Delta T}^{1/4}} \quad (2.13)$$

A su vez la capa hidrodinámica adquiere un espesor

$$\delta_v \sim Pr^{1/2} \delta_T \quad (2.14)$$

Otra etapa en el desarrollo del flujo transitorio comprende el avance del fluido caliente generado en la capa límite térmica por la pared horizontal superior rumbo a la pared fría en una capa de fluido (capa de intrusión). Al mismo tiempo, el fluido proveniente de la capa hidrodinámica se dirige hacia el núcleo de la cavidad formando un flujo potencial (ver Figura 2.2). El análisis del flujo en esta etapa involucra determinar la importancia relativa de los términos viscosos e inerciales en el balance de cantidad de movimiento que incluye al gradiente de presión horizontal que se genera en la parte superior de la cavidad como resultado del empuje creado por flotación en la capa límite térmica. Para tiempos suficientemente cortos, los términos inerciales dominan y la capa de intrusión es inercial. Después de un tiempo  $T_t$ , los términos viscosos son de magnitud comparable a los inerciales.  $T_t$  es de orden:

$$T_t \sim \frac{h^2}{\alpha Pr^{5/3} Ra^{1/3} \Delta T} \quad (2.15)$$

Una vez alcanzado este tiempo, la capa de intrusión será de tipo viscoso y su espesor será de orden:

$$\Delta_v \sim \frac{\alpha^{1/5} h^{3/5} t^{1/5}}{Ra^{1/10} \Delta T} \quad (2.16)$$

La velocidad en la capa de intrusión viscosa es de orden:

$$U_v \sim \frac{v_T \delta_T}{\Delta_v} \quad (2.17)$$

La pared fría es alcanzada en un tiempo  $T_v$ , de orden  $(L/U_v)$ , donde  $L$  es la



longitud de la celda. Equivalentemente:

$$T_v \sim \frac{L^{5/4} h^{7/4}}{\alpha Ra_{\Delta T}^{7/16}} \quad (2.18)$$

A partir de que la capa de intrusión llega a la pared fría tendrá lugar un proceso de estratificación gradual del núcleo de la cavidad durante el cual se irá conformando un gradiente vertical de temperatura estable. Este proceso concluye, para el problema que abordan PI, en el tiempo que toma para que todo el fluido pase a través de la capa límite térmica, que es del orden de:

$$T_f \sim \frac{hL}{\alpha Ra_{\Delta T}^{1/4}} \quad (2.19)$$

Para flujos en los que los parámetros correspondientes satisfacen el criterio  $Ra > Pr^4 A^{-4}$ , se presentan lo que PI llaman ondas internas a nivel de toda la cavidad. La frecuencia de las ondas es:

$$f \sim \frac{N}{(1 + A^{-2})^{1/2}} \quad (2.20)$$

donde N es la frecuencia Brunt-Väisälä dada por

$$N \sim \frac{(\nu \alpha Ra_{\Delta T}^{1/2})}{h^2} \quad (2.21)$$

El movimiento ondulatorio decae en un tiempo

$$T_d \sim \frac{h^2}{\nu} \quad (2.22)$$

Se ha buscado una manera de calcular dichas escalas para un sistema como el estudiado en este trabajo en donde, como se indicó en el Capítulo 1, en lugar de una pared vertical caliente que en el tiempo  $t = 0$  toma una temperatura  $T_0 + \Delta T$ , se tiene en la cavidad la aplicación repentina de un flujo de calor,  $q$ .

La siguiente definición del número de Rayleigh incorpora la condición de

frontera de flujo de calor (ver la discusión de Bejan al respecto en [3]) :

$$Ra = \frac{g\beta q'' h^4}{\alpha \nu k} \quad (2.23)$$

La parte inicial del análisis de PI se puede aplicar a este problema. También se espera una estructura de doble capa, y se puede estimar un tiempo,  $\tau$ , con correspondientes escalas de velocidad,  $V_T$ , y longitud,  $\delta_T, \delta_V$ , en el que se establece un balance entre el calor conducido a través de la capa límite térmica y el transferido por convección en dirección vertical en el interior de la misma.

Las características particulares del problema abordado en este trabajo son el hecho de que una vez que la convección es importante, la temperatura del fluido en la capa límite empieza a ser función de la altura, puesto que en su trayectoria hacia la parte superior el fluido continúa recibiendo energía de la pared caliente. Consecuentemente el gradiente de temperaturas que se establece entre la pared y el núcleo de la cavidad también será función de la altura mientras no se alcance en el núcleo una distribución vertical de temperatura igual a la de la pared. Es conveniente entonces definir una diferencia de temperatura promedio  $\overline{\Delta T}$ , entre la pared y el núcleo. Para tiempos en los que el núcleo todavía no experimenta un aumento significativo de temperatura esta diferencia es igual a la temperatura promedio de la pared menos la temperatura inicial  $T_0$ . Para otros tiempos habría que definir una diferencia de temperaturas promedio dependiente del tiempo,  $\overline{\Delta T'}$ .

El flujo de calor que entra a la cavidad, se puede expresar de la manera siguiente para tiempos en los que el núcleo no ha aumentado significativamente de temperatura:

$$q'' \sim \frac{k \overline{\Delta T}}{\delta_T} \quad (2.24)$$

de donde

$$\frac{\Delta T}{\delta_T} \sim \frac{\delta_T q''}{k} \quad (2.25)$$

Con esta consideración se hace posible utilizar la teoría de PI para el problema transitorio en el que se especifica el flujo de calor de entrada. Por ejemplo, en términos de este último tipo de condición de frontera, la expresión equivalente para el cambio de la velocidad en la capa límite para tiempos  $t < \tau$  se puede calcular a partir de las ecuaciones 2.10 y 2.25, obteniéndose las siguientes expresiones:

$$v \sim \frac{g\beta q'' \delta_T t}{Prk} \quad (2.26)$$

y empleando 2.9:

$$v \sim \frac{g\beta q'' \alpha^{1/2} t^{3/2}}{Prk} \quad (2.27)$$

Para tiempos posteriores al tiempo de crecimiento de la capa límite ( $t > \tau$ ), es conveniente expresar el parámetro  $Ra_{\Delta T}$ , que contiene la información de la temperatura en la frontera, en términos de  $Ra$  que especifica la condición de frontera de flujo de calor. Tomando el valor de  $\delta_T$ , de la ecuación 2.9, y  $\Delta T$  de 2.23, y substituyéndolos en 2.8 se tiene una expresión para  $Ra_{\Delta T}$  en términos del flujo de calor de entrada:

$$Ra_{\Delta T} \sim \frac{g\beta q'' h^4}{Ra_{\Delta T}^{1/4} k \nu \alpha} \quad (2.28)$$

Empleando 2.23, se concluye que la expresión anterior es equivalente a:

$$Ra_{\Delta T}^{5/4} \sim Ra \quad (2.29)$$

o bien,

$$Ra_{\Delta T} \sim Ra^{4/5} \quad (2.30)$$

De esta manera se pueden adaptar las ecuaciones 2.11, 2.12 y 2.13 para  $\tau$ ,

$\delta_T$  y  $V_T$  respectivamente, a las condiciones de frontera de flujo de calor, sustituyendo  $Ra^{4/5}$  cada vez que  $Ra_{\Delta T}$  aparezca en una expresión. Con esto se obtienen las siguientes escalas :

$$\tau \sim \frac{h^2}{\alpha Ra^{2/5}} \quad (2.31)$$

$$\delta_T \sim \frac{h}{Ra^{1/5}} \quad (2.32)$$

$$V_T \sim \frac{\alpha Ra^{2/5}}{h} \quad (2.33)$$

Estas escalas son las mismas que Bejan y Kimura utilizan en [10] para adimensionalizar  $t$ ,  $x$  y  $v$  en su estudio de convección natural en estado permanente en una cavidad con flujo de calor uniforme en las paredes fría y caliente.

Una manera alternativa de calcular las escalas características de un caso determinado en el que se especifican el flujo de calor en la pared vertical caliente, la geometría y las propiedades térmicas y dinámicas, consiste en obtener el número de Rayleigh en base al flujo de calor ( $Ra$ , ecuación 2.23) y posteriormente estimar el  $Ra_{\Delta T}$  correspondiente con la ecuación 2.28, con lo que se pueden utilizar las expresiones de  $Pl$  (ecuaciones 2.11 a 2.14) para calcular las escalas del flujo para tiempos en los que el núcleo no ha subido significativamente de temperatura. Este sería el caso de las escalas inherentes a la formación inicial de la capa límite y a la de la capa de intrusión hasta el momento de arribo la pared fría. Aunque el enfoque adoptado en este párrafo es equivalente al presentado anteriormente en esta sección desde el punto de vista de manipulación algebraica, se prefiere la discusión completa debido a que clarifica los diferentes efectos físicos y sus escalas.

#### 2.4 Definición de números adimensionales relacionados con la transferencia de calor en la cavidad.

El interés de la ingeniería térmica se centra generalmente en la obtención de coeficientes de transferencia de calor que permitan simular globalmente cambios de la temperatura promedio del fluido contenido en la cavidad, producto de la interacción de este último con las paredes. Usualmente esta información queda contenida en el número de Nusselt, que se define de la siguiente manera:

$$\text{Nu} = \frac{hL}{k} \quad (2.34)$$

donde h es el coeficiente de transferencia de calor.

En algunas fuentes [3] el número de Nusselt se haya definido en términos de la razón entre el flujo de calor global (i.e. por conducción y convección) dividido entre el flujo de calor que existiría por conducción para una diferencia de temperaturas dada.

$$\text{Nu} = \frac{Q_{\text{total}}}{Q_{\text{conduccion}}} \quad (2.35)$$

Las definiciones anteriores son equivalentes cuando el flujo de calor total se expresa como:  $Q_{\text{Total}} = h \cdot \text{Area} \cdot \Delta T$ .

Se calcularon Números de Nusselt promedio para las paredes fría y caliente así como para el centro de la cavidad. El Nusselt promedio en la pared caliente se ha definido como:

$$\text{Nu} = \frac{\int q'' dy}{k \int \Delta T(y) / H \cdot dy} \quad (2.36)$$

donde  $q''$ , es el flujo de calor de entrada por unidad de área,  $\Delta T$  la diferencia de temperaturas entre las paredes fría y caliente, H la altura y k la conductividad térmica.

Para el centro de la cavidad se ha utilizado una definición similar a la de Patterson e Imberger [16], en donde el número de Nusselt se calcula sumando el flujo de entalpia y el flujo de calor según la ley de Fourier entre ambos lados del plano central y dividiendo entre el flujo de calor por conducción que existiría entre ambos extremos de la cavidad para una diferencia de temperaturas de pared dada. El Nusselt global en el centro de la cavidad se ha

definido entonces de la siguiente manera:

$$\text{Nu} = \frac{\int (\rho C_p u (T - T_0) - k \frac{\partial T}{\partial x}) dy}{\frac{k}{L} \int \Delta T dy} \quad (2.37)$$

Para la pared fría el Nusselt promedio se ha definido como el flujo de calor total que sale por dicha pared dividido entre el flujo de calor por conducción que existiría entre los lados frío y caliente de la cavidad para una diferencia de temperaturas dada.

$$\text{Nu} = \frac{\int -\frac{\partial T}{\partial x}(y) dy}{\int \Delta T(y) / H dy} \quad (2.38)$$

Otras definiciones del número de Nusselt se proponen considerando situaciones en las que el modelo de simulación requiere el conocimiento del coeficiente de transferencia de calor en la pared en función de la diferencia de temperatura entre la pared y la temperatura global de la cavidad, más que en función de la diferencia de temperaturas entre paredes. Para la pared fría la definición de un número de Nusselt normalizada en base a una diferencia de temperatura entre la pared y la temperatura promedio de la cavidad se expresa de la manera siguiente:

$$\text{Nu}_{\text{pared}} = \frac{\int q'' dy}{k \int \Delta T^*(y) / H dy} \quad (2.39)$$

donde  $\Delta T^*$  es la diferencia de temperaturas entre la pared y la temperatura global de la cavidad. Para la pared fría la expresión análoga quedaría de esta manera:

$$Nu_{\text{pared}} = \frac{\int \frac{\partial T}{\partial \alpha}(y) dy}{\int \Delta T^*(y) / H dy} \quad (2.40)$$

## 2.4 Metodo de solución

### (a) Código utilizado para resolver las ecuaciones

La solución de las ecuaciones de balance se encontró usando el código PHOENICS (Parabolic Hyperbolic o Elliptic Numerical Integration Code Series). Este código utiliza el esquema de volumen finito para la discretización de las ecuaciones de transporte. El método comprende primeramente la división del dominio en celdas o volúmenes de control como se muestra en la Figura 2.3 para el caso de un dominio bidimensional.

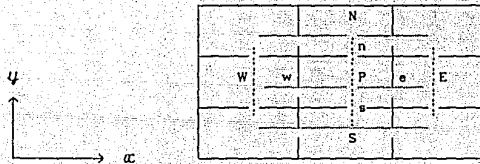


Figura 2.3 Distribución de volúmenes de control para un dominio bidimensional.

Asimismo, el método involucra la integración de las ecuaciones de transporte para cada volumen de control. Para dicho efecto es conveniente expresar las ecuaciones de balance de una manera general:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho\phi)}{\partial y} = \Gamma \left( \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} \right) + S_\phi \quad (2.41)$$

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

La Tabla 2.2 indica los valores de  $\phi$ ,  $\Gamma$  y  $S$  que al sustituirse en resultan en las diferentes ecuaciones de transporte.

ECUACION	$\phi$	$\Gamma$	$S_\phi$
BALANCE DE MASA	$\rho$	0	0
CANTIDAD DE MOVIMIENTO EN X	$u$	$\mu$	$-\partial P/\partial x$
CANTIDAD DE MOVIMIENTO EN Y	$v$	$\mu$	$-\partial P/\partial y - g(\rho - \rho_0)$
BALANCE DE ENERGIA	$T$	$\alpha$	0
BALANCE DE ESPECIES QUIMICAS	$\rho A$	$D_{AB}$	0

De la integración sobre cada celda del dominio se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones algebraicas para cada una de las variables.

$$(\sum_L A_L + A_P^o) \phi_P = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + b \quad (2.42)$$

donde las  $A$ 's son coeficientes que resultan de integrar las ecuaciones en el volumen centrado en  $p$ , los subíndices indican las posiciones de los nodos de los volúmenes vecinos, y  $b$  el término fuente que incluye el término que contiene  $\phi$  evaluado en el tiempo anterior. En el centro de los borde la celda se evalúa la velocidad normal correspondiente. Otras variables como la temperatura, presión y concentración son evaluadas en el centro de la celda.

El conjunto de ecuaciones algebraicas se resuelve utilizando algoritmos como el TDMA (Algoritmo de Matriz Tridiagonal) o Gauss-Seidel.

Para que todas las ecuaciones de balance (Eqs.2.42 ) sean satisfechas se requiere utilizar un procedimiento iterativo. El procedimiento empleado en PHOENICS es similar al algoritmo SIMPLE propuesto por Spalding y Patankar



[13]. Descrito de manera abreviada, el algoritmo SIMPLE se compone de los siguientes pasos:

1. Sugérase una distribución inicial de presiones. Esta distribución es arbitraria, pero una distribución similar a la verdadera ayudará a acelerar la convergencia. Llámese al campo de presiones  $p^*$ .
2. Resuélvase las ecuaciones de balance de cantidad de movimiento para encontrar las componentes de la velocidad correspondientes al campo de presiones propuesto en 1. Llámese a este campo de velocidades  $u^*$ .
3. Resuélvase 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 solo involucra a la densidad y a las componentes de la velocidad) y proponer una relación entre la presión y la velocidad invocando argumentos de plausibilidad. Patankar propone una relación lineal entre las dos variables. A esta expresión se llamará "relación de corrección". El campo de presiones resultante se denominará corrección de presión.
4. Corrígase el campo de presiones  $p^*$ , sumando la corrección de presión.
5. Corrijase el campo de velocidades empleando la corrección de presión.
6. Resuélvase la ecuación de balance de energía usando los valores de velocidad encontrados en el paso 5.
7. Considérese el campo de presión corregido como la distribución inicial de presiones y repítanse los pasos 2 a 6 hasta que el error en las ecuaciones de balance sea menor a algún criterio pre-establecido. Cada vez que el programa efectúa los pasos descritos se dice que se ha hecho una iteración.

Para verificar la convergencia de la solución se atendió a los valores de lo que dentro de la terminología del código se denomina residuo. Este último resulta de calcular la diferencia entre los flujos de una variable a través de un volumen de control y la generación de ésta en el mismo. El residuo global se obtiene sumando los valores de estas diferencias en todos los volúmenes de control. Una de las opciones que proporciona PHOENICS que también se aprovechó fue la posibilidad de controlar el proceso de solución mediante la especificación de una cantidad que se puede referir como un paso de tiempo falso. Esta estrategia consiste en que las expresiones para la variable en un nodo determinado (v.g. temperatura) dependen de una expresión en la que cantidad ( $\rho \text{ Vol} / dt_f$ )  $T_p$  aparece sumada en el numerador ( $T_p$  es el valor de la función en la iteración anterior), y la cantidad ( $\rho \text{ Vol} / dt_f$ ) aparece sumada en el denominador. La expresión para la temperatura en el nodo es

$$T_p = \frac{\sum a_i T_i + b + (\rho \text{ Vol} / dt_f) T_p^*}{\sum a_i + (\rho \text{ Vol} / dt_f)} \quad (2.43)$$

donde  $a_i$  son los coeficientes de las ecuaciones algebraicas en los volúmenes de control vecinos. El valor  $dt_f$  es arbitrario y se debe asignar externamente. Es claro que si se especifica un  $dt_f$  sumamente grande  $(\rho \text{ Vol} / dt_f)$  tiende a cero y el valor de la variable en el nodo en cuestión no experimenta los efectos de la adición de este término en la expresión, lo que equivale a un proceso no relajado de solución. Por otro lado, un valor de  $dt_f$  sumamente pequeño hace que el valor de la variable calculado sea igual al de la iteración anterior,  $(T_p = T_p^*)$ . Este método recibe el nombre de falso transiente debido a que la discretización de un problema dependiente del tiempo lleva a una expresión similar a la Ecuación (2.42) con la diferencia de que en este último caso a)  $T_p^*$  es el valor de la temperatura en el tiempo anterior y b)  $dt_f$  es el paso real en el tiempo.

### (b) Solución numérica

La primera tarea fue seleccionar la malla con la que llevó a cabo la discretización del dominio. Entre los requisitos que debe satisfacer la malla seleccionada se ha mencionado la capacidad para resolver las escalas de tiempo y espacio características más pequeñas del flujo [19]. Espacialmente, la escala pertinente es el espesor de la capa límite térmica. Para el caso que se simuló en este trabajo con el mayor número de Rayleigh, esta escala es de orden  $1 \times 10^{-3}$  (2.13). En cuanto a la escala de tiempo se ha visto que para ciertas combinaciones de números de Rayleigh y Prandtl el comportamiento puede llegar a ser complejo, llegándose a presentar oscilaciones de diferente frecuencia. El tamaño de paso de tiempo usado en la integración deberá ser tal que estas oscilaciones queden satisfactoriamente resueltas. Además de la satisfacción de estos criterios se busca demostrar que la solución a la que se ha llegado no varía al incrementar la fineza de la malla. Este criterio de confiabilidad de la solución se conoce como independencia de malla.

Antes de seleccionar la malla con la que se llevaría a cabo la mayor

parte del trabajo numérico de la tesis se trabajó con tres mallas diferentes. La primera de estas mallas fue de tipo uniforme (equidistante), con una densidad de 40x40 nodos, lo que proporcionó un tamaño de celda de 3.2 mm. Las otras dos mallas probadas fueron de tipo simétrico no uniforme y de 41 x 41. La primera malla tiene un incremento del tamaño de los nodos a partir de las paredes a razón de una potencia de 1.6 . La segunda de estas mallas tiene un incremento de tamaño de celda a razón de una potencia de 2.0. El tamaño mínimo y máximo de las celdas en estas mallas aparece en la Tabla 2.2. La malla de potencia 1.6 tiene una mayor densidad de nodos en núcleo que la de potencia 2.0 , en tanto que esta última es más fina en las orillas. Historias del número de Nusselt global dependiente del tiempo integrado en la línea central de la cavidad ( $X = 0.5$ ) con ambos tipos de mallas muestran diferencias no mayores del 5 % (Figura 2.3). Ambos tipo de mallas satisfacen el criterio de tener al menos dos puntos en el interior de la capa límite térmica. A pesar de las variaciones en el espaciamiento de malla cerca de las paredes y en el núcleo, las diferencias en los patrones cualitativos obtenidos con los tres tipos diferentes de malla no han sido mayores (ver, sin embargo, Capítulo 6). Se prefirió la malla con incrementos de tamaño de celda a razón de una potencia de 2.0 (Figura 2.4 ) debido a que se consideró que al ser más fina cerca de las paredes representaba con mayor exactitud la entrada de flujo de calor especificado y proporcionaba mejor resolución en la capa límite, y como se mostró en la Figura 2.3, arrojaba resultados cercanos a los de una malla con mayor fineza en el centro para la transferencia de calor dependiente del tiempo en el centro de la cavidad . El arreglo de 41 x 41 representó el límite de capacidad de procesamiento de la computadora utilizada (mini computadora Hewlett-Packard 9000 serie 540) trabajando en el plano xy según el esquema de integración del código en este plano.

Tabla 2.2. Espaciamientos máximo y mínimo de mallas con incremento de tamaño de celda a razón de potencias de 1.6 y 2.0.

POTENCIA DE INCREMENTO	MINIMO (mm)	MAXIMO (mm)
1.6	0.5	5.0
2.0	0.2	6.0

Figura 2.3 Historias del número de Nusselt, promedio ( $Nu_{\text{celda}}$ ) en el centro de la cavidad obtenidas con mallas con incrementos de tamaño de celda a razón de las potencias 2.0 (II) y 1.6 (I). Ambas mallas son de 41 x 41.

Figura 2.4 Malla utilizada para el estudio que se reporta en la tesis.

Para seleccionar el paso de tiempo que se emplearía en la parte medular de esta simulación, se hicieron pruebas con pasos de tiempo de 0.2 y 1s. La Figura 2.5 muestra una variación del orden del 2% con los dos pasos de tiempo probados. En vista de ello se seleccionaron para tiempos menores que 800 s pasos de tiempo de 1 s. Esto resultó en convergencia satisfactoria para los casos simulados excepto en el caso en el que se especificó un flujo de calor de  $700 \text{ W/m}^2$  en el que se presentó una oscilación acompañada por valores de residuos en la integración mayores a  $10^{-2}$ . Esta oscilación desapareció al reducir el paso de tiempo a 0.5 s y con ello también mejoró la convergencia. Cabe comentar adicionalmente que en esta simulación no se esperaban oscilaciones, de acuerdo al criterio propuesto por Patterson e Imberger según el cual el comportamiento oscilatorio sostenido se espera en casos en los que  $Ra_{\Delta T}$  es mayor que  $Pr^4 A^{-4}$ . En vista de ello no se atendió a criterios de escalamiento para seleccionar la malla en el tiempo ya que no se esperaba surgiera la necesidad de resolver una oscilación de período menor al paso de tiempo seleccionado. Para tiempos mayores a 800 s se utilizaron pasos de tiempo de 20 s. Se observaron diferencias menores al 5% entre los resultados obtenidos con este último paso de tiempo y el de 1 s.

### (c) Procedimiento numérico

La Figura 2.6 ubica los casos estudiados en la simulación numérica de acuerdo a su número de Rayleigh en base al flujo de calor. El No. de Prandtl se mantiene constante e igual a 223. El rango de números de Rayleigh calculado en base al flujo de calor ( $Ra$ , Ecuación 2.23) va de  $8 \times 10^8$  a  $6 \times 10^{10}$ . El correspondiente rango para Rayleigh en base a la diferencia de temperaturas de la pared y la temperatura inicial ( $Ra_{\Delta T}$ , Ecuación 2.8) va de  $1 \times 10^7$  a  $6 \times 10^7$  (ver Tabla 2.3).

**Figura 2.5** Historias de velocidad horizontal, en  $X^* = 0.5$  y  $Y^* = 0.71$  obtenidas usando incrementos de tiempo de 1 s (I) y de 0.2 s (II).



Figura 2.6 Ubicación de los casos estudiados en una escala logarítmica del número de Rayleigh. a.  $q'' = 100 \text{ W/m}^2$ ; b.  $q'' = 460 \text{ W/m}^2$ ; c.  $q'' = 700 \text{ W/m}^2$ .

Tabla 4.1. Números Adimensionales y Escalas de los Flujos Simulados Numericamente.

caso	a	b	c	
Pr	223	223	223	
$q'' (\text{W/m}^2)$	100	460	700	
Ra	$8.4 \times 10^8$	$3.9 \times 10^9$	$5.9 \times 10^9$	ec. 2.23
$Ra_{\Delta T}$	$1.4 \times 10^7$	$4.7 \times 10^7$	$6.5 \times 10^7$	ec. 2.8
$\tau$ (s)	44	24	20.3	ec. 2.11
$\delta_T$ (mm)	2.13	1.57	1.45	ec. 2.13
$\delta_\nu$ (cm)	3.2	2.4	2.2	ec. 2.14
$V_T$ (mm/s)	3.0	5.4	6.4	ec. 2.12
$T_\nu$ (s)	123	72	62	ec. 2.18
$\Delta_\nu$ (mm)	6.0	4.7	4.4	ec. 2.16
$U_\nu$ (mm/s)	1.0	1.8	2.1	ec. 2.17
$T_f$	2690	1980	1822	ec. 2.19
$T_d$	735	735	735	ec. 2.22
N	.34	.62	.74	ec. 2.21
f	.24	.44	.52	ec. 2.20

En primera instancia se puede comprobar que todos los casos satisfacen el criterio  $Ra_{\Delta T} > Pr^2$ . En términos físicos esto significa que el espesor de la capa límite es de orden diferente a la altura de la cavidad ( $\delta_\nu < H$ ). Los flujos que satisfacen dicho criterio presentan, pues, capas límites definidas. Las escalas  $\delta_T, \delta_\nu, V_T$  y  $\tau$  para la capa límite en los casos simulados aparecen en la Tabla 2.3.



Otro criterio de agrupación de los diferentes flujos transitorios considera el tipo de capa de intrusión. De acuerdo al análisis de PI, si  $Ra_{\Delta T} < Pr^{10}$ , los términos viscosos de la ecuación alcanzarán un orden comparable a los inerciales antes de que la capa inercial penetre la parte superior de la cavidad rumbo hacia la pared fría. Todos los casos simulados en este trabajo cumplen la condición de  $Ra_{\Delta T} < Pr^{10}$ . El tipo de capa de intrusión esperado es entonces viscoso y de espesor  $\Delta_{\nu}$ . La escala  $T_{\nu}$  marca el tiempo de arribo esperado de la capa de intrusión a la pared fría (ver Tabla 2.3). Debido a que el núcleo experimenta un cambio significativo de temperatura para tiempos mayores a  $T_{\nu}$ , el tiempo  $T_f$  para que se complete la estratificación de la cavidad se toma en este caso como una cota inferior al tiempo requerido para alcanzar estado permanente. Finalmente en todos los casos simulados se cumple que  $Ra_{\Delta T} < Pr^4 A^{-4}$ . Esta última relación de parámetros termina de ubicar los flujos simulados en el grupo III de la clasificación de PI en [16] e indica que la escala de tiempo de decaimiento del movimiento ondulatorio interno,  $T_d$ , es menor que  $T_f$ . De acuerdo a dicho criterio, no se esperaría un comportamiento oscilatorio notable en esta simulación.

### 3. RESULTADOS TEORICOS Y DISCUSION

#### 3.1 INTRODUCCION

Este capítulo se ha dividido en dos secciones: La primera consiste en un estudio detallado de la solución obtenida para un caso particular (caso b de la Figura 2.6) y la segunda contiene los resultados de un estudio paramétrico (se incluyen casos a y c) en el que se varió el flujo de calor de entrada manteniendo constantes la geometría de la celda y las propiedades del fluido.

El caso cuyo comportamiento se describe en detalle (caso b de la Figura 2.6) se resolvió empleando un flujo de calor de  $460 \text{ W/m}^2$ , que corresponde a un Número de Rayleigh en base al flujo de calor (Ra) de  $4 \times 10^9$ . Este caso se seleccionó para describirse en detalle en virtud de que de los casos incluidos en el estudio paramétrico éste es el que se presta mejor para hacer una comparación con resultados experimentales. Por un lado el número de Rayleigh alcanzado es suficientemente alto para obtener un flujo con velocidades fácilmente observables. Por otro lado, las temperaturas que se obtienen no son muy diferentes de la temperatura ambiente, siendo la diferencia de temperatura promedio entre la cavidad y el medio ambiente de 5 grados, lo que implica que experimentalmente las pérdidas de calor a través de las paredes serán menos importantes que en casos en donde esta diferencia es mayor. A propósito de este último punto cabe citar a Le Peutrec y Lauriat[11], quienes indican que el flujo es poco afectado por las paredes laterales si la diferencia de temperatura entre las paredes laterales y la del medio ambiente es pequeña y el número de Rayleigh es suficientemente alto.

Tanto en la presentación de los resultados del caso particular visto en detalle como en los del estudio paramétrico se incluyen una descripción del fenómeno hidrodinámico y térmico así como de la transferencia de calor en el interior de la cavidad y en las paredes. Asimismo se hace una comparación entre los resultados numéricos y estimaciones obtenidas mediante análisis de escalas.

## 3.2 Descripción del Fenómeno para un caso típico

### 3.2.1. Dinámica

En esta sección se presentan gráficas de vectores de velocidad para tiempos diferentes que van desde casi el inicio del fenómeno hasta un estado cercano al permanente. La evolución del flujo muestra la generación de vorticidad en la región cercana a la pared caliente, los efectos causados por la llegada de la capa de intrusión a la pared fría, y el gradual confinamiento de la convección en capas delgadas adyacentes a las paredes al parejo de una desaceleración en el núcleo.

#### (a) Campos de velocidades a tiempos diferentes

En las Figuras 3.2 pueden apreciarse campos de velocidades correspondientes a la solución numérica para el problema de una cavidad de razón de aspecto 1. La cavidad contiene un fluido de  $Pr=223$  y se le aplica un flujo de calor de  $460 \text{ W/in}^2$ , dando como resultado un número de Rayleigh de  $5 \times 10^9$  (caso b, Figura 2.1). La solución se presenta para tiempos que van desde 12 s hasta 3340 s. Para los tiempos iniciales (12 s a 120 s) se muestran los vectores de velocidad cada 12 s. A partir 120 s, se escogen intervalos cada vez más grandes ya que la evolución del fenómeno se vuelve más lenta. Algunas características notorias que se aprecian en las gráficas correspondientes a los tiempos iniciales del fenómeno son, primeramente, la formación de capas límite y de intrusión cercanas a las paredes caliente y superior respectivamente. La gráfica correspondiente a los 12 s (Figura 3.2a) muestra cómo parte del fluido proveniente de la capa límite comienza a "doblar la esquina" e iniciar su camino hacia la pared opuesta. Puede también apreciarse como se comienza a establecer un circuito de regreso en el núcleo de la cavidad hacia la pared caliente. El centro de este circuito se haya localizado próximo a la pared caliente.

A los 24 s (Figura 3.2b) la capa límite ha aumentado de espesor al igual que las velocidades en esa región. Al mismo tiempo, se vuelve más evidente la entrada de fluido proveniente de la capa límite hacia el núcleo de la cavidad. El circuito de regreso del fluido ha tomado la forma clara de un vórtice con el centro a media altura de la cavidad y adyacente a la capa límite en una posición aproximada de  $X = .8$  y  $Y = .6$ . Este vórtice o celda se ha vuelto aproximadamente circular a los 36 s (Figura 3.2c), cubriendo una mayor

extensión en la cavidad y su centro se ha desplazado ligeramente hacia arriba. En la pared fría el fluido está comparativamente estático.

Las gráficas para los 48 s (Figura 3.2d) y 60 s (Figura 3.2e) muestran un comportamiento parecido entre sí. El desplazamiento del centro de la recirculación entre estos dos tiempos ha sido mínimo; sin embargo, ésta ha crecido y abarca casi la totalidad de la celda a los 60 s, involucrando al fluido que se encuentra cerca de la pared fría. A los 72 s (Figura 3.2f) la corriente que fluye adyacente a la pared horizontal se encuentra próxima (a una distancia de aproximadamente  $X^* = .05$ ) a alcanzar la orilla superior de la pared fría. El patrón de flujo para los 84 s (Figura 3.2g) es similar al anterior; la celda formada sigue teniendo su centro cercano a la pared caliente y se ha ensanchado para incluir la mayor parte del fluido en la región cercana a la pared fría. El fluido adyacente a la parte inferior de la pared fría sigue inmóvil.

