

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II
(Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera)**



**ANÁLISIS DEL FLUJO TURBULENTO EN EL INTERIOR
DE UNA CÉLULA “CESPA” MEDIANTE APLICACIÓN DE
LA TEORÍA DE CAPA LÍMITE**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Carmen Viñas Arrebola

Bajo la dirección del doctor

Gregorio Maqueda Burgos

Madrid, 2004

ISBN: 978-84-669-1772-8

©Carmen Viñas Arrebola, 2003

Universidad Complutense de Madrid

Facultad de Ciencias Físicas

Departamento Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II
(Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera)



**ANÁLISIS DEL FLUJO TURBULENTO EN EL
INTERIOR DE UNA CÉLULA “CESPA” MEDIANTE
APLICACIÓN DE LA TEORÍA DE CAPA LÍMITE**

Tesis Doctoral

Carmen Viñas Arrebola

Madrid, Marzo de 2003

Gregorio Maqueda Burgos, Profesor Titular del Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica II (Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera) de la Universidad Complutense de Madrid.

CERTIFICA

QUE la presente Memoria “*Análisis del flujo turbulento en el interior de una célula CESP*A mediante aplicación de la Teoría de Capa Límite”, ha sido realizada bajo mi dirección, en el Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid por **Dña. Carmen Viñas Arrebola** y constituye su Tesis para optar al grado de Doctora en Ciencias Físicas.

Y para que conste a los efectos oportunos firma la presente certificación en Madrid a, 20 de marzo de 2003.

A Goyo y a mis hijos:

Alberto y Manuel

Mi más sincera gratitud:

Al Dr. D. Gregorio Maqueda Burgos, quien, con gran generosidad, ha seguido el desarrollo de mis esfuerzos, analizando los planteamientos y resultados de esta investigación. Su contribución ha sido esencial en la realización de este trabajo y quiero, a través de estas líneas, agradecer su dirección y ayuda.

A la Dra. Dña. Rosario Heras Celemin por los esfuerzos realizados para que el desarrollo experimental de este trabajo fuera posible. Agradezco profundamente su contribución en la gestión del proceso.

Al CIEMAT, por haberme cedido sus instalaciones en la Plataforma Solar de Almería, y muy especialmente a D^a. M^a. José Jiménez y a D. Juan de Dios Guzmán, técnicos del Laboratorio de Ensayos Energéticos para Componentes de la Edificación, tanto por su ayuda en los problemas que se han presentado en la instalación experimental, como por el afecto con que me han dedicado su tiempo.

A todos mis compañeros de la Escuela de Arquitectura Técnica de la U.P.M., especialmente a Isabel Salto-Weis Azavedo por la gran amistad y apoyo demostrado durante la elaboración de esta Memoria.

A mis compañeros de la Cátedra de Física: Pepe, Guillermo, Ángel, José María, Begoña, Fernando, Paco, Enrique y Emilia por sus continuas manifestaciones de ánimo durante todo este tiempo.

A los miembros del Departamento de Astrofísica y Ciencias de la Atmósfera de la UCM, por su excelente acogida y por haber puesto a mi disposición todos los medios necesarios.

A mi familia, de manera especial a mi marido y a mis hijos por su paciencia y comprensión durante la realización de este trabajo y a mi madre que con su gran apoyo e interés ha contribuido a que este trabajo haya llegado a su fin.

Este trabajo ha sido posible gracias al proyecto subvencionado por la Universidad Complutense de Madrid: PR 295/95-3139, y en virtud del acuerdo específico de colaboración entre la UCM y el CIEMAT nº:089/97.

ÍNDICE

Capítulo 1. Introducción	1
Capítulo 2. Flujos turbulentos en recintos cerrados	7
2.1 Consideraciones generales del flujo turbulento	8
2.2 Concepto de capa límite	11
2.3 Capa Límite Atmosférica	15
2.4 Análisis espectral en turbulencia	22
2.5 Flujos de aire en habitaciones	26
2.6 Características generales de un chorro	28
2.7 Chorros no isotérmicos	30
2.8 Modelo de cierre de las ecuaciones de movimiento para una corriente de aire primaria	33
Capítulo 3. Desarrollo de la fase experimental y equipos de medida	41
3.1 Antecedentes en el estudio de los flujos en una habitación	42
3.1.1 Modelos teóricos	43
a) Modelos empíricos simplificados	43
b) Modelos de predicción mediante formación de mallas	43
c) Modelos de predicción mediante el método de pulsación	44
d) Modelo <i>Computerized Fluid Dynamics</i> (CFD)	45
3.1.2 Modelos experimentales	46
a) Modelos experimentales mediante la utilización de diferentes tipos de células	46
b) Modelos experimentales realizados en túnel de viento	50
3.2 Infraestructura utilizada	51

3.3 Descripción de la instalación experimental	52
3.4 Aparatos de medida	54
3.4.1 Anemómetro sónico	54
3.4.2 Anemómetro de hilo caliente	56
3.4.3 Termopares.....	58
3.5 Ensayos realizados para el estudio de los flujos turbulentos	59
3.5.1 Disposición de instrumentos en el interior de la célula.	60
3.5.2 Estructura de las mallas.....	63
3.6 Sistema de adquisición de datos	65
Apéndice 3. Figuras del Capítulo 3.	67
Capítulo 4. Evolución general del flujo en el interior de la célula.....	83
4.1 Descripción del flujo.....	85
4.2 Estudio de la velocidad del flujo según las mallas.	88
4.2.1 Distribución del campo de velocidad.....	88
4.2.2 Determinación de los perfiles de velocidad.	89
4.3. Comportamiento térmico del flujo según las mallas.	90
4.3.1 Distribución de la temperatura.....	91
4.3.2 Determinación de los perfiles de temperatura.....	92
Apéndice 4. Figuras del Capítulo 4.....	95
Capítulo 5 Parámetros turbulentos y Análisis Dimensional	111
5.1 Determinación de los parámetros turbulentos.....	113
5.1.1 Cálculo de flujos turbulentos e intensidad de turbulencia	113
5.1.2 Distribución espacial de la intensidad de turbulencia	114
5.1.3 Análisis de los perfiles de intensidad turbulenta.....	116
5.2 Estudio de los flujos e intensidad de turbulencia en relación con el gradiente del módulo de la velocidad.	117
5.3 Relación de la intensidad de turbulencia con flujos de momento, calor y posición del AS.	121
5.4 Parámetros característicos de un chorro turbulento en el interior de la habitación de ensayos	125

5.4.1 Definición de parámetros	125
5.4.2 Determinación del número de Arquímedes.....	129
5.4.3 Determinación de la longitud térmica	132
5.4.4 Cálculo del número de Nusselt.....	133
5.4.5 Cálculo del número de Rayleigh	136
Apéndice 5.1. Tablas.....	139
Apéndice 5.2. Figuras del Capítulo 5.....	161
Capítulo 6. Estudio espectral del flujo turbulento en el interior de la célula	177
6.1 Espectros de energía.....	178
6.1.1 Determinación de los espectros de energía	179
6.1.2 Cálculo de los valores máximos del espectro.....	181
6.2 Energía cinética de disipación.....	183
6.3 Cálculo de la energía cinética de disipación ϵ en el interior de la habitación	186
6.4 Determinación del subrango inercial en el interior de la célula.....	188
6.5 Escalas características de la transferencia de energía turbulenta	193
Apéndice 6.1. Programa: MAXSP_SO.FOR	199
Apéndice 6.2. Figuras del Capítulo 6.....	207
Resumen y Conclusiones	237
Bibliografía.....	245

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

La turbulencia en los movimientos atmosféricos tiene una importancia muy destacada, como se ha reconocido desde principios del siglo XX, por los científicos dedicados al estudio de la Atmósfera, ya que está presente en todos los movimientos cercanos al suelo y en otras capas que puedan estar sometidas a importantes cizallas o fenómenos de tipo térmico. Sus efectos son evidentes en la redistribución de la energía desde las grandes escalas a las pequeñas, antes de la disipación en calor. Además, el transporte de magnitudes físicas tales como el momento, calor, humedad, etc., está dominado por flujos turbulentos, y la mezcla, de las propiedades físicas y químicas, se ve favorecida bajo condiciones de movimiento turbulento. La dispersión depende fuertemente de las propiedades estadísticas del flujo, tales como valores promedio, varianzas y densidades espectrales.

El estudio de la turbulencia en la Atmósfera es complicado y requiere la utilización de sofisticados equipos de medida, que nunca llegan a ser lo suficientemente completos por las dimensiones de ésta. Por otro lado, la imposibilidad de controlar las condiciones más apropiadas en la experimentación directa, hace difícil el trabajo. Sin embargo, la modelización de aspectos concretos relativos a fenómenos turbulentos, tanto en el

laboratorio, como mediante simulación numérica, permite su estudio de forma detallada, describiendo el comportamiento del flujo y posibilitando el planteamiento de hipótesis que justifiquen el mismo.

La dificultad más importante en el empleo de modelos es su interpretación y extensión al caso real. Por esta razón, para evitar precisamente mayores complicaciones, se utilizan, como norma general, las técnicas de análisis dimensional donde las variables manejadas en todos los estudios se presentan en forma adimensional, permitiendo, por tanto, la comparación entre diferentes escalas y condiciones del problema.

La Capa Límite Atmosférica, es la región más próxima a la superficie de la Tierra donde su influencia se hace notar y donde los movimientos turbulentos están prácticamente presentes en todo momento. En ella se produce de forma notable la transferencia de magnitudes físicas, y como consecuencia tiene lugar la mezcla de todas ellas, tendiendo a una homogeneización de la capa. Precisamente por esta razón, en ocasiones, se denomina a esta capa como capa de mezcla.

Pero no sólo en la Capa Límite Atmosférica se presenta este fenómeno, también en lugares donde las condiciones dinámicas o térmicas tienen ciertas características, pueden observarse situaciones semejantes. En particular, allí donde exista un gradiente significativo en la velocidad del flujo, por ejemplo chorros, o donde las diferencias de densidad sean importantes, puede generarse un flujo turbulento y, por tanto, la mezcla de las propiedades se verá favorecida.

Un caso interesante, donde se cumplen estas circunstancias, es el de ventilación de un edificio, es decir, el del movimiento de una masa de aire que penetra en un recinto, en particular en una habitación, y que influye en el confort de los habitantes que puedan encontrarse dentro de la misma.

Los efectos de la ventilación dentro de una edificación están gobernados fundamentalmente por tres mecanismos que tienden, en todos los casos, a disminuir la

temperatura y hacer variar otras magnitudes en su interior. No obstante, el efecto térmico puede ser el contrario si la temperatura de la masa que entra es suficientemente grande, aunque no es el caso habitual, obviamente. El primer mecanismo se basa en que bajo determinadas condiciones, el flujo de aire que entra en una habitación puede compensar la ganancia de calor solar e interno, reemplazando el aire caliente de dentro por aire más frío de fuera, con lo cual disminuye la temperatura del aire en el interior.

El segundo mecanismo se fundamenta en que el flujo de aire a través de un edificio, puede enfriar su estructura transportando el calor sensible almacenado en su masa térmica (paredes, estructuras arquitectónicas, mobiliario, etc.), dando lugar a una disminución de la temperatura en su conjunto.

Por último, el tercer mecanismo se basa en considerar que los movimientos inducidos en el interior de una habitación pueden, también, enfriar directamente a los ocupantes de la misma debido, por un lado, a la pérdida de calor de evaporación de los cuerpos que ocupan la habitación, y por otro a la redistribución de temperatura por convección.

Este último mecanismo requiere la predicción del movimiento de la masa de aire en el interior de una habitación, ya que el movimiento del aire es el fenómeno que tiene una mayor eficiencia en el intercambio de las magnitudes que caracterizan su estado físico, tales como la temperatura, humedad, concentración de gases extraños, partículas materiales en suspensión, etc.

Basándonos en este último mecanismo se proyectó, y posteriormente se llevó a cabo, una serie de experimentos con el propósito de realizar un estudio del movimiento de una masa de aire en el interior de una habitación, en donde además de dominar la estratificación del aire en el interior, las condiciones externas así como la geometría y tamaño de las aberturas, hay que tener presente en todo momento el carácter turbulento de los flujos en las proximidades de las paredes y límites, y a que éste es el agente que presenta una mayor eficiencia en la mezcla de las magnitudes que intervienen en el problema.

El objetivo central del presente trabajo consiste en realizar un estudio de los mecanismos de intercambio, entre las magnitudes físicas características de una corriente de aire, que es introducida en el interior de una habitación, teniendo en cuenta que superpuesto al efecto de transporte advectivo, se encuentra un transporte turbulento, de menor escala, más difícil de valorar, pero que tiene una importancia extraordinaria. La determinación de flujos de momento y de calor, su relación con la agitación turbulenta, su relación con la cizalla generada por la introducción de la masa de aire y con los productos adimensionales que caracterizan el flujo, así como, el conocimiento de las escalas predominantes que dependen de las condiciones de contorno existentes, son parte de ese objetivo central. Se completa, también, con la búsqueda de un intervalo espectral donde la transferencia energética en forma de cascada de remolinos no depende de factores externos, persiguiendo una analogía con el subrango inercial definido en la Capa Límite Atmosférica.

Para llevar a cabo este estudio, se ha realizado un modelo experimental dentro del entorno del Laboratorio de Ensayos Energéticos para Componentes de la Edificación (L.E.C.E.) que el CI EMAT (Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas) posee en Almería.

Tanto la metodología como las variables manejadas, en todo el estudio, son semejantes a las utilizadas en la Capa Límite Atmosférica, debido a que los mecanismos de intercambio que tienen lugar en una habitación se pueden considerar análogos a los que ocurren en la Capa Límite Atmosférica, teniendo en cuenta que los límites impuestos por paredes, aberturas y obstáculos afectan de forma considerable.

La Memoria elaborada para la presentación de este trabajo se ha estructurado en seis Capítulos, incluido este de Introducción. Se ha intentado que la forma progresiva en la que se han introducido refleje fielmente el desarrollo del mismo, y que la aportación al estudio de los flujos turbulentos en una habitación quede resaltado.

En el segundo Capítulo, *Flujos Turbulentos en Recintos Cerrados*, se repasan los conceptos más importantes relativos a las características generales de los flujos turbulentos, tanto desde el punto de vista general de la propia Mecánica de Fluidos, como desde el punto de vista atmosférico. En este Capítulo, además, se hace énfasis en los flujos de aire en habitaciones y en su desarrollo a partir de chorros isotérmicos y no isotérmicos.

El Capítulo 3, *Desarrollo de la Fase Experimental y Equipos de Medida*, se dedica, por un lado, a llevar a cabo una revisión de estudios existentes sobre el tema prestando especial atención a aquellos que tratan el problema como un problema de predicción del movimiento de la masa de aire dentro de un recinto o habitación y, por otro lado, se describe la puesta a punto del modelo utilizado y de los equipos de medida, así como los ensayos realizados con el modelo propuesto.

El Capítulo 4, *Evolución General del flujo en el interior de la célula*, está centrado en el análisis de la evolución y redistribución de una masa de aire cuando es introducida, de forma controlada, en el interior de una habitación. En él se tratan, de forma diferenciada, los distintos ensayos realizados con el objetivo de obtener una visualización general del movimiento.

En el Capítulo 5, *Parámetros turbulentos y análisis dimensional*, se realiza un desarrollo cualitativo y cuantitativo de la mezcla turbulenta, del flujo introducido en el interior de la habitación, centrandó el estudio en el transporte turbulento en la dirección general del chorro. Se lleva a cabo, también, un estudio de análisis dimensional necesario para el conjunto del trabajo.

En el Capítulo 6, *Estudio espectral del flujo turbulento en el interior de la célula* se describe la influencia en el movimiento del flujo de las fluctuaciones turbulentas del mismo, a partir del conocimiento de las escalas espacio-temporales de dicho flujo y se estudia su acercamiento al comportamiento del subrango inercial, bien definido en la ABL.

En el *Resumen y Conclusiones* se sintetiza la metodología empleada y se destacan aquellos resultados más relevantes y que aportan nuevas ideas en el conocimiento de los flujos en habitaciones.

Finalmente, se acompaña una extensa lista de referencias bibliográficas utilizadas en el desarrollo del trabajo y en la elaboración de esta Memoria.

CAPÍTULO 2

FLUJOS TURBULENTOS EN RECINTOS CERRADOS

CAPÍTULO 2. FLUJOS TURBULENTOS EN RECINTOS CERRADOS

2.1 Consideraciones generales del flujo turbulento

La turbulencia es un fenómeno físico muy frecuente en la naturaleza y en la tecnología, y a pesar del esfuerzo dedicado por parte de muchos científicos durante décadas, el porqué un fluido pasa en un determinado momento de comportarse de una manera ordenada, a ser un fluido con movimientos desordenados o incluso caóticos, no de ja de ser fuente de continuo estudio.

El movimiento turbulento es fuertemente rotacional y el recorrido de los elementos fluidos es extremadamente tortuoso, incluso cuando el fluido en su conjunto se mueve de forma estacionaria. Según el criterio de Reynolds se puede suponer que el flujo turbulento consiste en un movimiento medio, relativamente simple, sobre el que se superpone un movimiento secundario de carácter oscilatorio, pero no periódico, con un importante peso aleatorio. Para diferenciar ambos movimientos, podemos establecer que flujo no turbulento es aquel en el que la irregularidades en el movimiento de un elemento fluido son despreciables. El flujo turbulento, sin embargo, contiene oscilaciones de tamaño finito comparables con longitudes que determinan la cinemática del movimiento medio.

Los flujos que se presentan en el interior de una habitación pueden ser de dos tipos: flujos primarios como chorros, penachos..., y flujos secundarios que son aquellos que ocupan todo el volumen de la habitación y que, en general, no tienen ni un origen ni una dirección clara (Etheridge and Sandberg, 1996). Ambos tipos de flujos tienen carácter turbulento, aunque en los flujos secundarios esto no es siempre cierto, sobre todo cuando la flotabilidad y las bajas velocidades se dan al mismo tiempo.

Aunque la turbulencia es difícil de definir, la definición más general es aquella que la considera como un flujo que está acompañado por fluctuaciones desordenadas de todas las variables del fluido (velocidad, presión, temperatura etc.) y se caracteriza por ser siempre, tridimensional con lo cual si el flujo medio es predominantemente en una dirección, las fluctuaciones ocurren en todas direcciones. En consecuencia, un flujo turbulento podemos imaginarlo como un flujo con numerosos remolinos de varios tamaños o escalas, en donde el tamaño del remolino se encuentra limitado, en general, por la dimensión del campo de velocidades del flujo y por la acción difusiva de la viscosidad molecular.

La transferencia de energía desde el flujo medio a la turbulencia tiene lugar en los grandes remolinos, mientras que la disipación de la energía cinética del movimiento turbulento en calor por acción de la viscosidad, sucede para los remolinos de pequeño tamaño. Es decir, los remolinos de pequeña escala se rigen por la llamada microescala de Kolmogorov, la cual representa el resultado final de un proceso en cascada fuertemente no lineal donde la energía es transferida desde los grandes remolinos a los pequeños.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, uno de los métodos más utilizados para estudiar el flujo de los fluidos en general, y la turbulencia en particular, es junto a la integración numérica de las ecuaciones diferenciales que intervienen, el análisis dimensional, cuyo objetivo es básicamente reducir el número y complejidad de las variables que intervienen en la descripción de un fenómeno físico dado, mediante una serie de técnicas (White, 1979). Es decir, si un fenómeno depende de n variables dimensionales, el análisis dimensional reduce el problema a sólo k variables adimensionales, donde la reducción es $n-k$. Generalmente, $n-k$ es igual al número de dimensiones independientes (a veces llamadas dimensiones básicas o primarias) que aparecen en el problema. En Mecánica de Fluidos, se toman como dimensiones básicas la masa "M" o la fuerza "F", la longitud "L", el tiempo "T" y la temperatura "Θ".

Esta reducción de variables se puede conseguir mediante el teorema π de Buckingham (Díaz, J.L. 1982), que dice: Toda ley física se puede escribir como una ecuación

$$F(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \dots, \pi_k) = 0 \quad (2.1)$$

formada por “ k ” grupos adimensionales independientes ($\pi_1, \pi_2, \pi_3, \dots, \pi_k$), constituidos a partir de las $(n-k)$ variables básicas, que relacione una serie completa de los productos adimensionales de las magnitudes que intervienen en el fenómeno expresado por la ley.

En consecuencia el análisis dimensional, permite obtener gran información sobre las relaciones físicas que estamos intentando estudiar, debido a que las expresiones matemáticas de las leyes físicas fundamentales son dimensionalmente homogéneas y se pueden escribir en forma adimensional simplemente normalizando, con escalas adecuadas, las distintas cantidades que aparecen en las fórmulas consiguiendo que los parámetros o grupos adimensionales sean independientes del sistema de unidades que se utilice y, por tanto, se facilita la comparación entre datos obtenidos por distintos investigadores, bien en trabajos experimentales realizados en laboratorio, o bien en la descripción y parametrización de la turbulencia.

En el estudio de la Mecánica de Fluidos, y en particular en problemas de flujos turbulentos o de transición a la turbulencia, la geometría y condiciones del flujo pueden ser complicadas y en muchos casos no es posible la resolución directa de las ecuaciones de movimiento, tanto en forma integral como en forma diferencial, con el agravante de que estas ecuaciones contienen términos no lineales. Sin embargo, si aplicamos la técnica del análisis dimensional, obtendremos los parámetros adimensionales básicos, que proporcionan una primera idea de cuando son despreciables los términos donde aparecen.

Teniendo en cuenta todas estas consideraciones, y a partir de las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento para un fluido incompresible con viscosidad constante, se pueden obtener los números adimensionales más utilizados en los problemas de Mecánica de Fluidos (Streeter, 2000).

Generalmente, el producto adimensional, utilizado como criterio para la determinación del carácter del flujo en Mecánica de Fluidos, es el número de Reynolds, $Re = (UL / \nu)$; siendo, U y L una velocidad y una distancia, características del flujo particular que se esté estudiando, y ν su viscosidad cinemática, por lo que Re relaciona los efectos de inercia y viscosidad. En el estudio de chorros con y sin efectos de flotabilidad, aparecen también otros números adimensionales como Arquímedes (Ar), Rayleigh (Ra) y Nusselt (Nu) (Bethancourt *et al.* 1991). El número de Arquímedes es una magnitud relativa de las fuerzas de flotabilidad frente a las fuerzas de inercia, el número de Rayleigh permite comparar las fuerzas de flotabilidad frente a las fuerzas viscosas y, por último el número de Nusselt mide los procesos de intercambio de flujo de calor asociados al chorro. Sus expresiones se presentan en capítulos posteriores, en el momento de su utilización en el presente trabajo.

2.2 Concepto de capa límite

La Capa Límite se puede definir como a aquella región cercana a la superficie de un cuerpo en la que el fluido, que incide sobre él o lo rodea, sufre cambios en su velocidad por efecto de la resistencia cortante debida a dicha superficie (Roberson and Crowe, 1983). Su espesor, δ , se define de forma rigurosa, como la distancia desde la superficie del cuerpo hasta un punto en el que la velocidad del fluido es el 99% de la correspondiente a la corriente libre, es decir, sin influencia de la superficie. El estudio general de los flujos y de los esfuerzos cortantes en esta capa recibe el nombre de Teoría de la Capa Límite. Dada la dificultad de medir el campo de velocidades con precisión, en la práctica, el límite de velocidad anterior se establece en el 90%.

Fuera de la Capa Límite la velocidad del fluido es esencialmente la misma que la de un fluido ideal (no viscoso) que circula alrededor del objeto. Prandtl en 1904 fue el primero en establecer la esencia de la hipótesis de capa límite indicando que los efectos de la viscosidad, se concentran en una capa de ligada de fluido (la capa límite) que rodea la

superficie del sólido, al mismo tiempo que simplificó las ecuaciones generales del movimiento de un fluido (ecuaciones de Navier-Stokes) para aplicarlas a la capa límite.

En 1908 Blasius, uno de los alumnos de Prandtl, obtuvo una solución de las ecuaciones del movimiento para el flujo de una capa límite, sobre una superficie plana, con bajos números de Reynolds, llamada capa límite laminar en la que se considera que existe un gradiente de presión nulo y que la distribución, adimensional, de velocidades no varía de una sección de la placa a otra.

Sin embargo, cuando la capa límite presenta altos números de Reynolds, llamada entonces capa límite turbulenta, el estudio de la distribución de velocidad del flujo es mucho más complejo debido a que en dicha capa existen tres zonas de flujo, que aunque no están claramente diferenciadas en principio, requieren soluciones de las ecuaciones de Navier-Stokes diferentes para el estudio de la velocidad, en contraste con la solución única de dicha ecuación en el caso de la capa laminar.

En la capa límite turbulenta, la capa fluida adyacente a la pared recibe el nombre de subcapa viscosa, la zona fuera de dicha subcapa se la conoce como subcapa de distribución logarítmica de velocidad y, la tercera zona es la zona exterior que se rige por la ley de velocidad deficiente.

La subcapa viscosa es una capa de fluido, que por el efecto amortiguador de la pared (obstáculo) permanece relativamente laminar, a pesar que la mayor parte del flujo en la capa límite es turbulento. El espesor de esta subcapa viscosa, la mayoría de las veces, es tan pequeño que resulta muy difícil o imposible medirlo instrumentalmente y la distribución de velocidad del flujo, dentro de la subcapa viscosa, puede expresarse (Schlichtin, 1972) como:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{z}{\nu/u_*} \quad (2.2)$$

donde: u_* = velocidad de fricción

ν = viscosidad cinemática del flujo

La segunda subcapa, de la capa límite turbulenta, se caracteriza por ser totalmente turbulenta en ella la acción mezcladora de la misma hace que aparezcan pequeñas masas de fluido que se desplazan hacia adelante o hacia atrás siguiendo una dirección transversal a la dirección media del flujo. De tal manera, que cuando una de estas pequeñas masas pasa de una zona de baja velocidad, cerca de la subcapa viscosa, a otra de alta velocidad, que se encuentra más alejada, se produce un efecto de esfuerzo cortante que se traduce en una disminución de la velocidad de la masa fluida en esta zona. Análogamente, una pequeña masa fluida que se mueve desde una zona de alta velocidad, en la parte exterior de la capa límite, a otra zona de baja velocidad produce sobre esta última un efecto de esfuerzo cortante que se manifiesta con un aumento de velocidad de la misma.

En consecuencia, en cualquiera de los dos casos expuestos anteriormente se trata, fundamentalmente, de un fenómeno de cambio de cantidad de movimiento que tiene el mismo efecto que un esfuerzo cortante aplicado al flujo. Por esta razón, en el estudio de los flujos turbulentos estos esfuerzos reciben el nombre de esfuerzos cortantes aparentes o esfuerzos de Reynolds, en honor al científico británico que inició la investigación del flujo turbulento en el siglo XIX.

La acción mezcladora de la turbulencia hace que la velocidad del flujo en un punto dado fluctúe con el tiempo, por lo tanto, la parte fluctuante de la velocidad va a ser la causante de la variación de la cantidad de movimiento, en el fluido, y en definitiva de la aparición del esfuerzo cortante. Esto significa, que el esfuerzo cortante está relacionado con la parte fluctuante de la velocidad del flujo, sin embargo, dicha relación no resulta útil en la práctica, por lo que Prandtl desarrolló una teoría, llamada teoría de la longitud de mezcla, en la que se relaciona el esfuerzo cortante con la distribución de la velocidad media temporal llegando a obtener una distribución logarítmica de velocidad en esta subcapa (Pfniger, 1961) de la forma:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln z + C \quad (2.3)$$

donde k es la constante de Von Karman y C una constantes de integración que hay que determinar por las condiciones de contorno en cada situación.