El flujo no es muy diferente a los 96 s (Figura 3.2h). A los 108 segundos (Figura 3.2i), sin embargo, la recirculación se ve más alargada cerca de la pared caliente, y a los 120 s (Figura 3.2j) el se encuentra todavía más alargada. En este tiempo el fluido que ha llegado a la pared fría proveniente del borde inferior de la capa de intrusión empieza a regresar hacia el núcleo de la cavidad en lugar de bajar paralelo a la pared fría. Este es un efecto similar al que menciona Sámano [4] al describir el flujo en una cavidad cuadrada con tres paredes adiabáticas y una sometida a un calentamiento periódico. Sámano indica que al llegar el fluido a la pared opuesta no desciende porque su densidad en esa región no es mayor a la del resto del fluido en su vecindad, pero conserva su cantidad de movimiento, y consiguientemente regresa hacia el núcleo de la cavidad.

A los 192 s (Figura 3.2k) el vórtice próximo a la pared caliente se ha alargado aún más y su parte superior es más delgada. Se aprecia un efecto de frenado en el flujo, sobre todo afuera del vórtice, que pareciera replegarse: lo que antes era un estructura que a los 60 s abarcaba casi la totalidad de la cavidad, ahora se limita a la región cercana a la pared caliente. El centro del vórtice se encuentra más abajo y más cercano a esta pared. Al mismo tiempo, el flujo de regreso proveniente del lado frío de la cavidad combinado con la recirculación del lado caliente forman una cintura o doblez cerca del centro de la cavidad. Este fenómeno ocurre en la región denotada por la letra A en la Figura.

La apariencia del flujo a los 264 s, (Figura 3.2l) es semejante a la de los 192 s (Figura 3.2k), aunque la capa de intrusión superior se ha adelgazado y las velocidades del fluido en ella han disminuido con respecto a tiempos anteriores. La corriente ascendente cercana a la pared caliente de la cavidad también se ha adelgazado. Se continúa observando el descenso del centro del vórtice cercano a la pared, así como su alargamiento.

El proceso de adelgazamiento de la zona que forma el vórtice y de descenso del mismo continúa y a los 510 s (Figura 3.2m) se puede apreciar esta estructura muy cerca del extremo inferior de la cavidad. En esta figura también se observa que ha desaparecido el patrón de flujo de regreso del fluido que llega a la pared fría. Esto se debe a que si bien en un principio la temperatura de la pared fría no era suficientemente baja para provocar en el fluido cercano a ella densidades significativamente más bajas que en el resto de la cavidad, con el tiempo ha aumentado la temperatura global del sistema y con ello el movimiento descendente en la zona adyacente a la pared fría.

Para dar una idea de la evolución del flujo en términos del movimiento del vórtice cercano a la pared caliente, se ha registrado en la Figura 3.3 la posición del centro de la recirculación a tiempos diferentes. Inicialmente, el centro de la recirculación se desplaza hacia arriba hasta un punto máximo situado aproximadamente en  $X = .76$  y  $Y = .67$  (punto d). En seguida desciende dirigiéndose hacia el centro de la cavidad, siendo la máxima penetración a los 60 s (punto e), aproximadamente. Posteriormente, el centro de la recirculación se mueve hacia la pared caliente y continúa descendiendo.

A los 1800 s (Figura 3.4) se obtiene finalmente un patrón de flujo en el que la recirculación ha desaparecido en la parte inferior de la cavidad y el movimiento del fluido se localiza principalmente en la proximidad de las paredes verticales y horizontales, constituyendo las capas límite y de intrusión. La capa límite del lado frío ya es bastante parecida a su contraparte del lado caliente. Por otra 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 de la parte inferior tiene una curvatura menos pronunciada que el de la parte superior, que semeja un flujo de Poiseuille. A los 3240 s (Figura 3.5) se obtiene un patrón de flujo bastante parecido al anterior: con capas límite delgadas y de espesor uniforme en las paredes verticales, y capas

de intrusión adyacentes a las paredes horizontales. A este tiempo, la capa de intrusión inferior tiene un perfil de velocidad horizontal más parecido al de la capa superior.

La Figura 3.6 muestra vectores de velocidad obtenidos numéricamente eliminando el término transitorio de las ecuaciones de transporte. Se puede apreciar que este patrón es semejante al obtenido para 3240 s en la simulación del fenómeno transitorio de las Figuras 3.2. En el patrón de la Figura 3.6 correspondiente al estado permanente puede además apreciarse que, aunque las condiciones de frontera no son simétricas, en tanto que una pared tiene flujo de calor uniforme y la otra temperatura constante y uniforme, la solución tiene simetría en los campos de velocidades. La estructura es semejante a la obtenida analíticamente para el problema de flujo de calor uniforme en ambas paredes presentado por Bejan y Kimura en [2] y a la que presenta Gill [3] para el problema de paredes a temperatura constante en estado permanente. Consiguientemente, se concluye que las diferencias en las condiciones de frontera no tienen un mayor efecto sobre la estructura del flujo a cierta distancia de las paredes una vez alcanzado el estado permanente.

La serie de eventos de la Figura 3.2 también puede verse como una evolución de la corriente ascendente cercana a la pared caliente, el borde de la cual puede tomarse adyacente a la coordenada horizontal del centro de la recirculación. Como se puede apreciar en los perfiles de velocidad vertical en la línea central horizontal de la cavidad a diferentes tiempos que aparecen en la figura 3.7, esta corriente ascendente adquiere un espesor máximo a los 72 s, (3 cm) para después disminuir gradualmente.

En resumen, las características notorias del patrón de flujo en el estado transitorio son la presencia de una recirculación o vórtice con el centro situado cerca de la pared caliente que con el tiempo desciende y sufre una disminución en la intensidad de la circulación del fluido que lo forma. En un principio se aprecia una aceleración en el núcleo de la cavidad, seguida por una desaceleración en esa zona; esto es, el flujo en la cavidad tiene un comportamiento global inicial no monotónico. Gradualmente este patrón cambia hacia uno en el que el fluido en las regiones adyacentes a las paredes fría e inferior ha alcanzado velocidades del mismo orden que el que se encuentra en la zona cercana a las paredes caliente y superior respectivamente, y el fluido del núcleo de la cavidad prácticamente no se mueve.

## (b) Evolución de las velocidades en diversos puntos

La Figura 3.8 muestra las historias de velocidades verticales a diferentes alturas y a la misma distancia horizontal de la pared, ( $X = .99$ ). Existen algunas diferencias en el comportamiento cualitativo en función de la altura: en la parte superior de la pared caliente ocurre un aumento rápido de las velocidades, seguido por una disminución rápida que después de un tiempo se vuelve gradual. Sin embargo, en la parte inferior el comportamiento observado es el de un aumento rápido seguido por una disminución muy lenta. Poco tiempo después del inicio (aproximadamente 24 s) las trazas de velocidad se van separando de acuerdo a la altura, evidenciando la naturaleza convectiva del fenómeno, pero finalmente la velocidad deja de ser función de la coordenada vertical confluyendo las diferentes trazas de velocidad en un solo valor. A pesar de las diferencias de comportamiento en función de la altura, se puede decir que en la mayor parte de la capa límite, las velocidades aumentan rápidamente y luego disminuyen lentamente hasta un valor en estado permanente.

Otra manera de estudiar la evolución de la velocidad vertical en la capa límite consiste en analizar perfiles de ésta en función de la altura para diferentes tiempos. En la Figura 3.9 se presentan perfiles de velocidad vertical para  $X = .99$ , en los que aparece esta variable como función de la altura a diferentes tiempos. Para tiempos iniciales ( $0 \leq t \leq 12$  s) el perfil de velocidad vertical indica que esta variable no es función de la altura excepto en la proximidad de las esquinas en donde por condición de frontera su valor debe hacerse cero. Posteriormente a los 24 s la curvatura del perfil se hace más pronunciada y el valor máximo corresponde a un punto situado en  $Y = .8$ . La funcionalidad de la velocidad con la coordenada vertical se hace más notoria a los 120 segundos, en tanto que el máximo de velocidad se ha corrido hacia un punto a menor altura. A los 1800 s (curva 5) el flujo es más lento en la capa límite y el punto de máxima velocidad nuevamente se encuentra a media altura ( $Y = .5$ ). A medida que transcurre el tiempo la curvatura del perfil se hace menos pronunciada (ver curva 6) y se espera que tome una forma parecida a la de la curva correspondiente a los 12 s, en la que, como ya se indicó, la velocidad únicamente es función de la posición en puntos cercanos a las esquinas.

En las Figuras 3.10 aparecen historias de las componentes horizontal y vertical y de la velocidad en puntos situados en  $X=0.5$  a diversas alturas arriba del centro de la cavidad. Estas gráficas reflejan el comportamiento global mostrado en las Figuras 3.2. Puede apreciarse en estas historias el fenómeno de aceleración global momentáneo ya comentado hasta un tiempo cercano a 60 s, después del cual la velocidad disminuye. La presencia de la recirculación observada en las Figuras 3.2 se manifiesta en la gráfica de la velocidad horizontal (Figura 3.10a) como una oscilación que dura 150 s, completando  $1/2$  a 1 ciclos, observándose una mayor frecuencia en el punto situado en  $Y=0.71$ . La gráfica de velocidad vertical (Figura 3.10b), por otra parte, muestra comportamientos oscilatorios en fase para las diferentes alturas, que desaparecen alrededor de los 150 s y un máximo de velocidad cerca de los 50 s. Los comportamientos son similares al encontrado por Hyun [ para números de Prandtl y Rayleigh del mismo orden de magnitud, para el problema transitorio con paredes isotérmicas.

La Figura 3.11 muestra el cambio en el tiempo de la velocidad en un punto cercano a la pared fría. En esta traza también puede apreciarse la oscilación de 2 ciclos observada en las anteriores. Es importante notar que hay un aumento en la velocidad antes de que el frente de velocidades proveniente de la pared caliente haya llegado a la pared fría ( $t \leq 70$ s). Es decir, al comienzo del calentamiento el fluido cercano a la pared fría recibe inmediatamente la información de que está actuando una fuerza en el otro extremo de la cavidad y experimenta una aceleración. Después de que la velocidad llega a un valor máximo a un tiempo  $t \approx 80$  s, empieza a frenar, al igual que el fluido en el resto de la cavidad. Posteriormente empieza de nuevo a subir-esta vez monotónicamente- hasta valores cada vez más cercanos a los de estado permanente. Esta última tendencia de aumento en la velocidad claramente es debida a los efectos de flotación que actúan al llegar fluido caliente a la pared fría.



### 3.2.2. Comportamiento térmico

La secuencia de campos de temperatura presentada en las Figuras 3.12 ilustra diferentes etapas del comportamiento térmico transitorio del fluido en la cavidad que incluyen la formación de la capa límite térmica y la estratificación gradual del núcleo de la cavidad.

Para los 12 s (Figura 3.12a) se puede apreciar un gradiente horizontal de temperatura localizado en una zona muy delgada, cerca de la pared caliente; esto corresponde a la capa límite térmica. El fluido caliente de esta capa no ha comenzado todavía a circular hacia el núcleo de la cavidad.

A los 24 s (Figura 3.12b) se observa como se va formando un frente de fluido caliente en la parte superior de la capa límite térmica. Este frente avanza horizontalmente por la parte superior hacia la pared fría. Esto también se puede apreciar en las gráficas de las Figuras 3.12c y 3.12d, correspondientes a los 36 s y 48 s. Aproximadamente en este último tiempo, el frente habrá llegado a un espesor que se mantiene más o menos constante hasta que alcanza la pared fría poco tiempo después de los 120 s (Figura 3.12e). A partir de entonces, el fluido proveniente de la pared caliente empieza a llenar de manera estratificada el núcleo de la cavidad empezando por la parte superior. A los 192 s (Figura 3.12f) se aprecia como las isoterms se empiezan a acomodar horizontalmente. La gráfica para los 264 s (Figura 3.12g) muestra básicamente el mismo patrón de formación de capas. En estas últimas gráficas también se empieza a apreciar la formación de pequeñas protuberancias o "picos" en la orilla externa de la capa límite térmica, que colinda con el núcleo de la cavidad. Estos picos marcan el paso de la corriente ascendente externa a la capa límite térmica, que incluye a la capa límite hidrodinámica. Esta corriente arrastra fluido de capas inferiores, las cuales se encuentran a una temperatura menor que la del núcleo en la parte superior. Debido a esto, la temperatura a una altura dada en la parte superior es menor en la región de la capa límite hidrodinámica que en el núcleo, lo cual hace que las isoterms se desvien de la horizontal y describan un pico en esta región. Otro fenómeno que puede apreciarse es la formación de un gradiente horizontal de temperatura en la parte superior de la pared fría en donde ya comienza a darse un flujo de calor hacia afuera de la cavidad y a ocurrir un movimiento descendente debido al enfriamiento que produce esta pared.

A los 510 s (Figura 3.12h) la capa límite térmica que se ha venido formando en la parte superior de la pared fría es evidente. La mitad superior de la cavidad está llena de fluido a mayor temperatura de la inicial y claramente se aprecia la formación de un gradiente horizontal de temperatura. Este gradiente de temperatura cubre  $3/4$  de la altura de la pared fría a los 1800 s (Figura 3.12i) y la totalidad de ésta a los 3240 s (Figura 3.12j). El patrón de isotermas obtenido para este último tiempo es muy semejante al que muestra la Figura 3.13, encontrado para el estado permanente.

En resumen, los contornos de temperatura obtenidos en esta simulación muestran como el fluido de la capa límite térmica avanza como capa de intrusión en la parte superior de la cavidad y llega a la pared fría. Posteriormente, se observa la formación de un gradiente vertical de temperatura que consiste en capas horizontales isotérmicas. Al mismo tiempo se observa como la capa límite térmica de la pared fría aumenta en longitud y se caracteriza por gradientes de temperatura horizontales más pronunciados a medida que el fluido de la cavidad se va calentando.

Las historias de temperatura para diferentes puntos en el interior de la cavidad se muestran en la Figura 3.14. A diferencia de las historias de velocidad, las gráficas de temperatura vs. tiempo en diferentes puntos localizados en las líneas centrales horizontal y vertical de la cavidad no muestran un comportamiento inicial oscilante. Se observa más bien que después de un tiempo de espera la temperatura aumenta monótonicamente hasta valores cercanos a los de estado permanente. Estas diferencias de comportamiento en las historias de velocidad y temperatura indican que el vórtice observado en las gráficas de vectores de las Figuras 3.2 involucra casi exclusivamente fluido que todavía se encuentra a una temperatura igual a la inicial. Esto se puede comprobar comparando los contornos de temperatura y las gráficas de vectores para un tiempo dado, que muestran que el centro del vórtice siempre se encuentra abajo o afuera de la capa de fluido a temperatura diferente de la inicial.

### 3.3 Estudio Paramétrico

En esta sección se presentan resultados de simulaciones hechas para una cavidad que contiene un fluido con las mismas propiedades del caso típico discutido en la Sección 3.2. En los resultados obtenidos en esta sección, se consideró que las propiedades físicas del fluido no varían con la temperatura. En todos los casos se tomaron los valores correspondientes a la temperatura

inicial. Consecuentemente el número de Prandtl es para todos los casos igual a 223. 3.3.1 Campos de velocidad

La Figura 3.15 muestra los campos de velocidad que se obtienen a diferentes tiempos para el caso de un flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$ , en tanto que la Figura 3.16 hace lo mismo para el caso de un flujo de calor de  $700 \text{ W/m}^2$ . El comportamiento cualitativo que muestran las secuencias de las Figuras 3.15 y 3.16 para los diferentes flujos de calor difiere mayormente en los tiempos característicos y un poco en las escalas de espesor de las capas límite.

Comparando los patrones de movimiento obtenidos para los diferentes flujos de calor se aprecia en primera instancia que entre mayor es el flujo de calor más rápido es el desarrollo del flujo por convección natural en la cavidad. Por ejemplo, toma menos tiempo para que el centro de la recirculación se mueva hacia la parte inferior de la cavidad en el caso del flujo de  $700 \text{ W/m}^2$  que en el caso del flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$ . En estas secuencias se presentan patrones semejantes para los flujos de calor de  $100 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ , pero a tiempos diferentes, llegando en cierto momento a haber diferencias de hasta 150s en el desarrollo del movimiento. El patrón que se obtiene a los 12 s para un flujo de calor de  $700 \text{ W/m}^2$  (Figura 3.16a) es parecido al obtenido para los 24 s para un flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$  (Figura 3.15a). Se aprecia en ambos casos que la capa límite apenas empieza a expulsar fluido hacia el núcleo de la cavidad. Se aprecia también semejanza entre los patrones correspondientes a los 48s del caso con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$  (Figura 3.16b) y a los 120 s del de  $100 \text{ W/m}^2$  (Figura 3.15a). En estas figuras la característica notable es la recirculación, que en ambos casos involucra casi la totalidad de la cavidad. Asimismo se observa a las capas de intrusión ya muy cercanas a la pared fría. Patrones similares también se aprecian que corresponden a los 288 s del caso con flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$  (Figura 3.15c) y a los 120 s del caso con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$  (Figura 3.16c). Ambos patrones muestran al vórtice replegándose hacia la pared caliente. Al mismo tiempo se aprecia en la esquina superior izquierda el movimiento de fluido proveniente de la pared fría hacia el centro de la cavidad.

### 3.3.2 Historias de velocidad

Historias de la velocidad vertical en puntos cercanos a la pared caliente para los flujos de calor de 100 y 700 W/m<sup>2</sup>, aparecen en las Figuras 3.17 y 3.18, respectivamente, pudiéndose observar básicamente el mismo comportamiento que se obtuvo para el caso de 460 W/m<sup>2</sup>, pero con escalas de tiempo que varían con el flujo de calor.

En las Figuras 3.19 y 3.20 aparecen las historias de velocidad vertical y horizontal a diferentes alturas en el centro de la cavidad ( $X^*=0.5$ ) para los flujos de calor de 100 y 700 W/m<sup>2</sup>. Se puede observar un comportamiento muy parecido al que muestra la gráfica correspondiente al flujo de calor de 460 W/m<sup>2</sup> (Figura 3.10). Nuevamente, las diferencias cualitativas observadas consisten en un defasamiento inicial que tiene que ver con un desarrollo del flujo más rápido entre mayor es el flujo de calor que entra por la pared caliente.

### 3.3.4 comportamiento térmico

Las Figuras 3.21 y 3.22 muestran las isoterms obtenidos numéricamente para los flujos de calor de 100 y 700 W/m<sup>2</sup>. Cualitativamente los patrones son similares entre sí y al patrón de las Figuras 3.12, pero hay una velocidad de evolución mayor del campo de temperaturas entre mayor es el flujo de calor.

La variación de la temperatura en diversos puntos del núcleo de la cavidad se muestra para el caso de flujo de calor de 100 W/m<sup>2</sup> en la Figura 3.23 en tanto que la Figura 3.24 muestra la gráfica correspondiente al caso de 700 W/m<sup>2</sup>. Básicamente el comportamiento obtenido es el de un aumento monótonico de la temperatura. Las diferencias cualitativas entre los resultados obtenidos para diferentes flujos de calor una vez más tienen que ver con el hecho de que el desarrollo del movimiento flujo es más rápido entre mayor es el flujo de calor.

## 3.4 Transferencia de calor

Con el objeto de describir como se lleva a cabo la transferencia de calor en la cavidad, primeramente se presenta la variación en el tiempo de la temperatura en la pared caliente. El valor de esta variable es consecuencia del tipo de transferencia de calor que se lleva a cabo entre la pared y el fluido en contacto con ésta, y, de hecho, es producto de una interacción que involucra la totalidad del sistema, ya que para tiempos suficientemente largos también refleja el cambio global de temperatura en la cavidad. Además de

presentar la temperatura en la pared, se ha expresado la variación de los flujos de calor en diferentes zonas de la cavidad en términos de números de Nusselt definidos de dos maneras diferentes. En ambos casos el número de Nusselt se define a grandes rasgos como la razón entre el calor transferido de manera total a través de un área determinada y el calor que se transferiría por conducción dadas una distancia y diferencia de temperatura características. En el primer caso se utiliza la definición de autores como Patterson e Imberger [16], Hyun [6] y Bejan y Kimura [10], quienes toman la altura de la cavidad y la diferencia de temperaturas entre paredes como magnitudes características en el cálculo del número de Nusselt ( $Nu_{celda}$ , ecuación 2.36). En el segundo caso para el cálculo del número de Nusselt en las paredes fría y caliente, la diferencia de temperaturas característica que se utiliza se obtiene restando las temperaturas de la pared en cuestión y global de la cavidad. Este segundo tipo de número de Nusselt ( $Nu_{pared}$ ) se ha calculado teniendo en mente aplicaciones ingenieriles en donde para la simulación del comportamiento global de una cavidad se requieran expresiones que relacionen el Número de Nusselt con esta última diferencia de temperaturas. Cabe comentar que esta forma de calcular el Número de Nusselt tiene la ventaja de considerar a una pared determinada independientemente de las otras paredes de la cavidad.

La presentación de los resultados de esta sección comienza con el estudio detallado del caso típico (caso b, Figura 2.6) y se complementa con una comparación con los otros casos simulados (casos a y c, Figura 2.6).

#### (a) Resultados para el caso típico

La Figura 3.25 muestra la temperatura en la pared caliente como función del tiempo. Este resultado se encontró invocando la ley de Fourier y empleando el valor de la temperatura en el nodo más próximo a la pared y la condición de flujo de calor constante en la frontera. El comportamiento de la curva obtenida marca algunos tiempos característicos en la cavidad. Para los primeros 50 segundos se aprecia un ascenso rápido; posteriormente el aumento en la temperatura de la pared se vuelve cada vez más lento.

Los resultados del cálculo de Nusselt global en base a la diferencia de temperatura entre paredes ( $Nu_{celda}$ ) para las paredes caliente, fría, y centro

de la cavidad, para un flujo de calor de  $460 \text{ W/m}^2$  aparecen en la Figura 3.26. Se aprecia una correspondencia en tiempos característicos entre estas curvas y la de la temperatura en la pared caliente; esto es, a un ascenso rápido en la temperatura de la pared corresponde en el mismo periodo un descenso rápido en  $Nu_{\text{celda}}$  de la pared caliente, lo cual es de esperarse ya que  $Nu_{\text{celda}}$  es inversamente proporcional a la diferencia de temperatura entre las paredes caliente y fría (ecuación 2.36). En el caso de la pared caliente, durante los primeros 50 s ocurre un descenso muy marcado en el número de Nusselt. Pasado dicho tiempo este descenso se vuelve más gradual. Para el centro de la cavidad hay un lapso de tiempo a partir del inicio del calentamiento (50 s) en el que todavía no llega información sobre la perturbación térmica. Subsecuentemente hay otro intervalo de aproximadamente 40 s en el que el que ocurre un ascenso rápido del número de Nusselt. Después de este último periodo el número de Nusselt se incrementa más lentamente. Para la pared fría hay un intervalo de aproximadamente 100 s, en el que se puede apreciar transferencia de calor nula. Posteriormente se obtiene un aumento lento en el número de Nusselt. Finalmente, para tiempos posteriores a los 3000 s las tres trazas confluyen a valores muy cercanos.

Es importante observar que para este caso no se encuentra un comportamiento oscilatorio importante en lo que a transferencia de calor se refiere, aunque como se puede observar en la Figura 3.27, donde se presenta el número de Nusselt dependiente del tiempo en el centro de la cavidad con escala aumentada si se llega a apreciar una pequeña oscilación.

La Figura 3.28 muestra la variación con respecto al tiempo del número de Nusselt en base a la diferencia de temperaturas entre la pared y la temperatura global de la celda ( $Nu_{\text{pared}}$ ). Se aprecia un patrón muy similar al encontrado con  $Nu_{\text{celda}}$ , pero en este caso  $Nu_{\text{pared}}$  en la pared fría alcanza un valor cercano al estado permanente de manera más rápida que  $Nu_{\text{celda}}$  en la misma pared.

(b) Variaciones de la transferencia de calor en respuesta a diferentes flujos de calor de entrada (estudio paramétrico)

La temperatura en la pared caliente aparece como función del tiempo para los casos con calentamiento de  $100$  y  $700 \text{ W/m}^2$  en las Figuras 3.29 y 3.30, respectivamente. Se observa el mismo comportamiento cualitativo en estas dos figuras que en la correspondiente al caso de referencia. Hay una diferencia de

aproximadamente 20 segundos en los tiempos característicos en ambos flujos, comparando el tiempo en que la traza de temperatura correspondiente al punto localizado a media altura se separa de las demás.

La Figura 3.31 muestra  $Nu_{\text{celda}}$  en la pared caliente como función del tiempo para los flujos de calor de 100, 460, y 700  $W/m^2$ . Se aprecia que entre mayor es el flujo de calor mayor es el número de Nusselt. No se encuentran otras diferencias cualitativas más que las relacionadas con diferentes tiempos característicos. La misma diferencia en tiempos característicos puede apreciarse en las gráficas para el  $Nu_{\text{celda}}$  en la pared fría y en el centro de la cavidad que se muestra en las Figuras 3.32 y 3.33, respectivamente. Con respecto a esta última figura cabe también señalar un indicio de oscilación en la transferencia de calor en el centro de la cavidad en los casos con calentamiento de 460 y 700  $W/m^2$ , ligeramente más marcado en el último caso.

Con respecto a la variación de  $Nu_{\text{pared}}$  en el tiempo la comparación que puede hacerse entre diferentes flujos es del mismo tipo a las ya hechas en este estudio paramétrico ; esto es, señalando diferencias en tiempos característicos. Por ejemplo, en el caso de la pared caliente puede observarse en la Figura 3.34 una diferencia aproximada de 20 segundos entre los flujos de calor de 100 y 400  $W/m^2$  y de 10 segundos entre los flujos de 400 y 700  $W/m^2$  para el tiempo en que toma la curva en pasar de un comportamiento de descenso rápido a uno de descenso gradual. Para el  $Nu_{\text{pared}}$  en la pared fría se puede apreciar en la Figura 3.35 una diferencia de aproximadamente 60 segundos entre los flujos de calor de 100 y 460  $W/m^2$  y de 20 segundos entre los flujos de calor de 460 y 700  $W/m^2$  para el tiempo en que  $Nu_{\text{pared}}$  empieza a tomar valores diferentes a cero. Además de esta diferencias cualitativas también se observa que a mayor flujo de calor mayor es el número de Nusselt ( $Nu_{\text{pared}}$ ) para un tiempo dado.

### 3.5. Comparación de los resultados numéricos con estimaciones hechas mediante análisis de escalas.

Es interesante analizar los puntos de comparación entre los resultados de esta tesis y la teoría de Patterson e Imberger [16], formulada partiendo de un análisis de escalas para el problema transitorio con paredes isotérmicas. Por

ejemplo, el análisis de las trazas de velocidad en la capa límite obtenidas en este estudio numérico (Figura 3.8) muestra que hay puntos que habría que añadir a la teoría de Patterson e Imberger para explicarse detalles del desarrollo del flujo en la capa límite que se presentan posteriores a su fase inicial conductiva. De acuerdo al análisis de escalas presentado por estos autores, la velocidad de la capa límite aumenta monótonicamente con el tiempo con una escala de  $v = g\beta\Delta T t / Pr$ . Para números de Prandtl mayores que 1, esta escala refleja un balance de momento entre los efectos de flotación y los efectos viscosos, así como un balance de energía que involucra inicialmente a la difusión junto con el término transitorio. Como se indicó anteriormente, al llegar a un tiempo  $\tau$ , los términos difusivos y convectivos de la ecuación de energía cobran igual importancia y la velocidad en la capa límite llega a un valor constante que refleja el balance conducción-convección en la capa límite térmica. Regresando a la Figura 3.8, que muestra la variación de velocidad vertical en varios puntos situados en la capa límite se advierte que la teoría de Patterson e Imberger (PI) para el caso de flujo transitorio en una cavidad con paredes laterales a diferente temperatura se puede aplicar casi cabalmente en este caso para puntos situados a baja altura ( $Y = .11$ ,  $Y = .24$ ). En estos puntos se aprecia un aumento de la velocidad hasta un valor máximo que se mantiene casi constante. Sin embargo, para puntos situados a mayor altura se observa que la velocidad alcanza un valor máximo y decae bruscamente. Esto ocurre más notoriamente entre mayor sea la altura a que se encuentre el punto en cuestión. Al respecto cabe hacer notar algunos efectos que probablemente tienen influencia sobre la funcionalidad de la velocidad con la altura en la capa límite. Un primer punto a considerar es el efecto de la pared horizontal superior, que provoca un aumento de presión cerca de la esquina y el frenado del fluido en las proximidades de esta última. Esto explica que en los niveles inferiores la velocidad en la capa límite evidencie un menor efecto de frenado y su comportamiento sea similar al comportamiento ideal propuesto por PI. Finalmente se ha considerado el efecto que la condición de frontera podría tener sobre la funcionalidad de la velocidad con la altura. Después de revisar el trabajo de Schladow [ ] sobre el caso transitorio con paredes isotérmicas es aparente que la velocidad en la capa límite una vez que ésta ha completado su desarrollo se vuelve función de la posición, independientemente de que la condición de frontera aplicada al inicio haya sido la de flujo de calor uniforme o de pared isotérmica.



Se ha determinado que tan cercanas son las escalas características obtenidas de esta simulación numérica y las estimadas con un método similar al que utilizan Patterson e Imberger en [16]. Cabe recordar que el análisis de escalas de [16] se basa en una diferencia de temperaturas característica dada como condición de frontera por lo que hubo que traducir los resultados de dicho análisis al caso de condición de frontera de flujo de calor haciendo las consideraciones mencionadas en el Capítulo 2.

Para efectos de comparación se presenta la Tabla 3.1 en donde aparecen las escalas características para un flujo con calentamiento de  $460 \text{ W/m}^2$ , que se desarrolla en un sistema con las propiedades mencionadas al principio de esta sección. Se presentan el resultado numérico y el obtenido a partir de un análisis similar al de la referencia [16]. En varios de los casos se presenta un rango para el resultado numérico ya que las escalas varían con el tiempo, encontrándose los valores máximos a tiempos cercanos y los mínimos cerca del estado permanente. EL flujo simulado numéricamente presenta la complicación adicional de interacciones entre el vórtice generado en la cercanía de las paredes caliente y horizontal superior con el flujo de la capa límite y de intrusión. De ahí que en determinado momento no se distinga hasta donde la corriente ascendente cercana a la pared caliente está siendo generada por difusión viscosa de la capa límite térmica o forme parte de la circulación del vórtice. Lo mismo aplica para la capa de intrusión que refleja la dinámica global inicial no monótona de la cavidad. Como ilustración de ello se muestran las Figuras 3.36 y 3.37. En la primera de estas figuras, se muestra la velocidad horizontal máxima (valor absoluto) en la capa de intrusión obtenida para diferentes tiempos a partir del examen de perfiles de velocidad en  $x^* = 0.5$ . En esta figura se observa un máximo en la velocidad cerca de los 72 s y una disminución de la misma a partir de ese tiempo. En la siguiente figura se muestra la variación del espesor de la corriente adyacente a la pared horizontal, observándose un máximo cerca de los 100 s y valores más pequeños a los 150s cuando el vórtice se ha replegado hacia la pared caliente. En vista de ello, la escala de espesor de la capa de intrusión se obtuvo de las gráficas de campos de temperatura.

Tabla 3-1. Comparación de escalas obtenidas numéricamente contra las obtenidas mediante análisis de escalamiento.

ESCALAS DEL FLUJO	ANÁLISIS DE ESCALAS	RESULTADO NUMÉRICO
tiempo de formación de la capa límite, $\tau$ (s)	24	24
espesor de la capa límite térmica, $\delta_T$ (mm)	1.6	2.2
espesor de la capa límite viscosa, $\delta_V$ (cm)	2.4	(.75 - 3)
velocidad en la capa límite, $V_T$ (mm/s)	5.4	(3 - 4)
tiempo de llegada de la capa de intrusión a la pared fría, $T_V$ (s)	72	(100)
espesor de la capa de intrusión, $\Delta_T$ (mm)	4.7	(8-11)
tiempo de llenado con fluido con temperatura aumentada, $T_f$ (s)	1980	3000

Uno de los tiempos característicos determinados en esta simulación numérica que se aproximan a los obtenidos mediante análisis de escalas es el tiempo de llegada de la capa de intrusión,  $T_V$ , a la pared fría ( $L^{5/4} H^{3/4} / (\alpha Ra^{7/20})$ ). De acuerdo al análisis de escalas basado en [16] y adaptado al caso de condición de frontera de flujo de calor constante, éste es del orden de 70s, mientras que el obtenido de un examen visual de los campos de velocidades se acerca a los 80 s. En la teoría de Patterson e Imberger se supone que el flujo másico es constante en la capa límite durante el tiempo en que la capa de intrusión atraviesa la sección superior. Como pudo apreciarse, la velocidad en la región superior de la capa límite tiende a disminuir una vez alcanzado un valor máximo durante el intervalo de 24 s a 80 s, en que la capa de intrusión atraviesa la cavidad. No es claro, entonces, que se cumpla la restricción de un flujo másico constante en la capa límite durante el tiempo en que la capa de intrusión atraviesa la cavidad, a pesar de que en ese momento en términos de escalas ya se ha alcanzado un balance entre los términos convectivos y difusivos en la capa límite ( $T_V \gg \tau$ ). Sin embargo, como

## VELOCIDAD MÁXIMA EN CAPA DE INTRUSION

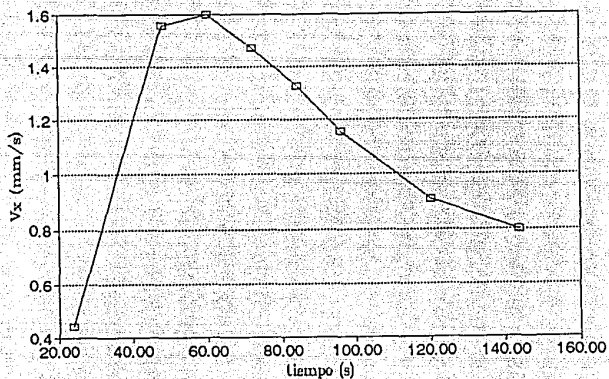


Figura 3.36 Historias de la velocidad máxima en la corriente horizontal adyacente a la pared superior ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

## ESPESOR DE LA CORRIENTE HORIZONTAL ADYACENTE A LA PARED SUPERIOR

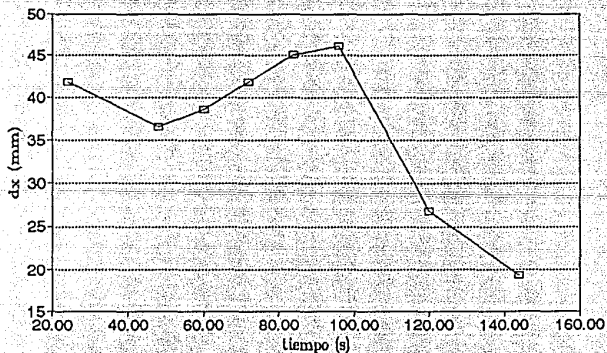
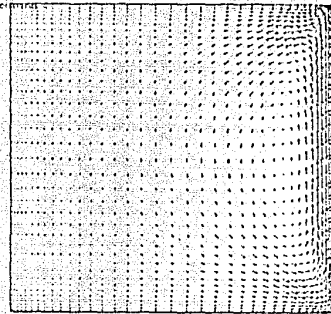


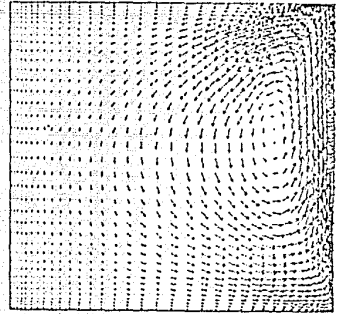
Figura 3.37 Variación del espesor de la corriente horizontal adyacente a la pared superior ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

se puede apreciar, el tiempo de llegada de la capa de intrusión obtenido numéricamente y la escala Tf son del mismo orden.

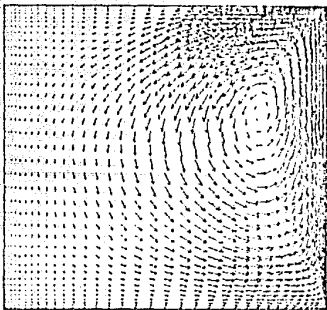
Se ha documentado el tiempo en que los frentes de velocidad y temperatura provenientes de la pared caliente alcanzan la orilla opuesta. Para dicho efecto se obtuvieron historias de temperatura y velocidad en puntos cercanos a la pared fría. Éstas se muestran en las Figuras 3.38. Para un punto situado en  $x^* = .015$  y  $y^* = .98$  se aprecia un aumento en la velocidad horizontal (Figura 3.38b) a los 60 segundos, mientras que el primer cambio notable en la temperatura ocurre a los 100 segundos (Figura 3.38a).



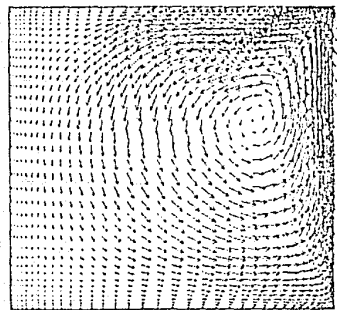
(a)



(b)

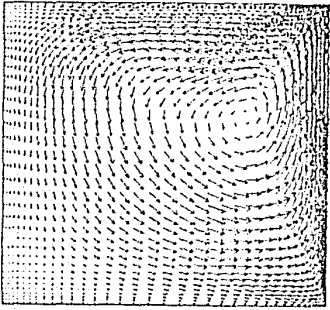


(c)

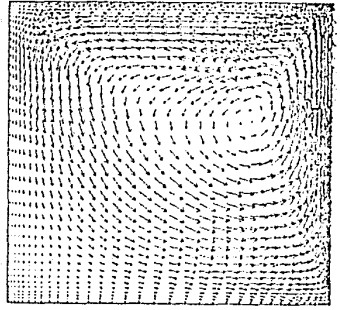


(d)

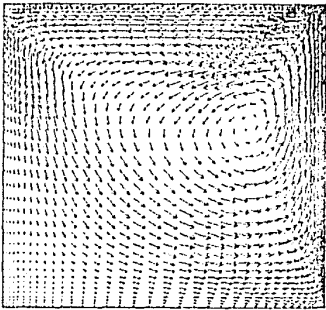
Figura 3.2 (continuación)



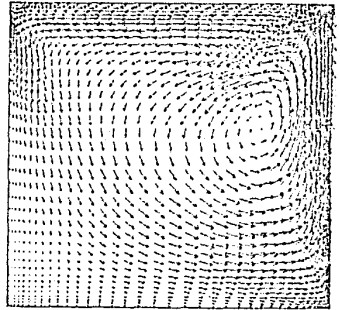
(e)



(f)

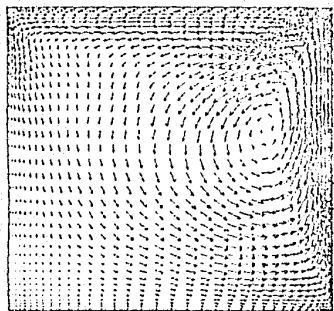


(g)

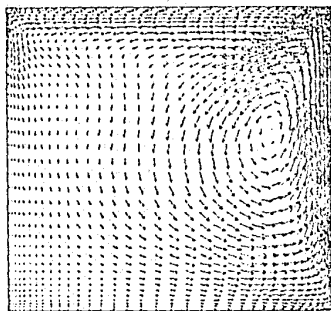


(h)

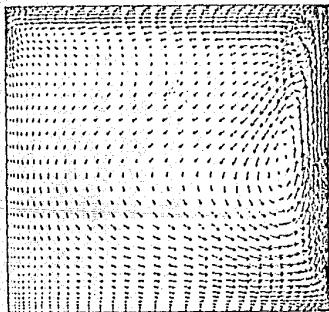
Figura 3.2 (continuación)



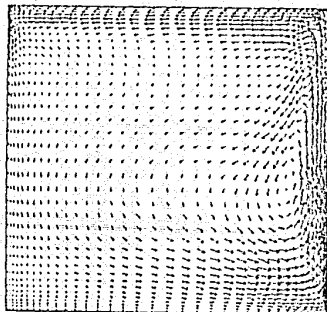
(i)



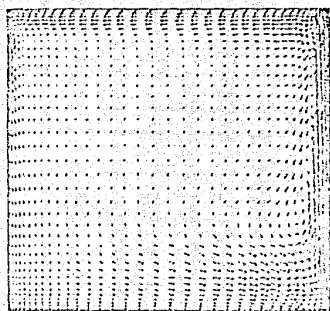
(j)



(k)



(l)



(m)

Figura 3.2 Vectores de velocidad obtenidos numéricamente para un calentamiento de  $q'' = 460 \text{ W/m}^2$ . (a) 12 s, (b) 24 s, (c) 36, (d) 43 s, (e) 60 s, (f) 72 s, (g) 84 s, (h) 96 s, (i) 108 s, (j) 120 s, (k) 192 s, (l) 264 s, (m) 510 s.

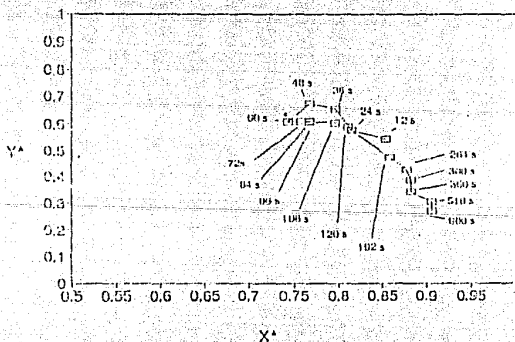


Figura 3.3 Posición del centro de la recirculación a diferentes tiempos para el caso de referencia ( $q'' = 460 \text{ W/m}^2$ ).



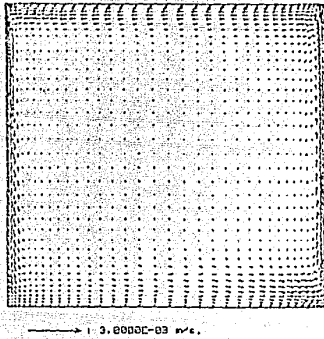


Figura 3.4 Vectores de velocidad para un tiempo de 1800 s ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ;  $Pr = 223$ ).

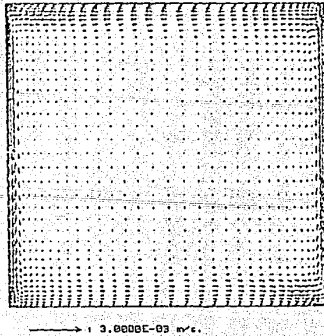


Figura 3.5 Vectores de velocidad para un tiempo de 3240 s ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

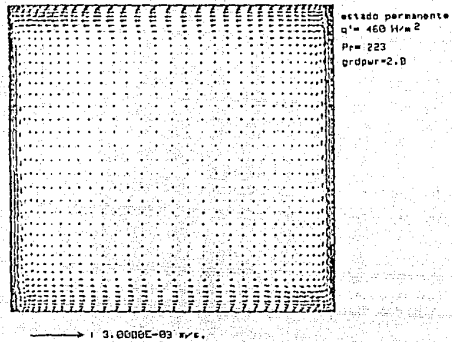


Figura 3.6 Vectores de velocidad para el estado permanente ( $q'' = 460 \text{ W/m}^2$ ).

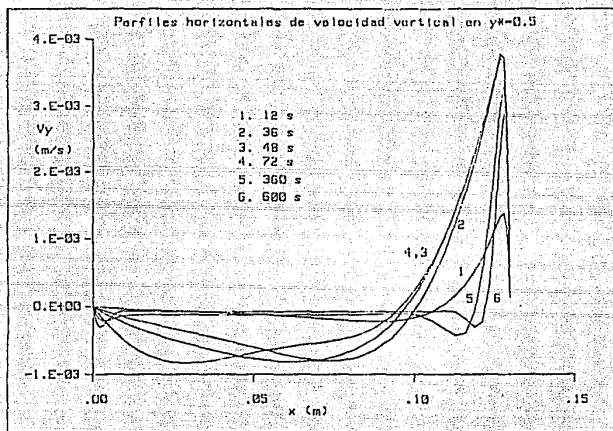


Figura 3.7 Perfiles de velocidad vertical en la línea central horizontal de la cavidad ( $Y^*=cte.= 0.5$ ).

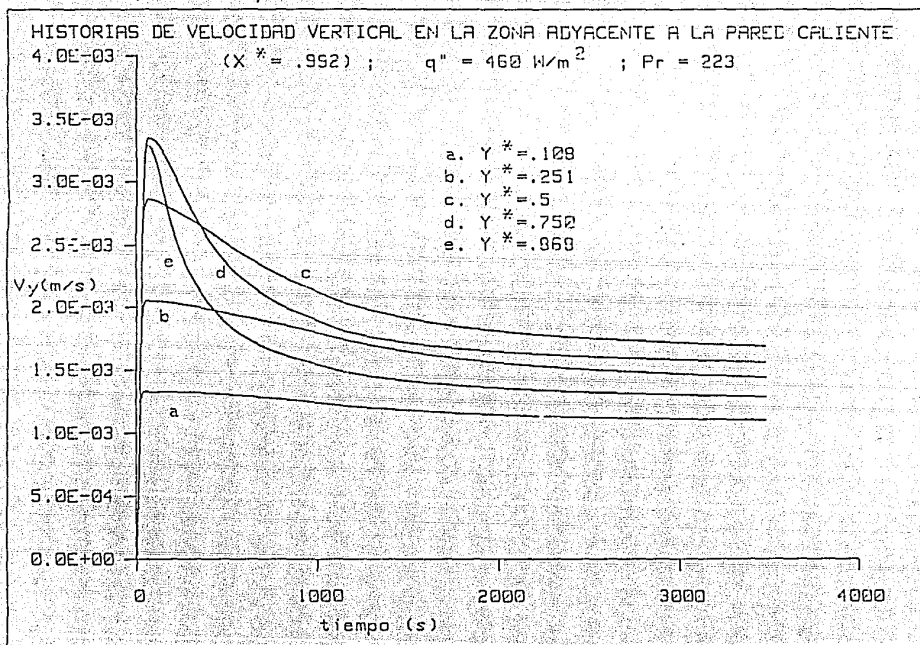


Figura 3.8 Historias de velocidad vertical en la región adyacente a la pared caliente ( $X^* = 0.99$ ).

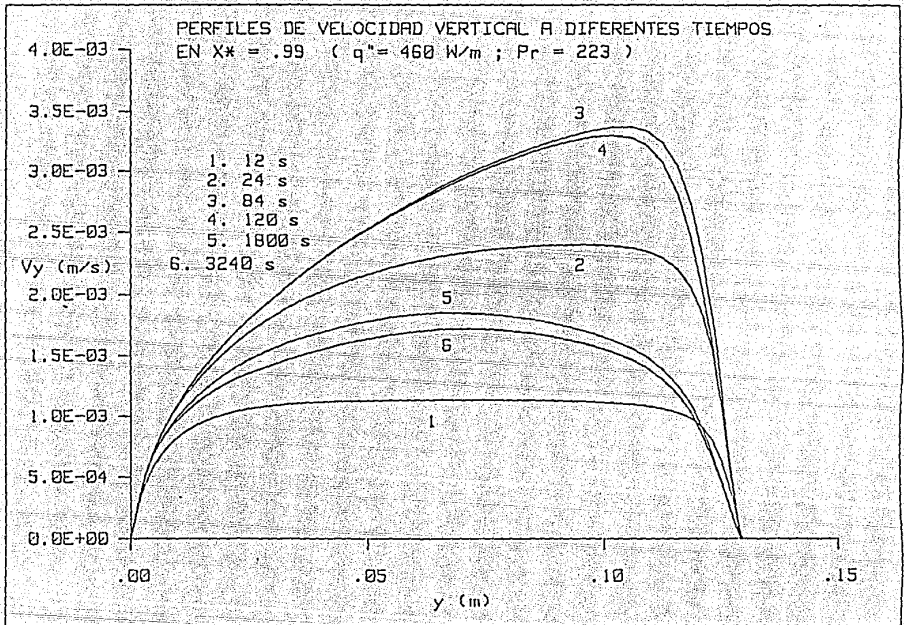
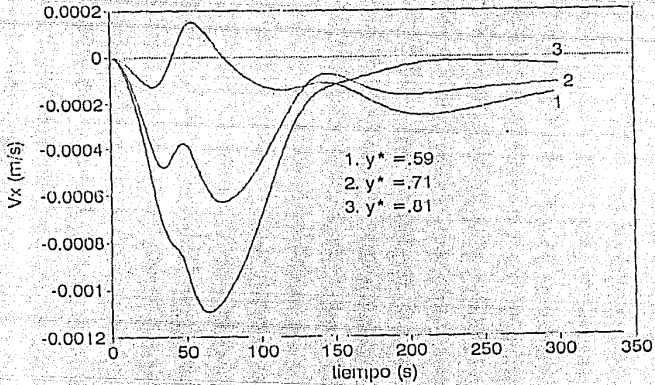


Figura 3.9 Perfiles de velocidad vertical a diferentes tiempos en  $X^* = .99$ .

## Historias de velocidad horizontal en $x = 0,5$



## Historias de velocidad vertical en $x^* = .5$

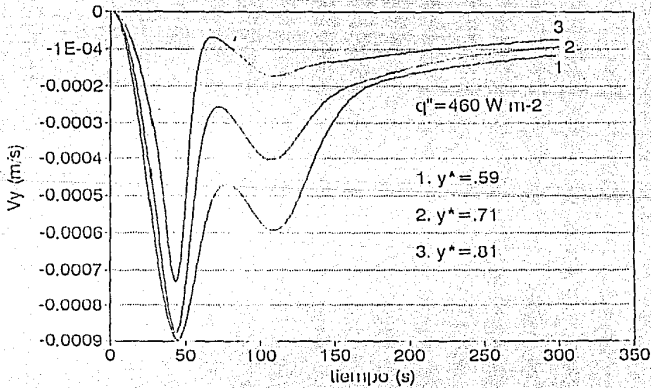


Figura 3.10 Historias de velocidad horizontal (a) y de velocidad vertical (b) en la línea central vertical de la cavidad ( $q'' = 460 \text{ W/m}^2$ ).

### Historias de velocidad vertical cerca de la pared fría ( $x^* = .015$ )

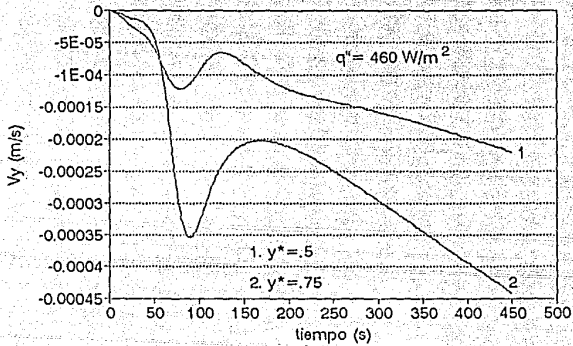
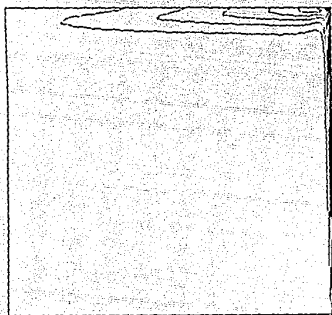
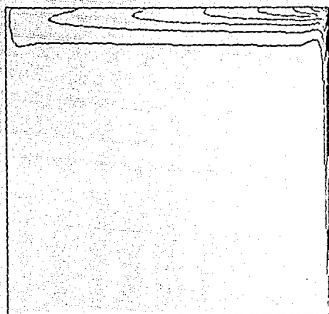


Figura 3.11 Historias de velocidad vertical cerca de la pared fría a dos alturas diferentes ( $q'' = 460 \text{ W/m}^2$ ).

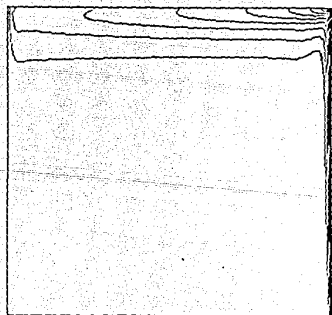
Figura 3.12 (continuación)



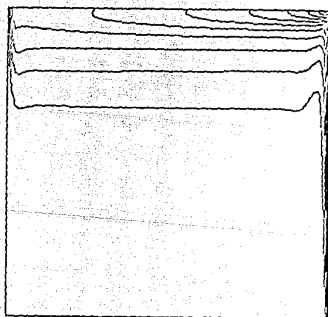
(e)



(f)

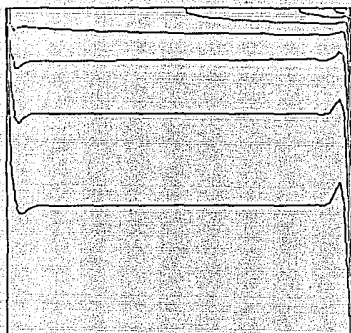


(g)

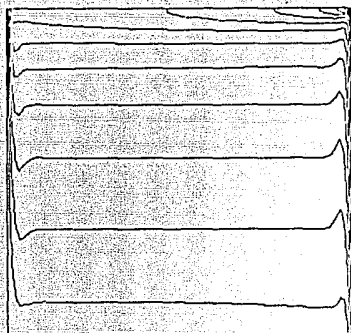


(h)





(i)



(j)

Figura 3.12 Contornos de temperatura ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ). (a) 12 s, (b) 24 s, (c) 36s, (d) 48 s, (e) 120 s, (f) 192 s, (g) 264 s, (h) 510 s, (i) 1800 s, (j) 3240 s.

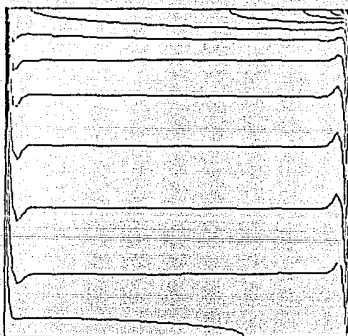
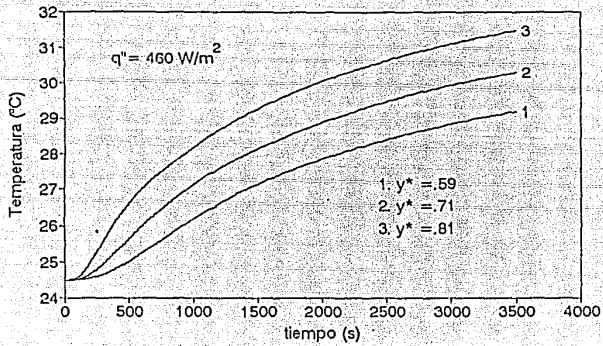


Figura 3.13 Contornos de temperatura en estado permanente ( $q''=460 \text{ W/in}^2$ ).

# Historias de temperatura

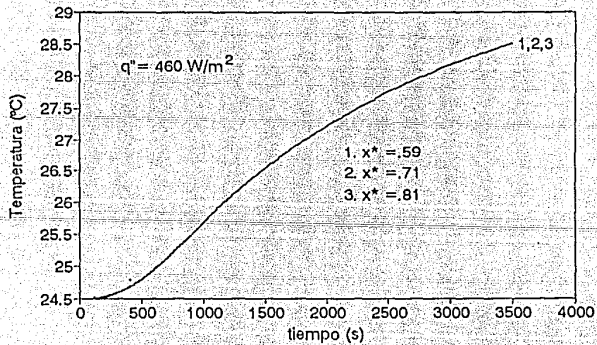
en  $x^* = 0.5$



(a)

# Historias de Temperatura

en  $y^* = 0.5$



(b)

Figura 3.14 Historias de temperatura en la línea central vertical (a), y en la línea central horizontal (b). ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ )

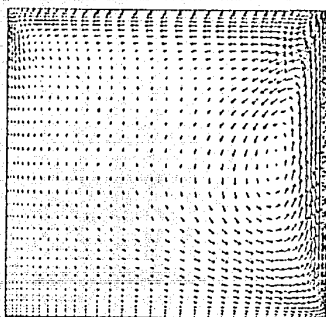
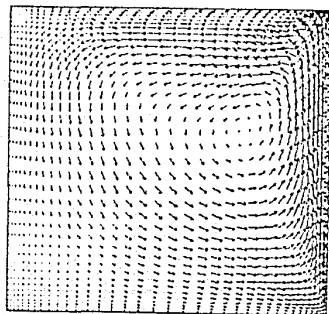
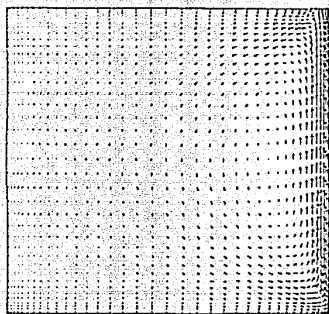
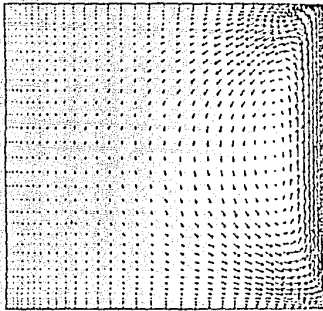
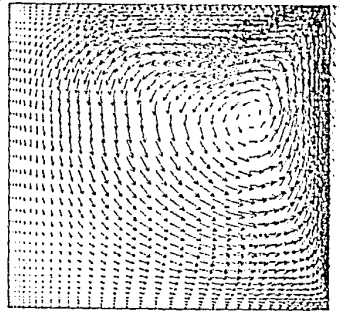


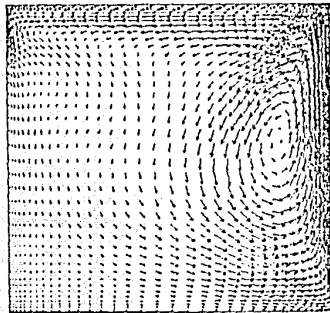
Figura 3.15 Vectores de velocidad para el caso con calentamiento de  $100 \text{ W/m}^2$ .  
(a) 24 s, (b) 120 s, (c) 288 s.



→ 1 3.0000E-03 m/s.



→ 1 3.0000E-03 m/s.



→ 1 3.0000E-03 m/s.

Figura 3.16 Vectores de velocidad para el caso con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$   
(a) 12 s, (b) 48 s y (c) 120 s.

## Historias de Velocidad vertical cerca de la pared caliente ( $X^* = .99$ )

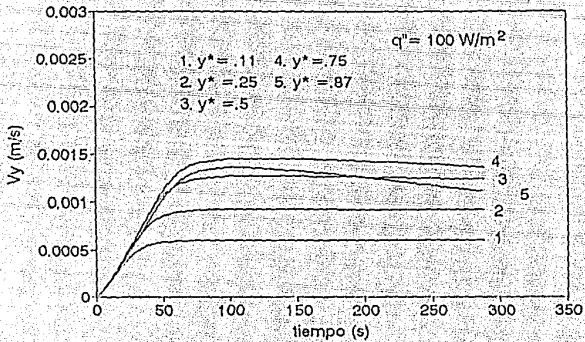


Figura 3.17 Historias de velocidad cerca de la pared caliente para el caso con calentamiento de  $100 \text{ W/m}^2$ .

## Historias de velocidad vertical cerca de la pared caliente ( $X^* = .99$ )

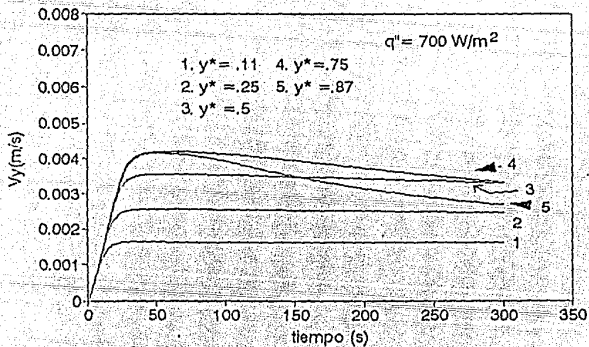
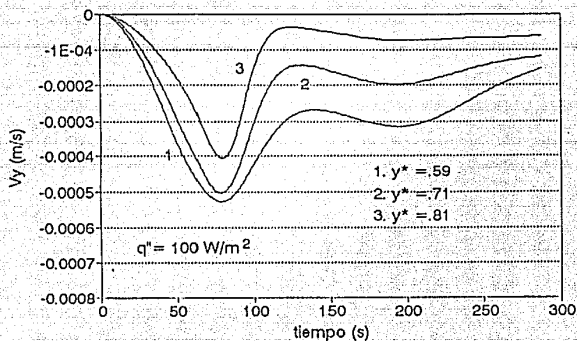


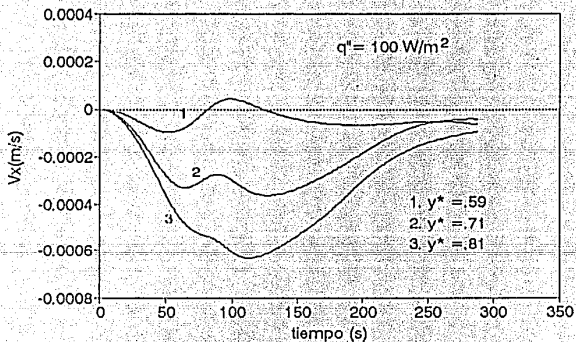
Figura 3.18 Historias de velocidad cerca de la pared caliente para el caso con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$ .

## Historias de velocidad vertical en $X^* = 0.5$



(a)

## Historias de velocidad horizontal en $X^* = 0.5$

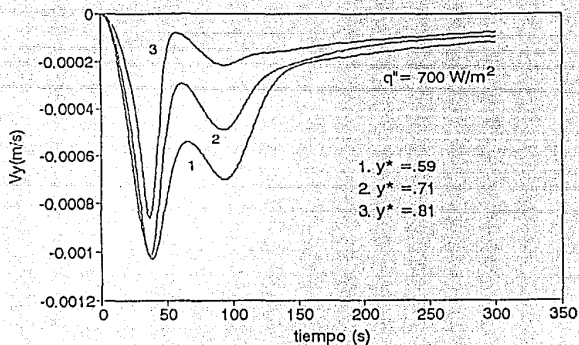


(b)

Figura 3.19 Historias de velocidad vertical (a) y horizontal (b) en la línea central vertical para el caso con calentamiento de  $100 \text{ W/m}^2$ .

# Historias de velocidad vertical

en  $X^*=0.5$



# Historias de velocidad horizontal

en  $X^*=0.5$

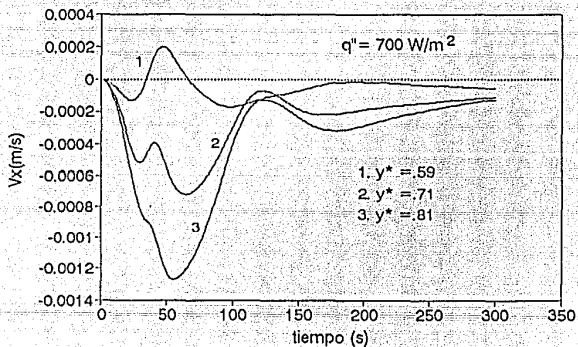


Figura 3.20 Historias de velocidad vertical (a) y horizontal (b) en la línea central vertical para el caso con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$ .