En la región exterior, de la capa límite turbulenta, la ecuación anterior no es válida debido a que las condiciones sobre las que se basa dicha ecuación, no se cumplen en la zona exterior de la subcapa logarítmica.

Experimentalmente se puede comprobar que cuando la diferencia de velocidad ($U_0 - u$), siendo U_0 la velocidad con la que llega el flujo a la capa límite, es reducida por u_* y la distancia y por el espesor δ , de la capa límite turbulenta, se puede escribir:

$$\frac{U_0 - u}{u_*} = \psi\left(\frac{y}{\delta}\right) = \psi(\xi_2) \quad (2.4)$$

siendo $\xi_2 = y/\delta$

Von Kármán hizo la sugerencia de considerar la ecuación (2.4) como un postulado y se la conoce con el nombre de Ley de Defecto de Velocidad (Hinze, 1987).

No existe una teoría equivalente a la de la subcapa logarítmica que permita obtener la distribución de la velocidad del flujo, a partir de la ecuación (2.4), en la región exterior de la capa límite turbulenta. Sin embargo, desde el punto de vista práctico se puede aplicar la ley de distribución logarítmica de velocidad, en esta zona, ya que las desviaciones de la velocidad obtenidas respecto a la que le correspondería son muy pequeñas y, por lo tanto, la aproximación del perfil logarítmico a la zona exterior de la capa límite se puede considerar, en la práctica, suficiente.

En consecuencia, considerando que, en general, la subcapa viscosa es de muy poco espesor y que en la zona exterior de la capa límite se puede tomar la aproximación mencionada anteriormente, se puede decir, que la capa límite turbulenta se rige por la ley de distribución logarítmica en donde la constante de integración, de dicha ley, depende de las condiciones de contorno de cada uno de los problemas en estudio.

2.3 Capa Límite Atmosférica

La Capa Límite Atmosférica (ABL) es la parte más baja de la atmósfera, que se forma como consecuencia de la interacción entre ésta y la superficie sobre la que circula, con escalas de tiempo inferiores a un día (Arya, 1982). En esta capa, los efectos de rugosidad del suelo, variaciones de temperatura y otras propiedades, son directamente transmitidos mediante los mecanismos de mezcla turbulenta. Sin embargo, existen situaciones en las que es difícil definir la ABL, ya que debido a la aparición de fuertes inestabilidades, se producen movimientos a gran escala que escapan del rango para el cual está definida. Por esta razón, no es fácil determinar su espesor o altura ya que la definición general que proporciona la teoría de capa límite no es útil en la atmósfera, debido a la falta de precisión de las medidas realizadas en ella. Puede decirse que la ABL alcanza una altura típica de 1 Km, o alrededor de un 10% de la altura de la Troposfera, aunque tiene un rango de variabilidad de 200 m a 5 Km, dependiendo de la orografía del terreno y de las condiciones de estabilidad de estratificación (Stull, 1988).

Dentro de la Capa Límite Atmosférica se puede diferenciar una subcapa, llamada Capa Superficial, correspondiente a los primeros metros de la ABL, que se caracteriza por poseer una intensa turbulencia a pequeña escala, generada por la rugosidad superficial o de fricción. Esta escala pequeña o microescala de turbulencia es responsable, en gran medida, del intercambio de momento, calor y masa desde la superficie hacia la atmósfera. Los flujos verticales de estas magnitudes permanecen casi constantes en ella, por lo que también es conocida como capa de flujo o de tensión constante. En particular, el flujo de

momento o tensión turbulenta horizontal se mantiene constante en módulo y dirección en la Capa Superficial.

Las expresiones matemáticas que representan la conservación de la masa, el momento y el calor en un volumen elemental de fluido, vienen dadas por las ecuaciones de continuidad, de cantidad de movimiento y energía termodinámica, respectivamente. Estas ecuaciones se pueden aplicar tanto a flujos laminares como turbulentos. En el caso de flujos turbulentos la solución de las ecuaciones puede ser muy complicada o incluso analíticamente imposible, ya que tanto las variables que intervienen en el problema, como sus derivadas espaciales y temporales, son muy irregulares y varían muy rápidamente. Este hecho da lugar a que todos los términos en las ecuaciones sean significativos en un flujo turbulento, y sea necesario buscar algún tipo de aproximación o parametrización que simplifique en alguna medida las ecuaciones generales de movimiento.

Para el estudio de los flujos atmosféricos, se utiliza principalmente la aproximación de Boussinesq (Businger et al., 1971), que consiste en descomponer la presión, temperatura y densidad en dos componentes, una de referencia o sinóptica, que denotaremos con el subíndice “*o*” que está en equilibrio hidrostático por suponer que la atmósfera es un gas perfecto, y una segunda componente que representa la ligera desviación de estas magnitudes con respecto al estado referencial, y que distinguiremos con el subíndice “*1*”. En esta aproximación, la variación de la densidad del fluido es despreciable a través de las fuerzas gravitatorias. La representación matemática de la aproximación de Boussinesq es la siguiente:

$$p = p_0 + p_1 \quad (2.5)$$

$$T = T_0 + T_1 \quad (2.6)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial z} + \frac{g}{\rho_0} \rho_1 \quad (2.8)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial z} + \frac{g}{T_0} T_1 \quad (2.9)$$

siendo: p = presión

T = temperatura

ρ = densidad

g = gravedad

Las ecuaciones instantáneas para un flujo turbulento, incompresible y estratificado, en un sistema de referencia cartesiano que rota unido a la superficie de la Tierra, aplicando la aproximación de Boussinesq, son las siguiente (Stull, 1988):

Ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

Ecuaciones de Navier -Stokes:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = fv - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -fu - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{g}{T_0} T_1 - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \quad (2.13)$$

Ecuación de energía térmica:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \alpha_h \nabla^2 \theta \quad (2.14)$$

siendo θ la temperatura potencial $\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}$

En estas ecuaciones, las variables: u , v , w , θ , p_1 , y ρ_1 , representan las variables instantáneas, que en teoría o notación de perturbaciones, se descomponen como suma de una parte media y otra fluctuante (hipótesis de Reynolds). Esta variable fluctuante es la que muestra el carácter turbulento del flujo. Las variables ν , α_h y f , son la viscosidad cinemática, la difusividad de calor y el parámetro de Coriolis, respectivamente.

El sistema formado por las ecuaciones (2.10) a (2.14), no tiene una solución general mediante métodos puramente analíticos, por lo que hay que encontrar soluciones alternativas, o bien por integración numérica en 3D, o por simulación sólo para escalas de movimiento dentro de un cierto rango (Yagüe, 1992). La integración numérica, en general, no es factible actualmente para problemas de flujos turbulentos, ya que requiere un número muy grande de puntos en la malla donde se tienen que hacer los cálculos que se necesitan para poder resolver todos los torbellinos turbulentos. Una primera aproximación al problema consiste en las llamadas simulaciones de remolinos grandes (Large-Eddy Simulations LES), basada sobre la hipótesis de que los movimientos turbulentos de un flujo pueden dividirse en grandes y pequeños remolinos, de tal manera que dicha separación no tiene un efecto significativo sobre los remolinos de gran tamaño siendo estos quienes contribuyen al transporte turbulento, mientras que los pequeños remolinos tienen un comportamiento universal mucho más fácil de modelizar.

Un método general que simplifica las ecuaciones que describen el flujo turbulento, consiste en separar las variables instantáneas o turbulentas en dos partes, una componente media y otra perturbada o fluctuante, como ya se ha comentado. Es decir, si suponemos

que “ s ” es una variable instantánea como velocidad, temperatura, etc., puede descomponerse como:

$$s = \bar{s} + s' \quad (2.15)$$

Para calcular las ecuaciones del movimiento medio, se introduce la descomposición dada en la ecuación (2.15), para todas las variables que intervienen en el sistema de ecuaciones (2.10) a (2.14), y se promedian teniendo en cuenta las siguientes reglas:

$$\overline{s + h} = \bar{s} + \bar{h} \quad (2.16)$$

$$\overline{cs} = c \bar{s} \quad (2.17)$$

$$\overline{s'} = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial x} = \overline{\frac{\partial s}{\partial x}} \quad (2.19)$$

$$\overline{\overline{f}} = \overline{f} \quad (2.20)$$

$$\overline{s \overline{h}} = \overline{s} \bar{h} \quad (2.21)$$

Estas reglas son válidas para promedios de conjunto (Nieuwstadt and Van Dop, 1982), ya que es una media aritmética de un número muy grande, tendiendo a infinito, de realizaciones de una variable que se obtienen repitiendo un experimento bajo las mismas condiciones generales. Este promedio se usa teóricamente, pero en la práctica se utilizan más los promedios temporales y espaciales.

Para que la media temporal y los promedios de conjunto coincidan (condición de ergodicidad), es necesario y suficiente que el flujo sea estacionario, es decir, los promedios sean independientes del tiempo, y que el tiempo sobre el que se promedia sea muy largo (Monin y Yaglom, 1971). Análogamente, la condición para que la media espacial y de conjunto coincidan es que el flujo sea homogéneo, ya que en ese caso las medias espaciales son independientes de la dirección, y que las longitudes, áreas o volúmenes sobre los que se promedia sean grandes. Puesto que estas condiciones son difíciles de cumplir estrictamente en la atmósfera, la igualdad de medias es una aproximación.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, las ecuaciones promediadas para la conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía, se pueden escribir como:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \\ = f \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} - \left(\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \\ = \bar{f} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial y} + \nu \nabla^2 \bar{v} - \left(\frac{\partial \overline{v'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = \\ = \frac{g}{T_0} \bar{T}_1 - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{w} - \left(\frac{\partial \overline{w'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \alpha_h \nu \nabla^2 \bar{\theta} - \left(\frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right) \quad (2.26)$$

Aunque en principio parece posible la resolución de las ecuaciones anteriores junto con un grupo conveniente de condiciones iniciales y de contorno, la aparición de varianzas y covarianzas, correspondientes al transporte turbulento, hacen que existan más incógnitas que ecuaciones, con lo cual este sistema se dice que no está cerrado. Todos los modelos que hasta el momento se conocen y que actualmente se emplean en la resolución de los problemas de turbulencia atmosférica, tratan de parametrizar ciertas magnitudes físicas,

solucionando así el problema de cierre del sistema de ecuaciones anterior. El cierre puede ser de primer orden, de segundo, etc., según el grado de complicación que se alcance en la generación de nuevas ecuaciones para los términos no lineales.

Dentro de los modelos desarrollados para el cierre de las ecuaciones generales del movimiento turbulento, se pueden citar como los más utilizados: la teoría estadística de la turbulencia, la teoría de la longitud de mezcla, teorías semiempíricas basadas en la hipótesis de las difusividades turbulentas y la teoría de semejanza de Monin-Obukhov (Maqueda, 1987). Por otro lado, si las varianzas y covarianzas que aparecen en las ecuaciones se evalúan mediante el planteamiento de ecuaciones adicionales, el problema de cierre de las ecuaciones se desplaza a niveles superiores, originándose los llamados esquemas de orden superior. Como ejemplos de ellos podemos citar los modelos $k-\varepsilon$ (Rodi, 1987). Siendo k energía cinética del movimiento y ε disipación viscosa.

Los flujos turbulentos de magnitudes físicas en la Capa Límite Atmosférica dependen fuertemente de la distribución de las magnitudes promedio. Esta distribución caracteriza a su vez el estado de la capa y puede conocerse a partir de los perfiles de dichas magnitudes (Garrat, 1994). Los perfiles de velocidad y temperatura, normalmente temperatura potencial, promedios en la capa límite tienen un interés extraordinario, existiendo gran variedad de técnicas para su determinación incluyendo la utilización de SODAR (Fonseca, 2000). Actualmente se ha logrado alcanzar un alto grado de conocimiento del comportamiento de estos perfiles. Sin embargo, la dependencia del carácter de la estratificación atmosférica dificulta la modelización (Yagüe *et al.*, 2001).

La teoría de semejanza de la turbulencia que surge de las hipótesis de Kolmogorov, permite llegar a una modelización suficientemente válida para los perfiles de velocidad potencial promedio. En particular, en el caso de estratificación estable, se obtiene un perfil de velocidad promedio logarítmico semejante al obtenido en la ecuación (2.3).

Para estratificaciones diferentes a la neutra el perfil de velocidad propuesto viene dado de la forma (Panofsky and Dutton, 1984):

$$u = \frac{u_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_0} - \psi_m(z/L) \right] \quad (2.27)$$

en donde generalmente:

$$\psi_m(z/L) = \int_0^{z/L} (1 - \phi_m(\xi)) \frac{d\xi}{\xi} \quad (2.28)$$

siendo $\xi = z/L$ un parámetro que mide la estabilidad y, en donde L es la longitud de Monin-Obukhov que viene dada de la forma:

$$L = \frac{-u_*^3 c_p \rho T}{k g H} \quad (2.29)$$

y tal que H representa el flujo vertical turbulento de calor en la superficie y se suele tomar como:

$$H = c_p \rho \overline{w'\theta'} \quad (2.30)$$

2.4 Análisis espectral en turbulencia

El análisis espectral es una utilidad estadística que se emplea con gran frecuencia en los trabajos de turbulencia, tanto en los realizados en experimentos de laboratorio como en aplicaciones a la Atmósfera. Su uso se basa en la necesidad de describir los fenómenos analizados en función del conocimiento de las escalas espacio-temporales en las que se desarrollan los movimientos turbulentos. Por otra parte, la interacción entre las diversas escalas es una de las principales preocupaciones de la investigación en este campo. Descomponiendo una serie de medidas en componentes de frecuencia o número de onda, se puede conocer cómo los remolinos de diferentes escalas contribuyen al estado completo de la turbulencia. (Maqueda, 1987; Cano *et al.*, 1986).

Cuando las medidas son tomadas en un punto fijo durante un período de tiempo, la serie de datos resultante es una serie temporal. Este tipo de serie da los valores de una variable dependiente, tal como la temperatura o las componentes de la velocidad, en función de la variable independiente tiempo t . El análisis espectral permite transformar una serie temporal o espacial, en un conjunto de valores asociados al espacio de frecuencias, lo que nos permite descomponer la energía total del movimiento según las escalas de cada frecuencia.

En cualquier estudio experimental se parte de una serie temporal discreta, es decir, la formada por un conjunto finito de valores, N , separados entre sí por intervalos regulares de tiempo. Se puede interpretar esta serie discreta como una muestra de una señal continua y variable. De esta manera cualquier instante de tiempo vendrá representado por $t_k = t_0 + k \Delta t$, donde k es un índice que varía desde 0 hasta $N-1$. La variable dependiente A que es función del tiempo, $A(t_k)$, se sustituye en las series discretas por $A(k)$ o A_k , y el intervalo de muestreo, Δt , se supone constante en toda la serie. El período de registro viene determinado por el número total de datos siendo $T = N\Delta t$.

Una componente de la velocidad observada, $u(t)$, puede considerarse como un elemento de una muestra o un conjunto de datos discretos, con valor medio $\bar{u}(t)$, que normalmente se interpreta como el valor medio de la velocidad del flujo básico sobre el que se superpone una componente turbulenta $u'(t) = u(t) - \bar{u}(t)$. Si para cada dato puntual se realiza esta transformación los valores, $u'(t)$ constituirán una nueva serie temporal.

A continuación vamos a ver como podemos obtener el espectro de la serie temporal y como puede interpretarse en términos de distribución de energía cinética. Para ello suponemos que el conjunto de datos que constituye la serie temporal es estacionario, tal que $u(t)$ es constante en el tiempo y que la función de correlación:

$$R(\tau) = E\{ (u'(t) u'(t+\tau)) \} \quad (2.31)$$

depende sólo del “lag” τ , y en donde $E\{(u'(t)u'(t+\tau))\}$ representa el valor promedio de la serie. Evidentemente, $R(0)$ es el doble de la energía cinética turbulenta específica de la componente de la velocidad (Panofsky 1984). Por otra parte, la transformada de Fourier de la función de correlación es:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (2.32)$$

y su transformada inversa debe escribirse como:

$$R(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (2.33)$$

que para el desplazamiento $\tau = 0$, toma la forma:

$$R(0) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega) d\omega \quad (2.34)$$

lo que representa, como ya se ha dicho, el doble de la energía cinética turbulenta. Se puede deducir de esto que, $\Phi(\omega)$ muestra la energía cinética turbulenta distribuida con respecto a la frecuencia angular ω , siendo:

$$\omega = \frac{2\pi}{\tilde{T}} = 2\pi f \quad (2.35)$$

donde \tilde{T} es el período de una oscilación sinusoidal y f es la frecuencia medida en ciclos por unidad de tiempo.

Las expresiones anteriores se pueden simplificar teniendo en cuenta la condición de estacionariedad $R(\tau) = R(-\tau)$, que nos indica que $R(\tau)$ es una función par, y desarrollando la exponencial, en el interior de la integral, en su parte real y su parte imaginaria se puede escribir:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) [\cos \omega\tau + i \operatorname{sen} \omega\tau] d\tau \quad (2.36)$$

$$\Phi(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega\tau d\tau \quad (2.37)$$

ya que $\operatorname{sen}(\omega)$ es una función impar integrada entre $-\infty$ y $+\infty$. Esto muestra que $\Phi(\omega) = \Phi(-\omega)$, con lo que las ecuaciones (1.33) y (1.34) deben escribirse como:

$$R(\tau) = \int_0^{\infty} \Phi(\omega) \cos \omega\tau d\omega \quad (2.38)$$

y

$$R(0) = \int_0^{\infty} \Phi(\omega) d\omega \quad (2.39)$$

De donde se comprueba que $\Phi(\omega)d\omega$ es la contribución de las oscilaciones armónicas de frecuencia ω a la energía total. Por su analogía con el espectro de la luz estudiado en óptica, llamamos $\Phi(\omega)$ función de densidad espectral de energía (o espectro de energía). La energía cinética total K contenida entre las frecuencias ω_1 y ω_2 es obviamente:

$$K(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \Phi(\omega) d\omega \quad (2.40)$$

Para un desarrollo detallado de las técnicas más usadas en obtención de espectros de energía, pueden consultarse textos clásicos de análisis numérico y de tratamiento de series

temporales entre los que se puede destacar el de Jenkins and Watts (1968) y, para su aplicación a flujos en habitaciones, por ejemplo, Sandberg (1994); Hanzawa et al. (1987) y Nagasawa and Goto (1973).

Otra técnica muy utilizada en turbulencia atmosférica es la basada en la determinación de espectros cruzados de dos series temporales diferentes. Con ella se consigue conocer la correlación entre dichas series en el espacio de frecuencias, fundamentalmente a través de la magnitud conocida como función de coherencia (Cano, *et al.*, 1987; Maqueda, *et al.*, 1991).

Por último para la obtención de espectros es especialmente interesante la utilización de la transformada rápida de Fourier (Brigham, 1974), que simplifica los cálculos numéricos, consiguiendo un considerable ahorro de memoria y tiempo de cálculo en los ordenadores, sobre todo para series temporales con un gran número de datos, aunque introduce el inconveniente de que el número de datos debe de ser una potencia de dos exactamente.

2.5 Flujos de aire en habitaciones

Los movimientos de aire dentro de una habitación pueden clasificarse, en general, en chorros cuando los flujos están inducidos únicamente por efectos dinámicos, en convección natural cuando los flujos están originados por fuerzas de flotabilidad de origen térmico y como chorros de flotabilidad cuando están originados por fuerzas de calor y efectos dinámicos. Los flujos de aire originados mediante algunas de estas tres formas, reciben el nombre de corriente de aire primaria.

Cuando una corriente primaria penetra en el interior de un determinado recinto, interacciona con el aire ambiente a través del *entrainment* del aire de la habitación (Turner, 1986; Fischer, 1979), originándose una corriente de aire secundaria de velocidad menor

que la de los flujos primarios pero ocupando una mayor extensión que estos en el volumen de la habitación.

Los flujos de aire de origen dinámico pueden ser causados por un sople de aire o por una diferencia de presión a través de una abertura, en la habitación, debido a la diferencia de temperatura entre el aire exterior y el interior de la misma. Los flujos de origen térmico se producen por diferencias de densidad en una misma masa de aire, como ocurre en los penachos y en los flujos convectivos a lo largo de la capa límite de una superficie.

Inicialmente cuando una masa de aire es introducida en un recinto o habitación predomina, principalmente, las fuerzas de inercia del aire, pero debido a que dicha masa de aire puede ser más o menos densa que el aire ambiente comienza a comportarse, dentro de la misma, como originada por fuerzas de flotabilidad. Este hecho hace que la relación entre el flujo de momento y el flujo de flotabilidad sea de gran importancia para el comportamiento de un chorro.

El estudio de la distribución de los flujos de aire en el interior de una habitación se rige por las mismas ecuaciones que en el estudio de flujos en la ABL, es decir, por la ecuación de continuidad, de cantidad de movimiento y energía termodinámica respectivamente y, se aplican tanto a flujos laminares como a flujos turbulentos. En el caso de flujos turbulentos la resolución de estas ecuaciones puede ser muy complicada, como ya se ha mencionado anteriormente, por lo que es necesario buscar, en este caso también, algún tipo de aproximación que simplifique en alguna medida las ecuaciones del movimiento.

Al igual que en el estudio de la Capa Límite Atmosférica, la aproximación que se utiliza para la parametrización de las ecuaciones de movimiento es la aproximación de Boussinesq (Businger et al., 1971) y los métodos aplicados, normalmente, para simplificar las ecuaciones que describen el flujo turbulento son los mismos que los utilizados en dicha capa. En consecuencia, los modelos desarrollados para el cierre de las ecuaciones generales del movimiento turbulento en el interior de una habitación son, también, los mismos que se utilizan en Capa Límite Atmosférica teniendo en cuenta que las condiciones de contorno

aplicadas para el cierre de las ecuaciones depende de la capa límite turbulenta considerada (Karabuchi and Kusuda, 1987).

2.6 Características generales de un chorro.

Un chorro es el tipo de flujo, más importante, que se presenta en ventilación de edificios o habitaciones y se define como la descarga de un fluido desde una abertura al interior de un recinto en donde, claramente, está definida una velocidad distinta a la de sus alrededores (Fischer et al 1979). Un chorro cuya temperatura es igual a la temperatura ambiente de la habitación sobre la que incide se les llama chorro isotérmico; por el contrario cuando la temperatura del chorro es diferente de la temperatura ambiente de la habitación se les llama chorro no isotérmico aunque en mecánica de fluidos, a esta clase de chorro, se les conoce como chorro de flotabilidad debido a que en ellos el momento y la flotabilidad están presentes (Rajaratnam, 1976).

Existen diversos factores que determinan que el flujo de un chorro presente régimen laminar o turbulento. El número de Reynolds es el número adimensional a partir del cual se puede estudiar el carácter turbulento del flujo. En estudios realizados sobre flujos turbulentos, se han encontrado chorros turbulentos con un número de Reynolds del orden de 2×10^3 aunque existen trabajos en los que se pone de manifiesto que la turbulencia no está totalmente desarrollada hasta valores del número de Reynolds de alrededor de 4×10^3 (Rajaratnam, 1976). Sin embargo para flujos en habitaciones, la bibliografía relativa a este tema admite que el carácter turbulento se alcanza con números de Reynolds superiores a 2.7×10^3 (Etheridge and Sandberg, 1996).

Cuando un chorro se introduce mediante una abertura en el interior de un recinto o habitación y las paredes no influyen sobre su desarrollo, el chorro recibe el nombre de chorro libre. Sin embargo, si los límites de la habitación influyen sobre dicho desarrollo, al chorro se le llama chorro ligado o chorro de pared (en nomenclatura anglosajona llamado “wall jet”). En consecuencia, un chorro puede entrar en una habitación como un chorro

libre y , después de haber recorrido una determinada distancia, desde la abertura, convertirse en un “wall jet”.

Un chorro, dependiendo del tipo de abertura utilizada para introducirlo en una habitación, puede clasificarse como chorro lineal, chorro compacto y chorro radial (Huo et al., 2000). En un chorro lineal la abertura está formada por cuadrados o rectángulos en los que la relación entre las dimensiones transversales es relativamente grande; se caracteriza por ser bidimensional y por presentar, la velocidad del flujo, simetría respecto de un plano en el cual los máximos de velocidad se encuentran en la sección transversal al área de la abertura. En un chorro compacto la abertura es un tubo cilíndrico, rectangular o cuadrado en donde la relación entre sus dimensiones transversales es muy pequeña; se caracteriza por ser tridimensional con un eje axial-simétrico en donde el máximo de velocidad se encuentra sobre este eje (Blasco, 1995). Finalmente, un chorro radial es aquél que al salir por la abertura se encuentran con un tope cilíndrico o de otra forma, de tal modo que la componente horizontal del flujo se encuentra dirigida en todas direcciones. Además de estos tres tipos de chorros existen otros como los cónicos, los radiales incompletos.....

En la práctica, en un chorro de aire (compacto, radial, lineal o cónico...), que se introduce en el interior de una habitación, se pueden distinguir cuatro zonas en el desarrollo del mismo, Figura (2.1).

Una región inicial (zona I), relativamente pequeña, que se encuentra junto a la abertura y en la que la velocidad máxima del flujo (en su centro) prácticamente no varía; una región de transición (zona II), algo más extensa, en la que los máximos de velocidad del flujo, varían inversamente con la raíz cuadrada de la distancia a la abertura; una región principal (zona III), llamada zona de establecimiento completo de la turbulencia, en donde los máximos de velocidad varían inversamente con la distancia a la abertura y como indica su nombre el intercambio turbulento es más efectivo, y finalmente una región terminal (zona IV) en la que los máximos de velocidad, del flujo, disminuyen rápidamente y en la que el chorro, propiamente dicho, empieza ser indistinguible.

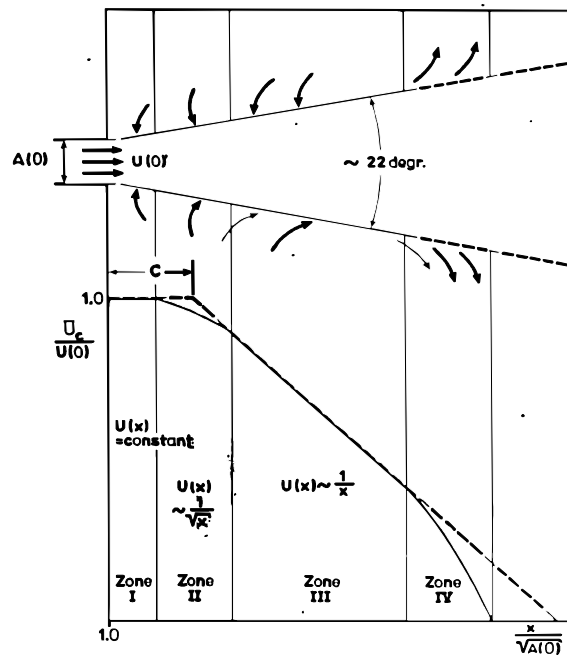


Figura (2.1). Representación de las cuatro zonas que pueden distinguirse en un chorro de aire, que es introducido a través de una abertura en un determinado recinto (*).
 (*) H. Straub, 1969

2.7 Chorros no isotérmicos

Teniendo en cuenta que en los chorros no isotérmicos o de flotabilidad, como ya se ha mencionado, están presentes fuerzas de flotabilidad y fuerzas inerciales o de momento, es necesario distinguir para chorros cuya dirección general sea la dirección vertical, entre chorros de flotabilidad positiva y chorros de flotabilidad negativa (Baines, W. 1990). Los primeros aparecen cuando el chorro incide en el mismo sentido que la acción de la flotabilidad, es decir, hacia arriba para chorros menos densos que el ambiente por ejemplo, y los segundos si el chorro incide en sentido opuesto, Figura (2. 2) (Rodi, 1982).