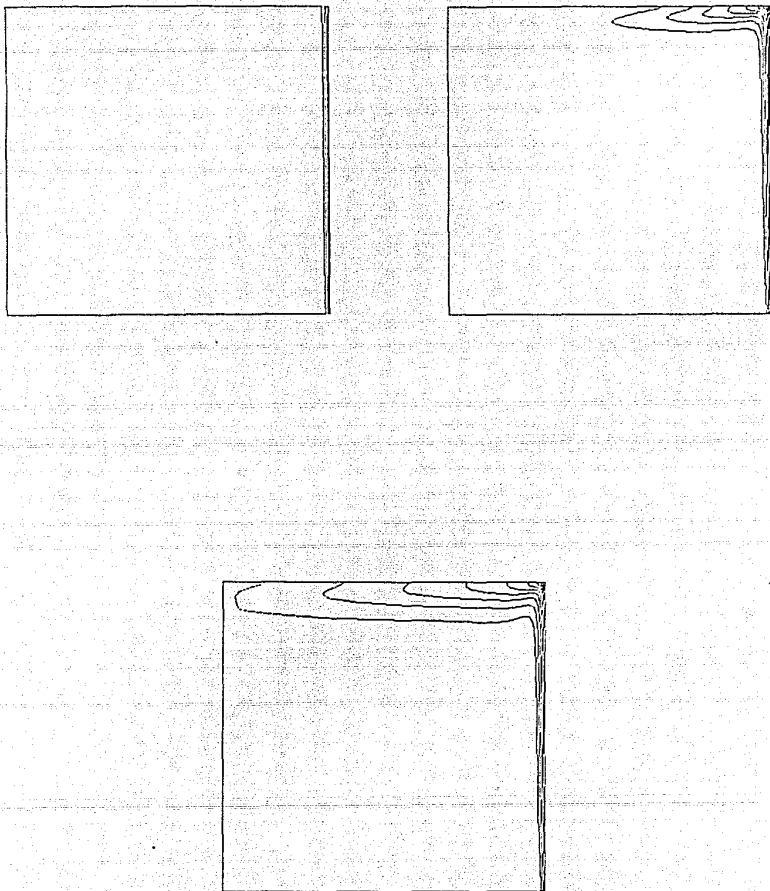


Figura 3.2l Contornos de temperatura para el caso con calentamiento de  $100 \text{ W/m}^2$ . (a) 24 s, (b) 120 s, (c) 288 s.



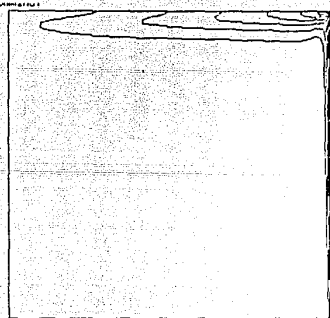
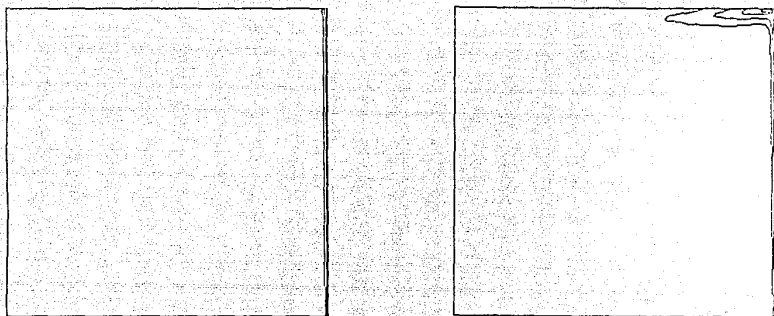
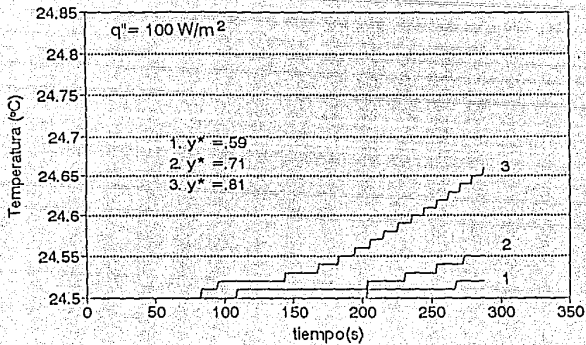


Figura 3.22 Contornos de temperatura para el caso con calentamiento de 700 W/m<sup>2</sup>. (a) 12 s, (b) 48 s y (c) 120 s.

# Historias de temperatura

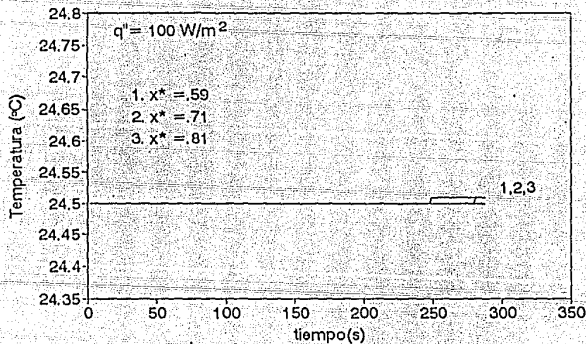
en  $X^* = 0.5$



(a)

# Historias de temperatura

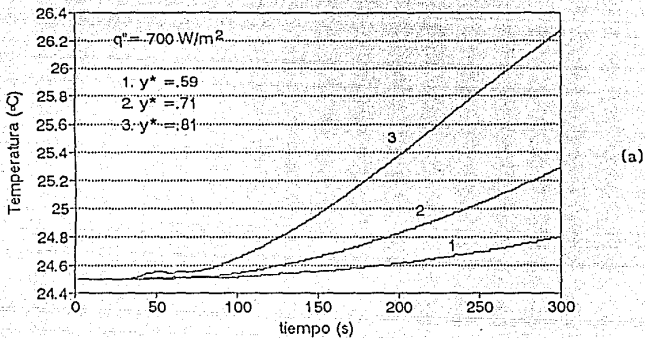
en  $Y^* = 0.5$



(b)

Figura 3.23 Historias de temperatura en las líneas centrales vertical (a) y horizontal (b) para el caso con calentamiento de  $100 \text{ W/m}^2$ .

## Historias de temperatura en $X^* = 0.5$



## Historias de temperatura en $Y^* = 0.5$

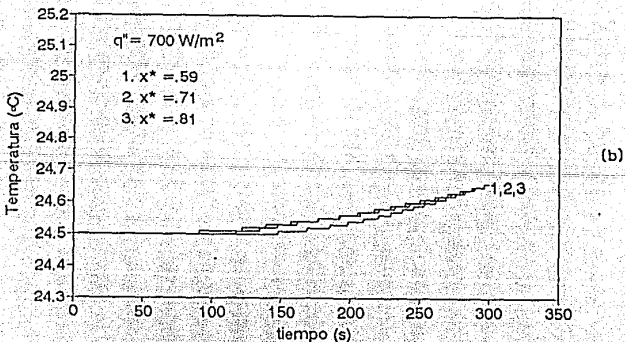
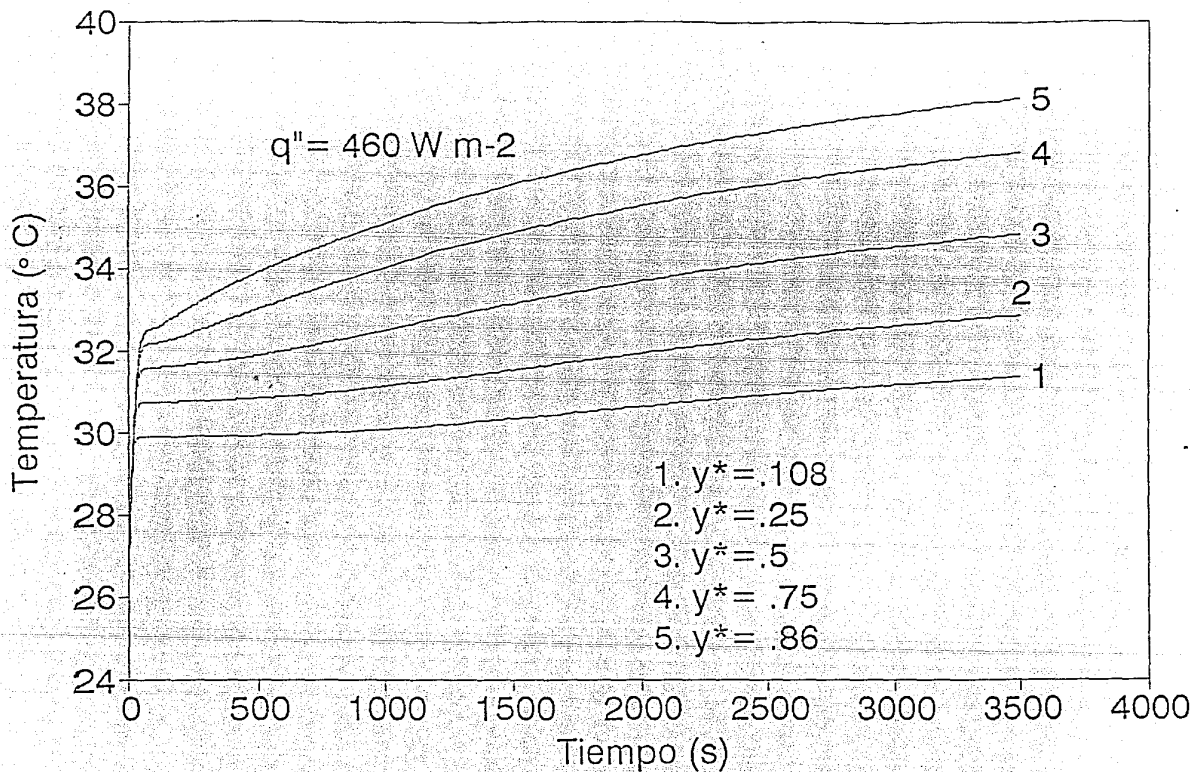


Figura 3.24. Historias de temperatura en las líneas centrales vertical (a) y horizontal (b) para el caso con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$ .

# Temperatura de la pared caliente



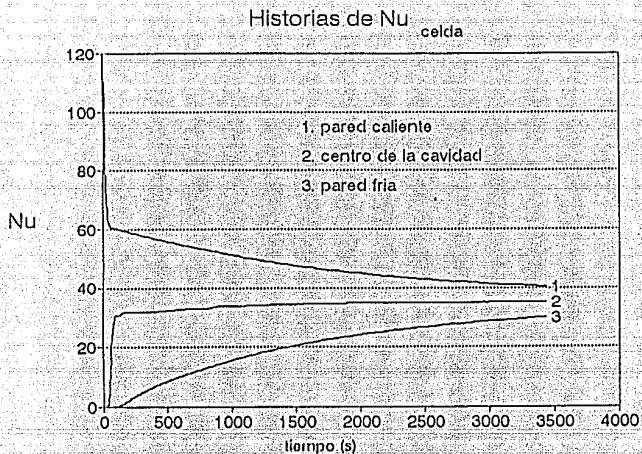


Figura 3.26 Historias de  $Nu_{celda}$  para las paredes fría y caliente y el centro de la cavidad con  $q''=460 \text{ W/m}^2$ .

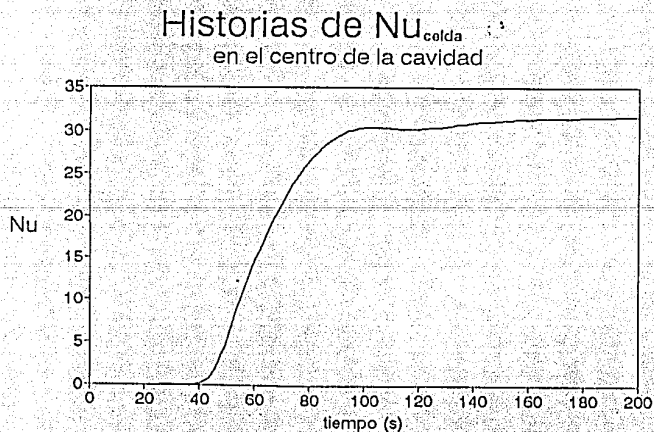


Figura 3.27 Historias de  $Nu_{celda}$  en el centro de la cavidad ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

# Historias de $Nu_{\text{pared}}$

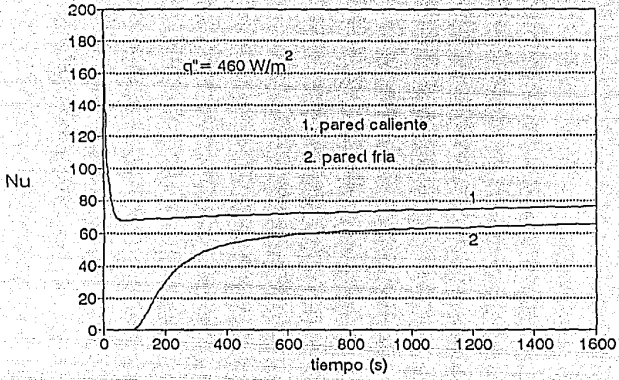
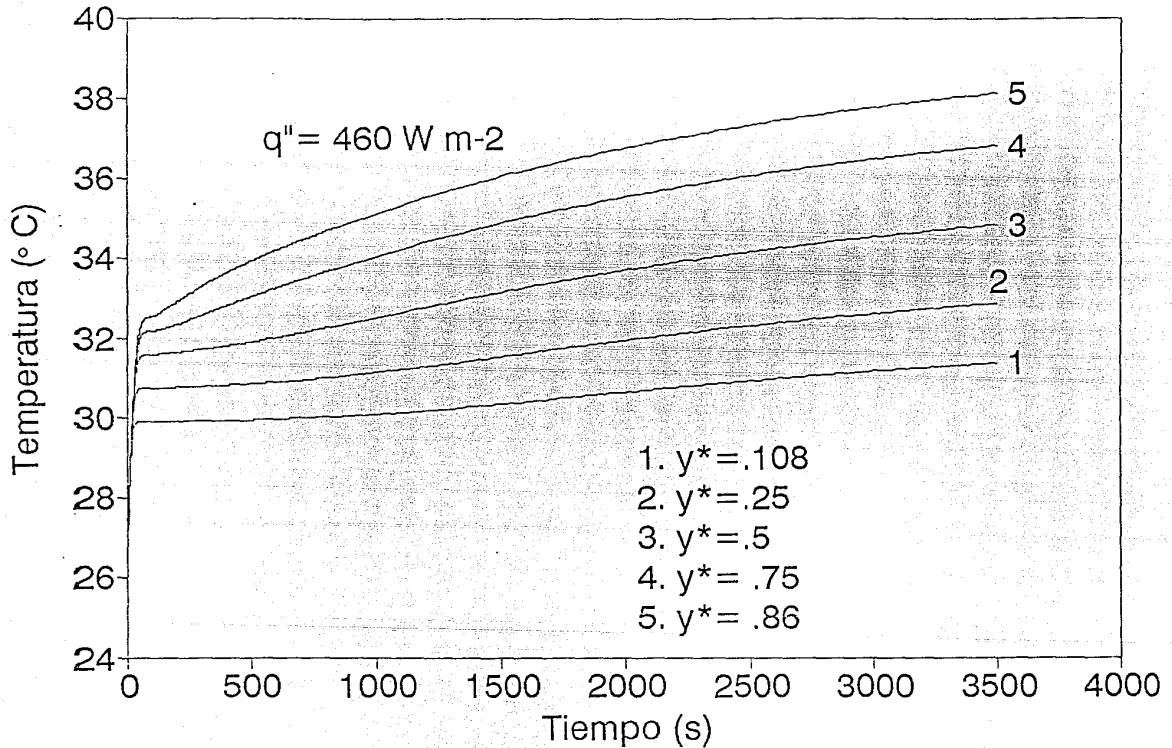


Figura 3.28 Historias de  $Nu_{\text{pared}}$  en las paredes caliente y fría ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

# Temperatura de la pared caliente



### Historias de temperatura en la pared caliente

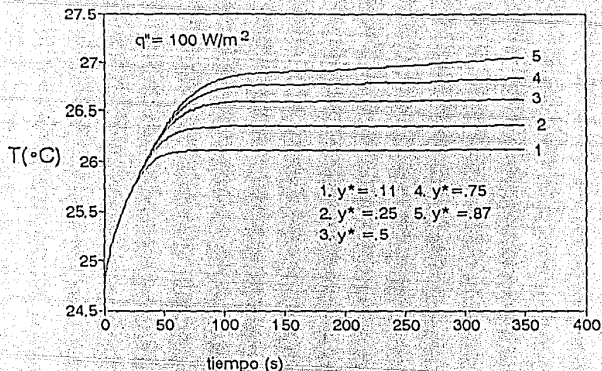


Figura 3.29 Historias de temperatura en la pared caliente para el caso con calentamiento de  $100 \text{ W/m}^2$ .

### Historias de temperatura en la pared caliente

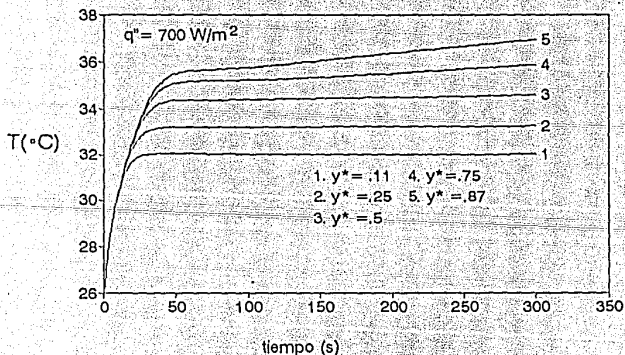


Figura 3.30 Historias de temperatura en la pared caliente para el caso con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$ .



### Historias de $Nu_{\text{celda}}$ en la pared caliente

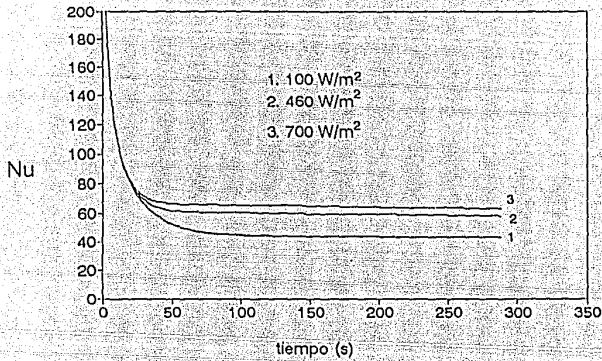


Figura 3.31 Historias de  $Nu_{\text{celda}}$  en la pared caliente para los casos correspondientes a  $q'' = 100 \text{ W/m}^2, 460 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ .

### Historias de $Nu_{\text{pared}}$ en la pared fría

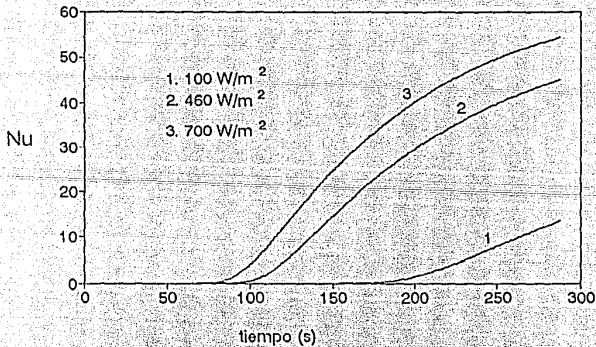


Figura 3.32 Historias de  $Nu_{\text{pared}}$  en la pared fría para los casos correspondientes a  $q'' = 100 \text{ W/m}^2, 460 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ .

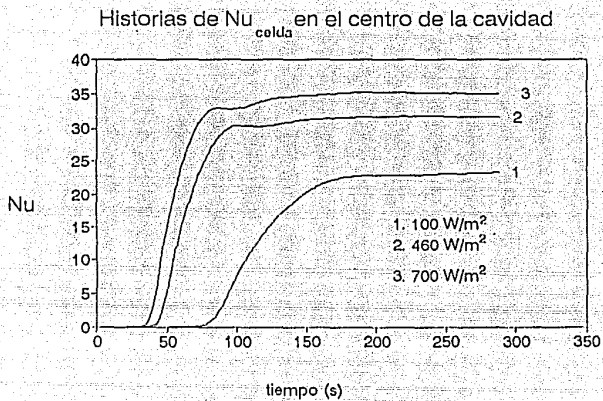
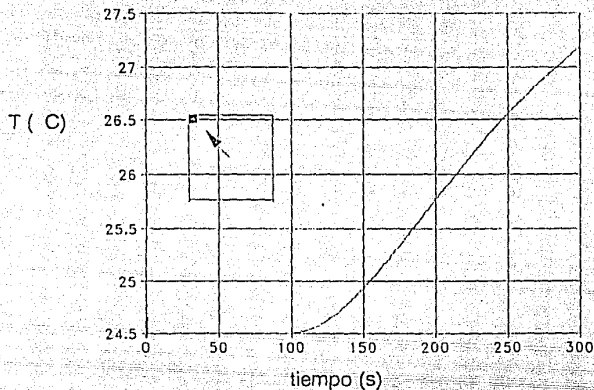


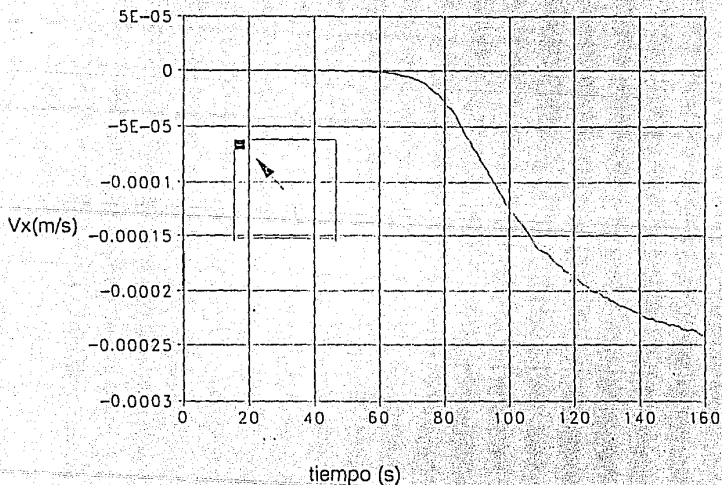
Figura 3.33 Historias de  $Nu_{\text{celda}}$  en el centro de la cavidad para los casos correspondientes a  $q'' = 100 \text{ W/m}^2$ ,  $460 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ .

HISTORIAS DE TEMPERATURA EN UN PUNTO INTERIOR A LA PARED FRÍA Y A LA PARED SUPERIOR



(a)

HISTORIAS DE VELOCIDAD HORIZONTAL EN UN PUNTO INTERIOR A LAS PAREDES FRÍA Y HORIZONTAL.



(b)

Figura 3.38 Historias de temperatura (a) y velocidad horizontal (b) en un punto interior a las paredes fría y superior ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

#### 4.1 Introducción

Además de contener una descripción del dispositivo en el que se llevaron a cabo los experimentos, este capítulo incluye una descripción de los métodos empleados para visualizar el flujo y obtener información cuantitativa de las temperaturas y velocidades en ciertos puntos de la celda.

#### 4.2 Dispositivo experimental.

La celda de pruebas utilizada en este trabajo tiene forma de cubo y se muestra esquemáticamente en la Figura 4.1. La pared de calentamiento es de una lámina de cobre de  $1/32$ " (0.8mm) de espesor y un área de 13 cm x 13 cm, en contacto térmico mediante una capa delgada de grasa de silicón con una placa de calentamiento que contiene resistencia de listón de nicromel de 72.6  $\Omega$  espaciada regularmente. La resistencia se encuentra recubierta con una capa delgada de mica de aproximadamente 1.5 mm de espesor y una capa de lámina de fierro de menos de 0.5 mm de espesor. La parte posterior de la placa se encuentra aislada térmicamente con una capa de 1.5 cm de espesor de espuma de poliestireno. La pared fría consiste de una lámina delgada de cobre de  $1/32$ " (0.8mm) de espesor que separa la cavidad de un compartimiento por el que fluye agua a temperatura ambiente. El sistema de suministro de agua hacia dicho compartimiento se muestra esquemáticamente en la Figura 4.2. Cinco orificios de  $1/32$  de pulgada (.8 mm) comunican al ducto de entrada con la parte inferior del compartimiento y otros cinco orificios del mismo diámetro conectan hacia un ducto de salida. El flujo másico a través de los orificios no varía más allá de un 5 % con un flujo másico combinado de .01 Kg/s. El agua entra a la celda directamente proveniente de la cisterna que abastece a todo el laboratorio impulsada por bombas neumáticas. En la mayor parte de los experimentos no hubo mayores variaciones de presión y el flujo másico hacia la celda no varió más del 10 % a lo largo del experimento excepto en un caso (experimento con flujo de calor de 300  $W/m^2$ ). La parte posterior del compartimiento del agua tiene aislamiento de espuma de poliestireno de 2 cm de espesor.

Las otras paredes laterales de la cavidad están formadas de placa de acrílico transparente de 1.5 cm de espesor. El techo y piso de la cavidad están contruidos con placa de acrílico de 2 cm de espesor. Al momento de hacer los experimentos se aplicó aislamiento adicional que consistió en cubrir la pared inferior con un espesor de 2 cm de lana de fibra sintética. Las paredes superior y posterior se cubrieron con 1 cm de este material. Una de

las paredes permaneció sin aislamiento adicional para efectos de visualización. Este arreglo implica, en estado permanente, pérdidas de calor cercanas al 12 % del calor total suministrado( Apéndice B).

#### 4.3. Fluido de trabajo

Para la mayor parte de los experimentos, y de hecho, aquellos sobre los que se hace mayor énfasis en este trabajo, se utilizó fluido Dow Corning 90 de viscosidad cinemática nominal de 20cS. Las propiedades termofísicas de este fluido a 20 °C se muestran en la Tabla 4.1. Una de las ventajas de este tipo de fluido es una relativamente baja susceptibilidad de la viscosidad a cambios en la temperatura, siendo las variaciones del orden del 15% en un intervalo de temperatura de 24 a 40 °C. Como segundo fluido de trabajo se utilizó agua previamente degasada por ebullición.

$\rho$	949 m <sup>3</sup> /kg
$\beta$	.00107 K <sup>-1</sup>
k	.142 W/m°C
Cp	1476 J/Kg°C
$\alpha$	1.01 x 10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s
$\nu$	2.3 x 10 <sup>-5</sup> m <sup>2</sup> /s
Pr	227.2

Tabla 4.1 Propiedades termofísicas del fluido Dow Corning de 20 cS a 25 °C.

#### 4.4. Mediciones de temperatura

La pared de calentamiento contiene 5 termopares de cobre-constantan de 0.127 mm de diámetro, que se encuentran fijos entre la lámina de cobre y la superficie de la placa de calentamiento. Los termopares se hallan distribuidos a lo largo de las dos líneas centrales vertical y horizontal de la superficie de la placa de calentamiento. La Tabla 4.2 contiene las posiciones de los termopares de la pared caliente, y la Figura 4.2 señala su posición en un diagrama. También se colocaron 4 termopares en el interior de la cavidad en el plano xy, situado muy cerca de la mitad del ancho de la celda

de pruebas (5 mm hacia la parte posterior, a partir del centro). La Tabla 4.3 y la Figura 4.3 indican la localización de estos termopares. Otro termopar se encuentra colocado dentro de la manguera que alimenta agua al intercambiador de la pared fría. Hay también un termopar diferencial con extremos en la zona de entrada y salida al compartimiento de agua de enfriamiento. Los termopares se hallan conectados a un sistema de adquisición de datos HP 3052A, el cual se comunica a una computadora HP216, que está programada para registrar temperaturas cada 30s. De momento esta resolución temporal en el registro de temperaturas se consideró adecuada ya que no se esperaban oscilaciones en la temperatura en los experimentos llevados a cabo en este estudio debido a que, como se comentó en el Capítulo 2, los casos estudiados se ubican dentro del régimen III de la clasificación de Patterson e Imberger [16], el cual se caracteriza por una aproximación monotónica al estado permanente.

Tabla 4.2 Localización de los termopares de la pared caliente

No. DE TERMOPAR	Z*	Y*
1	0.5	0.15
2	0.5	0.5
3	0.5	0.89
4	0.15	0.5
5	0.85	0.5

Figura 4.2 Termopares de la pared caliente

Tabla 4.3 Localización de los termopares en el interior de la cavidad

No. DE TERMOPAR	X*	Y*
1	0.5	0.25
2	0.5	0.75
3	0.25	0.5
4	0.75	0.5

Figura 4.3 Colocación de los termopares en la cavidad.

#### Técnica de visualización

La visualización del flujo se llevó a cabo con trazadores suspendidos en el fluido. Tratándose de un flujo cuya evolución se estudia desde un estado transitorio a uno permanente se requiere que las diferencias de densidad entre el fluido y los trazadores sean muy pequeñas, que la viscosidad del fluido sea considerable, o bien que las partículas sean extremadamente pequeñas. Para los casos en los que se utilizó el fluido Dow Corning de 20 cS, la selección de trazadores fue relativamente fácil debido a que existen diversos materiales con una velocidad de sedimentación baja en este fluido. Se utilizaron dos tipos de trazadores en estos experimentos. El primero consistió de partículas comercialmente disponibles (Kalliroscope Corporation) en forma de hojuelas de  $7\mu\text{m}$  en su sección corta por  $30\mu\text{m}$  en su sección larga. El uso principal de estas partículas es el de ayudar a discernir patrones de flujo, más que el de obtener resultados cuantitativos. Esto se debe a que usualmente se trabaja con altas concentraciones, y, dado el pequeño tamaño de las partículas individuales, se dificulta su seguimiento en el flujo. Así pues, únicamente en casos aislados se intentó estimar velocidades con este tipo de trazadores. Las partículas están comercialmente disponibles en dispersión acuosa. Su uso en un fluido que no se mezcla con el agua como el Dow Corning 200 requirió del siguiente tratamiento. La dispersión acuosa de las partículas se mezcló con éter sulfúrico, que tampoco se mezcla perfectamente con el agua pero con el que es más fácil extraer las partículas. La mezcla éter-agua-partículas se

añadió al fluido Dow Corning 200 y se agitó vigorosamente. Posteriormente se separó el agua como una fase líquida diferente y se evaporó el éter a  $80^{\circ}\text{C}$  hasta que no se observaron burbujas en el fluido. Se ignoran los efectos a nivel microscópico de este tratamiento sobre el trazador (cabe indicar la posibilidad de formación de agregados de las partículas, las que en dispersión acuosa existen como coloides), pero independientemente de ellos el comportamiento en términos de velocidad de sedimentación y seguimiento del flujo ha sido satisfactorio. Tampoco se espera que el tratamiento haya afectado al fluido ya que de acuerdo a las especificaciones del fabricante se reportan pérdidas de volatilidad de solamente el 5% por exposición de 10 horas a una temperatura de  $200^{\circ}\text{C}$  - mucho mayor que la temperatura utilizada en el tratamiento.

El segundo tipo de trazadores utilizados consistió en fragmentos de polietileno de alta densidad, de gravedad específica .91, de forma aproximadamente esférica con dimensiones de 60-300  $\mu\text{m}$ , obtenidos por trituración y que tienen una velocidad de sedimentación despreciable en este fluido (los trazadores quedan suspendidos mas de 24 hrs.). Pese a su geometría irregular, la que en ocasiones producía cambios de intensidad en la luz dispersada por la partícula hacia el dispositivo de registro, estos trazadores son más fácilmente seguibles en el flujo debido a su mayor tamaño y a las menores concentraciones con que se trabajó, lo que permitió en ciertas ocasiones estimaciones de la velocidad.

La Figura 4.4 muestra el arreglo óptico. La cavidad es iluminada mediante un plano de luz obtenido al hacer incidir haz generado por un laser de 5 mw sobre de un espejo de primera superficie que lo dirige hacia dos lentes cilíndricas de diámetros de 1 cm y 2 cm, respectivamente. El plano de luz creado de esta manera incidió sobre aproximadamente la línea media horizontal entre las paredes de visualización de la celda ( $Z^* = .495$ ). El espesor de dicho plano de luz fue de aproximadamente 3mm.

#### 4.6 Registro de imágenes

El movimiento de las partículas suspendidas en el fluido e iluminadas con el plano de luz fue registrado con una cámara de video Panasonic de alta resolución. Estas grabaciones fueron subsecuentemente utilizadas de dos maneras diferentes. En un primer caso se pasó la señal de la



videoreproductora directamente a un monitor que fue fotografiado usando parámetros especificados más adelante. La otra manera en que se utilizaron estas grabaciones fue la de mandar la señal de la videogradora a una computadora para la obtención de una imagen digitalizada correspondiente a diferentes tiempos.

#### (a) Fotografías de Exposición Larga

El objetivo de estas fotografías consistió en encontrar la trayectoria seguida por las partículas durante el tiempo de exposición. Dado que en el presente experimento los tiempos característicos del flujo cerca de la pared caliente y del centro de la cavidad son muy diferentes, se decidió hacer énfasis en la zona cercana a la pared. Haciendo un cálculo aproximado se espera que si las partículas se mueven a la velocidad de 0.3 mm/seg, en 20 segundos recorrerán una distancia de 6mm que quedará grabada en la fotografía, indicando características del patrón de flujo. Las fotografías fueron tomadas a una distancia de 60 cm del monitor con una cámara Canon. Se utilizó película para fotografía en blanco y negro Kodalith. Se hicieron diversas pruebas para determinar la apertura del diafragma requerida para un tiempo de exposición fijo de 20 s y para posiciones fijas de las perillas de control de brillo y contraste en el monitor. La mayor parte de las fotografías se tomó con  $f=2.8$ . El revelado de las fotografías se hizo de acuerdo a las instrucciones adjuntas al producto de revelado (revelador para película Kodalith) con un tiempo de revelado y fijación de 2 min. Igualmente para la impresión se siguieron las instrucciones del fabricante. Los negativos se expusieron durante 15 s con  $f=11$ , para su impresión en papel de alto contraste.

#### (b) Digitalización de Imágenes.

Las imágenes se digitalizaron enviando la señal de video a la tarjeta digitalizadora de una computadora. La tarjeta utilizada tiene la capacidad de resolver hasta 1024 por 1024 elementos de imagen y de proveer 256 niveles de gris. Esto quiere decir que la imagen de las partículas a un tiempo determinado se puede transformar en una matriz de 1024 x 1024 en donde cada uno de sus elementos tendrá un valor entre 0 y 256 dependiendo si hay o no partículas y qué tanto brillan. El software que transforma la imagen en números se denomina PCYEYE. Este programa ofrece varias opciones, tales como permitir variar el tamaño de la matriz y alterar el contraste y el brillo. La

opción utilizada convirtió la señal de video en una imagen digitalizada de 520 por 200 elementos de imagen. Para determinar las trayectorias de los trazadores se procedió de la siguiente manera: Una vez digitalizada una imagen, se imprimió el contenido de la pantalla; posteriormente se obtuvo un archivo de coordenadas de trazadores individuales mediante un digitalizador externo al sistema de tarjeta de digitalización que consiste de un marcador electrónico conectado a una computadora. Al colocar este marcador en el punto en que se encuentra una partícula se determinan sus coordenadas y se graban en la computadora. Este procedimiento se lleva a cabo para cada partícula. Finalmente, se graficaron archivos de coordenadas a tiempos sucesivos con figuras diferentes para cada tiempo, con lo que fué posible distinguir trayectorias de trazadores individuales.

### Anemometría Laser

En los experimentos realizados utilizando agua como fluido de trabajo además de llevarse un registro de temperaturas en la pared se registró la velocidad en la capa límite en un punto situado a media altura a 3 mm de la pared caliente ( $X^*=0.98, Y^*=5$ ). Para dicho efecto se utilizó un sistema de anemometría laser operando en la modalidad de dispersión frontal (forward scattering). El sistema está equipado con una Celda de Bragg como dispositivo corredor de frecuencia. Las velocidades más bajas detectadas con este arreglo fueron del orden de 0.2 mm/s. Esta precisión es suficiente para medir la velocidad en la capa límite que en promedio es del orden de 3mm/s. El sistema de anemometría (Figura 4.5) laser incluye los siguientes componentes:

(1) Laser de 10mW Spectra Physics modelo 106-1

(2) Sistema óptico que incluye:

a) Divisor de haz (tipo prisma) TSI mod 9101-2

b) Celda de Bragg TSI 9182-2A

c) Arreglo óptico para enfoque de los haces en el volumen del control TSI 9167-250 (lente biconvexa de distancia focal de 253.8 mm)

d) lente para enfocar luz dispersada del volumen de control hacia el fotodetector.

(3) Control electrónico de la celda de Bragg para efectuar corrimiento de frecuencia en la luz incidente sobre la zona de muestreo o volumen de control, (LV Frequency Shifter Modelo, 9186A).

- (4) Fotodetector. Se utilizó un fotomultiplicador para dicho efecto.
- (5) Procesador de Señales. Se utilizó un contador de frecuencia DISA equipados con filtros de alto y bajo paso y controles de ganancia.
- (6) Sistema de adquisición HP 3421A . Este sistema cuenta con un sistema de almacenamiento virtual (buffer) que le permite guardar 30 registros de voltaje por segundo.
- (7) Computadora IBM AT con tarjeta HPID. Se programó para promediar los treinta datos por segundos enviados por el sistema de adquisición y proporcionar un registro de la velocidad promedio cada segundo.

La frecuencia de corrimiento generada con la celda de Bragg que proporcionó la mejor relación ruido/señal bajo las condiciones experimentales fue la de 0.02 MHz.

**Figura 4.5 Arreglo experimental para anemometría laser-Doppler.**

#### **4.8 Procedimiento Experimental**

Para realizar los experimentos en estado transitorio se dejó reposar el fluido con los trazadores en la celda de pruebas al menos 12 horas en un cuarto con aire acondicionado a una temperatura de 25 °C. Posteriormente, se hizo pasar agua a temperatura ambiente (24-25°C) al intercambiador de la pared de enfriamiento durante 3 horas. La finalidad de esta operación fue la de lograr una aproximación al equilibrio térmico entre la cavidad y el agua de enfriamiento. Se buscó esto último debido a que en pruebas preliminares se midieron con anemometría laser, velocidades cercanas a 2 mm/seg, aún con diferencias de temperatura entre el agua de enfriamiento y el fluido de trabajo en la celda tan pequeñas como un grado centígrado. Por otro lado, se

vió que al cabo de tres horas las velocidades cercanas a la pared fría caían abajo de los límites de detección. Una vez transcurrido este intervalo, se puso en operación el sistema de adquisición de datos de temperaturas, el sistema de grabación de video, y al llegar a un tiempo predeterminado, se aplicó la diferencia de potencial requerida para proporcionar la potencia de disipación nominal del experimento particular en la placa de calentamiento (resistencia total 72 Ohms)<sup>1</sup>.

Respecto al calentamiento de la placa cabe comentar que éste no es instantáneo. La composición de la placa de calentamiento sugiere que ésta tiene una inercia térmica. Existe pues lapso antes de que la placa empiece a entregar a la cavidad el flujo de calor que están disipando las resistencias. Considerando una escala de tiempo de conducción  $\ell^2/\alpha$ , donde  $\ell$  es el espesor de un componente de la placa y  $\alpha$  su difusividad térmica, se había estimado un tiempo de conducción en la placa del orden de 12 s (Apéndice B). Discrepancias entre trazas de temperatura en la pared obtenidas experimentalmente y estimaciones del tiempo de crecimiento de la capa límite en términos de escalas indican que la inercia térmica de la pared caliente es mayor a los 12s previstos originalmente y que aproximadamente debe de ser del orden de 500s.

<sup>1</sup> La potencia de disipación nominal  $q$  se toma como igual a  $V^2/(R \cdot \text{Area})$ . Donde  $V$  es la diferencia de potencial aplicada y  $R$  la resistencia de la placa.

## 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES

### 5.1 Introducción

Este capítulo contiene resultados de los experimentos que se llevaron a cabo con la celda de pruebas descrita en el capítulo 4. Los experimentos realizados se pueden dividir en dos grupos principales: los realizados con fluido Dow Corning 200 de 20 cS como fluido de trabajo y aquellos en los que se utilizó agua para el mismo propósito. Para el primer grupo de experimentos, realizados con fluido Dow Corning 200 de 20 cS, se varió el flujo de calor de entrada en una de las paredes verticales. En todos los experimentos la temperatura de la pared de enfriamiento y la temperatura inicial de la cavidad son iguales a la temperatura ambiente ( $\pm 0.3$  °C). Las paredes restantes tienen características de aislamiento térmico especificadas en el capítulo 4, y se pretende con ellas aproximar condiciones de frontera adiabáticas. Se estudiaron cuatro casos en los que el flujo de calor en la pared caliente se traduce a números de Rayleigh en base al flujo de calor de entrada que varían de  $8.4 \times 10^8$  a  $6 \times 10^9$ .<sup>1</sup> Uno de estos casos se presenta en detalle y posteriormente se compara con los demás, analizando el efecto de la variación del calentamiento sobre el desarrollo del flujo en los distintos casos. Para este primer grupo de experimentos se presentan resultados de visualización del flujo en la región cercana a la pared caliente mediante fotografías y digitalización de imágenes, así como de variación de la temperatura en diferentes puntos en el interior de la cavidad y en la pared caliente. También se determinó la diferencia de temperaturas entre la entrada y salida del intercambiador. Con esta información se obtuvo una medida de la variación del flujo de calor de salida, así como Números de Nusselt dependientes del tiempo en ambas paredes para representar la variación de la transferencia de calor en la cavidad.

Finalmente se presentan resultados obtenidos utilizando agua como fluido de trabajo. Esta última sección consiste en el análisis de registros de anemometría laser en la región correspondiente a la capa límite.

<sup>1</sup> El correspondiente rango de variación en términos de un número de Rayleigh en base a la diferencia de temperatura entre la pared y la temperatura inicial ( $Ra = g\beta\Delta Th^3 / (\alpha\nu)$ ) es de  $1.4 \times 10^7$  a  $6 \times 10^7$ .

## 5.2 Experimentos realizados con fluido Dow Corning 200 de 20 cS (Pr=223).

La Tabla 5-1 muestra los diferentes flujos de calor utilizados en este primer grupo de experimentos. La condición de frontera del flujo de calor y las propiedades en tres de las pruebas realizadas en este grupo se acercan a las especificadas en la simulación numérica con el objeto de hacer una comparación entre los resultados numéricos y experimentales. Primeramente se hace una presentación detallada del caso 3. Este es el mismo caso que escogió para ser analizado en detalle en la sección de resultados numéricos. Posteriormente se presentan los resultados de los experimentos en los que se varió el flujo de calor, haciendo énfasis en diferencias debidas a cambios en este parámetro.

Tabla 5-1. Experimentos realizados con fluido Dow Corning 200 de 20 cS.

Caso	Flujo de Calor en la pared caliente ( $W/m^2$ )	No. de Rayleigh en base al flujo de calor
1	100	$8.4 \times 10^8$
2	300	$2.5 \times 10^9$
3	460	$4.0 \times 10^9$
4	700	$5.9 \times 10^9$

### 5.2.1. Resultados de las pruebas efectuadas con un flujo de calor de $460 W/m^2$ ( $Ra_q = 4 \times 10^9$ ).

Para este caso se presentan dos tipos de resultados que muestran el comportamiento del flujo: fotografías de larga exposición y trayectorias de partículas obtenidas mediante digitalización de imágenes. Posteriormente se analiza el comportamiento térmico mediante los registros obtenidos con termopares colocados en diferentes puntos de la celda. Se completa el análisis de este caso con la presentación de resultados concernientes a la transferencia de calor entre la celda y las paredes de calentamiento y enfriamiento.

#### Fotografías de exposición larga

En esta sección se presentan las fotografías de trayectorias de trazadores y su interpretación para diferentes tiempos en el experimento. Las

trayectorias de los trazadores se registran únicamente para la mitad del plano central de la celda ya que la otra parte de este plano no fue iluminada con el propósito de lograr una imagen de la capa límite con mayor detalle. De esta manera se sacrificó la información que se pudo haber obtenido en esta última parte para lograr una mayor claridad en la obtenida de la zona iluminada. La localización de esta zona está indicada en la Figura 5.1, cerca de la pared caliente ( $X > 0.5$ ,  $0 < Y < 1$ ,  $.48 < Z < .5$ ), donde se esperaba un comportamiento dinámico importante, a juzgar por resultados numéricos. Se utilizó un tiempo de exposición de 15s para periodos que comenzaron a los 20 s, 40 s, 60 s, de iniciado el calentamiento y de 30 s para los que comenzaron a los 120 s, 180 s y 240 s. Subsecuentemente se utilizaron tiempos de exposición de 40 s para periodos que inician a los siguientes tiempos: 300 s, 360 s, 480 s, 600 s y 720 s. Los resultados se muestran en las Figuras 5.2. La interpretación de estas fotografías para cada periodo se muestra en gráficas adyacentes. Para los experimentos que registran estas fotografías se utilizó un trazador comercial fabricado por Kalliroscope Corporation que consiste en partículas cristalinas en forma de hojuelas de  $7 \mu\text{m}$  en su sección corta por  $30 \mu\text{m}$  en su sección larga. Midiendo la longitud de las trazas puede obtenerse una idea aproximada de la magnitud del módulo de la velocidad.

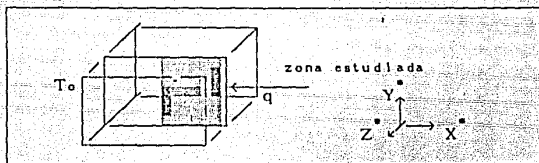


Figura 5-2. Localización de la zona en la que se fotografiaron los trazadores.

Se puede observar en general en las fotografías de la figura 5-2 el desarrollo de un vórtice circular que luego toma la forma de lóbulo. La parte abultada del vórtice desciende conforme transcurre el tiempo. Aunque el centro de dicho vórtice no puede identificarse con facilidad en estas fotografías, su señalización en las gráficas de interpretación corresponde al sitio donde más probablemente se localiza.

El tamaño de las trazas que aparecen en la fotografía correspondiente al período que va de 20s a 40 s indica velocidades todavía muy pequeñas (menores a  $0.1 \text{ mm/s}$ ) en el interior de la celda (Figuras 5-2a, 5-2b). Esto cambia

ligeramente en la fotografía para el intervalo de tiempo de 40 s a 60 s (Figuras 5-2c,5-2d), en la que se puede apreciar la incipiente formación de un vórtice circular cercano a la pared de calentamiento (señalada con la letra "A" en la Figura 5-2d). Para el período de 60 s a 80 s (Figura 5-2e,5-2f) se pueden observar trayectorias verticales ascendentes en la región cercana a la pared de calentamiento (aproximadamente a 5mm) . La distancia que cubren estas trayectorias dividida entre el tiempo de exposición da una velocidad de aproximadamente 0.2mm/s. Este valor, sin embargo, debe tomarse con reservas pues existe la posibilidad de que durante el inicio o final del tiempo de exposición la partícula pudiera haberse encontrado ligeramente fuera del plano iluminado , y parte de su trayectoria no fuera visible, lo que resultaría en una subestimación del módulo de la velocidad. Se puede apreciar también en las Figuras 5-2e y 5-2f que en ese momento el centro del vórtice parece ubicarse cerca de  $Y = 0.5$ , y  $X = 0.9$  . Para los 120-140 s (Figuras 5-2g,5-2h) se observan trayectorias más largas cerca de la pared caliente , indicando altas velocidades en esta región en comparación con el resto de las zonas que aparecen en la fotografía. El comportamiento observado en dicha zona es pues el de una capa límite desarrollada . Aunque es difícil dar un valor exacto de la velocidad en dicha capa límite por las dificultades antes señaladas, se estima que es del orden de 2 mm/s. En esta fotografía se continúan observando trayectorias descendentes cerca de la pared caliente que forman parte de la circulación del vórtice, cuyo centro se encuentra todavía en la parte superior de la cavidad (aproximadamente a  $X = .8$  y  $Y = .6$  ). Comparando la fotografía correspondiente al período de 240s-280 s (Figuras 5-2k,5-2l) con la del período anterior, correspondiente a 180s 210 s (Figuras 5-2i, 5-2j) se puede observar que ha ocurrido un descenso de la parte abultada del vórtice. En la gráfica obtenida para el intervalo de tiempo de 300 s a 340 s (Figuras 5-2m,5-2n) se puede apreciar una cintura en la parte superior de la cavidad (región "C" en la figura); esto es, parece como si el fluido proveniente del extremo opuesto de la cavidad (pared vertical fría) empujara la corriente descendente en dirección de la pared caliente. A los 360 s (Figuras 5-2o,5-2p) la cintura se encuentra más cercana a la pared caliente y la curva que describe es todavía más pronunciada. Esta cintura continúa siendo visible en la fotografía tomada entre 480 s y 520 s (Figuras 5-2m,5-2n). En la fotografía para el lapso de tiempo entre 600 s y 640 s (Figuras 5-2o,5-2p) se observan trayectorias más cortas en la parte central superior, marcada con un círculo, indicando una disminución de las velocidades en dicha zona. El vórtice se encuentra muy cercano al piso de la cavidad. El patrón encontrado en la



fotografía tomada entre 720 s y 760 s. (Figuras 5-2q,5-2r) ya no es muy diferente. Los cambios en el patrón de flujo se han vuelto bastante lentos. A tiempos largos el vórtice habrá desaparecido finalmente y el movimiento se restringirá a las zonas aldeañas a las paredes, como se describe en la siguiente sección.

### Digitalización de Imágenes

Debido al gran tiempo que requirió el procesamiento de las imágenes, el uso de esta técnica se limitó al registro del comportamiento del flujo para los periodos de 180 s a 192 s y para el de 3600 s a 3612 s, que son representativos del comportamiento típico observado en las fotografías de la sección anterior. En la figura 5-3 aparecen resultados de digitalización de imágenes presentados como desplazamientos de partículas para un intervalo de tiempo de 12 s que se inicia a los 180 s. En la parte inferior de esta figura aparece una flecha como referencia para medir la magnitud de las velocidades. Las trayectorias no son vectores de velocidad propiamente dichos, ya que se trata de un flujo transitorio. Sin embargo, a partir de la observación de fotografías de la sección anterior correspondientes a tiempos cercanos a 180 s (120-140, 240-260 s) (Figuras 6.2i,6.2k), se estima que durante el tiempo de muestreo no hay cambios mayores en la magnitud de las velocidades pues el patrón observado para estos tiempos no es muy diferente. En particular, se encuentra que ocurre un desplazamiento del centro de la recirculación mostrada en las fotografías de la sección anterior del orden del desplazamiento de una partícula que se encuentra en esa zona. Haciendo estas consideraciones, la distancia recorrida por las partículas dividida entre el tiempo de muestreo puede tomarse como una aproximación del módulo de la velocidad instantánea en el tiempo inicial. La información obtenida de esta manera permite dar una descripción aproximada del patrón de flujo y una idea de la magnitud de las velocidades. Es interesante hacer notar las siguientes características en el patrón de flujo observado: Se aprecia una trayectoria ascendente larga en la parte inferior de la cavidad cercana a la pared caliente (señalada con "A" en la figura 5-3). Esta trayectoria marca el movimiento del fluido que alimenta la capa límite en la parte inferior de la cavidad. El módulo de la velocidad asociado a dicha trayectoria es de aproximadamente 1.2 mm/s. Parte del fluido proveniente de la capa límite de la pared caliente avanza paralelamente en la pared superior de la celda en dirección a la pared fría con velocidades del orden de 0.7 mm/s. Otra parte del fluido proveniente de esta capa límite

(región señalada con "B") se dirige inicialmente hacia el núcleo de la cavidad y, a una distancia ligeramente mayor de la pared caliente, exhibe trayectorias descendentes asociadas a velocidades verticales del orden de 0.4 mm/s. En la parte inferior, las trayectorias observadas indican el regreso del fluido hacia la pared caliente. En la mitad superior de la cavidad y cerca de esta última pared, parte del fluido que se aproxima a ésta se mueve en dirección ascendente (región "C") con velocidad vertical de aproximadamente 0.7 mm/s continuando un circuito de recirculación en sentido antihorario. Aunque no es posible estimar con certeza donde se ubica el centro de la recirculación, se puede afirmar que se encuentra todavía arriba de la línea de media altura de la cavidad. Se puede apreciar también que parte del fluido que llega a la pared fría regresa hacia el centro de la cavidad (sección D), en lugar de bajar en la región cercana a la pared de enfriamiento. Este fenómeno se atribuye al hecho de que inicialmente la diferencia de temperatura entre la pared fría y el núcleo de la cavidad es pequeña; a causa de ello, el fluido de la región en contacto con esta pared no es suficientemente denso en relación al fluido circundante, por lo que su velocidad de descenso es baja, pero debido a que conserva cantidad de movimiento se desplaza hacia la pared caliente. En el núcleo de la cavidad los módulos de la velocidad tienen un valor promedio de 0.3 mm/s. Sin embargo, el fluido que se aproxima a la pared caliente por la parte inferior de la cavidad muestra velocidades mayores (del orden de 0.5 mm/s) que este valor promedio. Finalmente de esta figura se infiere que el fluido que se aproxima a pared caliente cerca del piso de la cavidad subsecuentemente llegará a constituir la capa límite térmica. Entre mayor sea la altura de aproximación del fluido a esta pared, más externa a la capa límite térmica será la corriente ascendente que forme posteriormente. La incorporación de fluido a la corriente ascendente se hace, ya sea por arrastre viscoso, en el caso de la capa límite hidrodinámica, o por continuación del circuito del vórtice o recirculación generados adyacentes a ésta.

En contraste con la Figura 5-3 para el período de 180 s a 192 s, en la que se apreciaban velocidades en el núcleo de magnitud suficientemente grandes para ser medibles con certeza, la gráfica de trayectorias de partículas correspondiente al período comprendido entre 3600 s y 3612 s (Figura 5-4) muestra que el fluido del centro se encuentra inmóvil respecto al cercano a las paredes. La capa de intrusión en la parte inferior se aprecia ligeramente más gruesa que la de la parte superior, lo que probablemente se debe a que aún no se alcanza un estado permanente, pues como se discute en la sección de

transferencia de calor, el tiempo característico asociado con el estado permanente es del orden de 7200 s.

### Comportamiento térmico en el interior de la cavidad

En la Figura 5-5 aparecen temperaturas obtenidas a dos alturas diferentes ( $Y^* = .25, Y^* = .75$ ) en el centro de la cavidad ( $X^* = 0.5$ ). Puede apreciarse que durante los primeros 250 s la temperatura que registra el termopar de la parte superior (termopar 1, Figura 4-1) no se eleva más allá del rango de error del termopar ( $\pm 15$  °C). El termopar localizado en la parte inferior de la cavidad (termopar 2, Figura 5-1) empieza a registrar un aumento arriba del rango de error a los 850 s. Una vez que entran en contacto con fluido caliente, los dos termopares registran un aumento monótonico en la temperatura. La figura 5-6 contiene temperaturas tomadas a diferentes distancias horizontales ( $X^* = .25$  termopar 3, y  $X^* = .75$ , termopar 4, Figura 5-1) a media altura ( $Y^* = 0.5$ , Figura 5-1) en el núcleo de la cavidad. Las trazas permanecen en un valor casi constante por 10 minutos (600 s) al cabo de los cuales muestran un aumento monótonico de la temperatura. Las temperaturas tomadas a diferentes distancias horizontales en el núcleo de la cavidad a una misma altura tienen el mismo valor a un tiempo dado. Esto sugiere que el fluido de la cavidad se está calentado en forma estratificada.

### Transferencia de calor con las paredes

La Figura 5-7 muestra la temperatura en la pared como función del tiempo en diferentes posiciones ( $Y^* = 0.146, 0.5$  y  $0.885$ , termopares 5, 6, 7, Figura 4-2). El calentamiento se comienza a aplicar a los 80 s del tiempo que registra la gráfica. Desde el punto de vista de las variaciones en la temperatura de la pared el experimento puede dividirse en cuatro períodos importantes: Un primer período de aumento rápido que dura hasta los 200 s. después otro período de aumento más lento al final del cual la pendiente de los perfiles se reduce. Esto ocurre aproximadamente a los 500 s. Pasado este tiempo las curvas toman una pendiente similar a la de las que registran el aumento de la temperatura en el interior de la cavidad en las Figuras 5-5 y 5-6. Al final de este período prácticamente se alcanza un estado permanente (una hora y media). Finalmente existe un último período en el que ocurre un aumento sumamente gradual de la temperatura en donde el flujo ya tiene un

patrón fijo, pero debido a pérdidas de calor a través de las paredes, todavía debe transcurrir cierto tiempo antes de que se pueda alcanzar una temperatura de equilibrio, (aproximadamente 3 horas). Estos últimos tiempos ya no aparecen en la gráfica; se obtuvieron de un registro intermitente de temperaturas que se hizo para tiempos mayores a 60 minutos. Resaltan además las siguientes características en este registro de temperaturas de pared. Para tiempos iniciales no se advierte una diferencia significativa en las temperaturas a diferentes alturas y el aumento de temperatura en la pared es descrito por una sola línea en la que se sobreponen las diferentes trazas; esto es, al comienzo del calentamiento la temperatura no es función de la posición vertical. Esto es indicativo de que inicialmente la transferencia de calor hacia el interior de la cavidad es principalmente de carácter difusivo. Posteriormente se observa la separación de las trazas correspondientes a diferentes alturas a un tiempo (120 s) que puede considerarse como aquel en que la transferencia de calor por convección empieza a ser del orden de la que se lleva a cabo por conducción. La distribución de las temperaturas en la pared que se observa para tiempos posteriores al de la separación de las trazas es ligeramente no lineal; esto es, el aumento en la temperatura de pared con la altura se vuelve un poco más pronunciado en la parte superior.

La Figura 5-8 muestra la variación de la diferencia de temperaturas entre la entrada y salida del intercambiador de calor que mantiene casi constante y uniforme la temperatura de la pared fría (máximo de variación  $\pm 0.8^\circ\text{C}$  en estado permanente). Existe un intervalo de 520 s durante el cual esta diferencia de temperaturas permanece muy cercana a un valor inicial. A partir de ese momento se observa un aumento prácticamente lineal en esta diferencia de temperaturas, promediando las oscilaciones que son debidas mayormente al error instrumental y a la turbulencia en el ducto de enfriamiento. La Figura 5-9 muestra el flujo de calor de salida calculado a partir de esta diferencia de temperaturas y el gasto del intercambiador<sup>2</sup>. Es de hacer notar que no se esperaba obtener valores del flujo de calor diferentes de cero al inicio del fenómeno puesto que idealmente no debieran existir diferencias de temperatura

---

<sup>2</sup> El flujo de calor de salida,  $q_{\text{salida}}$ , se obtuvo de la manera siguiente:

$$q_{\text{salida}} = \dot{m} \Delta T C_p$$

Donde,  $\Delta T$  es la diferencia de temperaturas entre la entrada y salida del intercambiador,  $\dot{m}$  es el flujo másico a través del intercambiador y  $C_p$  es el calor específico del agua a  $25^\circ\text{C}$ .

entre la pared fría y el fluido cercano a ésta. Sin embargo no se pudo alcanzar un equilibrio térmico perfecto entre el agua de enfriamiento y la cavidad antes de arrancar el experimento y se comenzó con una diferencia inicial de  $(0.3\text{ }^{\circ}\text{C})$ . Para tiempos cortos las diferencias de temperatura en las que se basa el cálculo de Nusselt en las paredes se encuentran dentro del margen de error y no son representativos de lo que ocurriría en condiciones reales, sin embargo para tiempos largos las diferencias de temperatura ya se encuentran más arriba del error inherente al sistema de medición y a las condiciones experimentales iniciales. El valor en estado permanente para este flujo de calor de salida es cercano en un 5% al suministrado nominalmente a la entrada<sup>3</sup>.

Se calculó el número de Nusselt promedio para las paredes caliente y fría en base a la diferencia de temperaturas entre paredes ( $Nu_{\text{celda}}$ , ecuaciones 2- y 2-). Para dicho cálculo se obtuvo la media aritmética de la temperatura promedio en la pared caliente. La Figura 5-10 es una gráfica del número de Nusselt ( $Nu_{\text{celda}}$ ) dependiente del tiempo para las paredes caliente y fría. La variación del número de Nusselt en la pared caliente tiene los tiempos característicos de la temperatura de la pared. En el caso de número de Nusselt en la pared fría, el comportamiento inicial no corresponde a lo esperado debido, nuevamente, a que las diferencias de temperatura iniciales sobre las que se basa este cálculo se encuentran dentro del rango del error instrumental y, a la dificultad para lograr una temperatura uniforme al inicio del experimento. El comportamiento esperado en el caso de la pared fría para tiempos iniciales está señalado con línea punteada en la Figura 6.10. Se concluye entonces que esta definición de Nusselt no se puede aplicar para la pared fría en este contexto experimental para tiempos iniciales.

El Nusselt también se calculó en base a una diferencia de temperaturas entre la pared y la temperatura promedio del núcleo de la cavidad ( $Nu_{\text{pared}}$ , ecuaciones 2- y 2-). Debido a que las diferencias de temperatura entre la temperatura de la pared fría y la temperatura promedio de la cavidad son todavía más cercanas al error experimental el comportamiento inicial de  $Nu_{\text{pared}}$  en la pared fría (Figura 5.11) es todavía menos representativo de lo que ocurriría en condiciones ideales por lo que tampoco esta definición de

<sup>3</sup> La potencia nominal disipada por la resistencia eléctrica de la pared caliente,  $q_{in}$ , es  $V^2/R$ , donde  $V$  es el voltaje aplicado y  $R$  la resistencia.

Número de Nusselt es aplicable a tiempos cortos en este experimento. En el caso de  $Nu_{\text{pared}}$  en la pared caliente, el comportamiento es similar al obtenido para el Nusselt en base a la diferencia de temperatura entre paredes. La aproximación a valores en estado permanente es inicialmente más rápida que en el caso de  $Nu_{\text{celda}}$ , puesto que en este caso se está permitiendo que la temperatura de referencia varíe con el tiempo. Para tiempos mayores que 2500 s, los valores obtenidos en las dos paredes son cercanos.

### 6.2.2 Estudio Experimental Paramétrico Variando el Flujo de Calor de Entrada.

Esta sección contiene resultados de experimentos con diferentes flujos de calor de entrada. Se presentan fotografías de exposición larga de trazadores en la región próxima a la pared caliente, y gráficas de temperatura como función del tiempo en diversos puntos de la cavidad. Asimismo con el propósito de estudiar la transferencia de calor de la cavidad con las fronteras, se analizan gráficas de temperaturas en la pared y del flujo de calor saliente en la pared fría, calculando números de Nusselt globales dependientes del tiempo en las mismas para los diferentes flujos de calor aplicados en la pared caliente.

#### (a) Fotografías de exposición larga.

El patrón de movimiento observado en los experimentos con flujos de calor de  $100 \text{ W/m}^2$ ,  $300 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$  fue semejante al del experimento de  $460 \text{ W/m}^2$  que se presentó en la Sección 6.2.1. En todos los casos se observó la formación de la recirculación cercana a la pared caliente y el gradual descenso de su centro. Sin embargo, se observaron diferencias en cuanto a la rapidez de desarrollo de flujo. En particular, el desarrollo del flujo, evaluado desde el punto de vista de velocidad de descenso del centro de la recirculación, fue notablemente más lento en el caso del experimento con flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$ , (el centro de vórtice todavía se encuentra a  $Y^* = 0.5$  a los 10 minutos de haberse iniciado el calentamiento) y apreciablemente más rápido en el caso del experimento con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$  (a los 10 minutos el vórtice se encontraba en  $Y^* = .25$ ). Las fotografías de la figura 5-12 muestran trayectorias de trazadores durante el período de 180 s a 210 s de iniciado el calentamiento para los experimentos con diferentes flujos de calor. Durante ese período, el centro de la recirculación se encuentra a

aproximadamente media altura ( $Y = 0.5$ ) en todos los casos; sin embargo, se advierten mayores velocidades (trayectorias más largas) en el caso del experimento con  $700 \text{ W/m}^2$  (Figura 5-12c) que en los demás y la forma del vórtice es más alargada en el caso del experimento  $700 \text{ W/m}^2$  y más redonda en el caso del realizado con  $100 \text{ W/m}^2$  (Figura 5-12a). A los 300 segundos la fotografía del experimento con calentamiento de  $700 \text{ W/m}^2$  (Figura 5-13c) muestra el centro de la recirculación en aproximadamente  $Y = .32$ . En el caso del experimento con  $100 \text{ W/m}^2$ , (Figura 5-13a) la posición del centro de esta recirculación se encuentra todavía a  $Y = .56$ , mientras que para el experimento con  $300 \text{ W/m}^2$  (Figuras 5-13b) éste se localiza aproximadamente a  $Y = .42$ . Durante el periodo de 720 s a 740 s (Figura 5-14) el vórtice ha descendido a aproximadamente el mismo nivel ( $Y = .25$ ) en los casos de los experimentos con calentamiento de  $300 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$  y el patrón de flujo observado es bastante parecido (Figuras 5-14b, 5-14c). Por lo que toca al experimento con  $100 \text{ W/m}^2$  (Figura 5-14a), se observa el vórtice todavía a aproximadamente media altura. La Figura 5-15 muestra la altura a que se encuentra el centro de la recirculación como función del tiempo para los experimentos efectuados con diferentes flujos de calor dando una idea de la velocidad de desarrollo del patrón de movimiento en respuesta a los diferentes calentamientos.