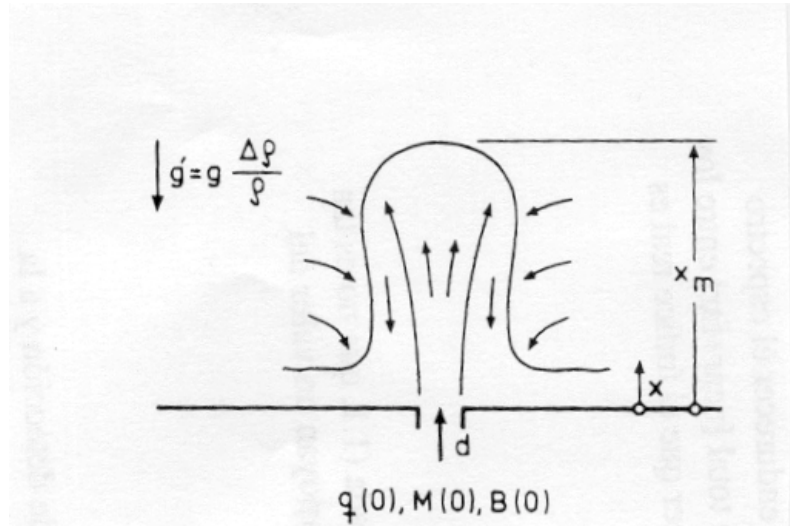


Figura (2.2). Chorro de flotabilidad donde $q(0)$, $M(0)$ y $B(0)$ representan el flujo, el momento de flujo y la flotabilidad, en la abertura, respectivamente (**). (***) en la página siguiente).

Cuando la dirección general del chorro es horizontal, el efecto de la flotabilidad consiste en la mayor rapidez en que se produce el intercambio entre las variables físicas asociadas al mismo tales como calor, momento, vapor de agua, etc. Es decir, los flujos verticales (transversales al chorro) de dichas variables serán más efectivos que en el caso de ausencia de flotabilidad. Por otra parte, la estructura del chorro se modificará tomando una forma curvada hacia arriba o hacia abajo, en función de la diferencia de densidades entre el aire entrante y el de su alrededor, Figura (2.3). Este fenómeno se produce, cuando las fuerzas de inercia pierdan importancia a lo largo del recorrido del chorro. Finalmente, puede decirse que las fuerzas de flotabilidad sólo tendrán efecto sobre la componente vertical que irá ganando importancia relativa frente a la horizontal, que mantiene su carácter inercial.

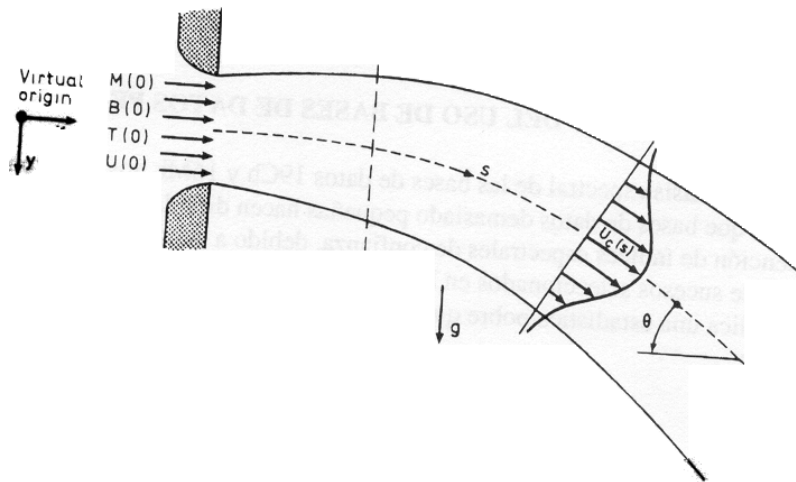


Figura (2.3). Chorro, no isotérmico, horizontal donde $M(0)$, $B(0)$, $T(0)$ y $U(0)$ representa el momento de flujo, la flotabilidad, la temperatura y la velocidad del flujo en la abertura respectivamente (**).

En un chorro no isotérmico o de flotabilidad se define una longitud de escala característica l_m , llamada, también, distancia térmica, que representa la distancia del chorro, en la dirección del flujo, al punto donde tiene lugar la transición del flujo dominante de momento o flujo de flotabilidad (Kotsovinos and Angelidis, 1991). De tal manera que si la anchura térmica es mayor que el perímetro de la habitación, la influencia de las fuerzas de flotabilidad sobre el flujo son menos importantes que la influencia de las fuerzas de momento.

En la definición de anchura térmica se distinguen dos casos, según sea la geometría del chorro (Etheridge and Sandberg, 1996):

- Chorros no isotérmicos redondos

$$l_m = \frac{m^{\frac{3}{4}}}{B^{\frac{1}{2}}} \quad (2.41)$$

¹(**) y (***) D. Etheridge and M. Sandberg, 1996.

- Chorros no isotérmicos planos

$$l_m = \frac{m}{B^{\frac{2}{3}}} \quad (2.42)$$

donde m representa el flujo de momento y B la flotabilidad específica del chorro en la abertura.

2.8 Modelo de cierre de las ecuaciones de movimiento para una corriente de aire primaria.

En el estudio del problema de la ventilación natural o forzada en un edificio o habitación nos encontramos, fundamentalmente, con corrientes de aire llamadas chorros de pared, porque sobre ellos van a influir los límites del recinto donde son introducidos (*wall jet*) y, en los que el gradiente de presión puede considerarse igual a cero.

El perfil de velocidad de un chorro de estas características puede dividirse en dos partes: una adyacente o interna a las paredes, en donde el régimen del chorro puede considerarse laminar y otra, exterior pero próxima a las mismas donde el flujo es totalmente turbulento (Churchill, S. 1975; Eckert, E. 1951). Esto significa, que el comportamiento de un *wall jet* va a ser, también, similar al de un chorro libre y, por lo tanto, semejante al comportamiento de un flujo en Capa Límite Planetaria².

Existen diversos modelos turbulentos para el cierre de las ecuaciones de movimiento de un chorro, de las características indicadas en párrafos anteriores, siendo los más utilizados los modelos de capa límite turbulenta en alguna de sus diferentes versiones.

² Los términos Capa Límite Planetaria (PBL) y ABL son utilizados indistintamente en la Bibliografía.

Los modelos de capa límite turbulenta están basados en las ecuaciones de continuidad, momento y energía para flujos turbulentos [(2.22), (2.23), (2.24), (2.25), (2.26)] . Estas ecuaciones para el caso particular de un chorro dimensional, en el plano XZ, con régimen estacionario, en el interior de la habitación, y teniendo en cuenta la aproximación de Boussineq, se pueden escribir como:

- Ecuación del momento en la dirección del eje X:

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = - \frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'w'} \right) \quad (2.43)$$

- Ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.44)$$

- Ecuación de energía:

$$\rho C_p \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - \rho C_p \overline{w'T'} \right) \quad (2.45)$$

Para poder cerrar estas ecuaciones, las covarianzas ($\overline{u'w'}$ y $\overline{w'T'}$) que aparecen en la ecuación (2.43) y en la ecuación (2.45), deben de ser evaluadas de alguna forma. Una solución, para poder evaluar estas covarianzas, es establecer una relación entre los diversos flujos turbulentos (momento, calor et c.) y los gradientes de variables medias como la velocidad y la temperatura. Existen diversas hipótesis para establecer estas relaciones, siendo una de las más utilizadas la hipótesis de las difusividades turbulentas.

A través de experiencias realizadas con fluidos, Newton enunció una ley que relaciona la tensión de cizalla (o fuerza de resistencia por unidad de área) con el gradiente vertical de la velocidad del fluido mediante la expresión:

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.46)$$

El factor de proporcionalidad, μ , es la viscosidad dinámica del fluido, que está relacionado con la viscosidad cinemática, ν , por medio de la densidad según: $\nu = \mu / \rho$.

Por analogía con la ley (2.46) propuesta por Newton, J. Boussinesq, en 1887, propuso que la tensión de cizalla turbulenta en la dirección del flujo se podía expresar como:

$$\tau = \rho \varepsilon_M \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (2.47)$$

donde ε_M representa el coeficiente de intercambio turbulento de momento, o también llamado coeficiente de difusividad turbulenta, y juega el mismo papel que, en la ecuación de Newton, la viscosidad cinemática ν teniendo, además, ε_M y ν las mismas dimensiones ($L^2 T^{-1}$). La ecuación (2.46) se puede generalizar para las componentes \bar{v} , \bar{w} y con respecto a otras direcciones.

Para un chorro introducido de forma controlada, en el interior de una habitación, con turbulencia completamente desarrollada, con ausencia de flotabilidad, sin gradiente de presión y despreciando en (2.43), para el cierre de la ecuación, el término de inercia a la izquierda, tenemos que:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \overline{u'w'} \right) = 0 \quad (2.48)$$

Por otro lado, considerando que la ecuación que relaciona la cizalla turbulenta y la covarianza viene dada por:

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} \quad (2.49)$$

e igualando a la ecuación (2.47) se tiene que:

$$-\rho \overline{u'w'} = \rho \varepsilon_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.50)$$

con lo que (2.48) se puede escribir como:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left((\nu + \varepsilon_M) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.51)$$

en esta última ecuación, suponiendo que el esfuerzo de cizalla permanece constante cerca del límite e integrando desde la pared obtenemos:

$$\frac{\tau}{\rho} = (\nu + \varepsilon_M) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.52)$$

Generalmente para el cierre de las ecuaciones diferenciales para un chorro, en el interior de una habitación, se suele expresar la distancia a los límites de dicha habitación en forma adimensional, para lo cuál se define una distancia Z^+ adimensional como:

$$Z^+ = \frac{z/\nu}{U^+} = \frac{zU^*}{\nu} \quad (2.53)$$

y una velocidad adimensional U^+ de la forma:

$$U^+ = \frac{U}{U_*} \quad (2.54)$$

siendo U_* la velocidad de fricción que se define como:

$$U_* = \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.55)$$

Introduciendo los valores de U^+ y Z^+ en (2.52) obtenemos que:

$$\left(1 + \frac{\varepsilon_M}{\nu} \right) \frac{dU^+}{dZ^+} = 1 \quad (2.56)$$

esta última ecuación, debido a que hemos considerado que la turbulencia está suficientemente desarrollada en las regiones próximas a los límites de la habitación, se puede aproximar a :

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} \frac{dU^+}{dY^+} = 1 \quad (2.57)$$

ecuación que utilizando el concepto de longitud de mezcla de Prandtl, para la difusividad de remolino, podemos escribir:

$$\chi^2 (Y^+)^2 \left(\frac{dU^+}{dZ^+} \right)^2 = 1 \quad (2.58)$$

siendo χ la constante de von Karman's.

Finalmente, integrando la ecuación (2.58) obtenemos el perfil de velocidad del chorro de la forma:

$$U^+ = A \ln Z^+ + B \quad (2.59)$$

semejante al perfil que se obtiene para un flujo en Capa Límite Planetaria, (2.27), siendo A y B constantes de integración que se obtienen a partir de los datos experimentales.

Así mismo, la condición para el cierre de la ecuación de la energía para flujos sin flotabilidad es despreciar, también, en (2.45) el término de inercia de la izquierda con lo que dicha ecuación se puede escribir después de dividir por ρC_p como:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - \overline{w'T'} \right) = 0 \quad (2.60)$$

Teniendo en cuenta que existe una expresión análoga a la de la ecuación (2.50) para los flujos turbulentos de calor asociados al chorro de la forma:

$$\overline{w'T'} = \varepsilon_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \quad (2.61)$$

(2.60) se puede escribir como:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\alpha + \varepsilon_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) \right) = 0 \quad (2.62)$$

en donde ε_H representa la difusividad térmica de remolino.

Por otro lado, considerando que el flujo de calor sobre una superficie permanece constante e integrando, se tiene que:

$$\left(\left(\alpha + \varepsilon_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) \right) = - \frac{q''}{\rho C_P} \quad (2.63)$$

siendo q'' (W/m^2) el flujo de calor.

Expresando la distancia en forma adimensional mediante (2.53) y , definiendo una temperatura adimensional de la forma:

$$T^+(x^+, Z^+) = (T_r - \bar{T}) \frac{\rho C_P U^*}{q''} \quad (2.64)$$

donde T_r es una temperatura de referencia, (2.63) se puede escribir como:

$$\frac{\partial}{\partial y^+} T^+ = \frac{1}{\frac{\alpha}{\nu} + \frac{\varepsilon_H}{\nu}} \quad (2.65)$$

suponiendo para el cierre de la ecuación que:

$$\frac{\varepsilon_H}{\nu} < \frac{\alpha}{\nu} \quad (2.66)$$

se obtiene

$$T^+ = \text{Pr} Y^+ \quad (2.67)$$

donde Pr , es el número de Prandtl.

Por último, si en la región próxima a los límites la turbulencia está desarrollada, ε_H/ν es mayor que α/ν , con lo cual en (2.65), este término se puede despreciar obteniendo, previa expresión de dicha ecuación en función de los parámetros adimensionales, e integrando, un perfil de temperatura para el chorro de la forma:

$$T^+ = C \ln Z^+ + D(P_r) \quad (2.68)$$

análogo al perfil de velocidad hallado en (2.59) y, donde las constantes C y D , también, se obtendrán a partir de los datos experimentales.

Las relaciones (2.50) y (2.61) utilizadas, en este apartado, para el cierre de la ecuación (2.43) y (2.45), son las mismas que se utilizan para el cierre de las ecuaciones de movimiento en la Capa Límite Planetaria y cuya formulación constituye la llamada teoría k , o de cierre de 1^{er} orden. Dichas relaciones están basadas únicamente en la analogía o semejanza entre la transferencia molecular y la transferencia turbulenta, siendo esta analogía solamente cualitativa de bido, entre otras razones, a que las difusividades turbulentas son normalmente varios órdenes de magnitud mayores, dependiendo del número de Reynolds, que los correspondientes valores moleculares. Esto significa que la mezcla turbulenta va a predominar sobre los intercambios moleculares que se producen a nivel molecular y, las difusividades turbulentas más que características del fluido van a ser características del flujo, pudiendo variar significativamente de un flujo a otro e incluso de una zona a otra de la habitación para el mismo fluido.

CAPÍTULO 3

DESARROLLO DE LA FASE EXPERIMENTAL Y EQUIPOS DE MEDIDA

CAPÍTULO 3. DESARROLLO DE LA FASE EXPERIMENTAL Y EQUIPOS DE MEDIDA

Los experimentos que se han llevado a cabo para la realización de esta Tesis, cuyo objetivo es estudiar los mecanismos de intercambio entre las magnitudes que caracterizan el estado térmico y de movimiento del aire en el interior de una habitación, su finalidad es contribuir al estudio del problema de ventilación natural y forzada en una habitación (Arens et al 1989; Murakami et al 1991; Etheridge, D. 1979), así como en el de los procesos de infiltraciones de aire dentro de la misma (P. Charlesworth, 1988; Ansley 1977, 1988; Chandra et al, 1982).

Por tal motivo, en este Capítulo se lleva a cabo, por un lado, un seguimiento de aquellos trabajos que abordan el problema del estudio de los flujos en recintos cerrados y , por otro lado, se realiza una descripción detallada de la instalación experimental, de los aparatos de medida utilizados, así como, de su puesta a punto y de los ensayos realizados en la toma de los datos necesarios para abordar el estudio que nos proponemos.

3.1 Antecedentes en el estudio de los flujos en una habitación .

La revisión de una parte importante de trabajos existentes en el estudio de los flujos en un recinto cerrado, y por lo tanto, en una habitación, lleva a realizar una clasificación entre aquellos que utilizan modelos teóricos, en la resolución del problema, y los que desarrollan modelos que podríamos encuadrar como experimentales.

3.1.1 Modelos teóricos

En este apartado vamos a resumir brevemente los modelos teóricos, que la Comisión Directora General XI I para Ciencia, Investigación y Desarrollo de las Comunidades Europeas - PASCOOL Programme (1994), ha clasificado en los cuatro grupos siguientes:

- a) modelos empíricos simplificados
- b) modelos de predicción mediante la formación de mallas
- c) métodos de pulsación
- d) modelización C.F.D. (Computerized Fluid Dynamics).

a) Modelos empíricos simplificados

Los modelos empíricos simplificados consisten, en obtener correlaciones matemáticas para calcular el flujo de aire en una habitación. En estas correlaciones se combina el flujo de aire con diferencias de temperatura, con la velocidad del viento y con sus posibles fluctuaciones. Entre ellos podemos citar los modelos de Aynsley (1977 - 1988), Vickery (1987), Gids, W. y Phaff, H. (1982), Van der Maas J. (1991), British Standard Method, BS 5925 (1980) y Santamouris y Asimakopulos (1994), así como correlación de Givonni (1978).

b) Modelos de predicción mediante la formación de mallas

Este modelo consiste, esencialmente, en formar en el recinto en estudio una malla de m nudos en la que se cumple que la suma de los flujos másicos de aire, por unidad de tiempo, en los m nudos sea igual a cero, es decir, se rig e por la ecuación de continuidad referida a fluidos incompresibles y representada por:

$$\sum_{i_m=1}^{j_m} \rho_{i_m} Q_{i_m} = 0 \quad (3.1)$$

donde ρ_{i_m} y Q_{i_m} representan, respectivamente, la densidad del aire dentro de la habitación en Kg m^{-3} y el caudal en $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ del aire en los m nudos de la malla formada en un plano transversal.

Así mismo, el modelo de predicción mediante la formación de mallas combina los efectos dinámicos y de flotabilidad al calcular diferencias de presión entre los diferentes nudos de la malla, pero considera despreciable los efectos turbulentos y las correspondientes fluctuaciones locales de la presión.

Modelos basados en este método son los desarrollados por J. Van der Mass (1992), A. Rodriguez y I. Cáceres (1993a, 1993b) y algoritmos como el propuesto por E. Dascalaky (1993).

c) Modelo de predicción mediante el método de pulsación

Estudios experimentales sobre flujos en habitaciones realizados en túnel de viento con modelos de edificios a escala, y también en edificios a escala real ponen de manifiesto que la turbulencia del viento son significativos (Bauman, F. et 1980; Phaff, H and De Gids, W. 1980; Naraski, M., Yamanaka T. and Higuchi, M. 1989; Bienfait, D. et al. 1990; IEA, 1992; Yamanaka, T. and Narasaki, M., 1992; Fujigaki, T, and Farouk, B. 1989). Por otra parte, Malinowski, H.K. en 1971 llega a la conclusión de que el mecanismo de introducir aire por una abertura en una habitación es una pulsación y que la distribución de la presión se lleva a cabo mediante remolinos. También, Cockroft y Robertson (1976), y P.R. Warren (1986) describen el fenómeno como una compresión y una expansión adiabática del aire dentro de la habitación. A partir de estos resultados se deduce que el flujo de aire, que penetra por una abertura, es una pulsación debida a la turbulencia a causa de las diferencias de

presión que se producen a través de la misma (J. Ribéron, G. Barnaud and J. Villain (1990)); con lo cual la entrada de aire se puede considerar como un movimiento superpuesto de una corriente general y la oscilación intrínseca a la pulsación, de tal manera que la velocidad u del flujo se puede escribir como:

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.2)$$

donde \bar{u} es la velocidad media del viento y u' es un término de fluctuación de la velocidad del viento debido a la turbulencia cuyo valor medio es cero.

Basados en este método se encuentran los trabajos desarrollados por M. Narasaki, T. Yamanaka and M. Higuchi (1989) y los de Rao, Haghighat and Bienfait (1992). Así mismo, el modelo $k-\varepsilon$ y el modelo de simulación de grandes remolinos (LES) consideran, también, el proceso de introducir una masa de aire, a través de una abertura, en una habitación o recinto como una pulsación. Tanto el modelo $k-\varepsilon$, como el modelo LES son utilizados en muchos trabajos, que abordan el estudio de los flujos en una habitación, donde destacan los realizados por T. Karabuchi y T. Kusuda (1987); C.D. Pérez-Segarra, A. Oliva; M. Costa (1991, 1992), que mencionamos aquí por ser los más recomendables a la hora de validar las aplicaciones prácticas en el estudio del problema.

d) Modelo Computerized Fluid Dynamics (CFD)

El modelo CFD se utiliza para predecir la temperatura y el campo de velocidades dentro de una habitación, así como el campo de presiones fuera de la misma. Este modelo se basa, al igual que el modelo $k-\varepsilon$ y el modelo LES, en la solución de las ecuaciones de la hidrodinámica: ecuación de conservación de masa, ecuación de momento (Navier-Stokes) y ecuaciones de conservación de energía térmica, en todos los puntos de una malla formada, previamente, en la habitación en estudio, bien en dos o en tres dimensiones.

Todos los estudios sobre flujos en habitaciones llevados a cabo mediante el modelo CFD tienen bien calculadas las cantidades de aire transferido, y tienen determinado el orden de magnitud de las variaciones que sufren estas transferencias de aire al variar los parámetros que definen la configuración. Sin embargo, la utilización del método a un problema real no es apropiado debido a la complejidad en su proceso, y a la incertidumbre que introduce en las condiciones de contorno.

Entre los trabajos que utilizan el modelo CFD, para el estudio de los flujos en un determinado recinto, podemos citar los de El Telbany, *et al.* (1985a,b); Mokhatrzadeh-Dehagan *et al.* (1990); J. Clarke (1993); H.E. Feustel *et al.* (1990); G. Walton (1988); Chen, P. *et al.* (1991).

3.1.2 Modelos experimentales

Los modelos experimentales, para el estudio de flujos en habitaciones, se pueden clasificar, teniendo en cuenta las características de la habitación y del método utilizado en el modelo, para conocer el número de renovaciones de aire de dicha habitación durante la realización de las pruebas, en:

- a) Modelos experimentales mediante la utilización de diferentes tipos de células.
- b) Modelos experimentales realizados en túnel de viento.

a) Modelos experimentales mediante la utilización de diferentes tipos de células

Entre los autores que utilizan células como modelo experimental, en el estudio de los flujos, podemos mencionar los trabajos realizados bajo el auspicio del programa PASCOOL (1994), en los que se utilizan como modelo las células PASSYS y las células PORTO. Destacan entre otros Fujii T., H. Imura (1972); M. Nansteel, R. Greif (1981); S.M. Bajorek, J.R. Lloyd (1982); S.M. Bohn, A.T. Kirkpatrick (1984); F. Allard, J. Brau,

C. Inard, J.M. Pallier (1987); A.J.N. Khalifa, R.H. Marshall (1990), R. O. Warrington, T.A. Ameel (1995); P. Wouters (1990).

Todos ellos utilizan, esencialmente, la técnica del trazador de gases para calcular el caudal aportado al recinto en el que se realiza el estudio y, por lo tanto, el número de renovaciones de aire producido en el mismo. Esta técnica consiste en considerar la ecuación de balance como:

$$V \frac{dC}{dt} = Q[C_e - C] + F \quad (3.3)$$

donde: V = volumen de aire en la habitación (m^3)

Q = caudal de aire en la habitación ($m^3 s^{-1}$)

C_e = concentración externa del trazador utilizado

C = concentración interna del trazador

F = factor que representa la variación del gas trazador para todas las fuentes existentes en el interior ($m^3 s^{-1}$).

Existen tres aproximaciones básicas para resolver la ecuación anterior, P.S. Charlesworth (1988); M.R. Bassett, C.Y. Shaw and R.G. Evans (1981); R. Kumar, A.D. Ireson and H.W. Orr (1979), los cuales constituyen los tres métodos más importantes para el estudio de los flujos de aire mediante el trazador de gases, que describiremos a continuación.

1.- Método de decaimiento de la concentración del gas.

Este método requiere la solución completa de la ecuación de continuidad anterior y considera, por un lado, que la concentración de gases del trazador fuera de la habitación es despreciable y, por otro, que no existen fuentes adicionales al trazador dentro ella, con lo cual la ecuación (3.3) se reduce a:

$$V \frac{dC}{dt} = -QC \quad (3.4)$$

considerando Q constante y resolviendo la integral, la variación de la concentración del gas con el tiempo se puede escribir como:

$$C = C_0 e^{-\frac{Q}{V}t} \quad (3.5)$$

donde C_0 es la concentración del gas trazador para $t = 0$

Q/V es el número de renovaciones de aire por unidad de tiempo, N .

La última ecuación nos dice que para medidas periódicas, con un número de renovaciones de aire constante, se puede observar un decaimiento exponencial negativo de la concentración del gas y, también, a partir de ella, conocida las concentraciones del gas C_0 y C , nos permite conocer el caudal aportado al recinto.

Este método es considerado uno de los más sencillos de todas las técnicas de trazador de gases, y fue uno de los primeros métodos utilizados para estudiar el número de renovaciones de aire, en el estudio de los flujos en locales cerrados. Con el desarrollo de técnicas más sofisticadas fue posteriormente desechado; sin embargo, muchos de los problemas asociados con medidas de trazador de gases son, actualmente, estudiados en primera aproximación aplicando la técnica del decaimiento (H. S. Tymne, C. Boman and J. Kronvall, 1994).

2.- Método de emisión constante.

En este método se considera que la concentración externa del gas es cero, con lo que (3.3) se puede escribir de la forma:

$$V \frac{dC}{dt} = -QC + F \quad (3.6)$$

Integrando esta ecuación y considerando que al principio de las pruebas no existe gas trazador, en el interior del recinto cerrado, así como, que el flujo de aire permanece constante se obtiene:

$$V \frac{dC}{dt} = \frac{F}{Q} \left[1 - \frac{F}{Q} \right] e^{\left(-\frac{Q}{V}\right)t} \quad (3.7)$$

si $N = \frac{Q}{V}$ permanece constante, se necesita un intervalo de tiempo para que la concentración del trazador alcance el equilibrio y este tiempo se determina mediante el término $1 - e^{-Nt}$. Alcanzado el equilibrio, el flujo de aire a través del espacio considerado viene dado por $Q = F/C$.

En consecuencia, para un valor apropiado de la concentración del gas trazador, alcanzando éste el equilibrio, podemos determinar el caudal de aire aportado al recinto considerado.

Ahora bien, para muestras realizadas con períodos cortos de 15 minutos, aproximadamente, se puede hallar el caudal según el criterio anterior considerando la concentración de equilibrio del trazador como la concentración media en ese período.

Según este método el caudal de aire puede determinarse sin necesidad de conocer el volumen de la habitación, hecho que resulta una ventaja para aquellas habitaciones donde su volumen es difícil de calcular.

3.- Método de la concentración constante.

Este método reduce la ecuación de continuidad (3.3) a una forma muy sencilla considerando que el valor de F se ajusta a un valor tal que la concentración de gas, del trazador, dentro de un recinto se mantiene a un nivel constante con lo cual la ecuación de continuidad toma la forma:

$$F = QC \quad (3.8)$$

donde el caudal de aire a través del espacio considerado en $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$, viene dado por $Q = F/C$. Al igual que en el método anterior para conocer el caudal de aire no se necesita el volumen del edificio, salvo que los resultados sean expresados en términos de variación de la proporción de aire dentro del recinto.

b) Modelos experimentales realizados en túnel de viento

El estudio experimental de los flujos en una habitación se puede desarrollar mediante un modelo a escala de una habitación en el interior de un túnel de viento, el cuál permite tener las condiciones de entrada del flujo muy controladas.