#### (b) Comportamiento térmico en el interior de la cavidad.

El comportamiento térmico en el interior de la cavidad observado en los experimentos de  $100 \text{ W/m}^2$ ,  $300 \text{ W/m}^2$  y de  $700 \text{ W/m}^2$ , es similar al que se reporta para el experimento realizado con flujo de calor de  $460 \text{ W/m}^2$ , que muestran la Figura 5-5 y 5-6. En las Figuras 5-15 aparece la variación de la temperatura en el interior de la cavidad para los termopares 1 y 2 colocados a diferentes alturas ( $Y = .25, Y = .75$ ) en el centro de la cavidad ( $X = 0.5$ . Ver Figura 4-1). Se observa el mismo aumento monótonico de la temperatura una vez transcurrido cierto tiempo de espera. También se observa que a mayor flujo de calor, mayor es el gradiente vertical que se desarrolla en la celda. En el caso de los experimentos realizados con flujos de calor de  $300 \text{ W/m}^2$ ,  $460 \text{ W/m}^2$ , y  $700 \text{ W/m}^2$  (Figuras 5-15b, 5-5 y 5-15c), el tiempo que transcurre antes de que un termopar colocado en un sitio determinado registre un aumento en la temperatura, varía al cambiar el flujo de calor. En el caso del experimento

realizado con un flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$ , los cambios de temperatura son sumamente pequeños por lo que resulta difícil identificar tiempos característicos. En las Figuras 5-16 se muestran los registros temperatura como función del tiempo de los termopares 3 y 4 ( $X^* = .25$  termopar 3, y  $X^* = .75$ , termopar 4, Figura 4-4) a media altura ( $Y^* = 0.5$ , Figura 4-4) en el núcleo de la cavidad. Para los diferentes flujos de calor se observa el mismo patrón de calentamiento monótonico con estratificación; es decir, en un instante dado las temperaturas a un mismo nivel son iguales.

#### Transferencia de calor con las paredes.

Las figuras 5-17 muestran la variación de la temperatura de la pared caliente con el tiempo en los experimentos realizados con flujos de calor de  $100 \text{ W/m}^2$ ,  $300 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ , respectivamente. Cualitativamente el patrón observado es similar al que se presentó en el experimento de referencia mostrado en la Figura 5-7. En estos experimentos también se observan tres tiempos característicos que se identifican primeramente con un intervalo de aumento rápido en el que la temperatura alcanza aproximadamente el 50 por ciento del valor que finalmente tendrá en estado permanente. Este tiempo se acerca en todos los casos a los 220 s. Se observa otro tiempo, posterior a éste, en el que la curva se dobla hacia la horizontal. Este último tiempo en todos los casos se acerca a los 520 s. Posterior a este tiempo la curva de aumento de temperatura en la pared toma una pendiente similar a la del aumento de la temperatura a media altura en la cavidad que aparece en las Figuras 5-16. Otras características notorias de las gráficas de temperatura en la pared de las figuras 5-17 son el hecho de que puede identificarse un tiempo en el que las trazas de temperatura se separan; esto es, un tiempo en el que la temperatura de la pared empieza a ser claramente función de la altura. Para el experimento efectuado con flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$  este tiempo es de aproximadamente 680 segundos. En el caso del experimento llevado a cabo con un flujo de calor de  $300 \text{ W/m}^2$ , este tiempo se acerca a los 200 s. Para el realizado con flujo de calor de  $460 \text{ W/m}^2$  (Ver Figura 5-7), es aproximadamente 180 s, mientras que en el caso del experimento efectuado con  $700 \text{ W/m}^2$  es de 150 s.

Las Figura 5-18 muestran el flujo de calor de salida como función del tiempo para los experimentos realizados con diferentes flujos de calor de entrada, incluyendo el caso de flujo de calor de entrada discutido en la Sección 6.2.1. El flujo de calor de salida se calculó a partir de la



diferencia de temperaturas entre la entrada y salida del intercambiador de calor de la pared fría y la razón de flujo en el mismo. En el caso del experimento realizado con un flujo de calor de  $100 \text{ W/m}^2$  la diferencia de temperaturas entre la entrada y salida del intercambiador fue siempre del orden del error instrumental ( $\pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ ), razón por la cual no se calculó el flujo de calor de salida. Para el resto de los experimentos de este grupo se observa que inicialmente el flujo de calor es diferente de cero. Como ya se mencionó, esto se debe probablemente a pequeñas diferencias reales iniciales de temperatura entre la cavidad y el agua de enfriamiento, que provocan a su vez pequeñas diferencias de temperatura entre la entrada y salida del intercambiador de calor del orden de  $0.2 \text{ }^\circ\text{C}$ , apenas arriba del margen de error de los termopares ( $\pm 0.15 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Las trazas se elevan arriba de un nivel inicial alrededor de los 1000 s. La correspondiente al flujo de calor de  $300 \text{ W/m}^2$  está interrumpida entre los 1000 s y 2500 s debido a que las variaciones en la presión del sistema de bombeo hidroneumático alteraron el flujo másico en el intercambiador. Después de ese tiempo se restableció el flujo másico original modificando la apertura de la llave de suministro al intercambiador. De acuerdo con lo esperado, se observa que en promedio entre mayor es el flujo de calor de entrada, mayor es la pendiente de la variación del flujo de calor de salida con el tiempo. Las pequeñas diferencias de temperatura de las que depende esta medición no permiten gran resolución de los tiempos característicos para los diferentes experimentos.

La Figura 5-19 muestra la variación en el tiempo del número de Nusselt en ( $\text{Nu}_{\text{celda}}$ ) en la pared fría, con calentamientos de  $300 \text{ W/m}^2$ ,  $460 \text{ W/m}^2$ , y  $700 \text{ W/m}^2$ . Por razones indicadas anteriormente en el caso del experimento con flujo de calor de  $460 \text{ W/m}^2$ , únicamente se consideran confiables los valores a tiempos largos, los cuales se reportan como referencia. Se presentan asimismo números de Nusselt ( $\text{Nu}_{\text{celda}}$ ) (Figura 5-20) en la pared caliente para los distintos flujos de calor de este grupo de experimentos. Las diferencias en las historias de  $\text{Nu}_{\text{celda}}$  en la pared caliente entre los experimentos con diferentes calentamientos son mayormente de carácter cuantitativo. Se aprecian en todos los casos tiempos de descenso brusco en el Número de Nusselt, después de los cuales se aprecia una disminución gradual del mismo.

También se reporta  $\text{Nu}_{\text{pared}}$  para las paredes fría (Figura 5-21) y caliente (Figura 5-22). Para la pared fría a tiempos largos hay poca diferencia en el número de Nusselt obtenido para los experimentos de  $700$  y  $460 \text{ W/m}^2$ . De hecho,

el valor utilizado para el experimento con  $460 \text{ W/m}^2$  es un promedio de varios experimentos entre los que hay variaciones del orden del 30%. El comportamiento inicial no se toma como representativo por razones ya indicadas y se grafica con el propósito de ilustrar las dificultades inherentes a la caracterización experimental de la transferencia de calor del sistema con esta definición. En la pared caliente (Figura 5-22) se observa un comportamiento que presenta menos ruido debido a que las diferencias de temperatura en las que se basó el cálculo son de un orden mucho mayor. El comportamiento es cualitativamente similar a  $Nu_{\text{celda}}$  en la pared caliente (Figura 5-21), con la diferencia de que con esta medición se obtiene un valor casi constante en un tiempo menor en los diferentes flujos. No se aprecian grandes diferencia en tiempos característicos entre los experimentos con distintos flujos de calor.

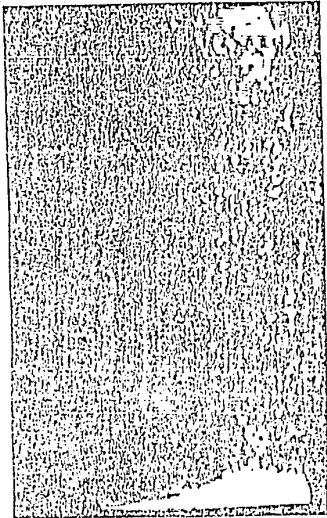
### 6.3. Experimentos con Fluidos de Diferente Número de Prandtl.

Esta sección contiene resultados de experimentos utilizando agua como fluido de trabajo. El flujo de calor aplicado fue de  $460 \text{ W/m}^2$ . Se obtuvo una gráfica de variación de la temperatura en la pared con el tiempo con el termopar 1 (Ver figura 5-1). Esta gráfica se presenta en la Figura 5-21. La tendencia que sigue la temperatura de la pared es similar a la de los experimentos con Fluido Dow Corning de 20 cS reportados en la sección anterior.

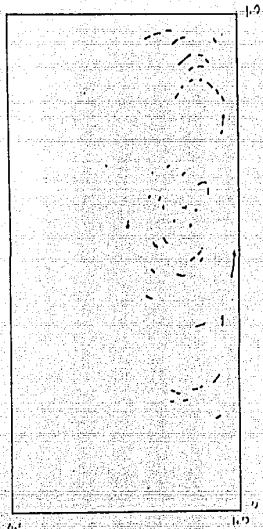
Una parte fundamental del experimento con agua, fue la determinación de la velocidad vertical con anemometría laser en un punto situado presumiblemente en la capa límite hidrodinámica ( Esto se concluyó de observaciones de partículas suficientemente grandes para distinguir su paso en la zona del cruce de haces). El sitio muestreado se encontraba a  $3 \text{ mm}$  ( $\approx 0.5 \text{ mm}$ ) de la pared caliente, a media altura ( $Y = 0.5$ ). La velocidad así obtenida aparece como función del tiempo en la Figura 5-22. El registro obtenido muestra oscilaciones de alta frecuencia atribuibles a ruido en la señal, estas oscilaciones son del orden de  $0.1 \text{ mm/s}$  en su mayor parte. El patrón general observado en esta gráfica es el de un aumento rápido de la velocidad en los primeros 50 s del experimento seguido de una disminución lenta hasta un valor casi estacionario de  $3.2 \text{ mm/s}$ .

Fig. 2.1

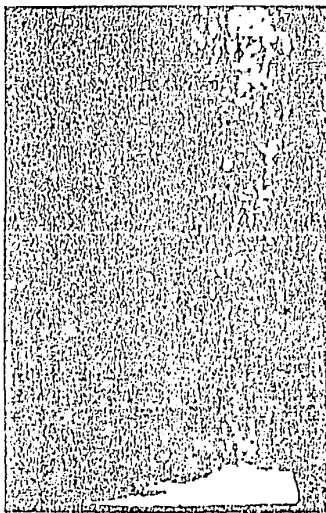
(b.2)



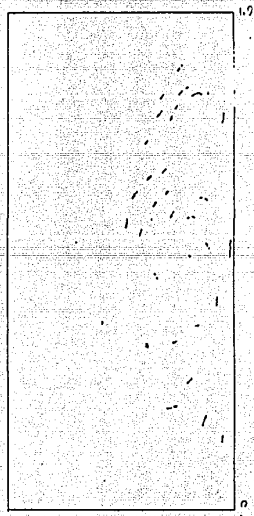
(a)



(b)

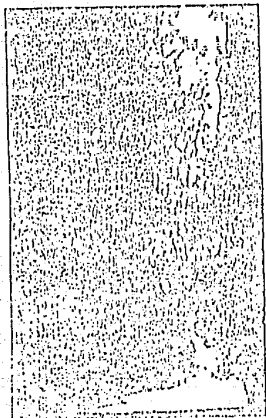


(c)

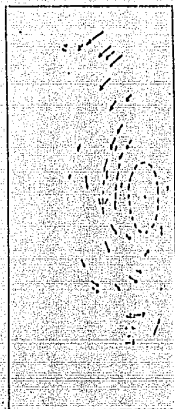


(d)

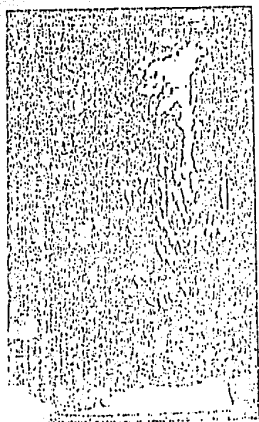
Cont. Figura (52)



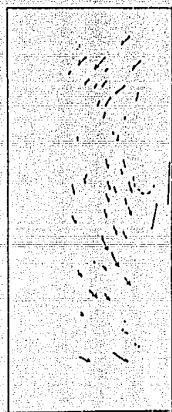
(e)



(f)

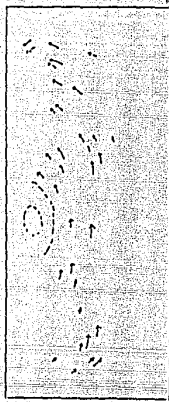


(g)

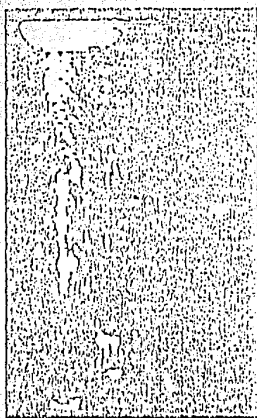


(h)

(n)



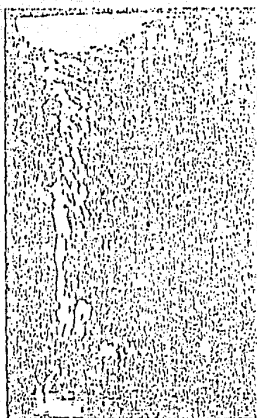
(r)



(n)

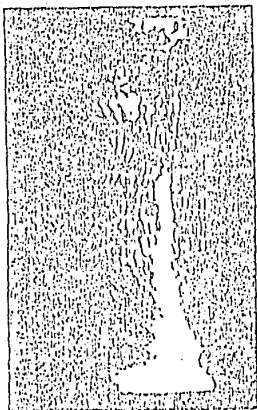


(r)



Cont. 179-5-2

cont. Fig. C-2



(m)



27.4

(k)

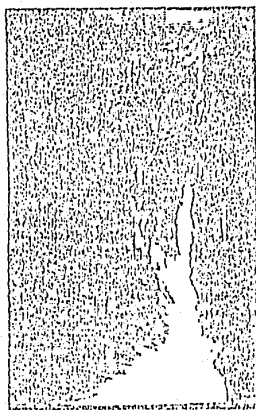


(p)

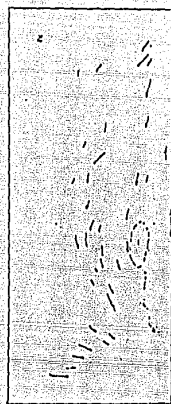


27.4

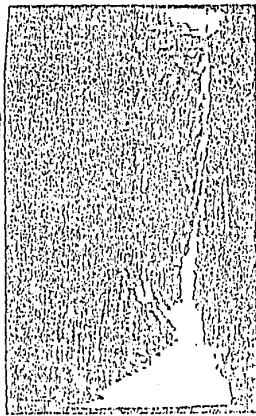
(p)



(q)



(r)

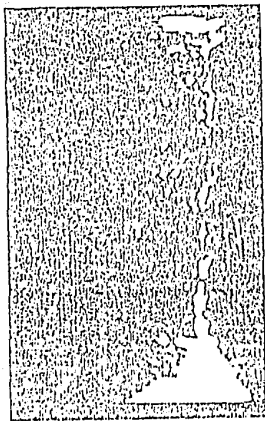


(s)

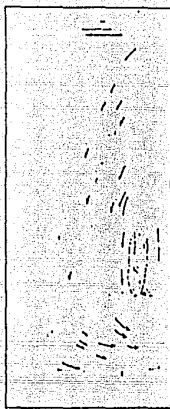


(t)

Cont. Fig. 5-2



(u)



(v)

mm/s

Figura 5.6.2. Trayectorias de trizadores en la cavidad con velocidad normal de 460 m/min. en diversas posiciones.



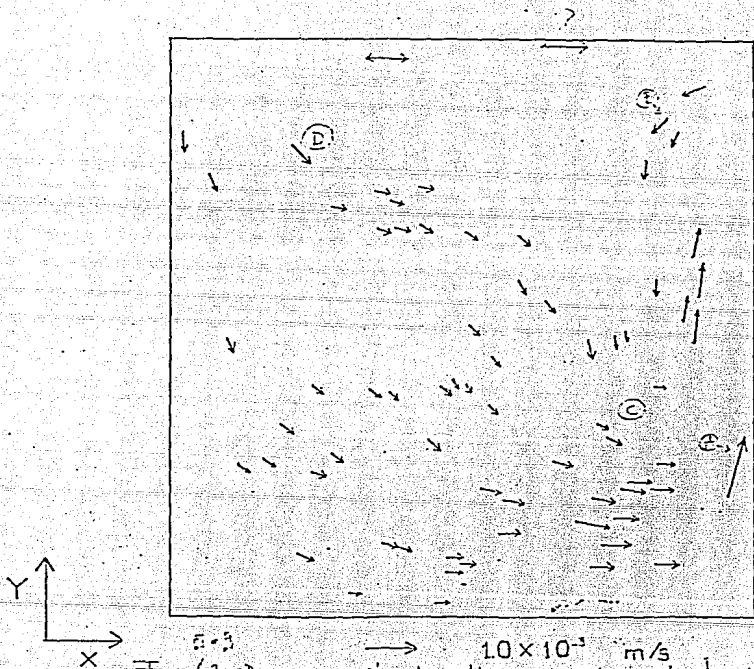
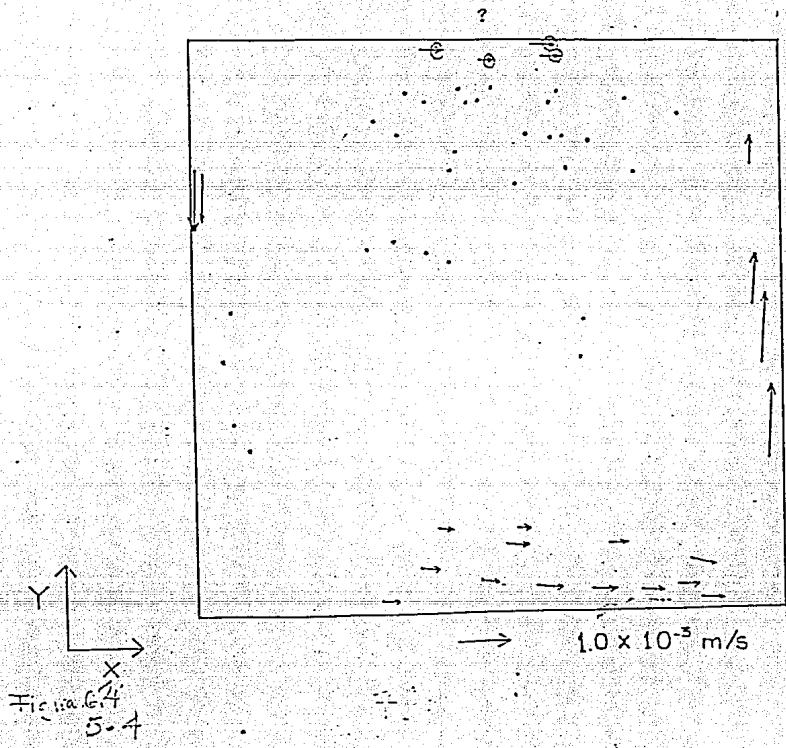


Figura 6.2. Desplazamientos de partículas obtenidos mediante digitalización de imágenes para el período de 150 a 192 s. Experimento con  $q'' = 460 \text{ W/m}^2$



## Temperaturas en $X^*=0.5$

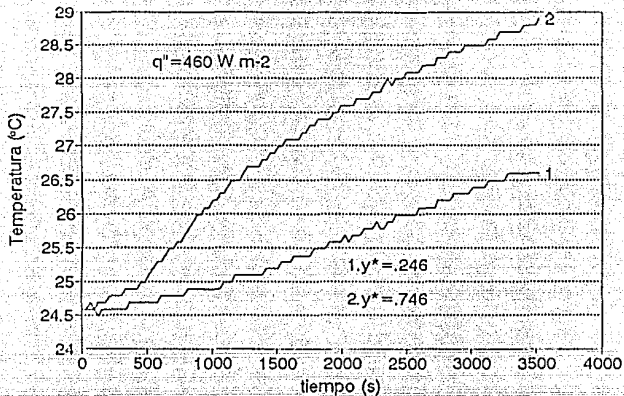


Figura 5.5 Temperatura como función del tiempo para los puntos (0.5,0.25) y (0.5,0.75) ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

## Temperaturas en $Y^*=0.5$

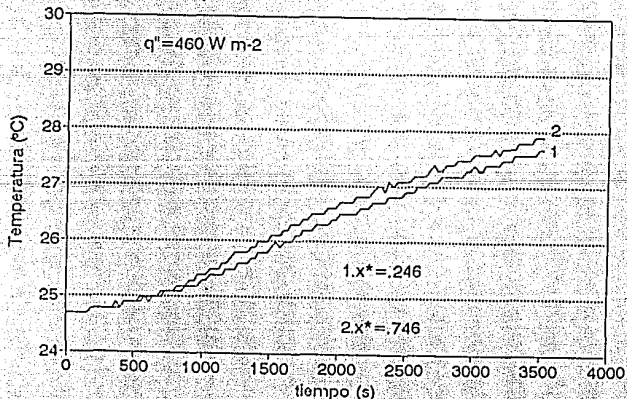


Figura 5.6 Temperatura como función del tiempo para los puntos (0.25,0.5) y (0.75,0.5) ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

## Temperaturas en la pared caliente

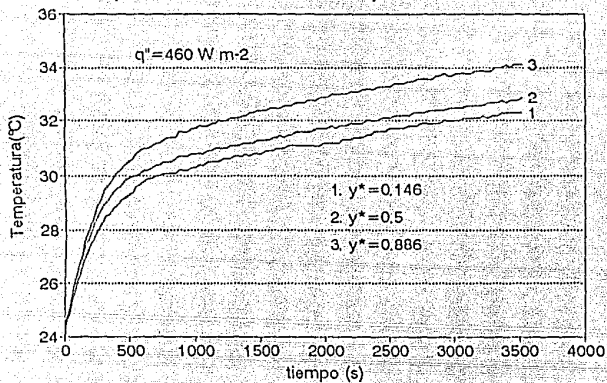


Figura 5.7 Temperatura en la pared caliente como función del tiempo a diferentes alturas ( $q'' = 460 \text{ W/m}^2$ ).

## Diferencia de temperaturas entre entrada y salida del intercambiador

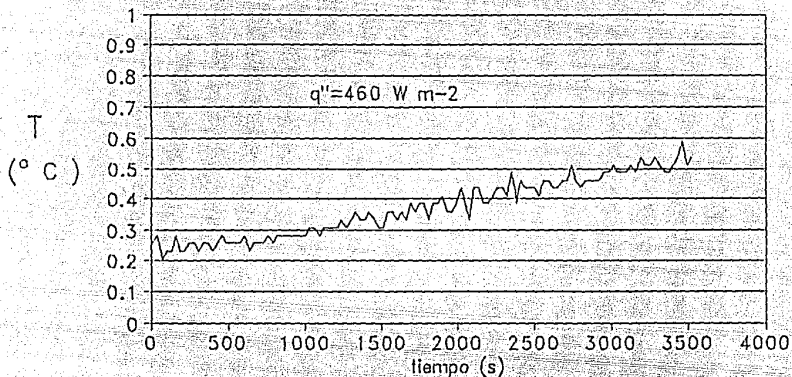


Figura 5.8 Variación con respecto al tiempo de la diferencia de temperatura entre la entrada y salida del intercambiador de calor de la pared fría ( $q''=460 \text{ W/m}^2$ ).

## Flujo de calor en pared fría

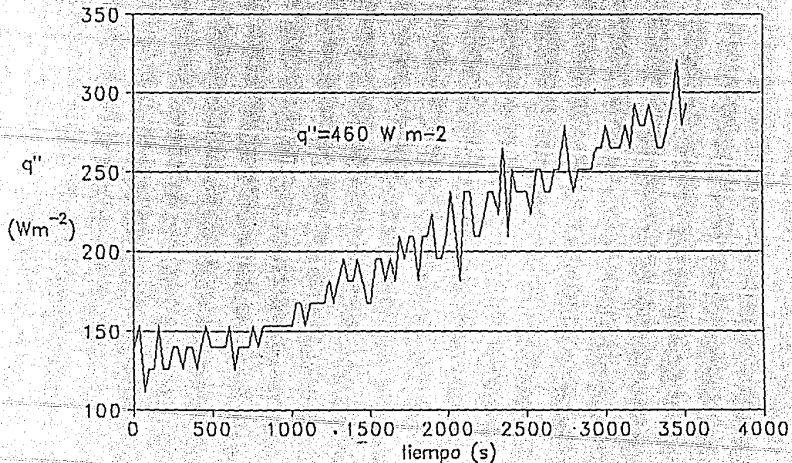
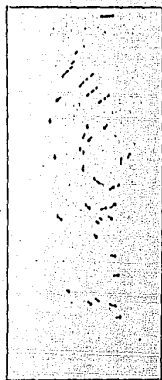
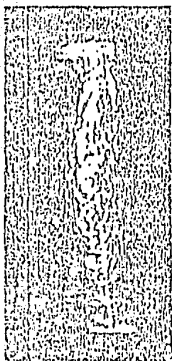


Figura 5.9 Flujo de calor registrado en el intercambiador de calor de la pared

Fig. 5-12



(a)



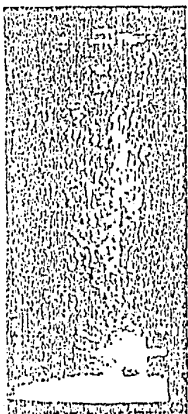
(b)



(c)

6/12

Fig. 5-13



(a)

PCU...

(b)



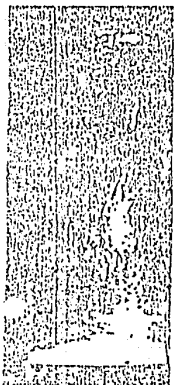
(c)



(d)

5-13

Fig. 5-14.



(a)



(b)



(c)



## Coordenada vertical del centro de la recirculación

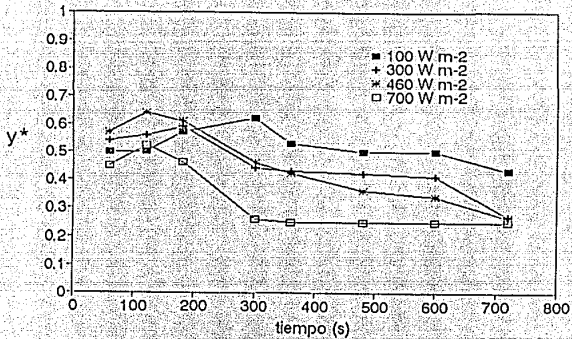


Figura 5.15 Coordenada vertical del centro de la recirculación como función del tiempo para los diferentes flujos de calor.

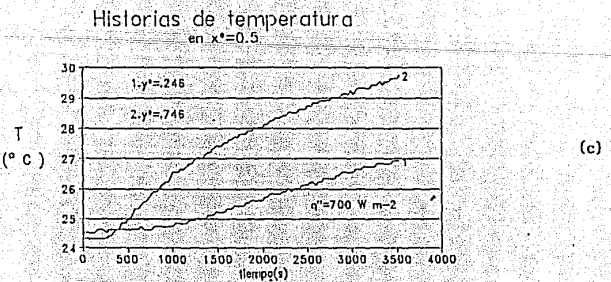
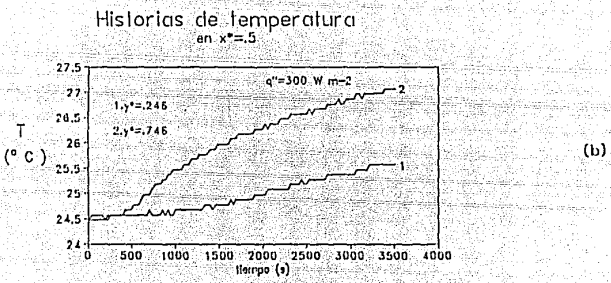
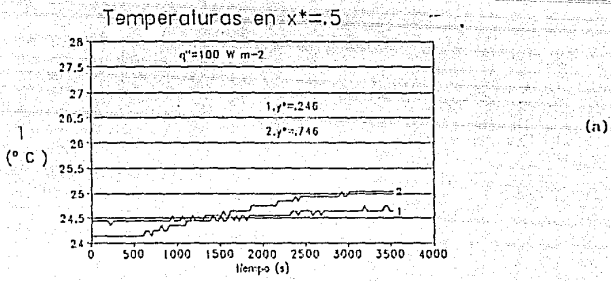
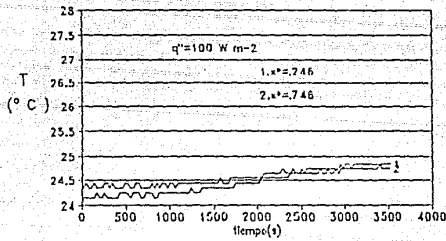


Figura 5.16 Historias de temperatura en los puntos  $(0.5, 0.25)$  y  $(0.5, 0.75)$ , para flujos de calor de entrada de  $100 \text{ W/m}^2$  (a),  $300 \text{ W/m}^2$  (b) y  $700 \text{ W/m}^2$  (c).

### Historias de Temperatura

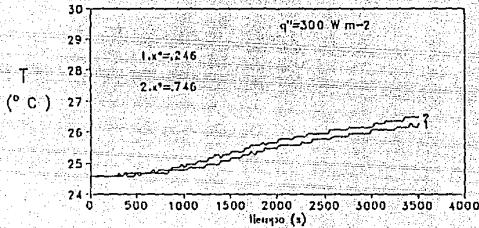
en  $y^*=0.5$



(a)

### Historias de temperatura

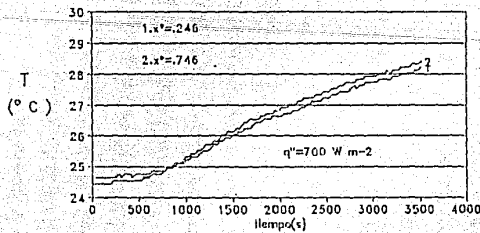
en  $y^*=0.5$



(b)

### Historias de temperatura

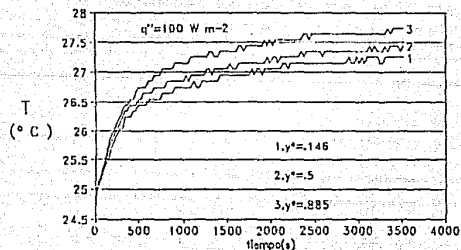
en  $y^*=0.5$



(c)

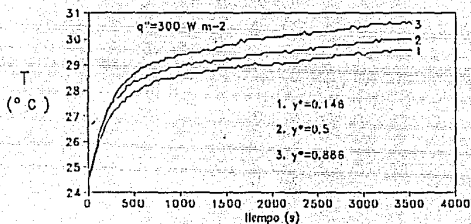
Figura 5.17 Historias de temperatura en los puntos  $(0.25, 0.5)$  y  $(0.75, 0.5)$ , para flujos de calor de entrada de  $100 \text{ W/in}^2$  (a),  $300 \text{ W/in}^2$  (b) y  $700 \text{ W/m}^2$  (c).

### Temperaturas en la Pared



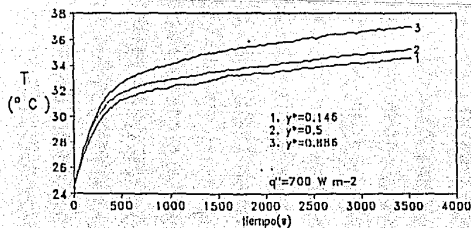
(a)

### Historias de temperatura en la pared caliente



(b)

### Historias de Temperatura en la pared caliente



(c)

Figura 5.18 Temperatura como función del tiempo en la pared caliente para flujos de calor de entrada de  $100 \text{ W m}^{-2}$  (a),  $300 \text{ W m}^{-2}$  (b) y  $700 \text{ W m}^{-2}$  (c).

## Flujo de calor en el intercambiador de la pared fría.

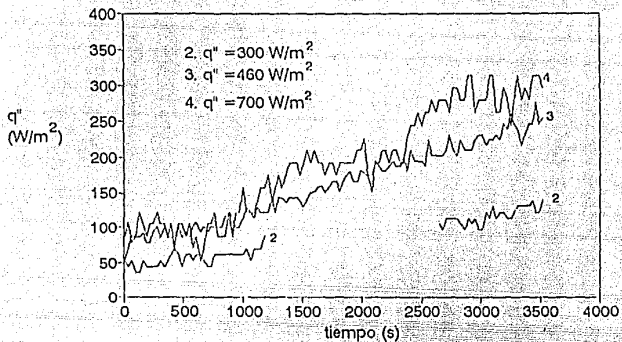


Figura 5.19 Flujo de calor en el intercambiador de la pared fría como función del tiempo para calentamientos de  $100 \text{ W/m}^2$ ,  $300 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ .

## Historias de $Nu_{\text{celda}}$ en la pared fría

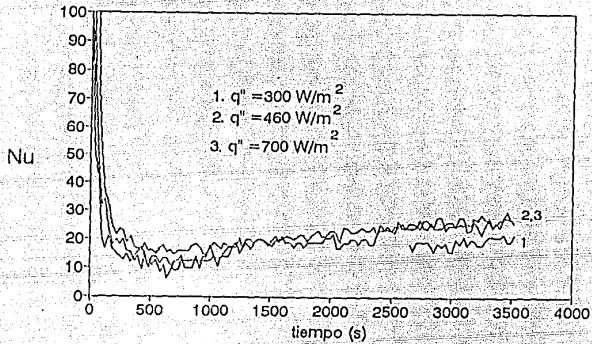


Figura 5.20 Historias de  $Nu_{\text{celda}}$  en la pared fría como función del tiempo para calentamientos de  $100 \text{ W/m}^2$ ,  $300 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ .

## Historias de $Nu_{\text{celda}}$ en pared caliente

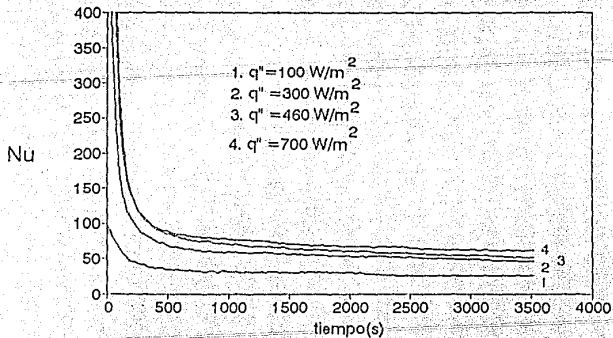


Figura 5.21 Historias de  $Nu_{\text{celda}}$  en la pared caliente como función del tiempo para calentamientos de  $100 \text{ W/m}^2$ ,  $300 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ .

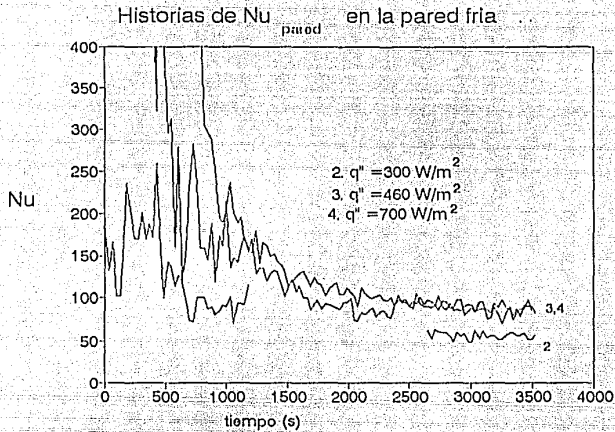


Figura 5.22 Historias de  $Nu_{pared}$  en la pared fría como función del tiempo para diferentes calentamientos.

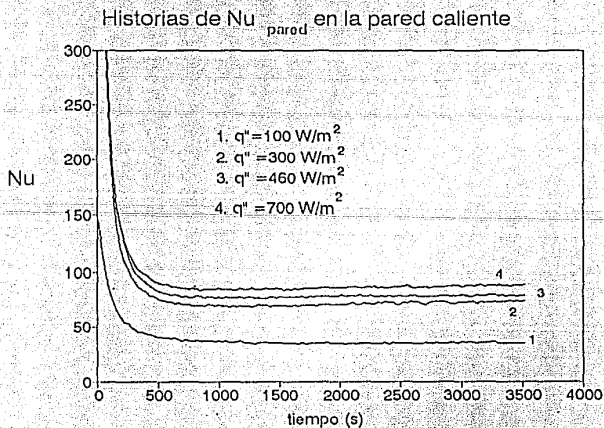


Figura 5.23 Historias de  $Nu_{pared}$  en la pared caliente como función del tiempo para diferentes calentamientos.

## 6. Comparación experimental-numérica

### 6.1 Introducción

Este capítulo comprende una comparación entre los resultados que se presentaron en el Capítulo 3, obtenidos numéricamente, y los del Capítulo 5, que corresponden a la parte experimental de esta tesis. El haber hecho una simulación numérica a la par de la experimental ha resultado ventajoso. Por un lado el volumen de información que puede obtenerse sobre el fenómeno en la simulación numérica es mayor y complementario. Por otro lado, hay suficientes semejanzas entre el trabajo experimental y numérico para concluir que al menos cualitativamente, y en cierta medida cuantitativamente, el modelo numérico está representando adecuadamente varias características físicas del fenómeno.

Ocurrieron dos tipos de diferencias principales entre los resultados obtenidos numérica y experimentalmente: a) La comparación numérico-experimental indica que los tiempos característicos al inicio del fenómeno están afectados por una inercia térmica en la pared caliente del dispositivo experimental. b) Se encuentran algunas diferencias en los patrones de flujo en el núcleo de la cavidad.

Una validación completa del trabajo numérico requeriría de la implementación de dispositivos que posibilitaran un control más estricto de las condiciones experimentales, lo que de momento excede las limitaciones de tiempo impuestas al presente trabajo. Sin embargo, los resultados hasta ahora obtenidos pueden servir de base para la planeación de trabajos futuros, y con ello ir refinando la descripción del fenómeno.

La comparación entre los resultados experimentales y numéricos se ha hecho a nivel cualitativo y cuantitativo.

### 6.2 Comparación de campos de velocidades

#### (a) Casos típicos

La secuencia de fotografías del experimento correspondiente al caso típico (caso 3, ver sección 4.2) es en varios aspectos similar a la secuencia de gráficas de vectores de velocidad del correspondiente caso numérico (caso b, ver sección 2.4c). Las Figuras 6.1 a la 6.7 presentan gráficas de trayectorias inferidas de la fotografías de larga exposición al lado de las correspondientes gráficas de vectores para tiempos cercanos. En términos generales, se encuentra que los patrones de flujo observados experimentalmente



y las gráficas de vectores de velocidad, obtenidos numéricamente coinciden cualitativamente. Primeramente, se puede apreciar la presencia de un vórtice con circulación antihoraria que inicialmente aparece a media altura y posteriormente desciende hasta un nivel de aproximadamente  $Y = 0.25$  para luego desaparecer. En las etapas iniciales del fenómeno, los tiempos característicos son ligeramente menores en los resultados teóricos que en las observaciones experimentales. Por ejemplo, hay un mayor parecido entre la gráfica de trayectorias obtenidas experimentalmente para el período de 60 s a 80 s (Figura 6.3a) y las gráficas de vectores obtenidas numéricamente para un tiempo de 24 s (Figura 6.1a). Igualmente, las trayectorias observadas experimentalmente en el período de 120 s a 150 s son más parecidas (Figura 6.4b) a las gráficas de vectores para los 48 s (Figura 6.2a), aunque la posición del centro de la recirculación es diferente, que a la gráfica de vectores obtenida en la simulación numérica para los 120 s. Sin embargo, en etapas posteriores, esta diferencia tiende a reducirse. El acuerdo entre los patrones experimental y numérico para el período de 300 s a 330 s y para un tiempo de 300 s, respectivamente, es mejor que el de tiempos anteriores (Figuras 6.6a, y 6.6b). Tanto en la gráfica que se obtuvo para los 300 s del caso típico resuelto numéricamente como en la fotografía correspondiente al período de 300s a 330 s del experimento se observa el vórtice descendente en forma de lóbulo delgado, aunque cabe hacer notar que la cintura o doblez de la corriente descendente adyacente al vórtice que aparece en el resultado experimental (ver Figura 6.6a, región indicada por la letra 'A') no se presenta en el mismo momento en el resultado numérico. Dicha cintura aparece a los 180 s en la simulación numérica, (Figura 6.5a) aunque se encuentra más recorrida hacia el centro de la cavidad. En ninguna de las gráficas de vectores obtenidas numéricamente la cintura se aproxima a la pared caliente tanto como en el experimento, aunque en simulaciones realizadas con malla uniforme esta estructura si alcanzaba a llegar más cerca de la pared caliente. Si bien la resolución de la malla no uniforme que se ha utilizado para la casi totalidad de este trabajo es mejor en la zona de las paredes—razón por la cual se seleccionó— que la de la malla uniforme, la resolución de esta última es mayor en zonas más cercanas al centro. Esto sugiere que esta última diferencia en el patrón de flujo se podría deber a la malla utilizada.

La concordancia entre las gráficas experimental y numéricas mejora al llegar a un tiempo de 600 s (Figuras 6.7a y 6.7b). Numéricamente se encontró que el vórtice ha descendido a una altura de  $Y = .25$  en 600 s. En el período

de 600 s a 620 s la altura aproximada a la que se encuentra el vórtice en el experimento es de  $Y^* = 0.35$ .

La Figura 6.8 registra la posición del vórtice observada experimentalmente y la obtenida numéricamente. Las diferencias en el patrón de movimiento son mayores al inicio. Se observa, por ejemplo, una mayor penetración del vórtice hacia el núcleo de la cavidad en la simulación numérica. Experimentalmente no fue posible observar la trayectoria compleja inicial que se obtuvo numéricamente, pero pasado un tiempo de 300 s la velocidad de descenso de los vórtices numérico y experimental es similar.

#### (b) Otros casos

Se incluyen en esta comparación los resultados numéricos de los casos a y c y los correspondientes casos experimentales 1 y 4 (Capítulos 3 y 5). En términos del patrón de flujo observado, las diferencias en la velocidad de desarrollo del flujo entre casos experimentales y numéricos comparables son mayores cuando el flujo de calor aplicado nominalmente es menor. Los patrones iniciales en todos los casos son semejantes, observándose un vórtice situado a media altura que involucra a la mayor parte del fluido en el núcleo (Figuras 6.9 y 6.10). Posteriormente sin embargo, se aprecia que las diferencias en velocidades de desplazamiento del centro del vórtice entre el experimento y la simulación numérica son menores entre mayor es el flujo de calor nominal. A tiempos largos el experimento muestra patrones de flujo similares a los de la simulación numérica pues la evolución se hace más lenta en ambos casos una vez que el vórtice alcanza cierta altura. Por ejemplo, se puede apreciar que el experimento y el caso numérico con flujo de calor nominal de  $100 \text{ W/m}^2$  llegan nuevamente a ser semejantes cuando el experimento atraviesa el periodo de 240 s a 270 s (Figuras 6.11a y 6.11b). En cambio, en los casos experimentales y numéricos con flujo de calor nominal de  $700 \text{ W/m}^2$ , se alcanza una semejanza de los patrones de movimiento cuando el experimento llega al periodo de 120 a 140 segundos (Figuras 6.12a y 6.12b).

### 6.3 Comparación de historias de temperatura

#### (a) Casos típicos

Al igual que en la comparación de la sección anterior el comportamiento cualitativo de los resultados es similar en el experimento y la simulación numérica, encontrándose algunas diferencias cuantitativas. La Figura 6.13

contiene el cambio como función del tiempo de la temperatura en la pared a diversas alturas en la teoría y el experimento con un flujo de calor nominal de  $460 \text{ W/m}^2$  (caso b). Las alturas para las que se obtuvo numéricamente esta variable son aproximadamente correspondientes a la del experimento. En ambas gráficas se distinguen dos regiones de aumento casi lineal con el tiempo. En la región inicial se aprecia un aumento lento y la temperatura es casi independiente de la altura. En la región final se aprecia un aumento más lento que refleja el calentamiento global de la cavidad y la separación de la trazas en función de la altura, que subraya el carácter convectivo de la transferencia de calor en la pared caliente. A primera vista resalta una diferencia inicial en tiempos característicos entre las dos curvas, pero para tiempos largos (mayores a 500s) las diferencias de temperatura son constantes y del orden del 20%. El hecho de que los valores de temperatura obtenidos numéricamente y experimentalmente acusen grandes diferencias al inicio, y sin embargo, se aproximen en tiempos cercanos a 600 s, sugiere que experimentalmente existe una inercia térmica en la pared caliente del orden de dicho tiempo. Es decir, los resultados indican que la dependencia con el tiempo de la condición de frontera es al inicio muy fuerte y gradualmente disminuye hasta hacerse muy ligera a los 600 s. Otra diferencia importante es la magnitud del gradiente vertical de temperatura que se establece en la pared caliente. Este gradiente es menor en el experimento que en la simulación numérica, siendo de  $2^\circ \text{ C}$  en el experimento y de  $6^\circ \text{ C}$  en la simulación numérica. Por otro lado la traza de temperatura promedio en la pared caliente (Figura 6.14) observada experimentalmente es muy similar a tiempos largos a la obtenida numéricamente. Esto indica que si bien el flujo de calor que está disipando la pared caliente a tiempos largos es en promedio cercano al nominal, el hecho de que la pared caliente sea de un material de tan buena conductividad térmica (aunque de espesor pequeño (0.8mm)) como el cobre presenta la dificultad de causar una disminución del gradiente de temperatura vertical.

En el interior de la cavidad las trazas de temperatura para puntos localizados en aproximadamente el mismo lugar en la simulación experimental y numérica tienen un comportamiento general parecido. La Figura 6.15 muestra las variaciones de temperatura en puntos localizados en la línea central horizontal correspondientes al experimento y a la simulación numérica. En ambos casos es aparente que la temperatura en el núcleo a media altura no es función de la coordenada horizontal, lo cual es consistente con un patrón de

calentamiento estratificado. Asimismo, el comportamiento del perfil de temperatura es el de un ascenso monótono en los resultados teóricos y experimentales. A tiempos largos existen diferencias del 15% entre experimento y simulación numérica y en gran parte del tiempo que dura el experimento, se observa un mejor acuerdo cuantitativo entre experimento y simulación en esta gráfica de temperaturas en el interior de la pared que en la gráfica de temperaturas en la pared caliente. La figura 6.16 por su parte, muestra la variación de la temperatura en la línea central vertical de la cavidad. Se presentan en esta última figura diferencias del 35% en la magnitud del gradiente vertical que se desarrolla en el interior de la cavidad. Como se puede apreciar, al igual que para las trazas de temperatura en la pared, estas historias de temperatura en el núcleo de la cavidad muestran diferencias entre experimento y simulación numérica en cuanto a los tiempos en que se observa un aumento de temperatura sobre un valor inicial. Las diferencias en tiempos característicos son menores en el caso del punto situado más cerca del fondo de la cavidad, lo cual es de esperarse puesto que el fluido en esta región permanece estático en las primeras etapas del flujo, y solo interviene de manera relevante en etapas posteriores cuando la evolución del flujo se ha hecho más lenta. También, al igual que con las temperaturas de la pared, las diferencias entre experimento y simulación numérica se hacen menores a tiempos largos.

#### (b) Otros casos

El hecho de haber completado únicamente 300s en la simulación numérica de los casos a y c ha limitado la comparación que puede hacerse a nivel de la evolución térmica entre simulación numérica y experimento para los flujos de calor de  $100 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$ . Sin embargo, lo que puede apreciarse en las Figuras 6.17 y 6.18 de temperaturas en la pared caliente para los experimentos con estos flujos de calor es nuevamente un aumento de la temperatura en la pared más lento en el experimento que en la simulación numérica, así como un acercamiento a tiempos largos de los valores experimentales y numéricos.

#### 6.4 Comparación de resultados numéricos, y experimentales de la transferencia de calor entre la cavidad y las paredes.

La comparación número-experimental hecha en las secciones anteriores indica que hay limitaciones en cuanto al período de tiempo que se puede seleccionar para hacer comparaciones entre experimento y teoría. Como se hizo notar en el Capítulo 3 las definiciones de números de Nusselt en las paredes, sobre todo en la pared fría, no tienen un significado claro para tiempos iniciales en el contexto de los experimentos que forman parte de este trabajo. Esto se debe a que las diferencias de temperatura en las que se basa el cálculo para tiempos iniciales son del orden del error experimental o del de las diferencias de temperatura iniciales producidas por problemas de control de la homogeneidad térmica del sistema, que en el caso típico experimental son del orden del 5% (0,2 °C) de la diferencia entre la temperatura promedio final de la cavidad y la temperatura inicial. Por esta razón, la comparación que se hace entre los resultados de transferencia de calor numéricos y experimentales se restringe a aquellos tiempos en que las diferencias de temperatura superan en 50% esos valores iniciales de error ( $>1000\tau$  en el caso de la pared fría). Adicionalmente también cabe comentar que la medición del flujo de calor saliente en la pared fría está afectada por el hecho de que el mezclado en el intercambiador no es instantáneo. También cabe aclarar que en el caso de la pared caliente el flujo de calor en el que se basa el cálculo del número de Nusselt experimental es el nominal, por lo que para tiempos iniciales en los que todavía la pared caliente no entrega este flujo de calor se sobreestima el número de Nusselt. Pese a todo lo anterior se presentan conjuntamente los resultados de transferencia de calor numéricos y experimentales como corroboración de que para tiempos largos los parámetros especificados para el caso numérico y los utilizados experimentalmente, al menos nominalmente en el caso del flujo de calor en la pared caliente, dan resultados comparables.

El número de Nusselt en la pared caliente en base a la diferencia de temperaturas entre paredes ( $Nu_{\text{celda}}$ ) aparece en la Figura 6.19 como función del tiempo para los casos típicos experimental y numérico. A tiempos largos los valores obtenidos son cercanos. Sin embargo, a tiempos iniciales se aprecian los efectos de una probable inercia térmica en el experimento. Existe pues una diferencia de tiempos característicos iniciales de un orden de magnitud.

En la Figura 6.20 se presentan los números de Nusselt en la pared fría en base a la diferencia de temperaturas entre paredes ( $Nu_{\text{pared}}$ ) obtenidos experimental y numéricamente. Por razones comentadas anteriormente la comparación entre experimento y simulación numérica para el número de Nusselt ( $Nu_{\text{pared}}$ ) en la pared fría se restringe para tiempos mayores a 1000 s. Se puede apreciar cierta concordancia entre medición y resultado numérico, aunque cabe comentar que los errores en la medición experimental en cuanto a reproducibilidad son del orden del 30% para el mismo experimento.

Para el número de Nusselt en base a la diferencia de temperaturas entre la celda y la pared fría ( $Nu_{\text{pared}}$ ) el acuerdo entre experimento y simulación numérica (Figura 6.21) es inferior al que existe para  $Nu_{\text{celda}}$ . Esto no es de sorprender ya que las diferencias de temperatura entre el núcleo y la pared fría son el 25% de las que existen entre las dos paredes. Se observa incluso en el resultado experimental un tendencia de descenso al inicio del tiempo de comparación, contrario a lo que se espera ya que con el tiempo debe incrementarse monótonicamente el flujo de calor hacia el exterior relativo a un intercambio de calor meramente conductivo entre la pared y el núcleo de la cavidad. Este resultado anómalo subraya las limitaciones encontradas para aplicar esta definición de número de Nusselt a un contexto experimental en el que las diferencias de temperatura en que se basa su cálculo se encuentran cercanas al error experimental. Para tiempos cercanos al final del experimento mejora el acuerdo entre los resultados del experimento y la simulación numérica.  $Nu_{\text{pared}}$  para la pared caliente (Figura 6.22) muestra la misma tendencia cualitativa en el experimento y la teoría y un buen acuerdo a tiempos largos debido probablemente en que hay un efecto compensatorio en el hecho de usar la diferencia de temperaturas entre la pared y la cavidad, pues la diferencia entre experimento y teoría para la temperatura promedio de la pared tiende a cancelar a la que existe para la temperatura promedio de la cavidad. Esta es una característica conveniente de esta última definición de número de Nusselt en el caso de la pared caliente.

Para los flujos de calor de  $100 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$  únicamente se hizo comparación de los números de Nusselt en la pared caliente, pues durante los primeros 300s, que fue el tiempo simulado numéricamente, las diferencias de temperatura en las que se basa el cálculo del No. de Nusselt en la pared fría son todavía del orden del error experimental. Las Figuras 6.22 y 6.23 muestran que para los flujos de  $100 \text{ W/m}^2$  y  $700 \text{ W/m}^2$  el experimento se comporta respecto

a la teoría de manera cualitativamente semejante. Se aprecia asimismo una tendencia de aproximación de los valores experimental y numérico para tiempos largos.

## 6.5 Comparación entre los resultados de este trabajo y resultados en la literatura.

### (a) Comparación de patrones de flujo

Hasta el momento no se han reportado patrones de flujo para casos en los que se especifica el flujo de calor en una de las paredes y un número de Pr alto. Hyun reporta resultados numéricos con fluidos de Número de Prandtl del orden de 100 y  $Ra_{\Delta T}$  en el rango de  $10^5$ - $10^6$ , pero no incluye patrones de flujo en su presentación. Como se comentó en el Capítulo 1 los trabajos recientes han involucrado el uso de condiciones de frontera isotérmicas y la especificación de fluidos con número de Prandtl del orden de 5 [19 y 15]. Hay dos tipos de estructuras importantes en el patrón de flujo en las que se puede basar una comparación de los resultados de este trabajo, en el que se utiliza un fluido de número de Prandtl  $O(10^2)$  y otros con número de Prandtl  $O(10)$  y número de Rayleigh superior en 2 órdenes de magnitud encontrados en la literatura. En el caso reportado por Patterson y Schladow con un fluido con bajo número de Prandtl el tipo de estructura que domina [19] en el núcleo de la cavidad es un vórtice generado adyacente a la cabeza de intrusión mientras que en los patrones de flujo que se presentan en esta tesis para el caso de un fluido de alto número de Prandtl se observa que el tipo de estructura que domina en las etapas iniciales del fenómeno es el vórtice generado en la proximidad de la capa límite viscosa. Schladow ha propuesto mecanismos de generación del vórtice adyacente a la capa de intrusión en el caso reportado en [19] y el que se origina en la región cercana a la pared caliente, como en el caso reportado en este trabajo. Refiriéndose a la primera de estas estructuras Patterson y Schladow sugieren que el origen se encuentra en la producción de vorticidad en la cabeza de la intrusión debida a gradientes horizontales positivos de temperatura. En cuanto a la producción de una circulación en la región interna a la capa de intrusión y la capa viscosa, que también se presenta, aunque brevemente en el caso [19], Schladow y Patterson señalan que es debida a la acumulación de vorticidad que se produce al haber una expulsión lenta de fluido proveniente de la capa viscosa. El

determinar qué contribuye a que un tipo de estructura sea dominante en un caso requiere considerar factores como la magnitud de los términos que producen vorticidad en la capa de intrusión y la capa límite viscosa.

#### (b) Comparación de historias de velocidad y número de Nusselt

Las trazas de velocidad en puntos del interior de la cavidad son similares cualitativamente a las obtenidas por Hyun en la simulación del régimen transitorio de un caso con alto número de Pr. Hyun sin embargo, como se mencionó en el Capítulo 3 no califica este comportamiento como oscilatorio. Sin embargo, es evidente que se trata de un comportamiento no monótonico que involucra una aceleración del fluido en la cavidad seguida por un frenado a nivel global que pueden interpretarse como una incipiente oscilación de muy baja frecuencia que debido a la viscosidad apenas si alcanza a completar un ciclo. Lo que aún no queda claramente establecido es si las características de la perturbación que produce este comportamiento en los casos simulados en este trabajo, sean del mismo tipo de la que produce oscilaciones sostenidas en casos reportados en [6] los que el parámetro  $Ra_{\Delta T}^{-4} Pr^4$  es mayor que 1.

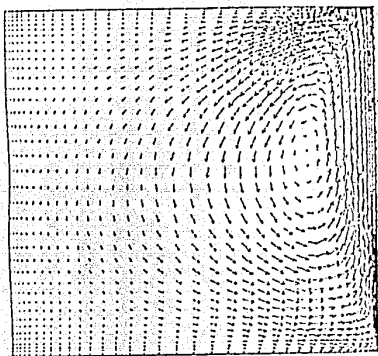
La manera más clara de manifestarse de las oscilaciones en otros casos reportados en la literatura se encontró en las historias de la transferencia de calor en el centro de la cavidad. Como se indicó en la sección de resultados, los casos estudiados en este trabajo presentaron únicamente un indicio de oscilación muy débil en el Número de Nusselt. Esto se debe probablemente a que cuando el fluido con temperatura arriba de la inicial llega a la línea central la cavidad se encuentra en la fase de desaceleración y a partir de ese momento en adelante el comportamiento de las velocidades es aproximadamente monótonico.

#### (c) Patrones de temperatura

Los patrones de temperatura difieren de los encontrados recientemente en la literatura por dos razones: Una de ellas es la complejidad del flujo que tiene más que ver con parámetros como el número de Pr y  $Ra_{\Delta T}$ , y otra es la diferencia global en el patrón de estratificación que se debe a las diferencias en las condiciones de frontera e iniciales. Mientras que en la cavidad con enfriamiento y calentamiento a través de paredes isotérmicas desde el inicio del experimento se observa un patrón de estratificación verticalmente

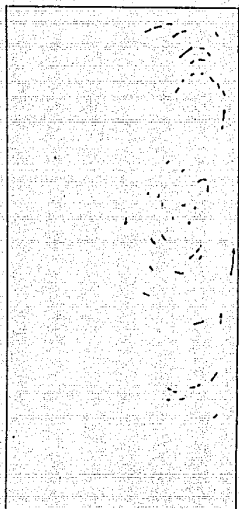


simétrico así como la formación de capas límite en ambas paredes en el caso simulado en este trabajo la estratificación prosigue desde la parte superior a la inferior y la capa límite no completa su formación hasta que el proceso de estratificación a su vez acaba.



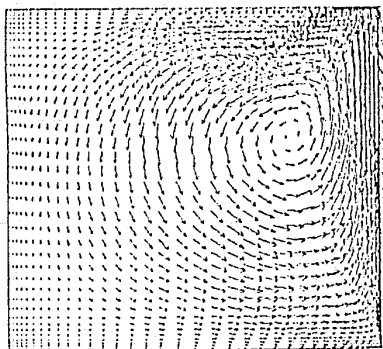
$t=24$  s  
 $\eta^*=400$   $10^2$   
 $\mu=223$   
 $\nu/\mu=2.0$

→ 3.0010E-03 s/c.



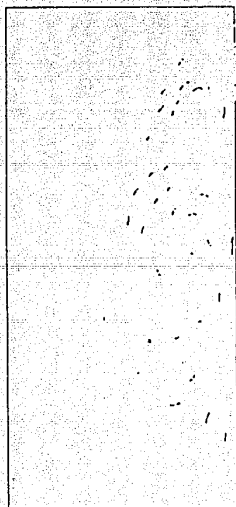
(a)

(b)



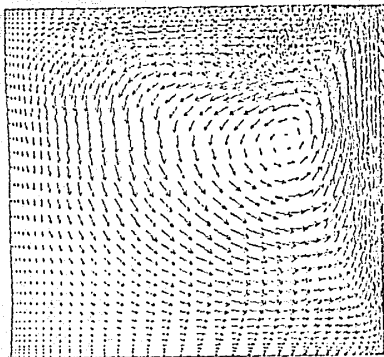
$t=10$  s  
 $\eta^*=400$   $10^2$   
 $\mu=223$   
 $\nu/\mu=2.0$

→ 3.0010E-03 s/c.

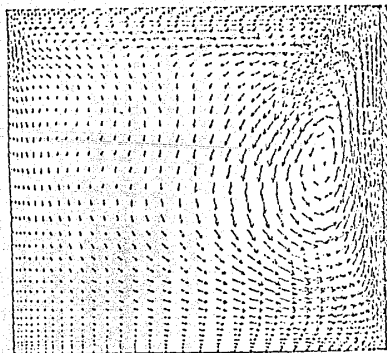
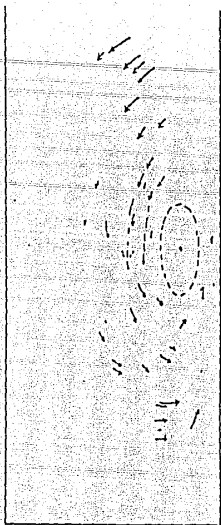


(a)

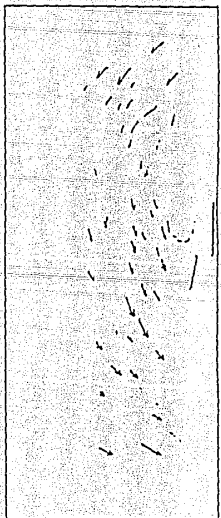
(b)



$t = 00$  s  
 $q = 460$  W/m<sup>2</sup>  
 $P = 223$



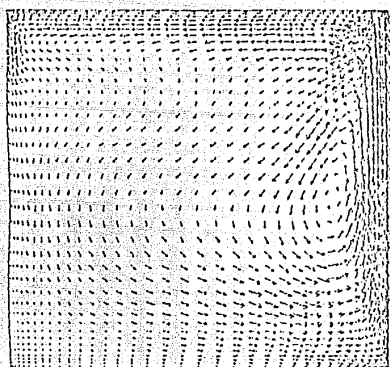
$t = 100$  s  
 $P = 223$   
 $q = 700$  W/m<sup>2</sup>



(a)

(b)

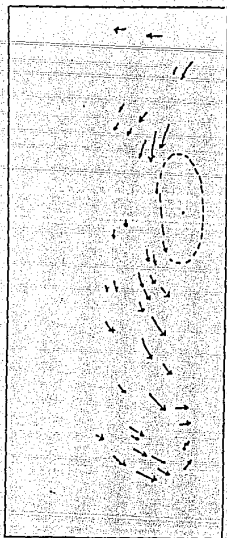
(c)



$t=102$   
 $Pr=223$   
 $q^*=460 \text{ W/m}^2$   
 $grdpwr=2.0$

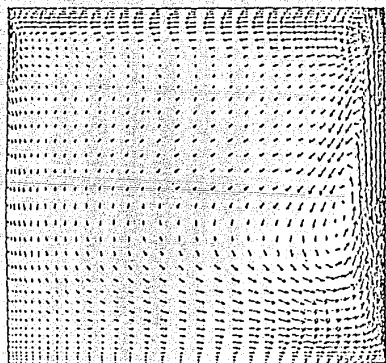


(a)



(b)

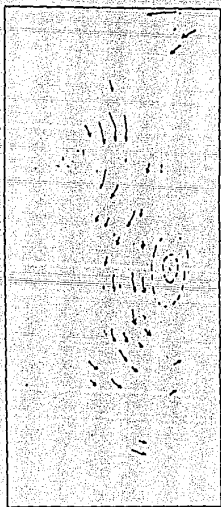
Fig. 6.5



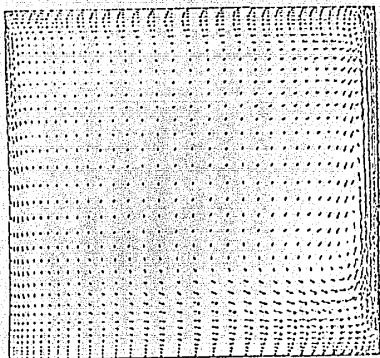
$t=300$   
 $Pr=223$   
 $q^*=460 \text{ W/m}^2$   
 $grdpwr=2.0$



(a)



(b)

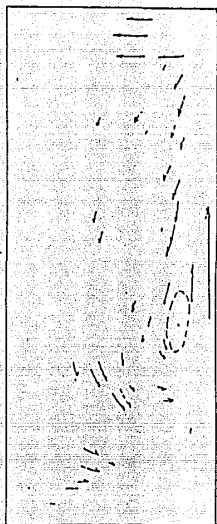


$t = 600 \text{ e}$   
 $q_1 = 400 \text{ Hz}^2 \text{ e}$   
 $p_1 = 220$

→ :  $3.0000E-03 \text{ m/e}$ .