Los modelos experimentales realizados en túnel de viento, al igual que el modelo CFD, se utiliza para predecir el campo de velocidades y los procesos de transferencia de calor dentro de la habitación. Para ello, estos modelos llevan a cabo una distribución espacial en forma de malla de tal manera que en cada nudo, de la malla, miden la velocidad y la temperatura del flujo mediante anemómetros de hilo caliente y termopares. Así mismo, la modelización matemática utilizada se basa, también, en la solución de las ecuaciones de la hidrodinámica manejadas en forma adimensional siguiendo las teoría de semejanza.

Entre los modelos que utilizan la técnica de túnel de viento cabe destacar los realizados por D.R. Ernest, F.S. Bauman, E.A. Arens (1991); R. M. Aynsley (1982); S. Murakami, S. Kate, S. Akabayashi, M. Mizutami and Y. D. Kin (1991); C.H. Cheng, H.N. Chen, W. Aung (1997); C.M., Liao and K.H., Chiu, 2002.

3.2 Infraestructura utilizada

Las medidas realizadas para el estudio de los flujos turbulentos en el interior de una habitación se han realizado utilizando una célula CESPА, cedida por el Laboratorio de Ensayos Energéticos para Componentes de la Edificación (L.E.C.E) situado en La Plataforma Solar de Almería (PAS), y estando dirigido conjuntamente por el DLR (Dutsche Forschungsanstalt für Luftund Reumfahrt e.v.) y el C.I.E.M.A.T. español (Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas), ver Figura (3.1).

El L.E.C.E. fue creado en 1988 con la finalidad, por un lado, de realizar estudios científico-técnicos que contribuyeran a la mejora de la calidad de los aislamientos en los elementos de la construcción, estudiando el comportamiento térmico de un cerramiento, lo cual podría permitir valorar el comportamiento energético de un edificio, y por otro lado, con el propósito de dar cumplimiento a la Directiva 89/106/CEE sobre productos de la construcción [web]³.

Para la realización de sus ensayos dispone de cuatro recintos de ensayo o células, Figura (3.2); dos de ellas con techo plano llamadas células PASSYS construidas en Europa y, las otras dos con techo a dos aguas llamadas células CESPА construidas directamente por el C.I.E.M.A.T y L.E.C.E., siendo en una de ellas donde ha sido realizada la fase experimental de este trabajo. En el estudio de los factores y parámetros que afectan al comportamiento energético de un edificio, el L.E.C.E. realiza medidas de magnitudes físicas tanto en el exterior de las células (temperatura, irradiancia solar global y difusa, humedad...), como en su interior (temperatura, movimientos convectivos del aire, ventilación.....).

Una célula CESPА, al igual que una célula PASSYS, está compuesta por dos habitaciones, como se muestra en la Figura (3.3), una de servicio donde se sitúa una parte

³ <http://www.psa.es/webesp/project/lece/lece.html>

del sistema de control de datos y la sala de ensayos destinada a la realización de las pruebas.

Las células CESPAs se caracterizan, igual que las células PASSYS, por presentar una estructura externa rígida de acero, enjaulando toda la célula, siendo prácticamente nula la existencia de puentes térmicos entre la estructura de acero y el aislamiento interno. Así mismo, se encuentra dotada de un marco rígido de acero que permite el montaje de cerramientos verticales y soportar las posibles cargas mecánicas a las que pueda estar sometida. Las paredes, el techo y el suelo se encuentran altamente aislados con poliestireno, estando comprendidas sus máximas pérdidas térmicas entre 12 y 14 W/K. La pared que separa la habitación de servicios con la de ensayos está, también, altamente aislada, así como los pilares, ruedas o sistemas de rotación sobre los que se apoya la célula. La puerta de acceso a la habitación de ensayos, es semejante a las utilizadas en cámaras frigoríficas consiguiendo, por tanto, gran hermeticidad y a que el número de renovaciones de aire encontradas, en la misma, son menores de 0.5 por hora, para una diferencia de presión entre el aire exterior e interior, de la célula, de 50 Pa.

3.3 Descripción de la instalación experimental

Se ha utilizado una célula CESPAs como instalación experimental debido a que permite, con pequeñas modificaciones, ensayos cuantitativos de flujos en su interior, originados por fuerzas de inercia o por fuerzas de inercia y de calor conjuntamente, mediante la utilización para sus medidas de instrumentos disponibles, consistentes en: anemómetros de hilo caliente (AHC), anemómetro ultrasónico (AS) y termopares (TP).

La Figura (3.4) muestra el esquema de la habitación de ensayos, en la que se introdujo aire a través de una ventana de dimensiones 55 cm × 57 cm, situada en la pared Sur de la célula y próxima al plano central de la habitación que puede considerarse como un plano de simetría de la misma. Así mismo, también, se muestra el sistema de ejes elegido para la realización de los ensayos. Dado que la orientación de la célula durante todos los ensayos,

era Sur-Norte el sistema de referencia tiene el eje X según dicha dirección S-N que coincide, a su vez, con la dirección predominante del aire introducido, el eje Y con dirección E-W y, finalmente, el eje Z corresponde a la dirección vertical como se indica. El origen del sistema cartesiano se situó en el vértice inferior SE de la sala de ensayos.

La entrada de aire a través de dicha ventana se efectuó de forma controlada mediante un motor compresor que desarrolla un trabajo de $W = 1.14 \text{ Kw}\cdot\text{h}$, a una tensión de 220 V e intensidad de 5.34 A, con una frecuencia $\nu = 50 \text{ Hz}$ y un factor de potencia $\cos\phi = 0.97$. El caudal aportado a la habitación y sus condiciones térmicas son conocidos a partir de las medidas, de la velocidad del aire, realizadas en la proximidad de la ventana con el anemómetro sónico y, de temperatura, realizadas mediante un termopar colocado en el centro de dicha ventana.

La introducción del flujo de aire generado con la ayuda de la bomba en la célula, se hizo a través de un tubo flexible de 8 m de longitud y de 0.025 m^2 de sección transversal, conectado por un extremo a la bomba y por el otro a un cajón, perfectamente selladas todas sus juntas con silicona, en forma de tronco de pirámide de sección variable, como se puede observar en la Figura (3.5), y de tal manera que la base mayor tiene las dimensiones de la ventana de la célula por donde se quería introducir la masa de aire y la base menor presentaba un orificio, que ocupaba prácticamente la totalidad de dicha base, y cuyo diámetro coincide con el del tubo flexible.

El cajón se sujetó a la ventana mediante un sistema de escuadras atornilladas, por una parte a dicho cajón y por otra a la pared sur donde se abrió el hueco de la ventana. Todas las juntas fueron selladas con silicona, de forma que las infiltraciones a través de este conducto quedaron totalmente evitadas. El objetivo de introducir el aire desde la bomba hasta la ventana, utilizando el cajón descrito, es tratar de producir el menor número posible de perturbaciones en el flujo permitiendo que el chorro se dilate, prácticamente, en régimen laminar, manteniendo la forma cuadrada de la ventana. Por otra parte, con el fin de eliminar la turbulencia generada por el compresor en el interior del tubo, se instalaron

dos mallas de paso pequeño (2mm de lado), en el interior del cajón al efecto, en posiciones transversales al flujo y a distancias intermedias entre el tubo y el hueco de la ventana.

Respecto a la salida del aire del recinto de la célula, donde se hicieron los ensayos, se efectuó mediante un orificio que existe al lado de la puerta de acceso a la habitación de ensayos, de 9 cm de diámetro, situado en la cara Norte de la misma y a 48 cm de altura, respecto del nivel del suelo. Hay que tener en cuenta, no obstante, que se observaron filtraciones, por la ranura de la puerta, al nivel del suelo, y a través de otro orificio, de 7 cm de diámetro (aunque de sección efectiva mucho menor), a 15 cm sobre el suelo por el cual sale el cableado desde el *datalogger* hasta la habitación de servicio de la célula que, como ya se ha mencionado, se utiliza para la instalación de los ordenadores, en los que se realizaba el registro de datos, y para el material auxiliar necesario en la realización de las pruebas. Tanto el orificio de salida del aire, el realizado al efecto, como los causantes de las filtraciones incóntroladas, se encuentran en la misma zona de la habitación, lo que significa que no van a existir importantes alteraciones del flujo por este hecho.

3.4 Aparatos de Medida

3.4.1 Anemómetro sónico

El anemómetro sónico es un instrumento de precisión que permite obtener registros de las tres componentes de velocidad del aire, más la velocidad de propagación del sonido, con una frecuencia de muestreo de 21 Hz. El equipo que forma este sistema de medida (Gill Instrument Limited, 1990) está formado fundamentalmente por los siguientes elementos: sensor, fuente de alimentación, unidad de interfase (PSIU), ordenador para registro de datos, provisto de los programas *fastcom.exe* y *convert.exe* necesarios para la transformación de los mismos en formato adecuado y cable para conectar el anemómetro a la PSIU, y a su vez ésta, a la red eléctrica y al ordenador.

Esencialmente, el sensor de un anemómetro sónico consiste en seis transductores ultrasónicos, ordenados en tres pares, que se encuentran colocados sobre una base cilíndrica en cuyo interior se dispone de los componentes electrónicos necesarios, para proporcionar todos los procesos de la emisión de ultrasonidos y el cálculo vectorial requerido. Con el fin de que los datos de viento puedan ser procesados en forma adecuada cuando la PSIU se conecta al anemómetro, Figura (3.6).

El funcionamiento de un anemómetro sónico se basa, principalmente, en que cada par de transductores actúan alternativamente como transmisores y receptores, enviando entre ellos mismos una señal sónica de alta frecuencia. Los tiempos t_1 y t_2 que tardan en llegar las señales a cada uno de los transductores, que forman los pares, proporcionan la velocidad del aire, en la dirección del par, dependiendo de la geometría y dimensiones de los mismos. De tal manera, que si c es la velocidad de propagación del sonido a través del aire en un determinado ambiente, y d es la distancia entre cada uno de los pares de transductores se obtienen las siguientes relaciones:

$$t_1 = \frac{d}{(c+v_o)} \quad t_2 = \frac{d}{(c-v_o)} \quad (3.9)$$

donde v_o representa la velocidad del aire a lo largo de la línea de los transductores.

Resolviendo las ecuaciones (3.9) se puede obtener que la velocidad del aire, en la dirección de cada par, expresándose como:

$$v_o = \frac{d(t_2 - t_1)}{2t_1 t_2} \quad (3.10)$$

Debido a que los tres pares de transductores se encuentran en diferente orientación, la dirección y magnitud de la velocidad del aire incidente sobre el anemómetro no es conocida directamente. No obstante, debido a que los ejes de los transductores, previamente determinados, se encuentran en direcciones distintas a las de la orientación

trirectangular usual, el sistema electrónico del equipo realiza una transformación y un cálculo vectorial para obtener las componentes u , v y w (norte, este y vertical) de la velocidad del aire. El requisito que se tiene que cumplir, a la hora de realizar medidas de velocidad de aire con el anemómetro sónico, es que éste debe de ser orientado tomando una dirección de referencia, generalmente en dirección norte (dirección X en nuestro caso), de manera que uno de los pares forme un ángulo de 30° con dicha dirección.

Simultáneamente a la determinación de las componentes de la velocidad según los ejes cartesianos establecidos, se obtiene también el valor de la velocidad del sonido, que está incluida en las ecuaciones descritas anteriormente. Este dato puede servir para obtener la temperatura del aire (temperatura virtual, T_v), dado que la velocidad de propagación del sonido depende de dicha temperatura a través de la ecuación

$$c = \sqrt{\gamma RT_v} \quad (3.11)$$

obtenida de la ecuación de los gases perfectos, y que se puede aplicar considerando el aire seco como uno de ellos, con la aproximación, además, de que se trata de un gas diatómico, es decir, con $\gamma = 1.4$.

La utilidad de la determinación de la velocidad del sonido para nuestro trabajo, estará en la obtención de la temperatura mencionada, que compararemos con la obtenida a partir de los termopares instalados al efecto y que se describirán más abajo. También, permitirá la obtención de flujos térmicos turbulentos en combinación de las variaciones de velocidad medidas con el propio AS, que, insistimos, se caracteriza por una muy alta frecuencia de registro.

3.4.2 Anemómetro de hilo caliente

El anemómetro de hilo caliente (AHC) es un aparato de precisión diseñado para medir la velocidad instantánea del aire. El modelo utilizado en la realización de los ensayos es el

TSI Air Velocity Transducers 8455 (TSI Incorporated, 1995) que fundamentalmente está constituido por una caja de componentes electrónicos, una sonda (anemómetro) y un cable, y presenta una frecuencia de muestreo de 1Hz, Figura (3.7).

Básicamente, los TSI son anemómetros térmicos que disponen, de un sensor de velocidad de aire y de un sensor de compensación de temperatura en el interior de la caja de componentes, cuya función es mantener el sensor de velocidad a una temperatura constante por encima de la temperatura ambiente. El sensor de velocidad consiste, según el modelo, en un filamento, película o superficie metálica que se ve sometida a pérdidas de calor por la influencia del movimiento del aire en una dirección transversal a la película.

Ambos sensores están conectados a un puente de Wheatstone (Figura (3.8)) que mantiene los puntos A y B al mismo potencial; cuando el aire pasa a través de la sonda el sensor de velocidad disminuye de temperatura y los puntos A y B del circuito varían sus potenciales. En consecuencia, el circuito para mantener el equilibrio electrostático entre los dos puntos libera una cierta cantidad de energía, dependiendo su valor de la velocidad del flujo de aire que incide sobre la sonda.

Se deduce, por lo tanto, del funcionamiento de los TSI que estos instrumentos no dan directamente una medida de la velocidad del aire sino que registran una señal de salida, en forma de intensidad de corriente, relacionada con la velocidad. Esta señal eléctrica de salida hay que convertirla en un valor de la velocidad del aire, y para ello se puede utilizar la siguiente ecuación de calibración:

$$V = \frac{E_{out} - E_0}{E_{FS} - E_0} \cdot V_{FS} \quad (3.12)$$

donde:

V = Velocidad medida

V_{FS} = Ajuste de velocidad de escala completa en $m s^{-1}$.

E_{out} = Corriente de salida

E_o = Corriente de salida de flujo cero.

E_{FS} = Corriente de escala completa.

3.4.3 Termopares

Un par termoeléctrico es un circuito constituido por dos conductores metálicos distintos, unidos por sus extremos, cuyas soldaduras se mantiene a diferentes temperatura.

En estas condiciones existe entre sus extremos una diferencia de potencial llamada fuerza electromotriz termoeléctrica, que depende exclusivamente de la naturaleza de los metales utilizados y de la diferencia de temperatura entre las dos soldaduras. En la práctica, una de éstas se mantiene a una temperatura fija de referencia que directamente es la temperatura de fusión del hielo (soldadura fría) y la otra (soldadura caliente) se encuentra a la temperatura que se desea medir, en nuestro caso: la ambiente.

Los termopares se caracterizan por ser aparatos de medida de rápida respuesta a las fluctuaciones de temperatura, debido a la poca capacidad calorífica que presenta la soldadura.

Cuando se utiliza un termopar para medir temperatura, la fuerza electromotriz que se establece entre las dos soldaduras puede representarse, en general, de la forma :

$$E = a + bt + ct^2 + dt^3 + \dots \quad (3.13)$$

donde t es la temperatura (en °C) que se desea medir y a, b, c, \dots son constantes a determinar, distintas para cada tipo de termopar dependiendo de la naturaleza de los materiales empleados.

De la ecuación anterior no se puede despejar la temperatura t directamente al no ser una ecuación lineal, por lo que, en la práctica se utiliza, por un lado, para representar la

conducta termoeléctrica de las dos soldaduras, la potencia termoeléctrica, $P = dE/dt$, que representa la variación de la fuerza electromotriz por grado de diferencia de temperatura entre las soldaduras y, por otro lado, se considera que la forma cuadrática de la ecuación (3.13) es suficiente dentro de un amplio intervalo de temperaturas. De tal forma, que si la temperatura de la soldadura fría se mantiene a la temperatura de fusión del hielo ($0\text{ }^{\circ}\text{C}$), la constante a es cero en la ecuación (3.13), con lo cual se puede escribir como:

$$E = bt + ct^2 \quad (3.14)$$

y por lo tanto:

$$P = b + 2ct \quad (3.15)$$

En consecuencia, los resultados anteriores indican que intercalando en la soldadura fría un conductor conectado a un potenciómetro se puede conocer la temperatura que se desea medir, a partir de la ecuación (3.15), donde las constantes b y c se obtienen fácilmente con una calibración correcta del sensor, que en la mayoría de los casos es proporcionada por el fabricante.

3.5 Ensayos realizados para el estudio de los flujos turbulentos.

La realización de la fase experimental, de este trabajo, se efectuó durante el verano de 1997 y los días de ensayo con datos utilizables están comprendidos entre el 07/08/97 y el 12/08/97. Previamente, a la toma de datos, se efectuó la puesta a punto de la célula y de los aparatos de medida, y se realizaron todo tipo de medidas con el objetivo de comprobar el buen funcionamiento, en conjunto, de todos los instrumentos de medida y de los ordenadores donde se iban a registrar los datos.

Las condiciones atmosféricas, externas a la célula, de los días de los ensayos fueron de cielos despejados, con una radiación global máxima del orden de 1000 Wm^{-2} . El viento fue predominantemente de componente sur, entre los días (07-10)/08 y de componente norte los días 11 y 12/08. Los ensayos se iniciaron a primera hora de la mañana, con situación próxima a la calma aumentado el módulo de la velocidad del viento, a lo largo del día hasta valores comprendidos entre 4 y 6 m s^{-1} ; por otro lado, los valores térmicos oscilaron entre los $21\text{-}23 \text{ }^\circ\text{C}$ al inicio de las pruebas hasta los $29\text{-}31 \text{ }^\circ\text{C}$ máximos, obtenidos alrededor de las 14:00 TMG.

3.5.1 Disposición de instrumentos en el interior de la célula.

En el interior de la célula se efectuaron tres tipos de ensayos que consistieron en la formación de tres mallas (A, B, C), que cubrían diferentes zonas en el interior de la habitación, con el fin de obtener los registros necesarios para llevar a cabo el estudio que nos proponíamos. La estructura de cada una de las mallas constituidas por los puntos de observación se explicará más adelante, en el siguiente sub-apartado. No obstante, sí adelantamos que todas ellas disponían de cinco niveles en altura.

Para la realización de las pruebas se han utilizado cinco anemómetros de hilo caliente (AHC), ocho termopares (TP), para la medida de la temperatura, y un anemómetro ultrasónico (AS) que permite la medida de las tres componentes de la velocidad en escalas temporales muy cortas y proporciona una estimación de las variaciones de la temperatura en las mismas escalas.

Los anemómetros de hilo caliente, se colocaron en una varilla de tal manera que no pudieran deslizarse a lo largo de ella ni girar alrededor de la misma, ofreciendo su membrana sensible a la dirección predominante de la velocidad del aire, es decir, transversal a la dirección X . A su vez, de los ocho termopares disponibles, cinco se colocaron en la misma varilla, junto a los AHC, y los otros tres TP restantes se situaron, de forma fija y para cada una de las mallas en las siguientes posiciones: uno en la pared Oeste,

otro en la este del recinto en estudio y centrados en las paredes, y el último en el centro de la ventana por donde se introducía el flujo de aire en el interior de la habitación.

Así mismo, los cinco AHC fueron, previamente, calibrados en el centro de la ventana de la célula utilizando el AS que no necesita calibración. Este ajuste previo a los ensayos se realizó tomando registros de dos minutos en cada uno de ellos, en la posición $x = 25\text{cm}$, $y = 159\text{cm}$ y $z = 125\text{cm}$, que corresponde al punto central de la ventana en el plano vertical más próximo posible a ella. Su objetivo fue el de asegurar que las medidas realizadas por los distintos anemómetros AHC fueran absolutamente comparables, y a que las características de todos ellos no eran exactamente las mismas: dos de ellos son de esfera omnidireccional y tres de membrana, orientados según el eje X y mirando hacia la ventana, como ya se explicó.

Debido a que las dimensiones del anemómetro sónico son considerablemente superiores a las de los anemómetros de hilo caliente, se planteó el problema de su colocación y orientación dentro de la célula, con relación a la disposición de los restantes, para que no perjudicara a la obtención de perfiles y teniendo en cuenta la dirección general del flujo.

Por esta razón, la situación del anemómetro sónico, respecto a los cinco anemómetros de hilo caliente y a los cinco termopares, se efectuó, para cada una de las mallas, de forma tal que midiera la velocidad en un punto representativo del perfil determinado por los AHC, pero que no afectara a sus medidas; para ello se colocó el AS, en cada ensayo, a una distancia de 50 cm detrás de la varilla en el mismo plano XZ y en una altura intermedia de la zona del recinto en estudio (Tabla -3.1-).

En cuanto a la orientación del AS se llevó a cabo, como ya se ha mencionado anteriormente, considerando la dirección general del flujo y según el objetivo que se pretendía cubrir en la formación de cada una de las mallas

Previamente a cada uno de los tres ensayos realizados y, también, durante la puesta a punto de la instalación experimental se efectuaron medidas, como ya se ha indicado, de la

3.5.2 Estructura de las Mallas.

El estudio experimental realizado se llevó a cabo a partir del establecimiento de tres mallas con el instrumental disponible, a base de colocarlo en diferentes posiciones, y bajo la hipótesis de régimen estacionario durante todo el proceso. Cada una de estas mallas cubren una zona de interés en el desarrollo del trabajo.

El objetivo en la formación de la primera malla (Malla A) fue cubrir la parte central, con los aparatos de medida de que disponíamos, para la mayor extensión posible, de la habitación, teniendo en cuenta la dirección dominante del flujo. Para ello, los cinco anemómetros de hilo caliente junto con los cinco termopares se dispusieron sobre la varilla, y medido desde el suelo, equidistantes entre sí, mientras que el AS se colocó sobre su soporte, a una altura intermedia, según las alturas indicadas en la citada Tabla -3.1-, Figuras (3.9) - (3.11).

Con esta disposición, los aparatos se movieron tres veces a lo largo de la habitación (según X) y seis veces a lo ancho de la misma (Y), realizando, por lo tanto, dieciocho movimientos de los mismos, con registros de quince minutos en cada uno de ellos, Figura (3.12). En consecuencia, se ha obtenido una malla de tres por seis en cada plano horizontal (Tabla -3.3-), es decir, que junto con la distribución vertical de los sensores, se han obtenido noventa puntos de toma de datos de velocidad correspondiente a los AHC y de temperatura del aire, TP, aunque sólo dieciocho puntos de toma de datos correspondientes al AS.

La orientación del AS ha tenido que adaptarse a las dimensiones del recinto para que el soporte del mismo afectara lo mínimo posible a las medidas. En las posiciones de las columnas (1,x) y (2,x) el AS está orientado de forma usual, lo que significa que las componentes de la velocidad corresponde con sus signos a los ejes X , Y , Z , mientras que en el resto de estas posiciones, (3,x), (4,x), (5,x) y (6,x), el AS se encuentra girado alrededor del eje Z , 180° con lo cual el signo de las componentes u y v es el contrario, obligando a una corrección en los datos antes de tratarse.

Los registros obtenidos en esta primera malla puso de manifiesto que la incidencia del movimiento dentro de la habitación en estudio, era mayor en las proximidades de la pared Oeste que en la zona próxima a la pared Este, ya que a pesar de haber introducido el aire de forma controlada el flujo presentaba una desviación hacia la pared Oeste. Este resultado se explicará con el detalle necesario en el Capítulo 4.

Tabla -3.3-

Posiciones de la columna de sensores AHC y TP, para cada malla A, B, C. La posición del AS es $x + 50$ en todos los puntos.

x(cm) y(cm)	150	250	350
40	A	A	A
90	A	A	A
148 (148)	A, B, C	A, B, C	A, B, C
206(90)	A, B, C	A, B, C	A, B, C
256 (40)	A, B, C	A,B,C	A,B,C
276 (20)	A*, B, C	A*, B, C	A*, B, C

(entre paréntesis distancia a la pared oeste, * sin AS)

La causa de la falta de simetría encontrada en la distribución de la velocidad, esperable por otra parte, está originada por la dificultad de orientar la manguera de entrada, y porque la descarga en la habitación es relativamente rápida (el cajón piramidal tiene una longitud de 60 cm). Por esta razón es importante el conocimiento, preciso, de la estructura del chorro antes de los ensayos.

Los resultados observados en la primera malla nos condujo a centrar nuestro estudio, en la segunda y tercera malla, mallas B y C respectivamente, en una zona más próxima a la pared Oeste para lo cuál, se prescindió de las dos columnas próximas a la pared Este.

Por otro lado, con el propósito de conocer con más detalle la influencia del suelo de la célula sobre el movimiento del flujo, la disposición de los AHC y TP sobre la varilla, así como, la posición del AS sobre su soporte, se efectuaron en estas dos mallas, en posiciones más cercanas al suelo. Las alturas se indican también en la Tabla -3.1-, ya citada, y se representan esquemáticamente en las Figuras (3.13) y (3.16) para los AHC y TP. Por razones semejantes a las expuestas respecto a la malla A, la orientación del AS tuvo que ser como se muestra en las Figuras (3.14) – (3.15) y (3.17)- (3.18), respectivamente, de forma que las componentes de la velocidad deben obtenerse después de la siguiente transformación de ejes:

$$x' \rightarrow x \quad y' \rightarrow -z \quad z' \rightarrow y$$

Con esta configuración de los aparatos, y prescindiendo de las dos columnas más próximas a la pared Este del recinto, se construyeron la segunda y tercera malla, B y C, (véase de nuevo la Tabla -3.3-), a partir de los 3×4 movimientos de los aparatos de medida, cada una. De nuevo, teniendo en cuenta que la varilla contiene cinco AHC y TP, en cada una de estas mallas se dispone de 60 puntos de registros de datos, de quince minutos cada uno. El AS conforma una malla de 12, en un solo nivel. Figura (3.19).

3.6 Sistema de adquisición de datos

La comunicación entre los aparatos de medida y los ordenadores, donde se registraban los datos de las medidas realizadas en cada una de las pruebas, se hizo de tal manera que los datos correspondientes a los instrumentos de medida, situados en la varilla, es decir, anemómetros de hilo caliente y termopares, se registraron de forma conjunta en un único fichero, y los del anemómetro sónico se hicieron por separado, en otro fichero.

Los anemómetros de hilo caliente y termopares se conectaron a un *datalogger*, y este, a su vez, a través de un sistema de cables se conectó a uno de los ordenadores, situados en una caseta que el L.E.C.E. tiene al afecto. Para convertir la señal de salida de los aparatos, en datos de velocidad y temperatura, se efectuó mediante el mismo programa que el L.E.C.E. utiliza en sus ensayos y que puso a nuestra disposición para la realización de las pruebas.

El anemómetro sónico al disponer de su propio sistema de adquisición de datos permitió situar el ordenador, para la toma de los mismos, en la habitación de servicio de la célula donde se realizaban los ensayos. El proceso del registro de los datos en este aparato, se lleva a cabo mediante los programas que posee este equipo de medida y que, básicamente, consiste en que cuando los datos de viento llegan al anemómetro son, convertidos en el interior de la base cilíndrica, en formato RS422 y estos son transformados en formato RS232, a través de la PSU. Estos últimos, mediante el programa *fastcom.exe*, son convertidos en binario y finalmente el programa *convert.exe* los transforma en formato ASCII para que puedan ser tratados con las aplicaciones y programas propios.

APÉNDICE 3

FIGURAS DEL CAPÍTULO 3.



Figura (3.1). Vista general de la Plataforma Solar de Almería. (Gentileza del CIEMAT)



Panorámica General de las Instalaciones.

Figura (3.2). Vista panorámica de las instalaciones del LECE (Gentileza del CIEMAT)

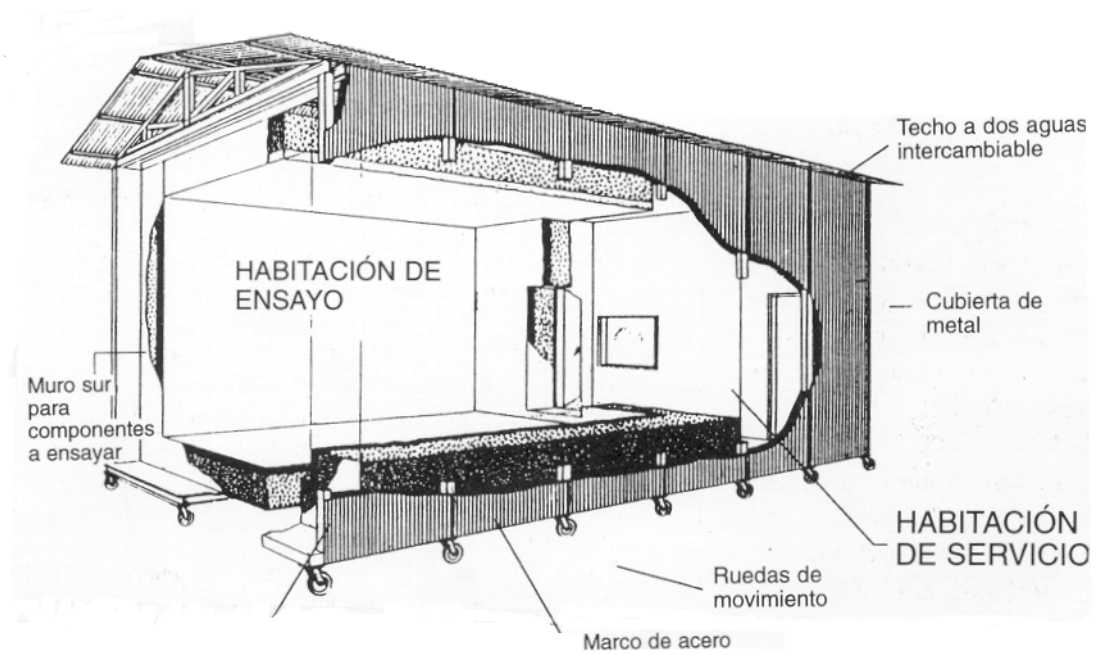


Figura (3.3). Esquema general de una Célula CESPA

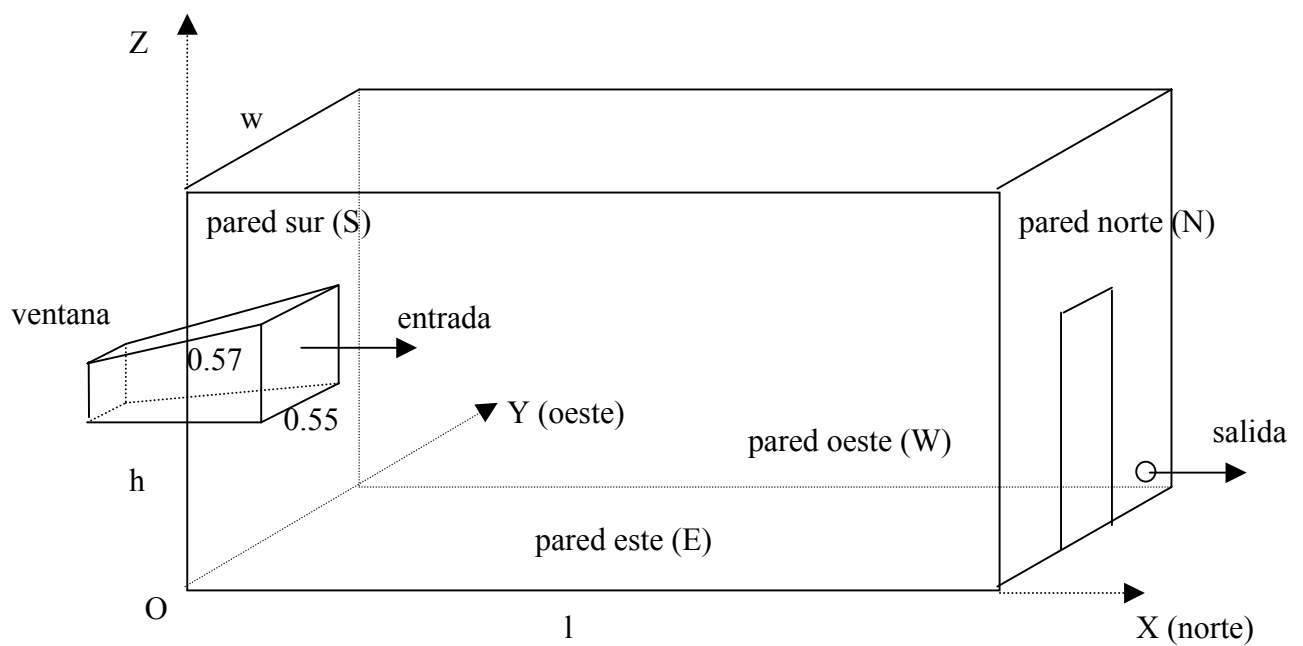


Figura (3.4). Disposición de los elementos de entrada y salida del flujo en la habitación de ensayos.

Dimensiones: largo (l): 5.45 m; ancho (w): 2.96 m; alto (h): 2.76 m; Volumen 44.52 m^3 .



Figura (3.5). Fachada sur de la Célula, donde se observa el tronco de pirámide mediante el cual fue introducido el flujo de aire en el interior de la misma.



Figura (3.6). Disposición del anemómetro sónico (AS) sobre su base cilíndrica en una posición cercana a la ventana.



Figura (3.7). Anemómetro de hilo caliente (AHC). El transceptor está unido al sensor (protegido en el extremo de la varilla) mediante el cable que se observa.

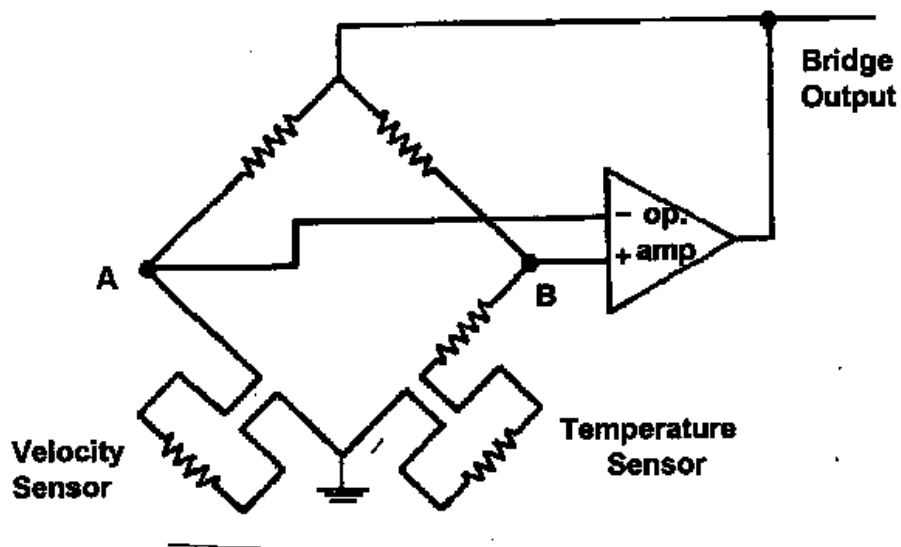


Figura (3.8). Esquema del circuito eléctrico de un anemómetro de hilo caliente (TSI).

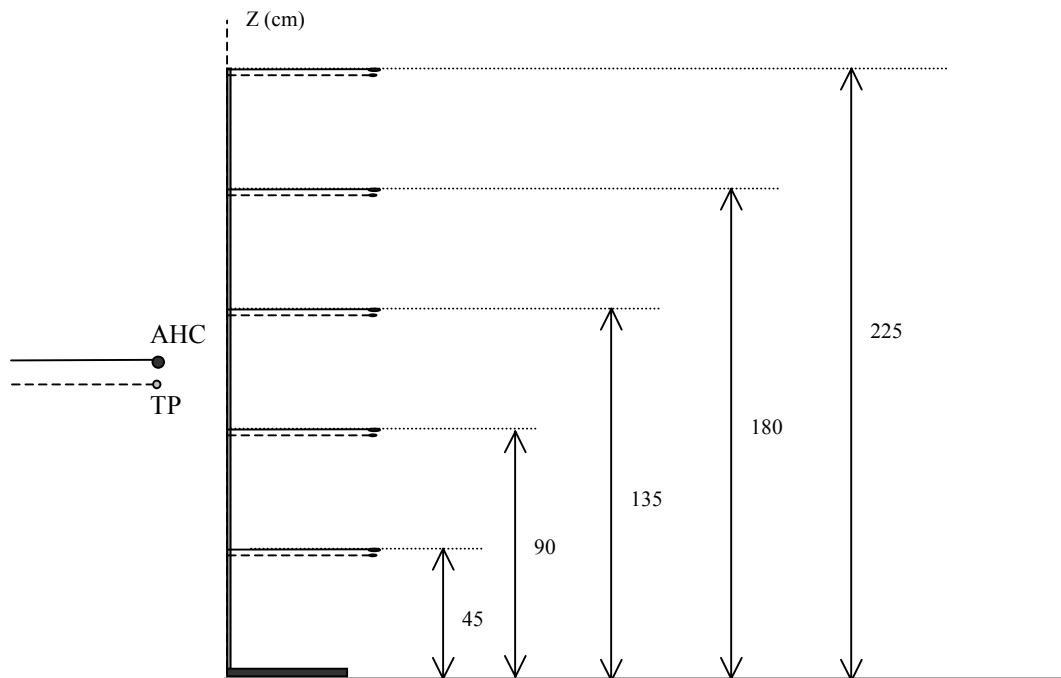


Figura (3.9). Disposición de los AHC y termopares sobre la varilla en la malla A

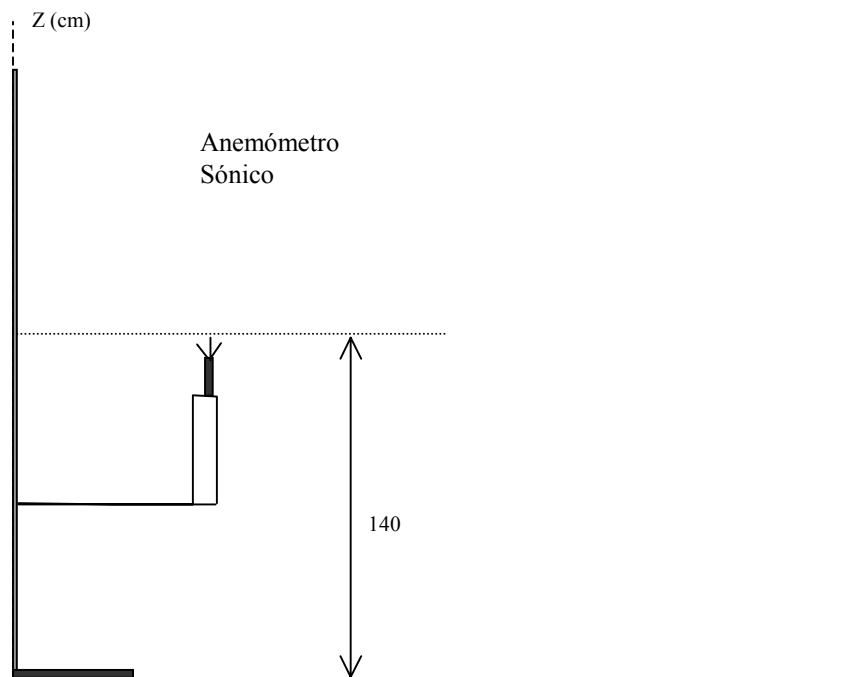


Figura (3.10). Esquema de la posición, respecto al suelo, y la orientación del anemómetro sónico en la malla A.



Figura (3.11). Imagen de los anemómetros de hilo caliente (AHC) y termopares (TP) sobre la varilla en la malla A, así como, la posición del anemómetro sónico (AS) en dicha malla.

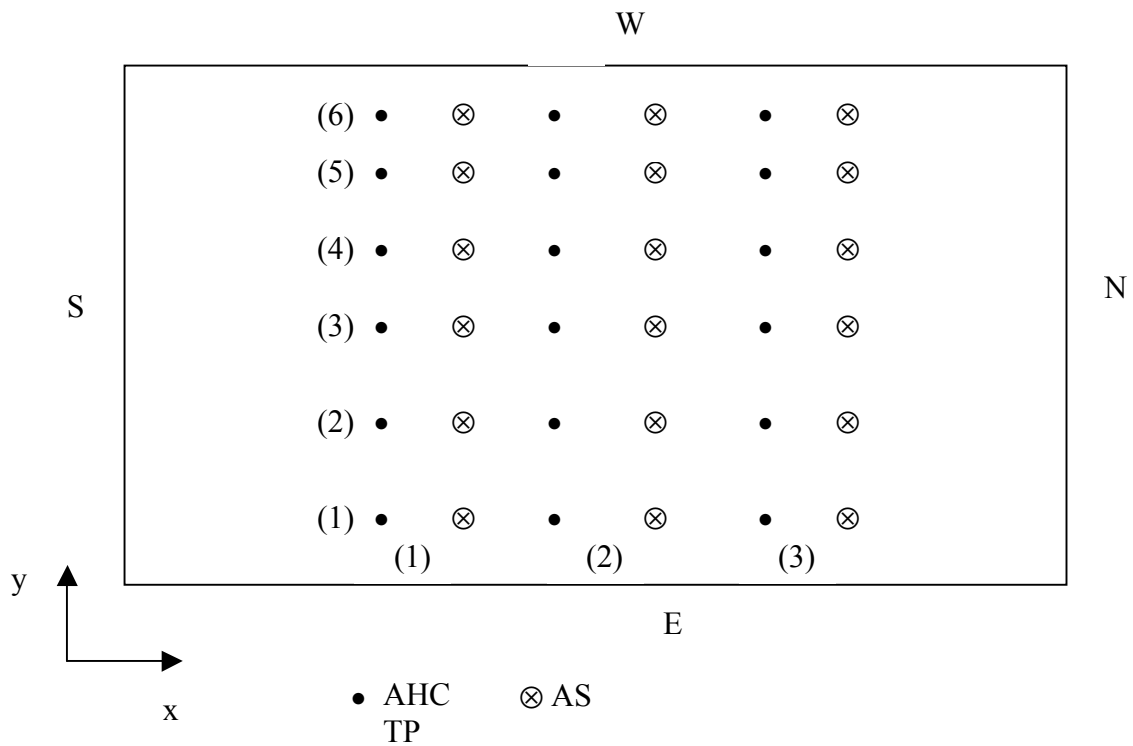


Figura (3.12). Esquema de las posiciones de los sensores en el interior de la célula para la malla A. El Anemómetro sónico (AS), se encuentra a 50 cm detrás de la columna de AHC y TP, para cada una de las posiciones. En la figura las distancias son aproximadas. Los valores exactos se encuentran en la Tabla 3.3.

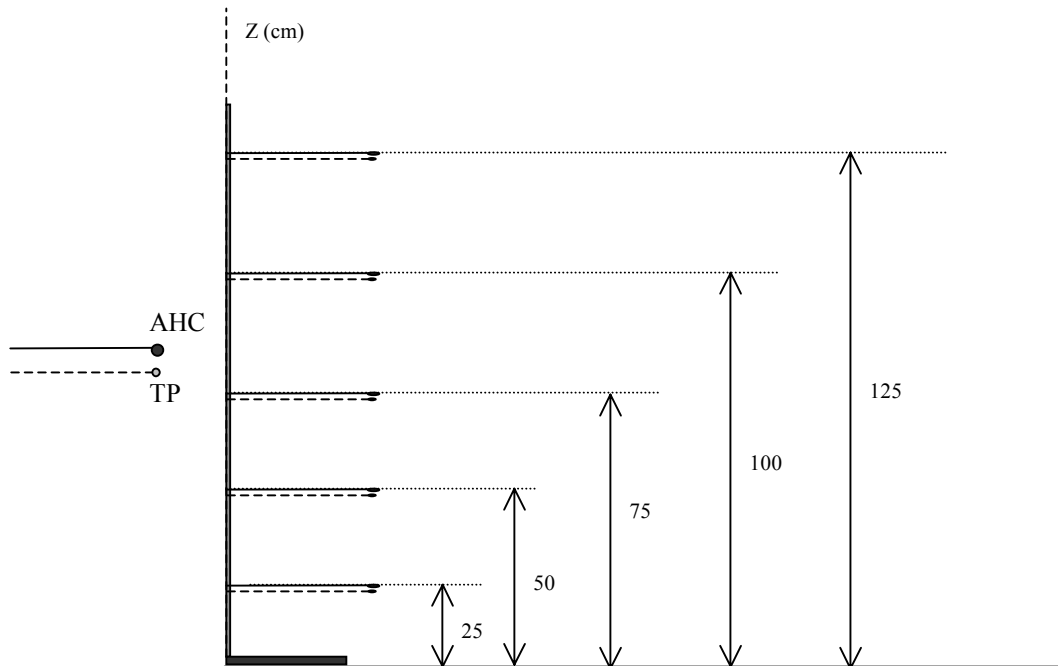


Figura (3.13). Disposición de los AHC y termopares sobre la varilla en la malla B.

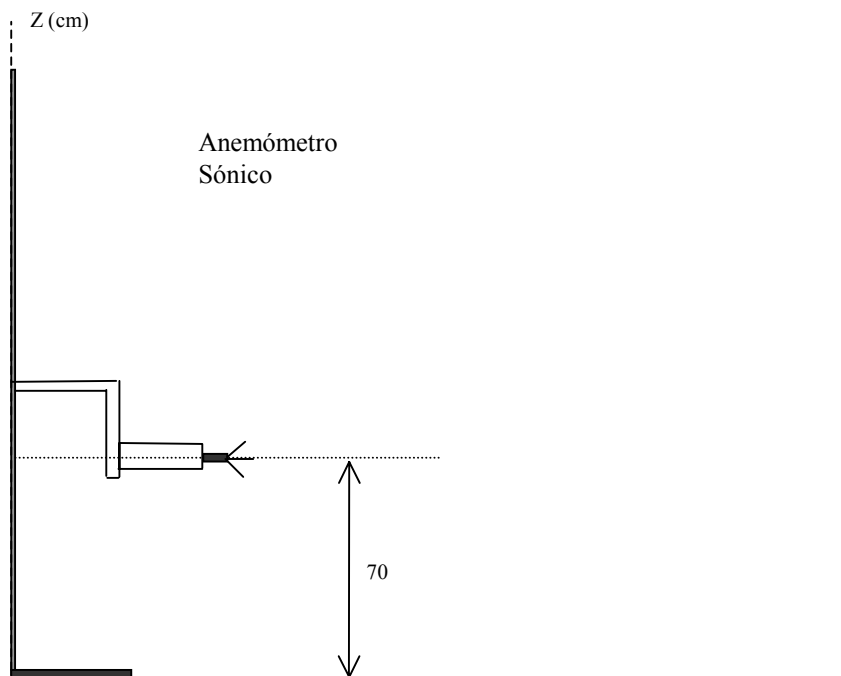


Figura (3.14). Esquema de la posición respecto al suelo, y la orientación del anemómetro sónico en la malla B.



Figura (3.15). Imagen del conjunto de instrumentos instalados sobre la varilla para la malla B. Obsérvese como el anemómetro sónico se encuentra en una posición horizontal para poder medir cerca del suelo.

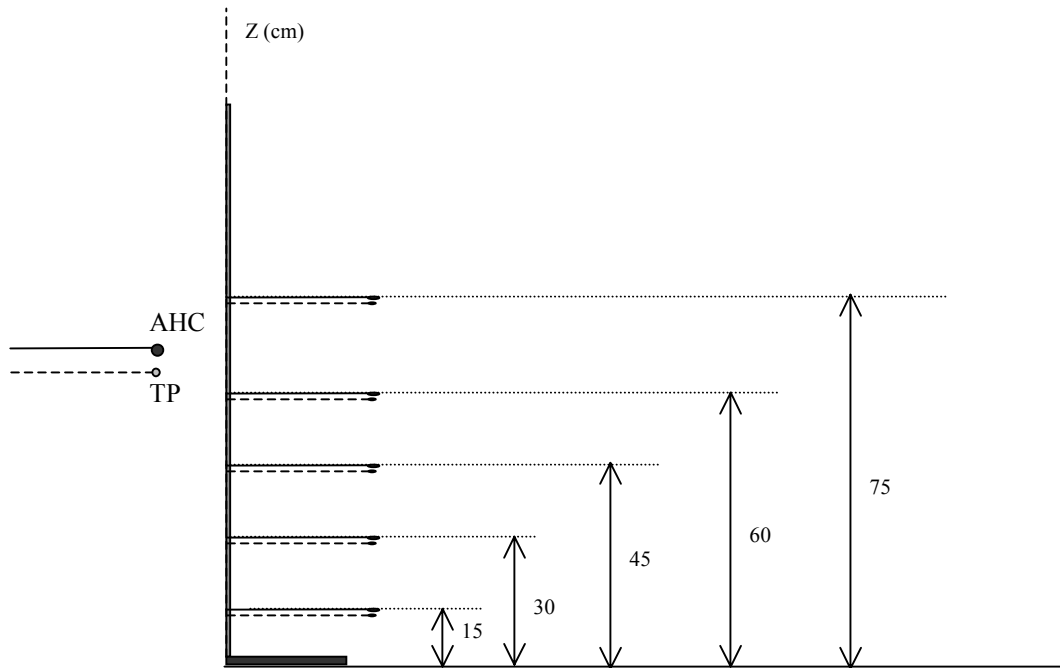


Figura (3.16). Disposición de los AHC y termopares sobre la varilla para la malla C.

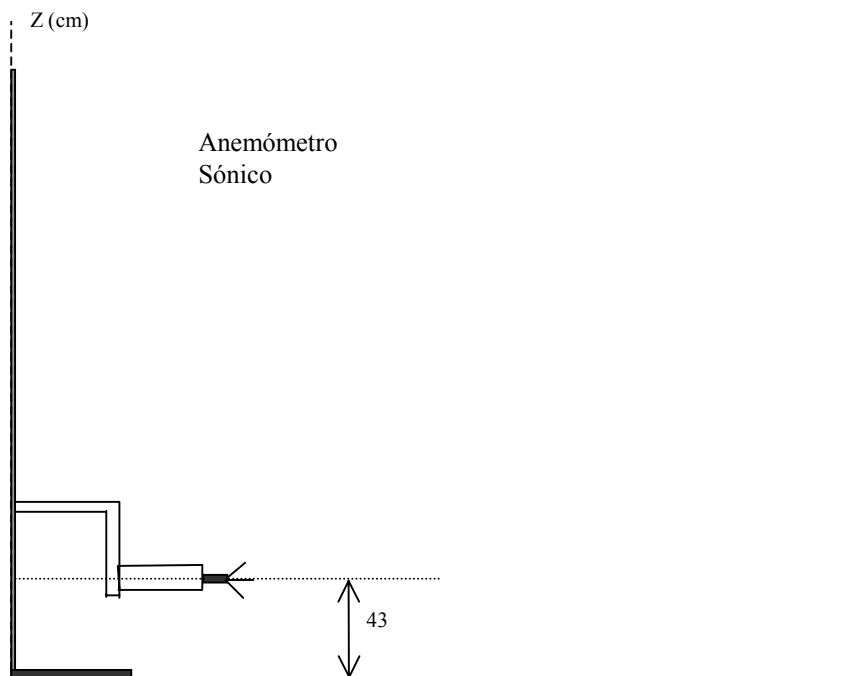


Figura (3.17). Esquema de la posición, respecto al suelo, y la orientación del anemómetro sónico para los puntos de la malla C.



Figura (3.18). Imagen de los anemómetros de hilo caliente (AHC) y termopares (TP) sobre la varilla para las posiciones de la malla C, así como, la posición del anemómetro sónico (AS) en dicha malla que es la que mide más próxima al suelo.

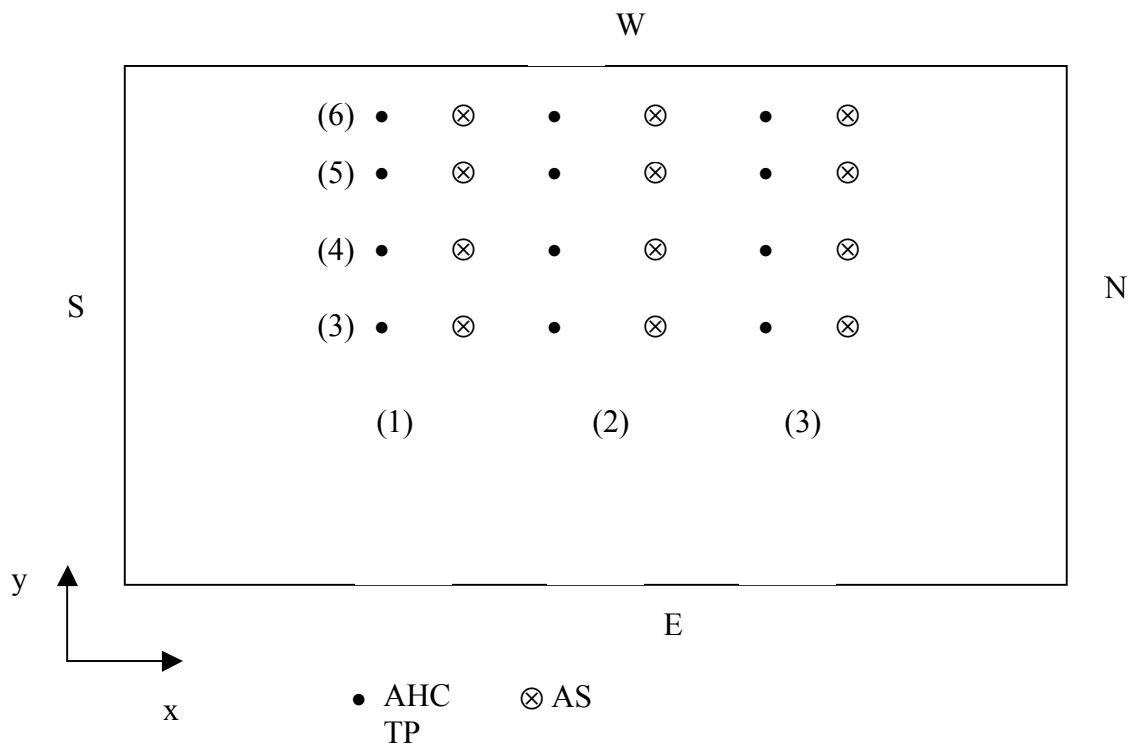


Figura (3.19). Esquema de las posiciones de los sensores en el interior de la célula para las mallas B y C. El anemómetro sónico (AS) se encuentra a 50 cm detrás de la columna del resto de sensores, para cada una de las posiciones. En la figura las distancias son aproximadas. Los valores exactos se encuentran en la Tabla 3.3.