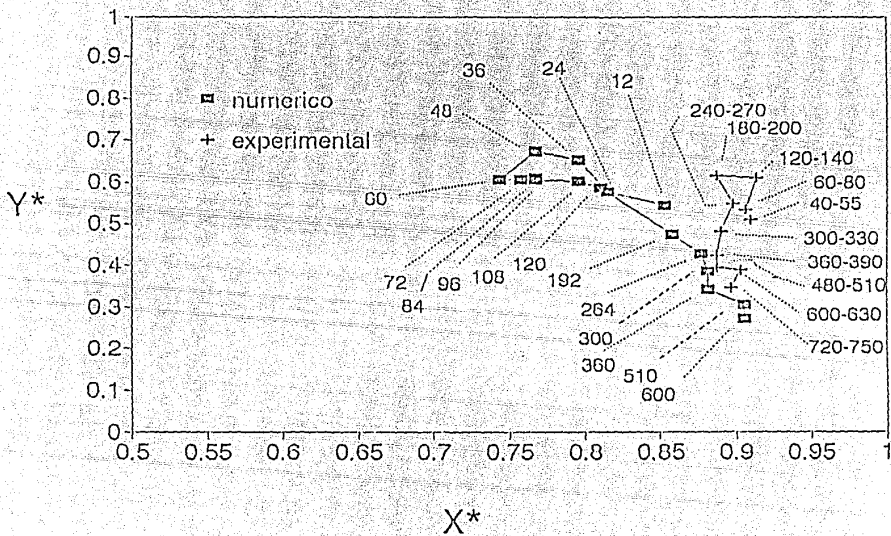
(a)



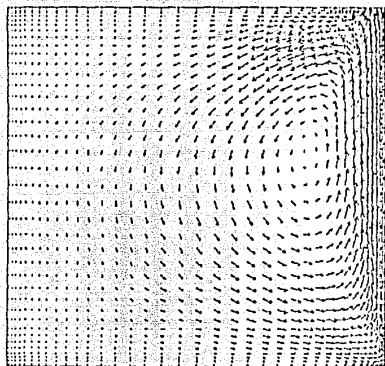
(b)

fig. 67

# DESPLAZAMIENTOS DEL CENTRO DEL VORTICE



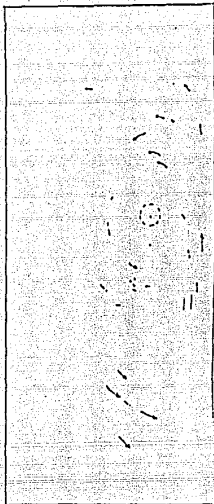
6.9



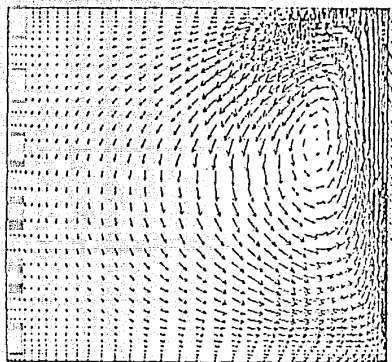
$\tau = 48 \text{ c}$   
 $\mu = 223$   
 $q^* = 100 \text{ W/m}^2$

→ 3.0000E-03 m/s.

(a)



(b)

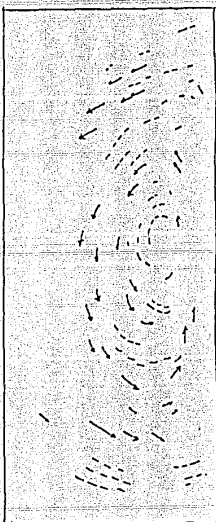


$\tau = 24 \text{ c}$   
 $q^* = 760 \text{ W/m}^2$   
 $\mu = 223$

→ 3.0000E-03 m/s.

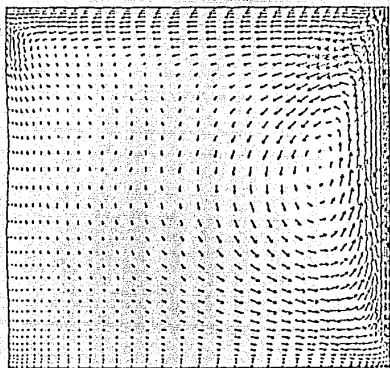
$y$   
 $x$

(a)



(b)

6.11

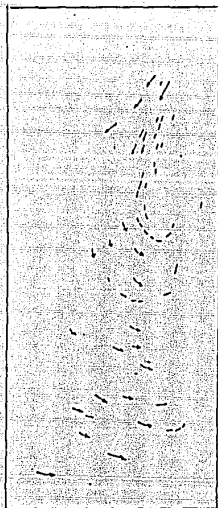


$t=240 \text{ c}$   
 $Pr=223$   
 $q^*=100 \text{ W/m}^2$

→ 3.0000E-03 m/s.

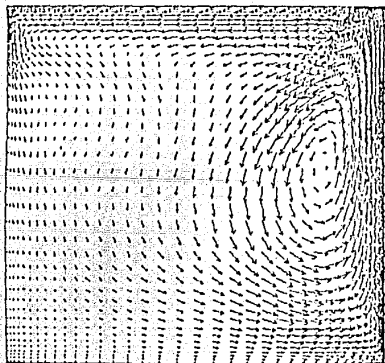


(a)



(b)

6.11

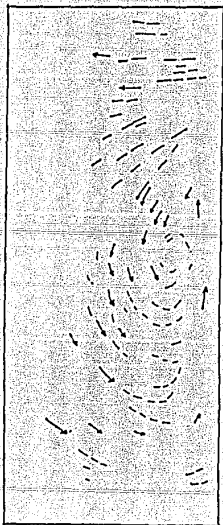


$t = 120 \text{ c}$   
 $q^*=700 \text{ W/m}^2$   
 $Pr=223$

→ 3.0000E-03 m/s.



(a)

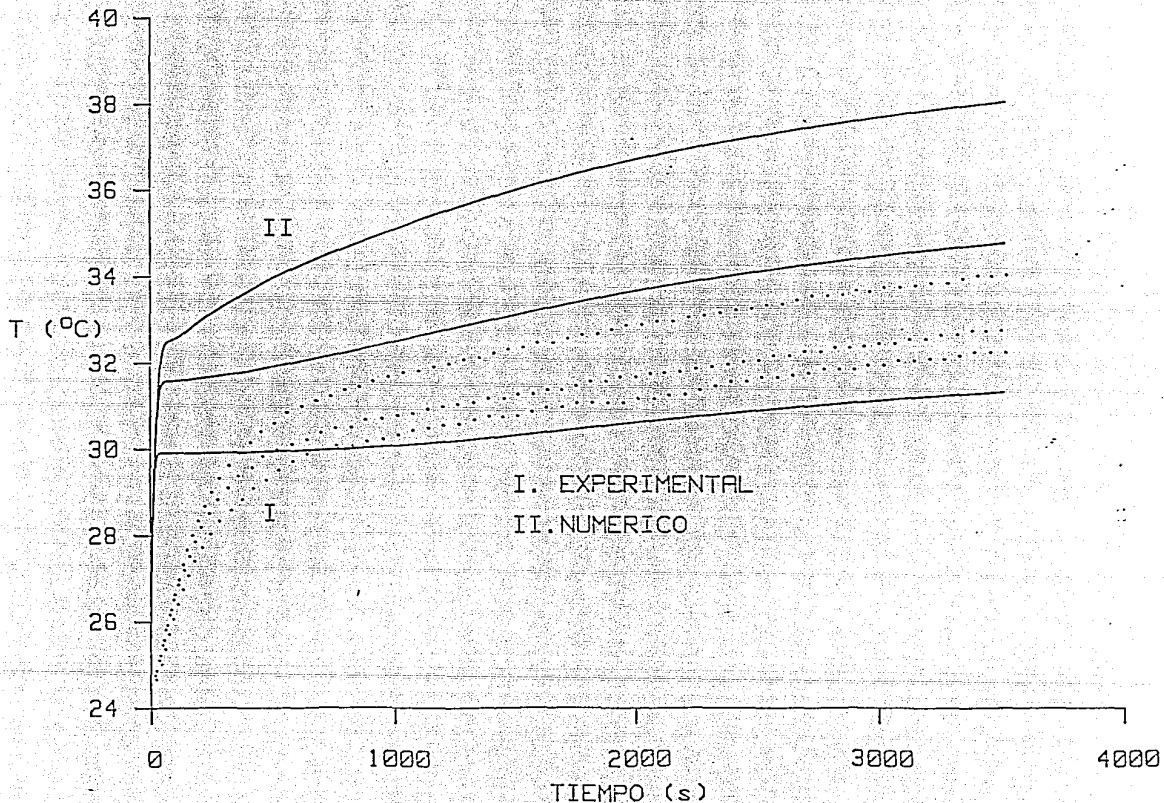


(b)

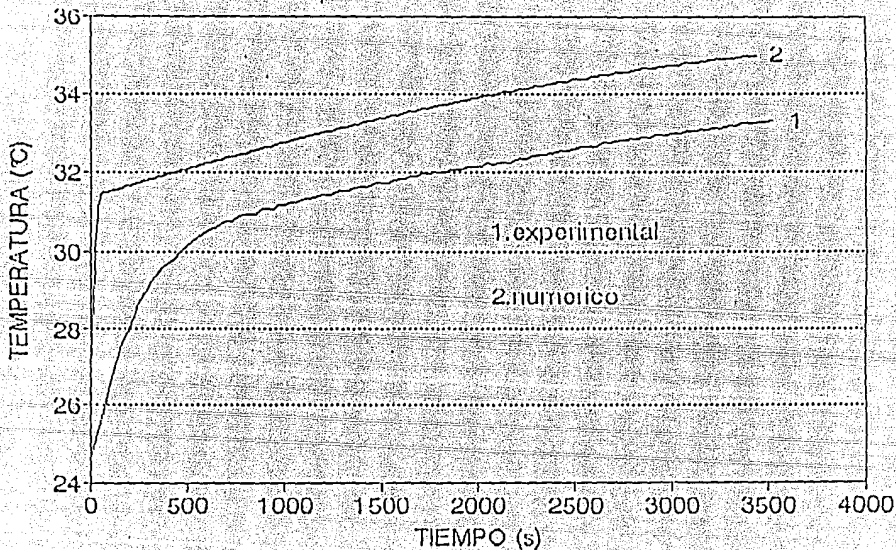
6.12



# HISTORIAS DE TEMPERATURA EN LA PARED CALIENTE



# TEMPERATURA PROMEDIO EN LA PARED CALIENTE



T (°C)

Historias de Temperatura en  $y^* = 0.5$

numerico :

2a,2b  $x^* = .251, .714$

experimental:

1a.  $x^* = .246$

1b.  $x^* = .746$

2a,2b

1b

1a

$q'' = 460 \text{ W/m} ; Pr = 223$

24

0

1000

2000

3000

4000

tiempo (s)

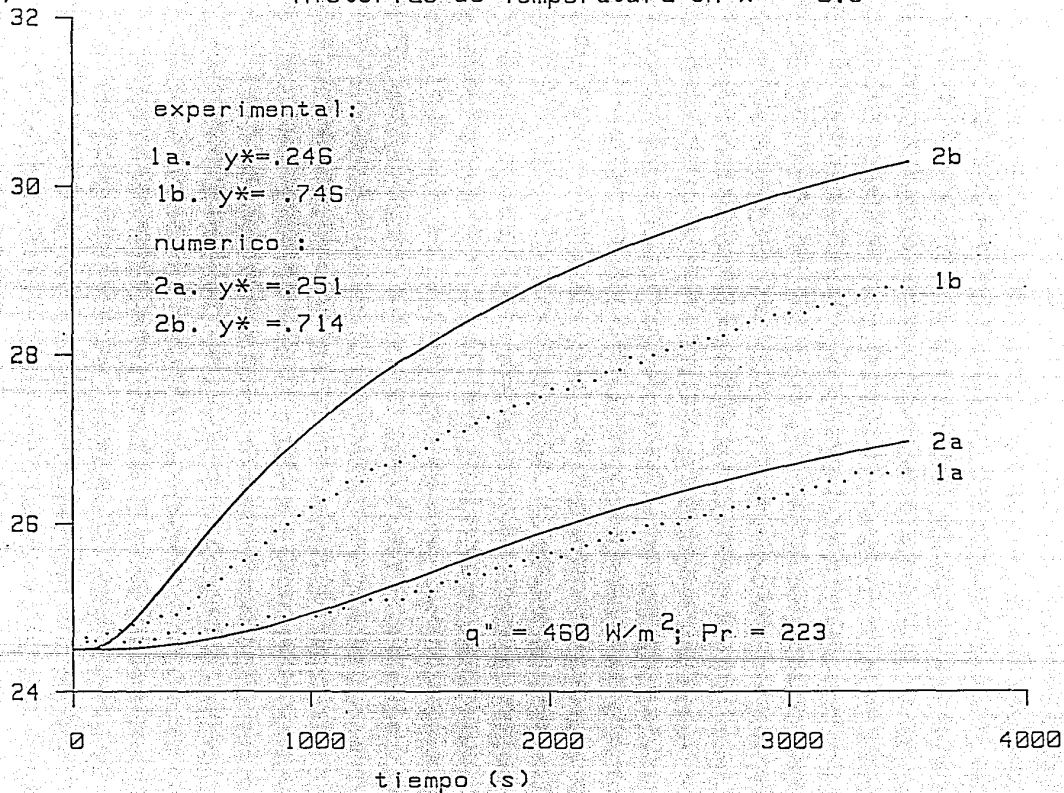
30

28

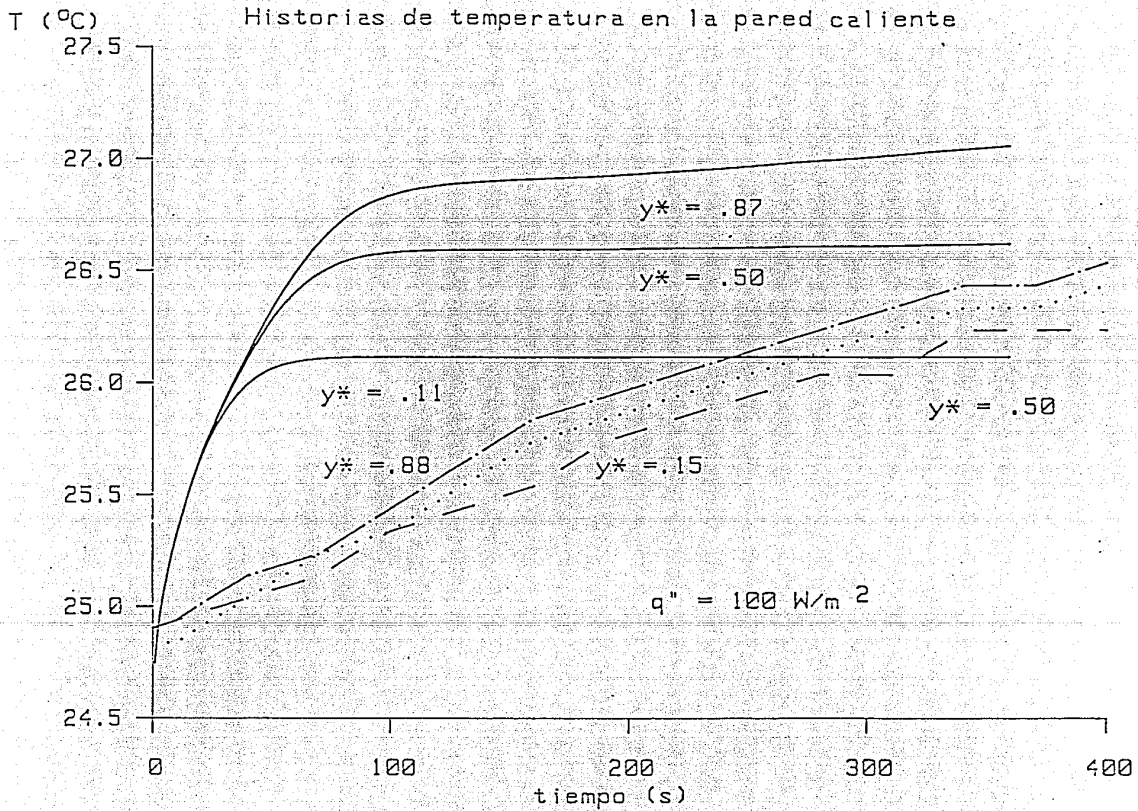
26

T (°C)

Historias de Temperatura en  $x^* = 0.5$



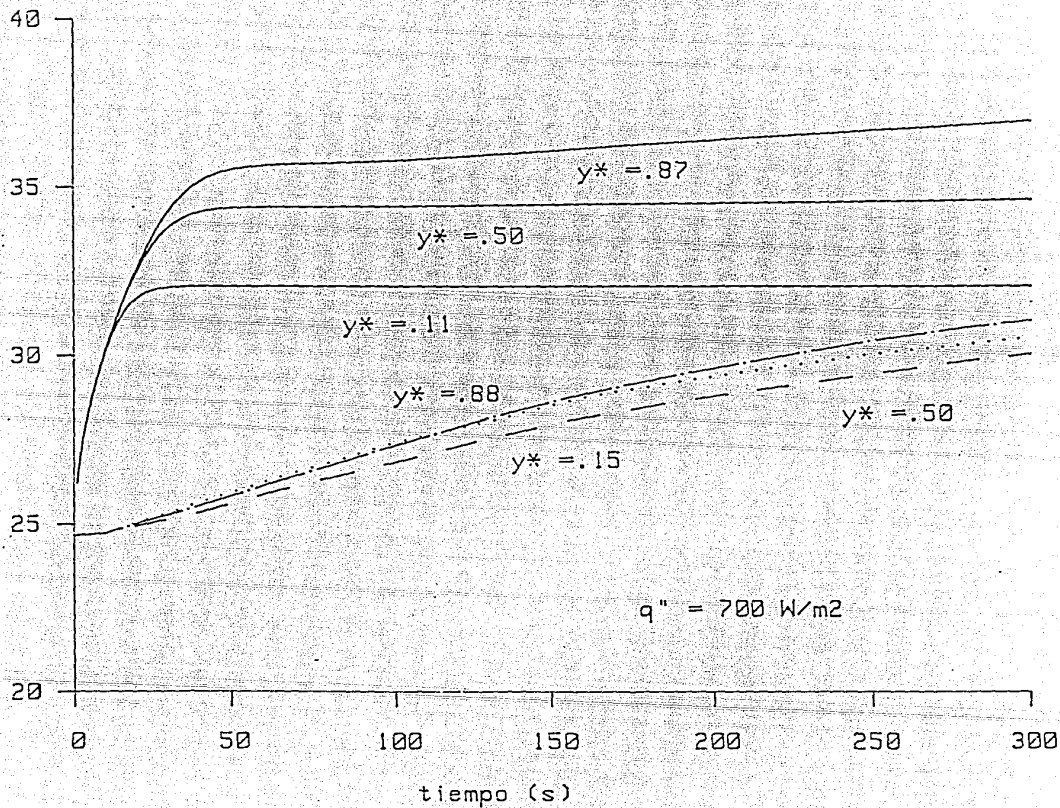
Historias de temperatura en la pared caliente



ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA

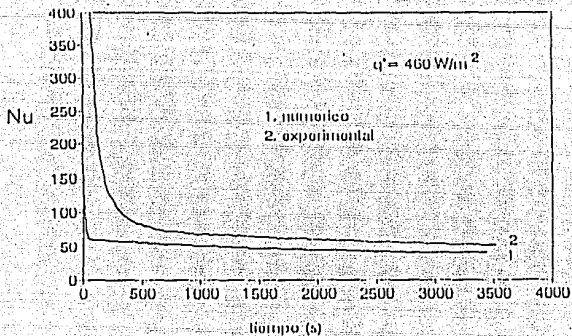
T ( C )

# Historias de Temperatura en la pared caliente



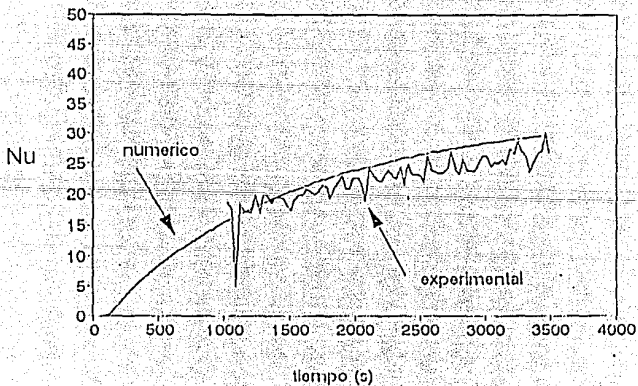
### HISTORIAS DE Nu EN LA PARED CALIENTE

celda

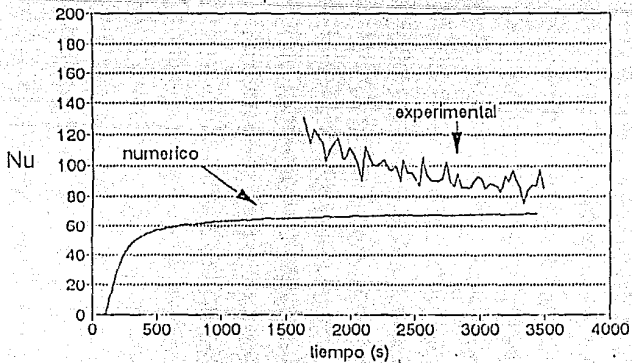


### HISTORIAS DE Nu EN LA PARED FRIA

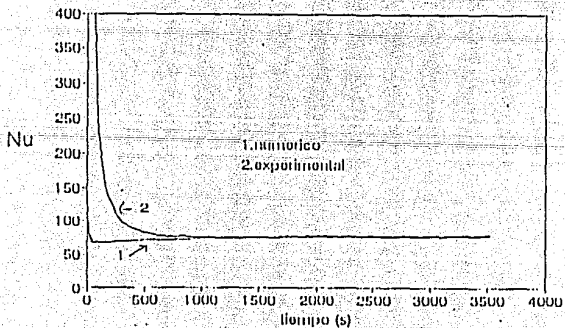
celda



### HISTORIAS DE $Nu$ EN LA PARED FRÍA



### HISTORIAS DE $Nu$ EN LA PARED CALIENTE





## 7. Conclusiones:

Se estudió numérica y experimentalmente la evolución hacia el estado permanente a partir de un estado estacionario del patrón de flujo y la transferencia de calor en una cavidad calentada y enfriada de manera asimétrica a través de paredes laterales opuestas. No se encontraron en la literatura antecedentes de trabajos que abordaran el estudio del flujo transitorio con este tipo de condiciones de frontera. La aportación de este trabajo reside en haber obtenido resultados numéricos y experimentales concordantes cualitativamente y-a tiempos largos-cuantitativamente, sobre las características del flujo en estado no permanente en tal sistema, cubriéndose en gran parte el objetivo planteado inicialmente a este respecto.

Se llevó a cabo una descripción del fenómeno que se detalla a continuación.

Experimentalmente se lograron obtener resultados sobre el patrón de flujo y la evolución de las temperaturas en la pared caliente y en algunos puntos en el interior de la cavidad. Asimismo se obtuvieron los flujos de calor hacia el exterior, y números de Nusselt en las paredes caliente y fría aunque se determinó que en el contexto experimental estos valores tenían significado solo para tiempos en los que la cavidad había aumentado significativamente su temperatura global. Para estos últimos tiempos se obtuvieron valores experimentales cercanos a los calculados numéricamente, y a los obtenidos con correlaciones encontradas en la literatura para el problema de flujo de calor uniforme en estado permanente [10]. Se incluyó un estudio paramétrico en el que se investigaron los efectos en el movimiento del fluido y en la distribución de temperatura de variar el flujo de calor de entrada en aproximadamente un orden de magnitud. El objetivo de determinar el efecto de la variación del flujo de calor de entrada sobre el patrón de flujo se cumple en parte con la observación de que en el rango estudiado las diferencias principales encontradas conciernen más que nada a los tiempos característicos del fenómeno.

Numéricamente se observó un vórtice que en un principio abarcaba gran parte de la cavidad y que gradualmente perdió fuerza y se replegó hacia la pared caliente. Este vórtice descendió hasta un nivel cercano al piso de la cavidad y finalmente desapareció. Experimentalmente se observó el mismo efecto

pero con una menor velocidad de desarrollo del flujo que en la simulación numérica. Por otra parte, como se indicó en el párrafo anterior, el estudio paramétrico experimental y numérico comprobó que el efecto de variar el flujo de calor de entrada en un orden magnitud resultaba en el mismo patrón de flujo pero con diferente velocidad de desarrollo para una geometría y número de Prandtl fijos dentro del intervalo de números de Rayleigh de  $8 \times 10^8$  a  $6 \times 10^9$ . Esto sugiere que los patrones de flujo encontrados numéricamente no son efectos espúreos, y que las diferencias iniciales en tiempos característicos se deben probablemente a una inercia térmica en la pared caliente del dispositivo experimental, la cual, dentro del presente rango de números de Rayleigh y para un número de Prandtl de  $2 \times 10^2$ , afectará mayormente la velocidad de desarrollo del flujo y no resultará en la producción de diferentes tipos de estructuras. Cabe aclarar, en relación al comportamiento del flujo en el arranque, que en el resultado numérico el avance en sentido horizontal del centro del vórtice es mayor que el observado experimentalmente. Es probable que la razón de esta discrepancia en el arranque se deba a diferentes velocidades de calentamiento.

Se cumplió con el objetivo de encontrar escalas características del fenómeno haciendo una adaptación de la teoría de Patterson e Imberger [16] para el caso en el que se especifica la condición de frontera de flujo de calor. La comparación de las escalas encontradas numéricamente y las obtenidas mediante análisis de escalas en varios casos resulta en diferencias relativas de orden menor que uno.

Numéricamente se observó una incipiente oscilación al inicio del fenómeno consistente en una aceleración global del flujo a nivel de toda la cavidad y subsecuente frenado. Este comportamiento se ha observado en el problema de paredes aislérmicas para números de Prandtl del mismo orden al de este trabajo, pero no se le ha calificado como oscilatorio. Lo que se ha sugerido en este trabajo es la posibilidad de que pese a que no se alcanza a desarrollar una oscilación sostenida, en este comportamiento no monotónico entran en juego factores que en otras circunstancias (i.e. con un fluido menos viscoso) sí resultarían en un comportamiento oscilatorio sostenido. En concordancia con la teoría de Patterson e Imberger respecto al régimen en el que se ubican los casos simulados en este trabajo, esta oscilación decae rápidamente en comparación al tiempo que tarda el flujo en alcanzar el estado permanente, de tal manera que la aproximación a éste se realiza a través de un aumento

monotónico de la temperatura en la cavidad y de la transferencia de calor en el centro de la misma.

Se ha podido observar que en estado permanente el patrón de flujo obtenido y los contornos de temperatura son similares a los que se obtendrían con condiciones de frontera simétricas (flujo de calor uniforme en las paredes fría y caliente). Sin embargo, en estado transitorio el patrón de flujo es obviamente afectado por esta asimetría en las condiciones de frontera. El especificar que la pared fría se encuentra a una temperatura igual a la inicial resulta en un patrón de flujo transitorio asimétrico en el que al inicio únicamente se forma una capa límite en la pared caliente. Cuando la temperatura global de la cavidad aumenta se forma la capa límite de la pared fría. Pasado un tiempo las capas límite de ambas paredes adquieren el mismo espesor y el fluido en éstas alcanza velocidades del mismo orden. Mientras no se llegue a dicho estado lo que se irá formando es un patrón de estratificación en la parte superior de la cavidad.

En términos de la construcción de un modelo que simule el comportamiento térmico global transitorio en este tipo de cavidades la anterior observación implica que éste debe considerar que la transferencia de calor a través de la pared fría se llevará a cabo únicamente a través de una distancia igual al espesor de la capa con fluido con temperatura arriba de la inicial. De no tomar en cuenta esto, se estaría estimando un coeficiente de transferencia de calor inadecuado en la pared fría.

En el código PHOENICS utilizado en la simulación numérica, el esquema de integración en el tiempo utilizado fue de primer orden, implícito. Schladow [18] ha indicado que con este tipo de esquemas no se alcanzan a resolver algunas características del flujo como inestabilidades en la capa límite. Sin embargo, debido al alto número de Pr del fluido especificado para esta simulación, no se espera un comportamiento inestable en la capa límite, por lo que puede decirse que este esquema es suficiente para modelar fielmente el comportamiento del flujo.

El flujo ha demostrado ser tridimensional [19]. Sin embargo, también se ha visto que el comportamiento en el plano central del caso tridimensional es similar al obtenido en el caso bidimensional. A tiempos cortos los efectos tridimensionales son menos importantes. A tiempos largos se sobreestima la transferencia de calor.

No obstante que los resultados de este trabajo son básicos y que se ha trabajado con un fluido de alto número de Prandtl y en una caja de dimensiones pequeña, éstos son de gran relevancia para aplicaciones como sistemas pasivos; esto es, hay características del flujo, sobre todo de la distribución de temperaturas encontradas con este arreglo, que seguramente también se presentarán en sistemas más complejos. A partir de la consideración de estas características básicas en el flujo se pueden construir modelos para simular el comportamiento global del sistema. Estos modelos posteriormente se han de refinar para incluir los efectos de características más complejas.

#### PROPUESTAS PARA TRABAJOS FUTUROS SOBRE EL TEMA

En vista de la dificultad para implementar experimentalmente la condición de frontera de flujo de calor constante aplicado de manera instantánea en la pared caliente se ha propuesto primeramente un trabajo numérico en el que se especifique en esta pared un flujo de calor que sea función del tiempo. Se verificaría si como resultado de aplicar esta condición de frontera hay concordancia no sólo en las temperaturas de la pared sino en los patrones de flujo observados en la cavidad.

Se propone también un análisis que lleve a construir un modelo para obtener la función de calentamiento en la pared caliente. Queda abierta, sin embargo, la opción de diseñar un dispositivo en el que la condición de frontera de flujo de calor se pueda aplicar de manera más inmediata. Esto toma en consideración el hecho de que en trabajos recientes [15] se han encontrado en el contexto de la aplicación instantánea de condiciones de frontera de pared isotérmica características complejas del flujo cuya presencia amerita ser confirmada en el flujo con condición de frontera de entrada de calor constante y temperatura constante igual a la inicial en la pared fría.

También se proponen trabajos con el mismo tipo de condiciones de frontera con fluidos con diferente número de Prandtl.

Otras variantes que también se proponen son las de extender el estudio a considerar características tridimensionales del flujo, y la aplicación de condiciones de frontera de tipo periódico. Estos trabajos permitirán una comprensión más amplia del fenómeno.

## Referencias Bibliográficas

1. Armfield, S.W. & 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 5 923-940.
2. 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
3. Bejan, A. *Convection Heat Transfer* 1984 John Wiley & Sons. 477 pp.
4. Catton, I 1978 Natural convection in enclosures. *6th Intl. Heat Transfer Conf.* Toronto 6 pp. 13-43. Hemisphere.
5. Hall, J.D, Bejan, A. & Chaddock, J.B. 1988 Transient natural convection in a rectangular enclosure with one heated side wall. *Int. J. Heat and Fluid Flow* 9, No. 4 396-404.
6. Hyun, J. M. & 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.
7. Gebhart, B. 1969 Natural convection flow, instability and transition. *Trans. ASME C: J. Heat Transfer* 91, 293-309.
8. Gill, A.E. 1966 The boundary layer regime for convection in a Rectangular Cavity. *J. Fluid Mech.* 26 part 3. pp 515-536.
9. Ivey, G. N. 1984 Experiments on transient natural convection in a cavity. *J. Fluid Mech.* 144 389-401.
10. Kimura, S. & Bejan, A. 1984. The Boundary Layer Natural Convection Regime in a Rectangular Cavity With Uniform Heat Flux From the Side. *Trans. ASME* 106 98-103
11. Le Peutrec, Y., Lauriat G. 1990. Effects of the heat transfer at side walls on natural convections in cavities. *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 112 370-378.
12. Ostrach, S. 1972 Natural Convection in Enclosures *Advances in Heat Transfer* 8 pp. 161-227, Academic Press.
13. Patankar, S. V. 1980 *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere. 197 pp.
14. Patterson, J. C. 1984 On the existence of an oscillatory approach to steady natural convection in cavities. *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 106, 104-108.
15. Patterson, J. C. & Armfield S. W. 1990 Transient features of natural convection in a cavity. *J. Fluid Mech.* 219, 469-497.
16. Patterson, J. C. & Imberger, J. 1980 Unsteady natural convection in a rectangular cavity. *J. Fluid Mech.* 100, 65-86.
17. Samano Tirado, D. A. 1989 *Conducción de Calor Bidimensional Conjugada en Estado Periódico en Muros Verticales*. Tesis de doctorado. Facultad de

18. Schladow, S. G. 1990 Oscillatory motion in a side heated cavity. *J. Fluid Mech.* 213 589-610.
19. Schladow, S. G., Patterson, J. G. & Street, R. L. 1989 Transient flow in a side heated cavity at high Rayleigh number: a numerical study. *J. Fluid Mech.* 200 121-148.
20. Wang, C.Y. 1988, Free convection between vertical plates with periodic heat input. *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 110, 505-511, 1988.
21. Yewell, R., Poulidakos, D. & Bejan A. 1982 Transient natural convection experiments in shallow enclosures. *Trans. ASME, J. Heat Transfer* 104 533-538.