CAPÍTULO 4

EVOLUCIÓN DEL FLUJO EN EL INTERIOR DE LA CÉLULA

CAPÍTULO 4. EVOLUCIÓN DEL FLUJO EN EL INTERIOR DE LA CÉLULA

Generalmente cuando un chorro de aire, con una velocidad alta, es introducido en una habitación, el chorro tiende a dirigirse a lo largo de una de sus paredes, además, si la temperatura del chorro es diferente de la temperatura ambiente de la habitación, puede considerarse una diferencia de temperatura, ΔT , que se utiliza para el enfriamiento o calentamiento de la misma y viene expresada mediante la ecuación (Etteridge and Sandberg, 1996):

$$\Delta T = \frac{\pm E}{q\rho C_p} \quad (4.1)$$

donde: E = energía por unidad de tiempo perdida o ganada en el interior de la habitación al introducir el chorro de aire.

q = el caudal aportado a la habitación.

ρ = densidad del aire.

C_p = calor específico del aire.

Por otro lado, si el chorro de aire que se introduce es un chorro de aire caliente en relación con el interior, es posible que el aire solamente circule en las zonas próximas al techo produciéndose una estratificación del flujo en aquellas zonas ocupadas por el mismo y, dando lugar a pequeñas variaciones en la transferencia de flujo de calor dentro de la habitación. Por el contrario, si el chorro de aire, que se introduce, es un chorro de aire frío, éste tiende a expandirse alcanzándose velocidades relativamente altas, lo que implicará una variación significativa en la transferencia de calor dentro de la habitación.

En consecuencia, es importante para el estudio de un chorro en una habitación conocer, inicialmente, su campo de velocidades y de temperaturas. Con este propósito, en el presente Capítulo, a partir de los registros de datos obtenidos durante la fase experimental, se lleva a cabo una descripción del flujo de aire que se introduce en la habitación de ensayos, calculando, durante el período de realización de las pruebas, el caudal aportado a la célula, el carácter del flujo y la posible tendencia de la temperatura del aire introducido; así mismo, se realiza un análisis de la evolución del flujo de aire en el interior de la célula como se ha realizado en experimentos semejantes de otros autores (Hanzawa, et al, 1987; Nagasawa and Goto, 1973). Para ello ha sido necesario determinar, en cada uno de los ensayos realizados, la distribución de velocidad y de temperatura según planos horizontales y, los perfiles de velocidad y de temperatura que mostrarán la distribución vertical.

4.1 Descripción del flujo

Los registros de velocidad obtenidos durante la puesta a punto de la fase experimental y durante las pruebas previas a la realización de cada uno de los ensayos, nos ha permitido estudiar el perfil de velocidad del aire a la entrada de la célula, Figura (4.1). La observación de estos perfiles, por un lado, pone de manifiesto que existe una clara desviación del flujo hacia la pared oeste de la célula y, por otro lado, permite hacer una integración de los mismos para determinar el caudal aportado. De estos perfiles se considera que un valor de la velocidad máxima, del flujo a la entrada, tomado como representativo de los diferentes ensayos realizados (designados en la Figura por: P06, P07, etc.) es el de $U_{\max} = 2.07 \text{ m s}^{-1}$ y, también, a partir de ellos, se puede calcular a la entrada del recinto el caudal, Q , aportado al mismo considerando una expansión del chorro en forma cónica (Lauder and Rodi, 1983) mediante la ecuación

$$Q = \bar{U} \cdot S, \quad (4.1)$$

y en donde la velocidad media del chorro, a través de la sección S de la ventana en la habitación de ensayos, puede ponerse como:

$$\bar{U} = \frac{U_{max}}{2} \quad (4.2)$$

Obteniendo un caudal aportado a la habitación de ensayos de $Q = 0.293 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ que representa un número de renovaciones de aire, en la misma, de 23.7 h^{-1} .

Con el propósito de conocer el régimen del flujo introducido en la célula, se ha calculado el número de Reynolds a la entrada de la misma según la ecuación:

$$R_e = \frac{UD}{\nu} \quad (4.3)$$

en donde la velocidad U se ha tomado como U_{max} , D , que es una longitud de escala característica, como la anchura de la ventana y ν representa la viscosidad cinemática del aire.

La determinación del número de Reynolds a partir de (4.3) ha resultado ser del orden de 7.5×10^4 . Para flujos primarios, en el interior de habitaciones, se requieren números de Reynolds mayores de 2000 para considerar el flujo turbulento (Sandberg, M., 1987; Ernest, D. et al, 1991) esto significa que el valor del número de Reynolds obtenido en nuestros experimentos se encuentra por encima de este valor por lo tanto, podemos decir que el flujo introducido en el interior de la habitación de ensayos es un flujo en régimen turbulento.

Los termopares colocados en el centro de la ventana y en las paredes Este y Oeste, respectivamente, permiten conocer la evolución de la temperatura media en estos puntos, para cada una de las mallas, y la evolución de dichas temperaturas durante cada uno de los registros obtenidos en la formación de las mismas.

Del análisis de los resultados obtenidos en el estudio de la evolución de la temperatura de entrada del chorro (T0) y de la temperatura de la pared Este (TE) y Oeste (TW) se observa que dichas temperaturas aumentan durante la realización de los ensayos, es decir, presentan, las tres, una tendencia comparable, alcanzándose unos valores, relativamente, estables durante las horas centrales del día, existiendo, además, una diferencia de temperatura, en todos los casos, entre la temperatura de entrada y la temperatura de las paredes. Esta diferencia no se observa entre la pared Este y la pared Oeste, Figura (4.2). Este último resultado que da, también, reflejado en el estudio de la evolución de las temperaturas T0, TE y TW por registros de quince minutos, en las tres mallas, Figura (4.3). Sin embargo, para estos registros no se observa una tendencia comparable entre las tres temperaturas debido a que la variación media, de estas temperaturas, es menor de 0.2 °C.

En consecuencia, de acuerdo con los resultados obtenidos anteriormente podemos decir, por un lado, que durante el período de realización de las pruebas es esperable que exista una distribución uniforme de la temperatura en el interior de la habitación de ensayos y, por otro lado, que durante la obtención de cada uno de los registros de datos puede considerarse estacionario el comportamiento de la temperatura, en el interior de dicha habitación. Hay que tener en cuenta que la duración de cada uno de ellos no superaba los 15 minutos, aunque la sucesión de los mismos presenta una variación significativa de la temperatura media a lo largo de un periodo mucho mayor.

4.2 Estudio de la velocidad del flujo según las mallas.

4.2.1 Distribución del campo de velocidad.

Se ha determinado la distribución de la velocidad (Nielsen, 1989; Koskela et. al. 2001), mediante el programa *surfer* utilizando tanto la base de datos de velocidad obtenida a partir de los anemómetros de hilo caliente (AHC), como con los obtenidos mediante el anemómetro sónico (AS). Básicamente, el programa *surfer* dibuja líneas de contorno a partir de los datos medidos mediante una malla de puntos que están disponibles en ficheros. Para aquellos puntos de las líneas que no existen valores en los ficheros el programa los estima, realizando una interpolación mediante un método propio que incluye un suavizado.

En cada una de las mallas la distribución de la velocidad del flujo, introducido en el interior de la célula, se ha realizado para cada uno de los planos horizontales correspondientes a los cinco niveles de los sensores en la varilla, en el caso de los datos registrados mediante los AHC, y para el plano horizontal correspondiente a la altura del anemómetro sónico (AS) en cada una de las mallas consideradas.

Debido a que en cada uno de los puntos de las mallas formadas, tenemos cinco niveles de medidas de datos correspondientes a los AHC y uno correspondiente al AS se han obtenido, cinco distribuciones del módulo de la velocidad, en la dirección del flujo, por malla y, teniendo en cuenta que el anemómetro sónico proporciona registros de las tres componentes de la velocidad del flujo $v(u, v, w)$, se han realizado, en consecuencia, en cada malla, a partir de estos datos, tres distribuciones de velocidad del flujo, una por componente. Por lo tanto, en el estudio del campo de velocidades del flujo introducido en el interior de la célula se han efectuado, en total veinticuatro distribuciones de velocidad del mismo.

El análisis de la distribución del módulo de la velocidad por mallas, pone de manifiesto la existencia, en el interior de la célula, de un chorro de velocidad entorno al nivel de 125 cm con una clara desviación del mismo hacia la pared oeste, Figuras (4.4). Estos resultados concuerdan con los perfiles de velocidad medidos en la entrada de la ventana, Figura (4.1), y con la distribución de la componente u de la velocidad obtenida con los registros del anemómetro sónico, Figura (4.5).

Se observa, en la comparación de las distribuciones de la velocidad obtenidas dentro de la célula, entre diferentes niveles, en cada una de las mallas realizadas, que se alcanzan gradientes relativamente intensos del módulo de la velocidad (Figura (4.6)), y de la componente u del vector velocidad (Figura (4.7)) en aquellos niveles próximos al chorro alcanzando, incluso, valores negativos lo que significa que se produce una recirculación del flujo dentro de la habitación de ensayos.

Resultados semejantes a los anteriores se obtienen según nos acercamos al suelo, tanto para el módulo de la velocidad (Figura (4.8)), como para las componentes u y w de la velocidad del flujo (Figura (4.9)), de acuerdo con el sistema de referencia elegido durante la realización de los ensayos, y pueden atribuirse a la colocación de los orificios de salida de dicho flujo de la habitación.

4.2.2 Determinación de los perfiles de velocidad.

Los perfiles de velocidad del flujo han sido tenidos en cuenta en diversos trabajos en el interior de edificios (Dol and Hanjalic, 2001). Nosotros los hemos calculado, en el nuestro, a partir de los datos de velocidad registrados con los anemómetros de hilo caliente (AHC), utilizando para su determinación el programa *grapher*.

En total, se han obtenido quince perfiles de velocidad del flujo para la malla “A”, resultado de los quince movimientos de la varilla realizados en esta malla, y doce perfiles

de velocidad para las mallas “B” y “C”, también, como resultado de los doce movimientos realizados en las respectivas mallas.

La observación y estudio de estos perfiles indican, que la velocidad del flujo aumenta en aquellas posiciones próximas a la pared oeste y para aquellos niveles que coinciden con la dirección general del flujo, Figura (4.10a); resultados que concuerdan con los obtenidos en el estudio de la distribución de la velocidad del flujo, en el interior de la célula, por niveles como ya se indicó en el correspondiente análisis. Las disminuciones de velocidad que se observan en los niveles más bajos según la Figura (4.10b), pueden atribuirse a que esos niveles se encuentran por debajo del orificio de salida del flujo del interior de la célula, que como se mostró en el Capítulo 2, se encontraba a 45 cm del suelo.

4.3 Comportamiento térmico del flujo según las mallas.

En el estudio de la temperatura en el interior de la célula, cuando en ella es introducido el flujo de aire, se ha trabajado con temperaturas relativas a una de referencia en lugar de las temperaturas medidas directamente, debido a que los registros de temperatura no son comparables a causa de que los valores térmicos del aire de entrada varían según el momento de la realización de las medidas y, también, en función de su adaptación a la temperatura de la célula.

La temperatura de referencia utilizada es la temperatura junto a la pared este (TE), promediada en cada una de las medidas realizadas, y a que esta temperatura, según los resultados obtenidos en el apartado 4.1 de este mismo Capítulo, se encuentra adaptada a la temperatura del conjunto de la habitación hecho que no se observa en la temperatura del flujo en el centro de la ventana de entrada, que sufre importantes alteraciones. La temperatura de la pared oeste, TW, que también tiene un comportamiento regular y valores semejantes a TE, no ha sido utilizada de referencia dado que el flujo entrante está predominantemente dirigido hacia dicha pared oeste, por lo que hemos considerado que TE

corresponde a un valor más independiente, neutro, y por tanto más válido como de referencia.

4.3.1 Distribución de la temperatura.

Al igual que en el estudio de la distribución de la velocidad, la distribución de la temperatura, en el interior de la célula, se ha llevado a cabo mediante el programa *surfer* y para los cinco niveles de medidas, de temperatura, registrados con los cinco termopares colocados en la varilla y en las tres mallas formadas; resultando, por lo tanto, un número de distribuciones de temperatura análogo al de distribuciones de velocidad obtenidas a partir de los anemómetros de hilo caliente (AHC).

La observación de estas distribuciones ponen de manifiesto, que en el interior de la habitación de ensayos, por niveles no existen diferencias notables de temperatura (Figuras (4.11) - (4.13)), estando este resultado, por lo tanto, de acuerdo con los resultados obtenidos, en el apartado 4.1 de este capítulo, en lo referente al estudio de la evolución de la temperatura en el interior de la célula durante la realización de toda la fase experimental.

Las distribuciones de temperatura reflejan, además, valores ligeramente superiores de temperatura en aquellos niveles que se encuentran alrededor del nivel 125 cm (Figura (4.12,a)), es decir, a la altura del chorro, apreciándose, también en ellas, que en los niveles próximos al suelo, se produce una pequeña disminución de temperatura, Figura (4.13). Esto puede atribuirse a la forma aproximadamente cónica de expansión del chorro, así como a la situación del orificio de salida del flujo de la célula, y de las rendijas por los cuales se producen filtraciones del mismo, y a que se encuentran en el entorno de los niveles más bajos, lo que hace que la temperatura del chorro introducido no influya tan directamente en aquellos niveles horizontales más cercanos al suelo.

4.3.2 Determinación de los perfiles de temperatura.

El estudio de los perfiles de temperatura en el interior de la célula completará el análisis anterior, de tal forma que podrán comprobarse los resultados obtenidos en él por comparación de temperaturas entre diferentes alturas de cada uno de los puntos las mallas. Se ha realizado en función de la temperatura potencial para evitar la influencia, aunque pequeña, de la variable z y poder relacionar con rigor los distintos niveles. Para ello, a partir de los datos de temperatura obtenidos con los ocho termopares se han calculado sus respectivas temperaturas potenciales mediante la expresión (Panofsky and Dutton, 1984):

$$\theta = T - (z - z_1)\gamma \quad (4.3)$$

siendo: T = temperatura

z = nivel de cada TC respecto del suelo

z_1 = nivel de referencia

γ = coeficiente adiabático de dilatación térmica del aire (0.9 K/100 m)

Con esta nueva base de datos se han efectuado, mediante el programa *statgraphys*, los perfiles de temperatura potencial para cada una de las posiciones de la varilla en cada una de las tres mallas.

Del estudio de estos perfiles se puede deducir que existe una zona, en el interior de la célula, alrededor de la altura del chorro, donde se produce un aumento de temperatura; siendo éste más acusado en aquellas posiciones que se encuentran más próximas a la pared oeste (x,5), Figura (4.14). Se observa, también, que por debajo de esta zona y hasta niveles situados por encima de salida se produce una disminución de diferencia de temperatura que puede atribuirse, precisamente, a que estos niveles no se encuentran tan directamente influenciados por la dirección general del chorro, como ya se ha justificado en el apartado anterior, lo que confirma el acuerdo con la distribución de temperatura analizada por niveles.

En el estudio de los perfiles de temperatura en los niveles más bajos de la célula utilizando las mallas “B” y “C”, cabe destacar que, efectivamente, por debajo del orificio de salida del flujo se produce una disminución de temperatura desde niveles próximos a la dirección general del chorro hasta el suelo, en cualquier posición transversal de la célula (por ejemplo en posiciones (2, y), Figura (4.15)). Este comportamiento de la temperatura en los niveles más bajos es debido a que estos niveles, como ya se ha mencionado en este Capítulo, no se encuentran tan directamente influidos por el chorro y refleja de forma patente una estratificación térmica junto al suelo que coincide con las propiedades de la capa límite en ausencia de fuentes de calor.

APÉNDICE 4

FIGURAS DEL CAPÍTULO 4.

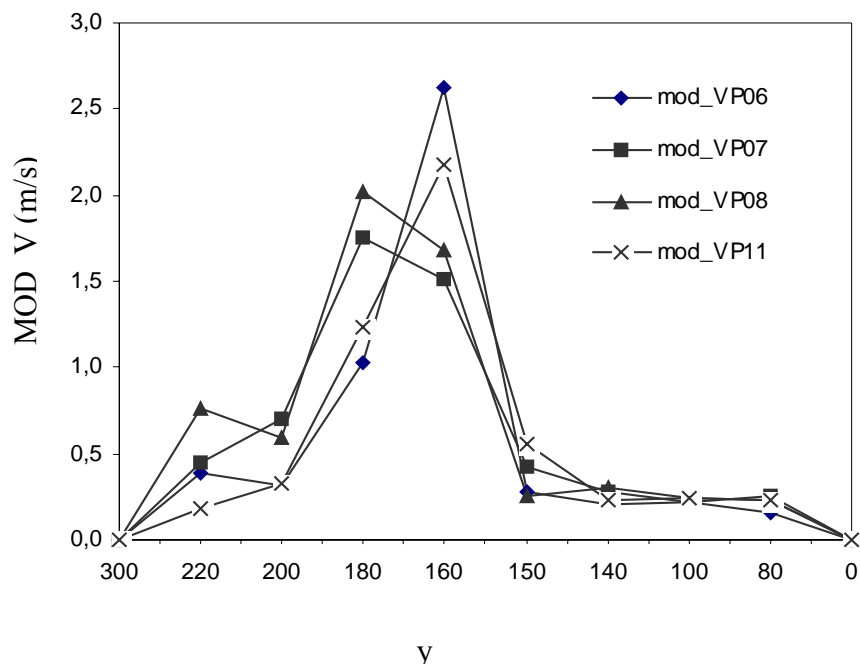


Figura (4.1) .- Perfiles de velocidad del aire, para distintos ensayos, a la entrada de la ventana “mod_VP06” representa el ensayo número 6, etc.

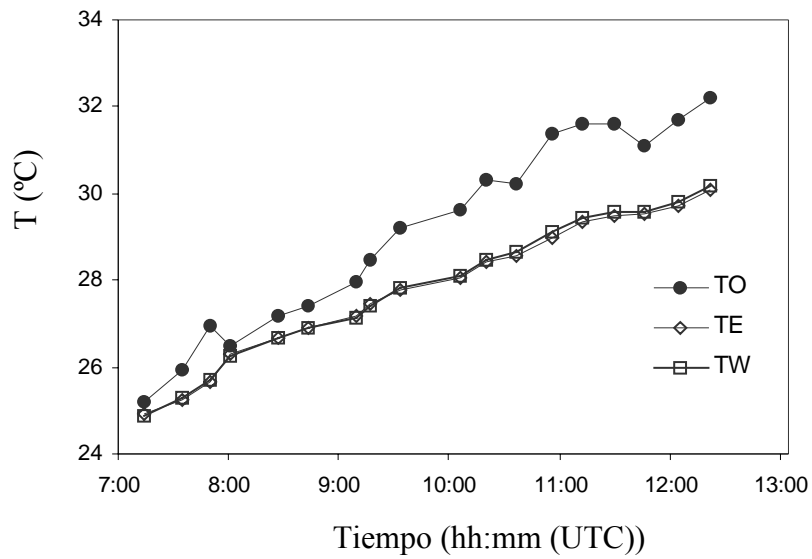


Figura (4.2) .- Evolución de la temperatura media de cada registro durante la realización de los ensayos correspondientes a la malla "A". T0 temperatura en la entrada de la ventana. TE en la pared este y TW en la pared oeste.

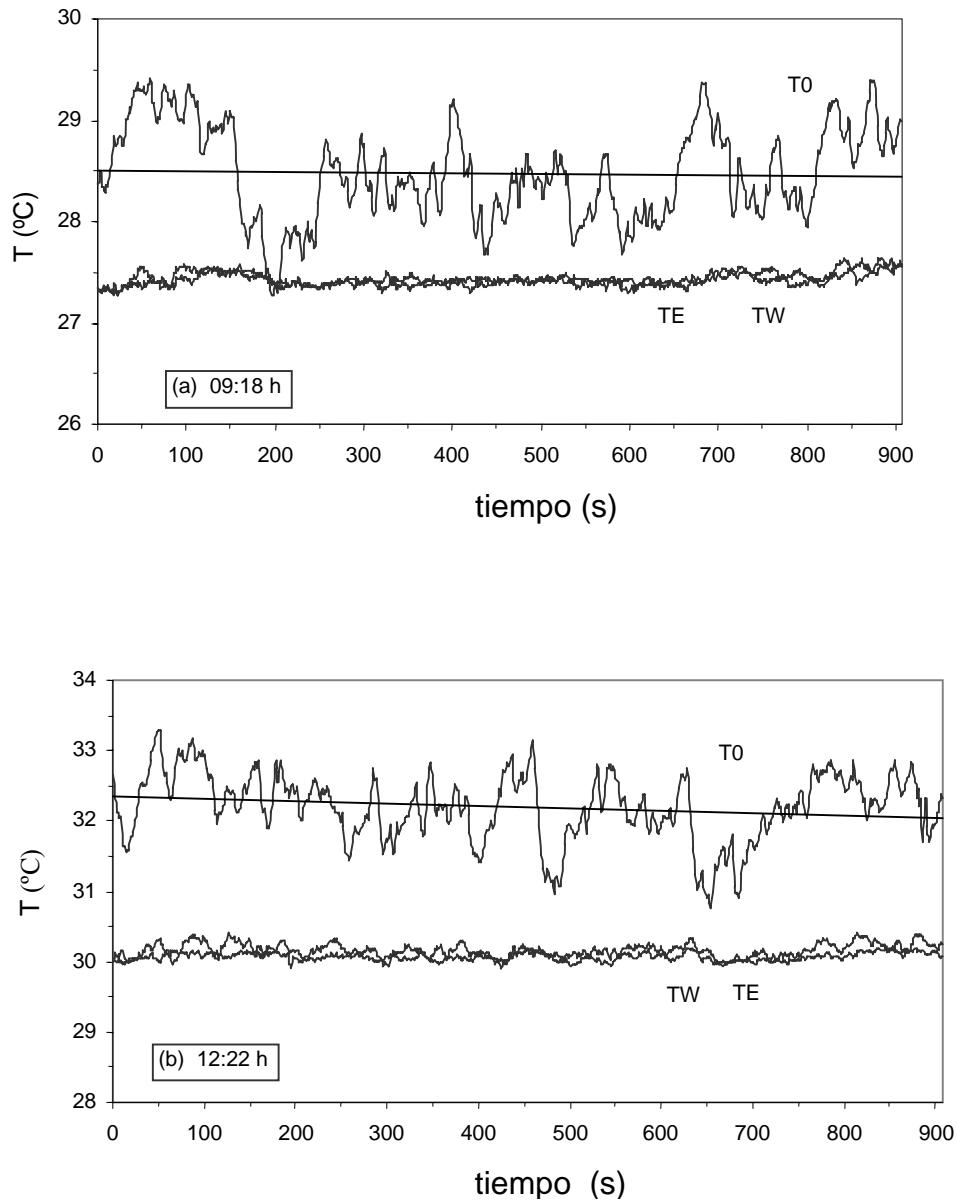


Figura (4.3) . - Comparación entre temperaturas de en tra a la h habitación, T_0 , y las de las paredes este y oeste (T_E , T_W) en dos momentos distintos de la realización de los ensayos. (a) Ejemplo de primera hora de la mañana; (b) hora próxima al medio día.

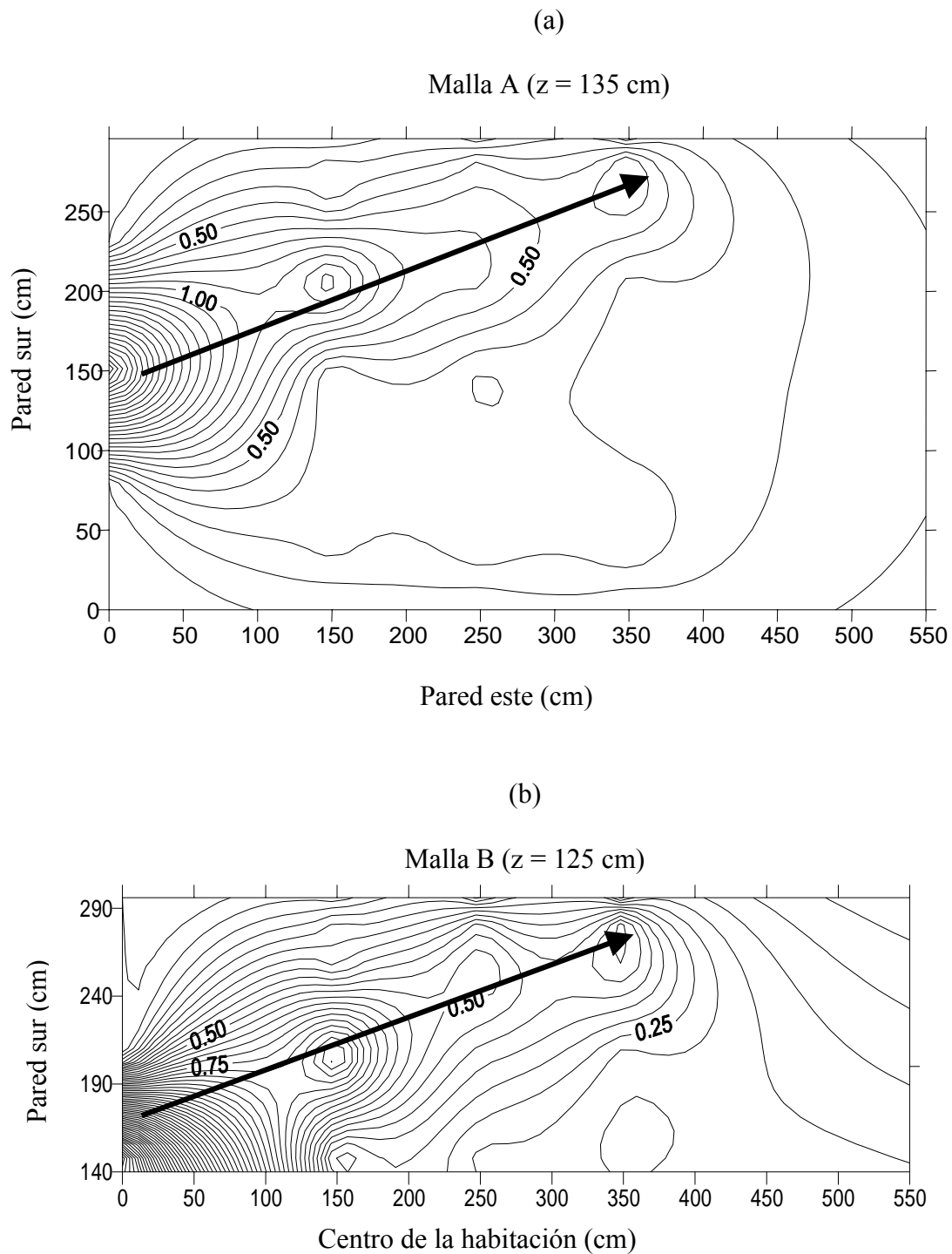


Figura (4.4) . - Ejemplos de distribución del módulo de la velocidad a partir de los registros obtenidos con el anemómetro de hilo caliente (AHC). (a) malla A nivel 135 cm. (b) malla B nivel 125 cm.

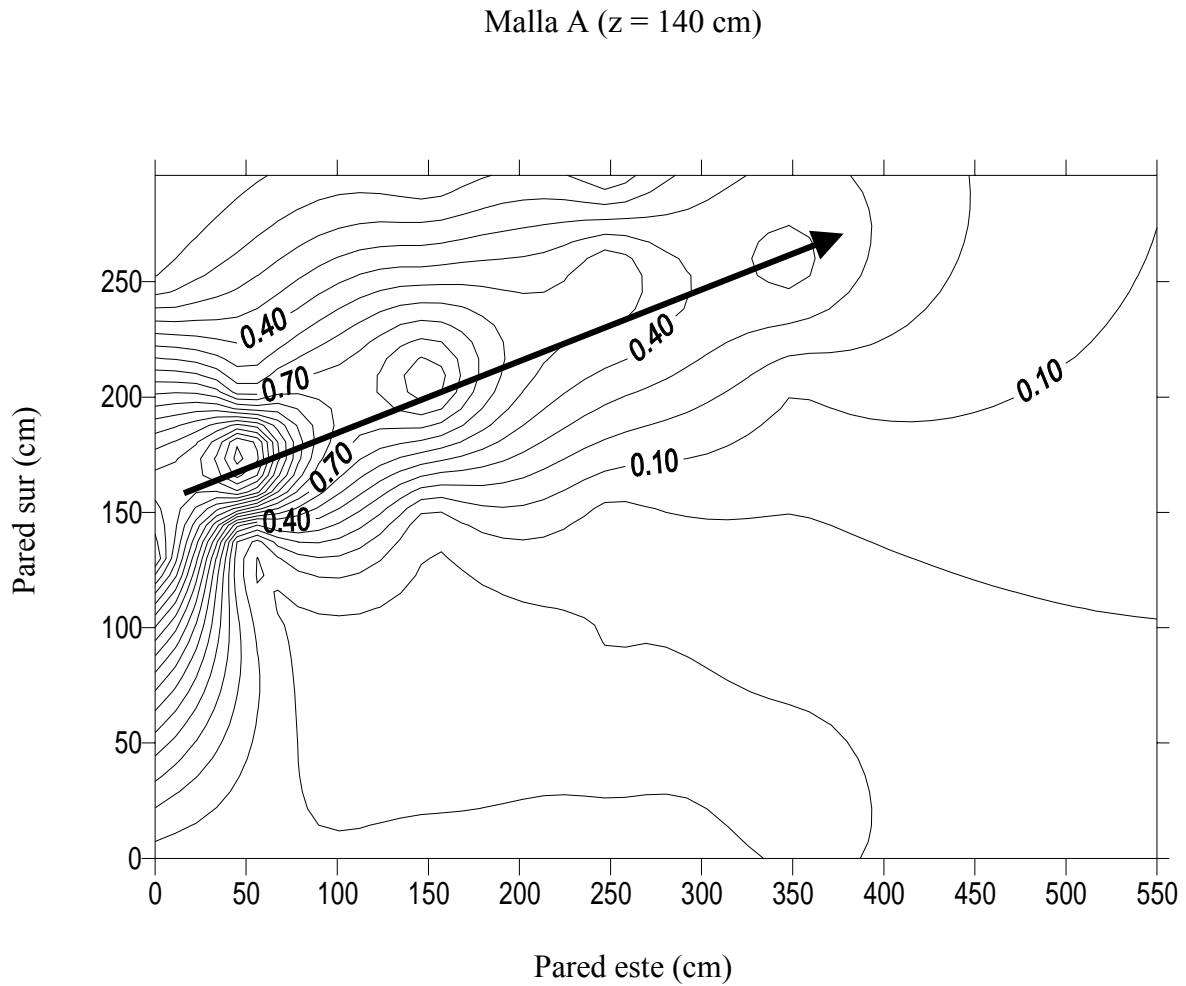


Figura (4.5) .- Distribución de la componente u (m/s) de la velocidad del flujo, obtenida a partir de los registros del anemómetro sónico (AS). Malla A nivel 140 cm.

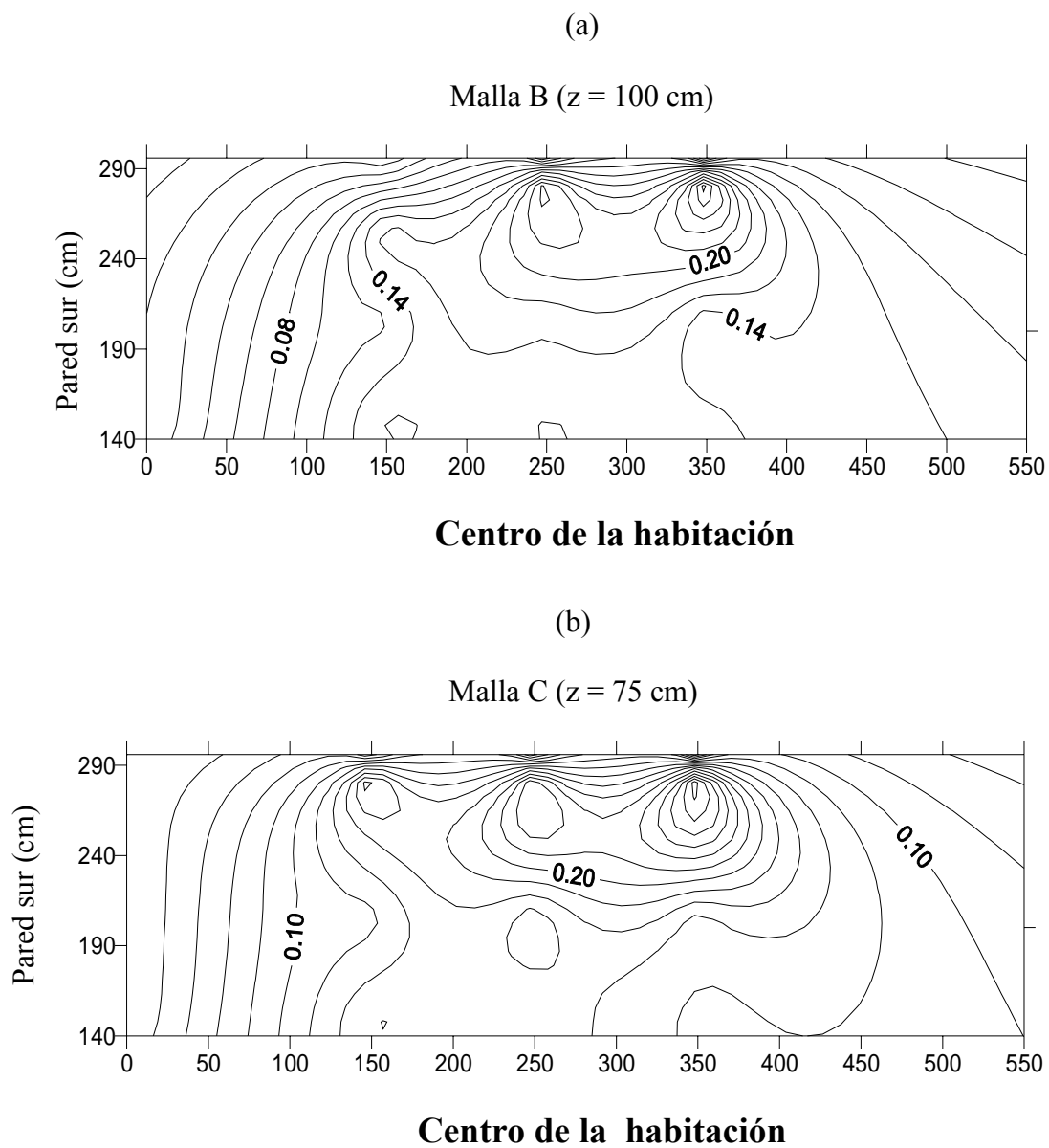


Figura (4.6) . - Ejemplos de distribución del módulo de la velocidad a partir de los registros obtenidos con el anemómetro de hilo caliente (AHC). (a) malla B nivel 100 cm. (b) malla C nivel 75 cm.

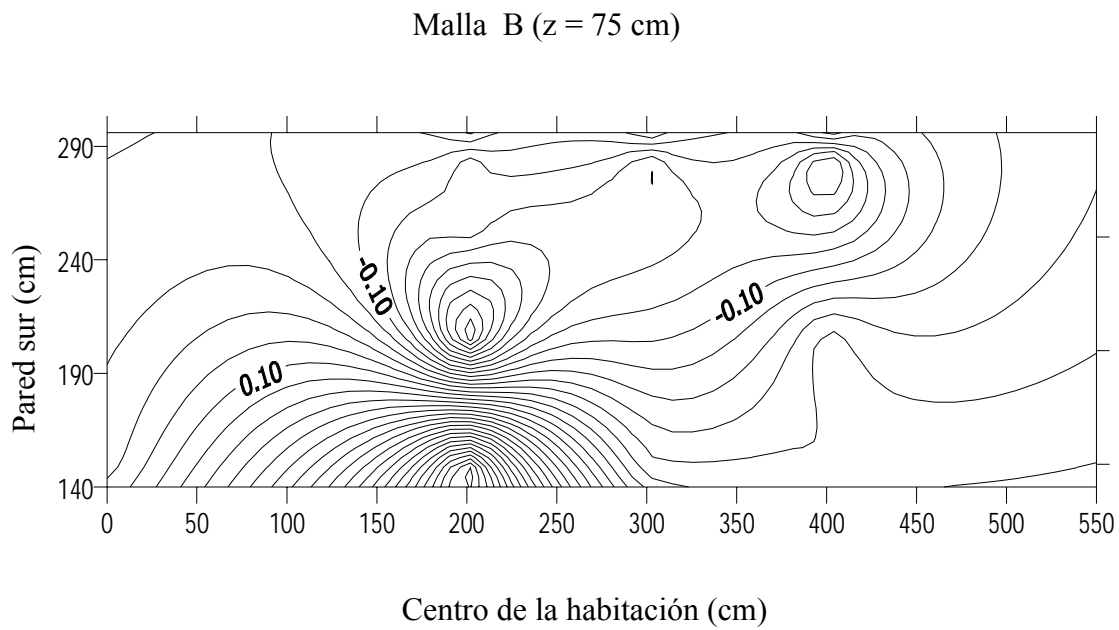


Figura (4.7) .- Distribución de la componente u (m/s) de la velocidad del flujo, obtenida a partir de los registros del anemómetro sónico (AS). Malla B nivel 75 cm.

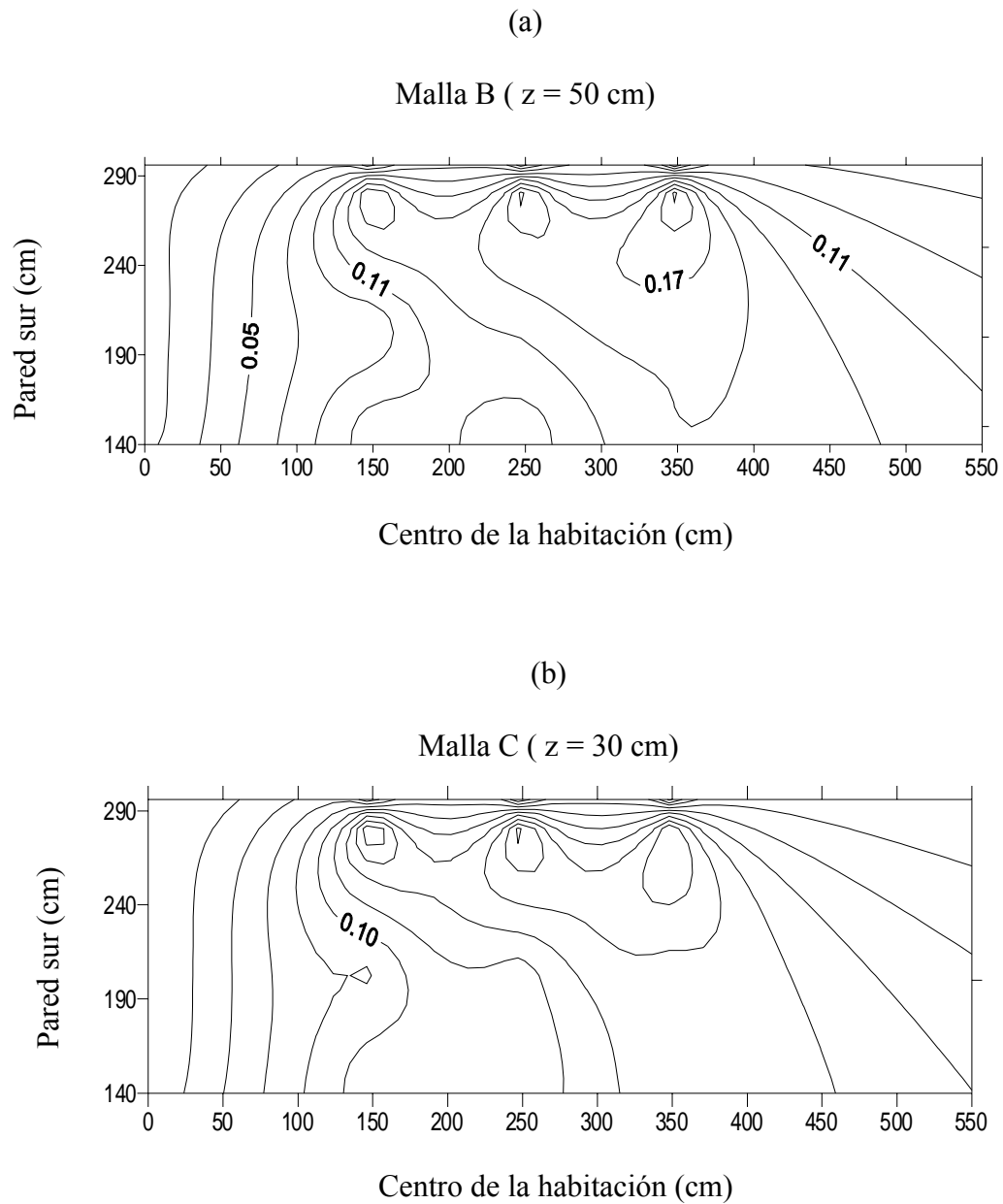


Figura (4.8) .- Ejemplos de distribución del módulo de la velocidad a partir de los registros obtenidos con el anemómetro de hilo caliente (AHC). (a) Malla B nivel 50 cm. (b) Malla C nivel 30 cm.

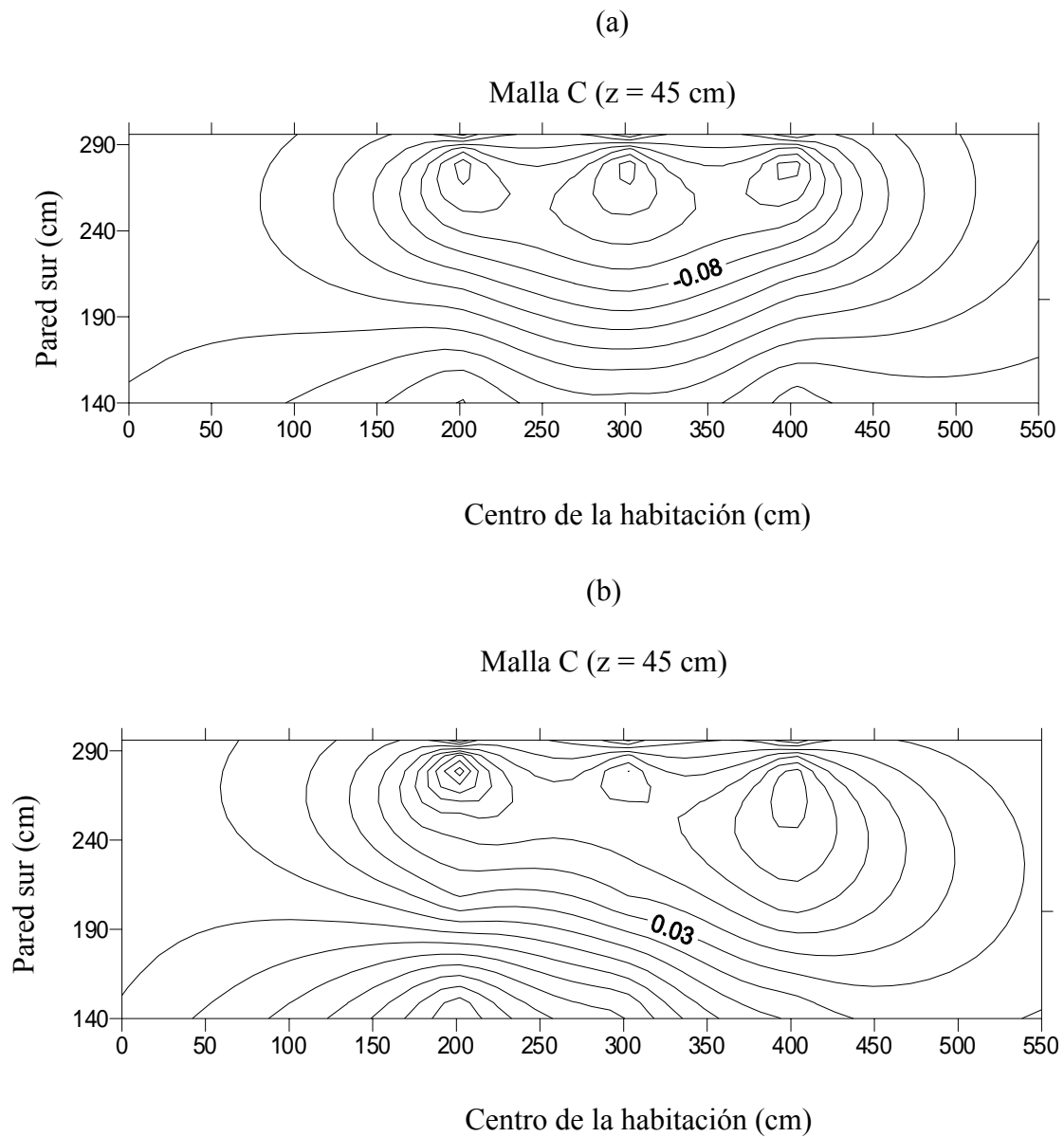


Figura (4.9)..- Distribución de la velocidad del flujo obtenida a partir de los registros del anemómetro sónico (AS) en la malla C. (a) componente u (m/s). (b) componente w (m/s).

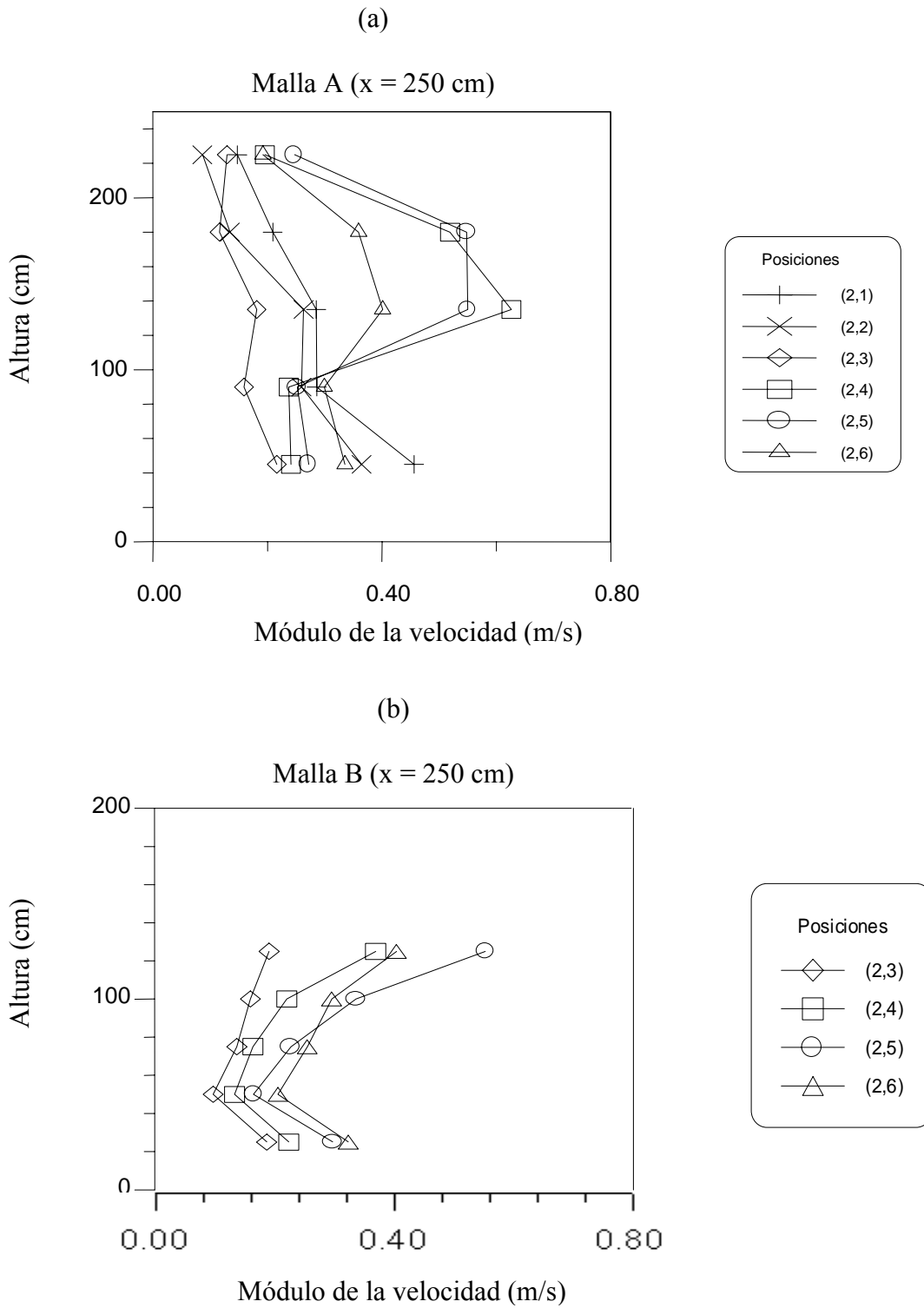


Figura (4.10) .- Dos ejemplos de perfil del módulo de la velocidad para las posiciones (2,y).
 (a) Malla A. (b) Malla B

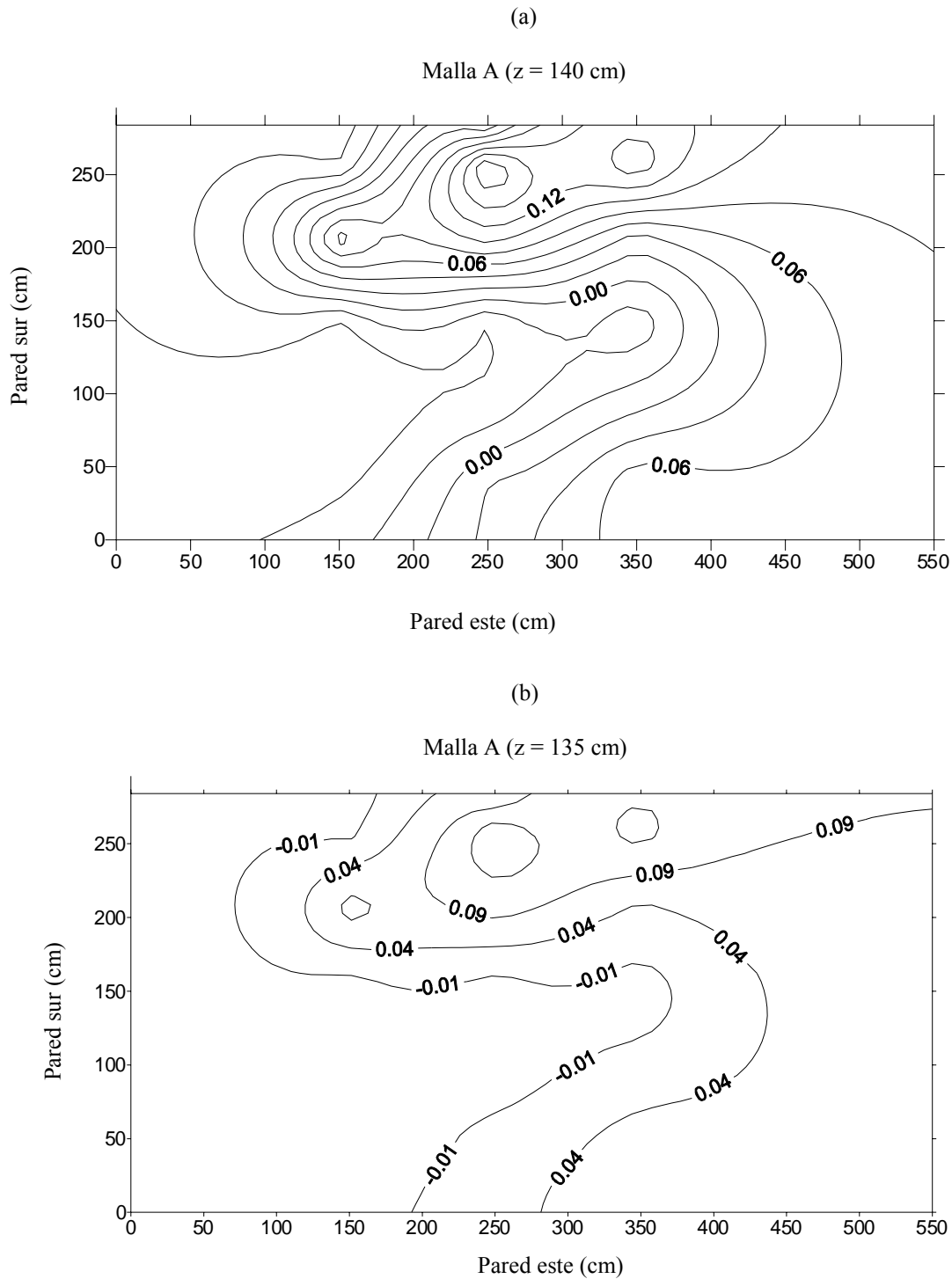


Figura (4.11) .- Ejemplos de distribución de temperatura en el interior de la célula para la malla A. Los valores reflejados son la diferencia, $T - T_E$, entre la temperatura media en cada punto de la malla y la temperatura promedio en el punto fijo de la pared este, tomada como referencia. (a) Nivel 140 cm. (b) Nivel 135 cm.

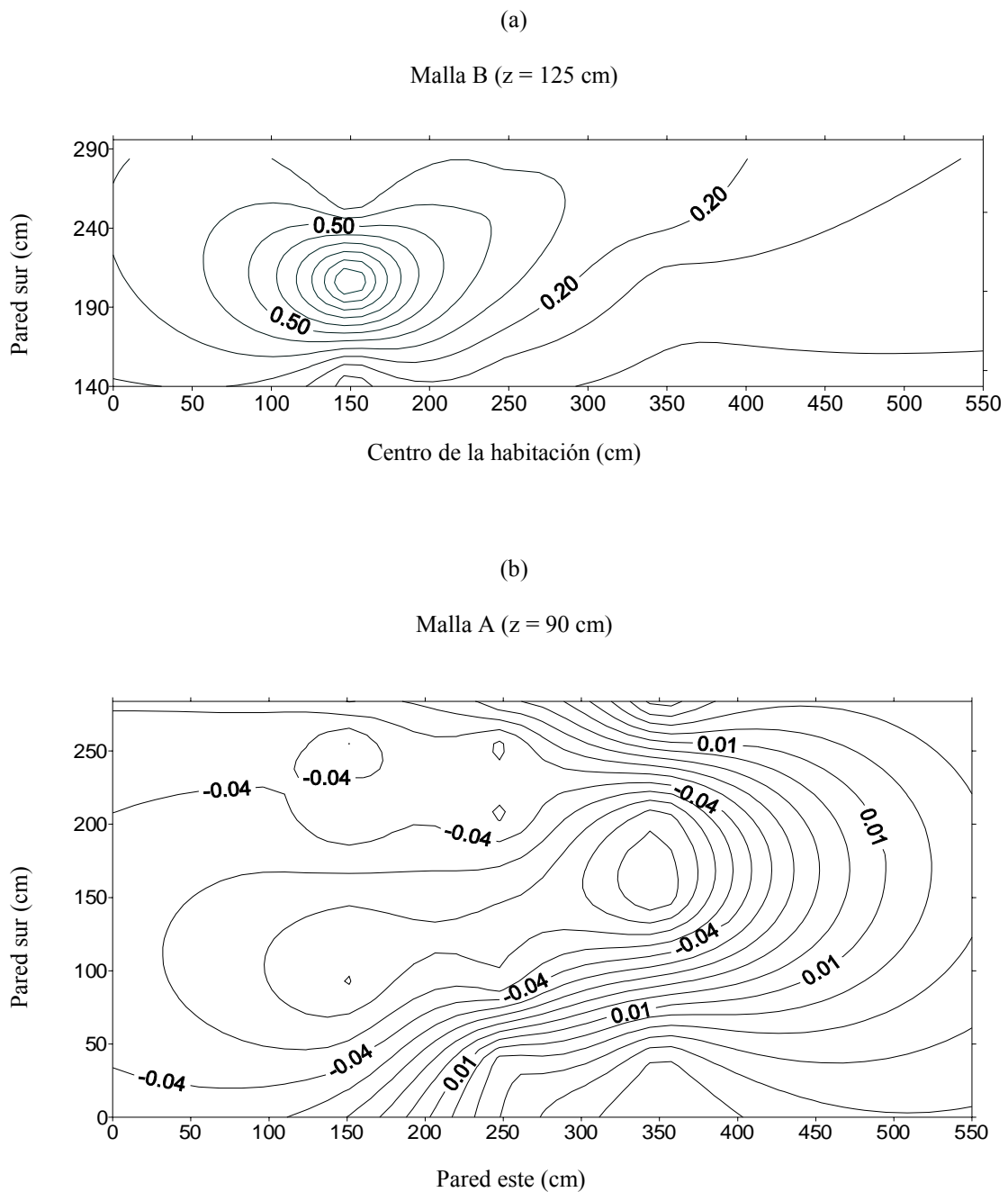


Figura (4.12) .- Ejemplos de distribución de temperatura en el interior de la célula. Los valores reflejados son la diferencia, $T - T_E$, entre la temperatura media en cada punto de las mallas y la temperatura promedio en el punto fijo de la pared este, tomada como referencia. (a) Malla B nivel 125 cm. (b) Malla A nivel 90 cm.

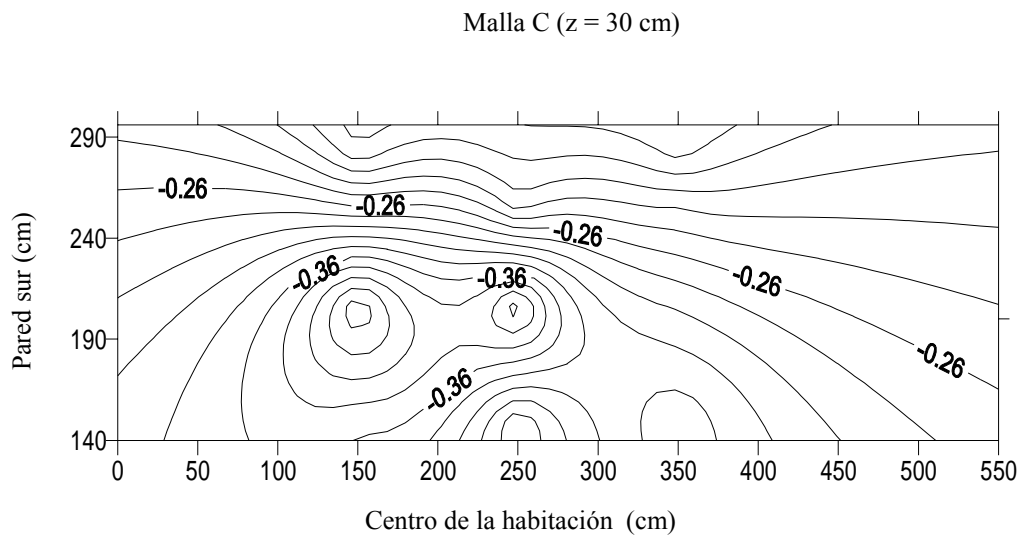


Figura (4.13) .- Distribución de temperatura en el interior de la célula en la Malla C nivel 30 cm. Los valores reflejados son la diferencia, $T - T_E$, entre la temperatura media en cada punto de la malla y la temperatura promedio en el punto fijo de la pared este tomada como referencia

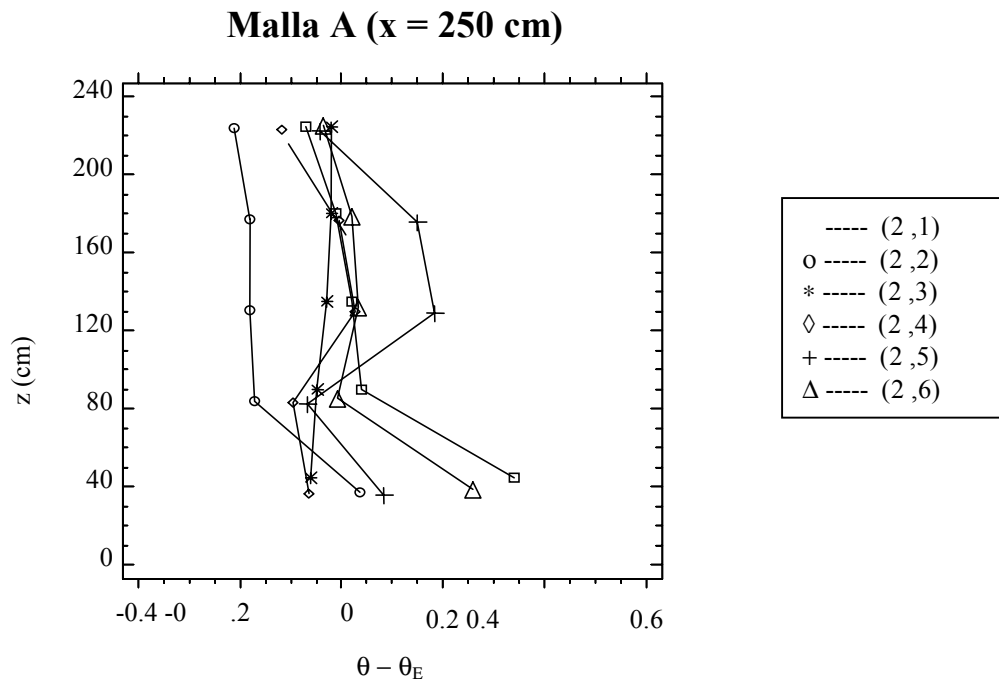


Figura (4.14) .- Ejemplo de perfil de temperatura potencial para las posiciones (2, y). Los valores reflejados son la diferencia entre la temperatura potencial media en cada punto de la malla y la temperatura potencial promedio, en el punto fijo, de la pared este tomada como referencia.

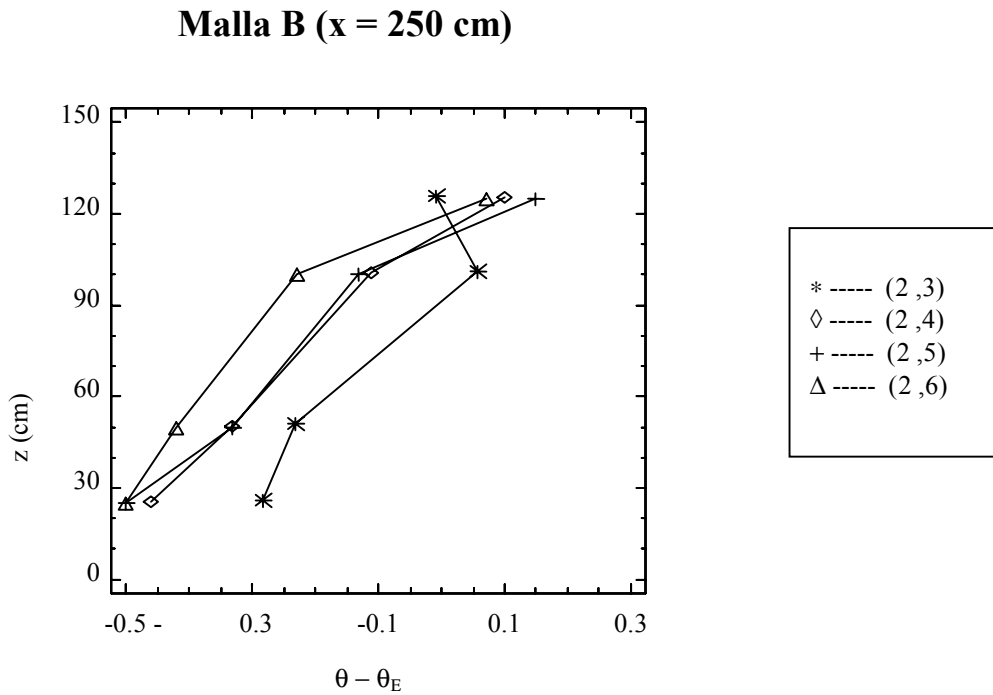


Figura (4.15) .- Ejemplo de perfil de temperatura potencial para las posiciones (2, y). Los valores reflejados son la diferencia entre la temperatura potencial media en cada punto de la malla y la temperatura potencial promedio, en el punto fijo, de la pared este tomada como referencia.

CAPÍTULO 5

PARÁMETROS TURBULENTOS Y ANÁLISIS DIMENSIONAL

CAPÍTULO 5 . PARÁMETROS TURBULENTOS Y ANÁLISIS DIMENSIONAL.

En este Capítulo de la memoria se realiza un exhaustivo estudio de la mezcla turbulenta del flujo introducido en el interior de la célula, así como del intercambio de calor por transporte turbulento asociado a dicho flujo. El estudio se efectúa para las tres mallas realizadas, haciendo mayor énfasis en el estudio del transporte turbulento en la dirección general del chorro.

Con este propósito se han calculado, en cada malla, los flujos turbulentos de momento y de calor a partir de los registros de datos obtenidos con el anemómetro sónico (AS), así como la intensidad turbulenta, utilizando en este caso tanto los datos registrados con los anemómetros de hilo caliente (AHC) como los del anemómetro sónico (AS).

La determinación de la intensidad turbulenta y de los flujos ha permitido, realizar un esquema de la distribución horizontal y los perfiles verticales de intensidad de turbulencia dentro de la habitación de ensayos (Rajartnan, 1976; Beguin et al, 1980; Nielsen, 1976; Kovanen, 1987; Haghghat et al, 2000; Koskela et al, 2001) y obtener al mismo tiempo, dado que se conocen los gradientes de velocidad, la relación de la intensidad de turbulencia y de los flujos de momento con los gradientes horizontal y vertical del modulo de la velocidad. También es interesante conocer la influencia de los flujos de momento y de calor en el desarrollo del chorro, sobre la intensidad de turbulencia. Con este fin, estudiaremos la relación existente entre estas magnitudes que tienen un origen claramente turbulento.

Dado que el aire introducido en el interior de la célula es un chorro de aire no isotérmico, nos centraremos en el análisis de la dependencia que el intercambio de flujo de calor que se produce en la célula, debido al chorro, tiene de las fuerzas hidrostáticas (de

origen térmico) y de inercia asociadas al mismo. Los parámetros que nos permiten conocer esta dependencia son la anchura térmica del flujo (l_m) (Pantokratoras, A., 2001; Cheng, Z.D. et al., 2001) y los números adimensionales de Arquímedes (Ar), Rayleigh (Ra) y Nusselt (Nu) (Son, G. and Dhir, V.K., 1997; Abu-Mulaweh et al., 2001; Laouadi, L and Atif, M.R., 2000; Lund, K.O., 2001; San and Lai, 2001, Loomans and Schijndel, 2002).

5.1 Determinación de parámetros turbulentos.

5.1.1 Cálculo de flujos turbulentos e intensidad de turbulencia.

Tanto la intensidad de turbulencia como los flujos de momento y de calor son parámetros importantes en este trabajo debido a que la intensidad de turbulencia es una medida de la agitación turbulenta del aire introducida en la célula y los flujos turbulentos son los agentes más eficientes en los procesos de intercambio de las propiedades físicas que caracterizan el estado dinámico y térmico de la masa de aire.

Los flujos de momento y de calor se pueden calcular mediante las ecuaciones definidas en el Capítulo 2 de esta Tesis o bien, mediante el tensor

$$\begin{pmatrix} \rho \overline{u'u'} & \rho \overline{u'v'} & \rho \overline{u'w'} & \rho \overline{u'T'} \\ \rho \overline{v'u'} & \rho \overline{v'v'} & \rho \overline{v'w'} & \rho \overline{v'T'} \\ \rho \overline{w'u'} & \rho \overline{w'v'} & \rho \overline{w'w'} & \rho \overline{w'T'} \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

que corresponde al tensor de Reynolds al que se le ha añadido una cuarta columna que representa los flujos de calor.

A través de un programa preparado al efecto se calcula, con los datos de velocidad del aire y de temperatura procedentes del anemómetro sónico, los flujos, en todos los puntos

de las mallas, a partir de la determinación de las covarianzas $\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{u'T'}$ que aparecen en (5.1).

Para poder comparar unas zonas de la célula con otras tanto los flujos de momento como los de calor fueron normalizados de la forma siguiente (Tabla -5.1- en el Apéndice 5.1, al final del apartado 5.3):

$$U_i U_j N = \frac{\overline{u'_i u'_j}}{\overline{u'_1 u'_1}} \quad U_i T N = \frac{\overline{u'_i T'}}{\sqrt{\overline{u'_1 u'_1} \cdot \overline{T' T'}}} \quad (5.2)$$

donde $(u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$

Respecto de la intensidad de turbulencia (ITUR), que mide la agitación turbulenta del aire en el interior de la célula, se ha calculado en las tres mallas para los datos de velocidad procedentes del anemómetro sónico Tabla-5.1-, situado a 50 cm detrás de la columna de AHC, y para los datos de velocidad obtenidos con los anemómetros de hilo caliente, Tabla-5.2-. En todos los casos se ha utilizado el programa desarrollado en la determinación de los flujos de momento en el que se determina la covarianza, $\overline{u'u'}$ y, aplicando la ecuación (D. Etheridge and M. Sandberg, 1996):

$$ITUR = \frac{\sqrt{\overline{u'u'}}}{\bar{u}} \quad (5.3)$$

5.1.2 Distribución de la intensidad de turbulencia.

A partir de los datos de intensidad de turbulencia que se muestran en la Tabla-5.1- y en la Tabla-5.2- analizadas en el apartado anterior, se realiza la distribución, por niveles horizontales, de la agitación turbulenta en el interior de la célula, atendiendo a cada una de

las mallas estudiadas y buscando la relación con la localización del chorro presente en todos los experimentos. Este estudio nos permitirá tener un conocimiento por estratos del nivel de agitación turbulenta. Posteriormente, esta distribución será estudiada según perfiles verticales lo que nos dará información del estado turbulento para los diferentes niveles.

Las distribuciones, que se representan gráficamente, se han determinado mediante el programa *surfer*, ya utilizado en apartados anteriores. En todos los casos, se mantiene el criterio utilizado en el estudio del campo de velocidades del flujo y obteniendo, por lo tanto, el mismo número de distribuciones.

La observación, en cada malla, de las distribuciones horizontales muestra que la agitación turbulenta del flujo aumenta para aquellos niveles que se encuentran más próximos a la altura del chorro ($z = 125$ cm) y en la dirección general del mismo, es decir, hacia la pared oeste de la célula (Figuras (5.1) y (5.2)); resultado en el que no se aprecia una diferencia cualitativa con las distribuciones de velocidad realizadas en estos niveles, es decir, existe una proyección de la estructura del flujo cuando se estudia el comportamiento del módulo de la velocidad y el parámetro intensidad de turbulencia, a pesar de que éste lleva eliminado el factor módulo en la propia definición.

En las Figuras (5.3) y (5.4) se muestran distribuciones de intensidad de turbulencia realizadas para distintos planos horizontales, situados por debajo del plano correspondiente a la altura del chorro. Se aprecia valores significativos de la agitación turbulenta en estos niveles, observándose homogeneidad entre los diferentes planos. La comparación de estos resultados con los que nos proporcionan la distribución de velocidad y los perfiles de velocidad para los mismos niveles nos permite decir que, efectivamente, un ligero incremento en la velocidad del flujo en una zona lleva asociado un aumento de la intensidad de turbulencia local.

5.1.3 Determinación de los perfiles de intensidad turbulenta.

Los perfiles de intensidad de turbulencia, se obtienen también a partir de los datos de la Tabla -5.2-, utilizando, ahora, el programa *grapher*. En las Figuras (5.5), (5.6) y (5.7) se presentan ejemplos de perfiles de intensidad de turbulencia para cada una de las mallas realizadas. En cada figura se representan conjuntamente los correspondientes a diferentes posiciones en un corte transversal (coordenada y), manteniéndose fija la distancia en la coordenada x , según se indica en el pie de las propias figuras.

En la Figura (5.5) se muestran los perfiles correspondientes a la malla “A” que cubre toda la habitación de ensayos. Por lo tanto, con estas gráficas vamos a obtener información de la agitación turbulenta de una forma global.

Se observa que las fluctuaciones turbulentas crecen por encima y por debajo del nivel 125 cm en aquellas posiciones más próximas a la pared oeste, coincidiendo con las distribuciones horizontales de intensidad de turbulencia realizadas y descritas en el apartado anterior. Podemos comprobar que para este nivel de 125 cm la agitación turbulenta, prácticamente alcanza el mismo valor en todos aquellos puntos de la habitación de ensayos que se encuentran en la dirección general del chorro. La posible explicación física para que se dé esta circunstancia consiste en pensar que, para este nivel y para estos puntos, al chorro, debido a la velocidad que lleva, no le ha dado tiempo mezclarse con el aire de la habitación, con lo que las variaciones en la intensidad de turbulencia van a ser mínimas. Esto se interpreta por el dominio de la inercia en la región donde se localiza el chorro.

Las Figuras (5.6) y (5.7) muestran los perfiles de intensidad de turbulencia de las mallas “B” y “C” respectivamente. En estos perfiles se representa la agitación turbulenta del flujo en niveles más próximos al suelo de la habitación de ensayos observando, en estas gráficas, que a la altura del orificio de salida del flujo aparece un aumento de la intensidad de turbulencia que concuerda con los resultados obtenidos en el estudio de la distribución de intensidad turbulenta por niveles.

5.2 Estudio de flujos e intensidad de turbulencia en relación con el gradiente del módulo de la velocidad.

Los resultados expuestos en apartados anteriores indican que es evidente la influencia de un chorro, con módulo de velocidad mucho mayor que su entorno, sobre la agitación turbulenta y, por tanto, los intercambios de momento y de calor deben estar también relacionados con la cizalla presente en las proximidades del chorro. Dicha cizalla puede conocerse mediante el gradiente de velocidad según las direcciones transversales al movimiento general.

Por ello, obtenidos los perfiles de velocidad y de intensidad turbulenta del flujo introducido en el interior de la habitación de ensayos, se ha estudiado la relación de la intensidad de turbulencia (ITUR) y de los flujos de momento normalizados (UVN y UWN), en las tres mallas, con el gradiente horizontal y vertical del módulo la velocidad, U , ($\nabla_H U$, $\nabla_V U$) (Viñas et al, 1998).

Con este propósito se representa la variación de las variables turbulentas ITUR, UVN y UWN con el gradiente horizontal y vertical de la velocidad del flujo y se aplica el modelo de regresión lineal simple, para estudiar la dependencia lineal de las citadas magnitudes turbulentas con los gradientes. También, se lleva a cabo un análisis de la varianza, así como el análisis de los residuos, con el objetivo de contrastar según criterios de significación estadística la dependencia considerada.

A continuación vamos a describir los primeros resultados obtenidos de forma cualitativa a partir del análisis de las figuras construidas para tal fin, y posteriormente introduciremos valores numéricos que permitirán valorar de forma rigurosa todas los resultados del este apartado del trabajo. La presentación cuantitativa será, por tanto, la que se muestra en las tablas que según se vayan analizando se mencionarán más abajo y que se encuentran en el Apéndice 5.1.

Las Figuras (5.8) a (5.13), en líneas generales, muestran que la agitación turbulenta y el flujo de momento UVN, varía fundamentalmente con la variación horizontal de la velocidad del flujo, incrementado estas magnitudes su valor en aquellos puntos donde se produce un incremento del gradiente horizontal de la velocidad, mientras que el flujo de momento vertical, UWN, experimenta ligeras variaciones con el gradiente vertical de la velocidad no observándose, ninguna variabilidad de esta magnitud con el gradiente horizontal de la velocidad.

Analizando con un poco más detalle estas gráficas, se encuentran elementos distintos en las evoluciones; así observamos en la Figura (5.8) que la intensidad de turbulencia tiende a aumentar en el interior de la célula con la variación horizontal de la velocidad (malla A), además, se aprecia un incremento significativo de esta magnitud con el gradiente horizontal de velocidad en los niveles más bajos de la célula, mallas B y C. Sin embargo, en el interior de la célula, la evolución de la intensidad de turbulencia prácticamente no cambia con la variación vertical de la velocidad del flujo, Figura (5.11).

El comportamiento del flujo de momento UVN con el gradiente horizontal de velocidad es bastante semejante al de la intensidad de turbulencia, encontrando, no obstante, cierta uniformidad en la tendencia para las tres mallas, Figura (5.9). Respecto de la evolución de UVN con el gradiente vertical de la velocidad Figura (5.12) se observa una dispersión de los datos, en los tres casos, que indica la poca influencia de las variaciones de velocidad, en la componente vertical, sobre el parámetro UVN. En la variación del flujo de momento UWN con el gradiente horizontal (Figura (5.10)), encontramos también, una importante dispersión lo que pone de manifiesto la poca dependencia entre las citadas magnitudes. Por otro lado, cabe destacar la influencia, aunque ligera, del gradiente vertical de la velocidad sobre los niveles más bajos de la célula y en la dirección general del chorro, Figura (5.13).

En la Tabla -5.3- se presentan los resultados obtenidos, a partir del programa *statgraphic*, en el ajuste al modelo lineal para describir la relación entre las magnitudes ITUR UVN y UWN con el gradiente horizontal del módulo de la velocidad U . Este

programa, utiliza la tabla de ADEVA en el análisis de varianza con un nivel de significación estadística (α) en la tabla de distribución de Fisher de 0.05.

Los resultados obtenidos en la Tabla -5.3-, conjuntamente con los expuestos anteriormente del análisis de figuras, indican que, en la malla “B”, el modelo explica la variabilidad de la intensidad de turbulencia con el gradiente horizontal de la velocidad en un 61.92%, con un coeficiente de correlación de 0.787 que pone de manifiesto una estrecha relación entre las magnitudes relacionadas. Sin embargo, el modelo indica una débil relación entre dichas magnitudes para la malla “A”, mejorando este resultado en la malla “C”, con una variabilidad explicada de ITUR con ∇_{HU} en un 34.67% y un coeficiente de correlación de 0.589.

Respecto del análisis de la varianza, para contrastar la hipótesis de linealidad entre las magnitudes relacionadas, la Tabla -5.3- refleja que en la malla “B” al estimador F (Fisher) le corresponde un nivel de significación estadístico de 0.011, menor de 0.05, por lo tanto, admitiremos que existe una relación lineal entre la intensidad de turbulencia y el gradiente horizontal del módulo de la velocidad con un nivel de confianza del 95%, por el contrario, esta relación no puede admitirse para las mallas “A” y “C” debido a que los valores de F obtenidos, tienen un nivel de significación α superior al nivel de significación estadístico típicamente considerado ($\alpha = 0.05$).

En el análisis de los residuos que se utiliza para contrastar, también, la hipótesis de linealidad del modelo aplicado, en las tres mallas, indica que existe evidencia de linealidad entre las magnitudes ITUR y ∇_{HU} , figura (5.14) para la malla “B”.

Según los resultados de la Tabla -5.3-, respecto a la relación entre los flujos de momento (UVN y UWN) con el gradiente horizontal del módulo de la velocidad, no se puede afirmar que exista una relación lineal entre los flujos y el gradiente debido a que, en general, en todos los casos, los parámetros estadísticos no son significativos.

Cabe destacar en el caso de la magnitud turbulenta UVN (flujo transversal de momento), para la malla “A”, que aunque el ajuste de las magnitudes UVN y $\nabla_H U$ al modelo lineal solamente explica el 21.68% de la variabilidad de la magnitud UVN, en el análisis de la varianza el valor del estimador F tiene un nivel de significación estadístico del orden de 10^{-3} , lo que quiere decir, que existe una relación lineal estadísticamente importante entre las dos magnitudes con un nivel de confianza superior al 99%. Este resultado de linealidad se refleja, también, en el análisis de los residuos como se puede observar en la Figura (5.15).

El ajuste al modelo lineal de las magnitudes turbulentas ITUR, UVN y UWN con el gradiente vertical del módulo de la velocidad, y el análisis de la varianza del mismo, queda recogido en la Tabla -5.4-. En esta tabla se observa que solamente para los niveles más bajos de la habitación de ensayos (malla C) y, para los flujos de momento UWN, existe una evidencia de linealidad entre dicha magnitud y $\nabla_V U$, con un nivel de significación estadístico α , según la distribución de F de Fisher, inferior al 0.05. Este resultado, también queda reflejado como en casos anteriores en el análisis de los residuos, Figura (5.16).

En consecuencia, se comprueba en este apartado que la variación de la velocidad del chorro, a lo largo de la habitación de ensayos, lleva asociado una variación en la agitación turbulenta del mismo, fundamentalmente, en la dirección general del flujo y en aquellos niveles más influenciados por su expansión (malla “B”). Se comprueba, también, que la variación horizontal de velocidad del flujo va a ser la responsable del transporte del flujo en la dirección transversal a la dirección general del mismo (eje Y de la célula).

Finalmente, se comprueba que el transporte turbulento del flujo a lo largo del eje Z se debe, principalmente, a la variación vertical del módulo de la velocidad observándose que la relación de la magnitud UWN con el $\nabla_V U$ es más importante hacia los niveles más bajos de la célula, es decir, en niveles próximos a la salida del flujo del interior de la célula y del orificio de salida del cableado de los aparatos.

5.3 Relación de la intensidad de turbulencia con flujos de momento, calor y posición del AS.

Una forma de completar el estudio del comportamiento de la agitación turbulenta y de los flujos que debido al chorro tienen lugar en el interior de la célula, así como la influencia de los límites de la misma, es analizando la relación que existe entre dichas magnitudes. De los datos procedentes de las tres mallas realizadas en nuestros experimentos, a partir del anemómetro sónico, tenemos medidas de la intensidad de turbulencia (ITUR), de los flujos transversales de momento (UVN, UWN) y de calor (VTN, WTN) (Tabla -5.1-), lo que nos permite, mediante el modelo de regresión lineal múltiple (Walpole, 1992), establecer la relación entre dichas magnitudes teniendo en cuenta, también, la posición de los aparatos de medida.

Se aplica el modelo de regresión lineal múltiple a las medidas de las magnitudes turbulentas obtenidas de la malla A, que cubre toda la habitación de ensayos, para analizar la relación de la intensidad de turbulencia (ITUR) con los flujos de momento, con los flujos de calor y con la posición del AS. Para ello, hay que tener en cuenta que en todos los registros obtenidos en la malla A, la distancia del anemómetro sónico (AS), respecto del suelo de la célula, es constante e igual a 148 cm, y que la distancia del AS respecto de la pared oeste de la célula es variable, tal y como ha quedado establecido en el Capítulo 3. Con esta consideración, se aplica el modelo de regresión lineal múltiple y se efectúa el análisis de la varianza, mediante la aplicación informática *statgraphis*, para establecer la relación de la magnitud ITUR frente a las magnitudes UVN, UWN, WTN, VTN y Y^* , en donde esta última magnitud representa la distancia del anemómetro sónico (AS) a la pared oeste, $Y^* = w - y$, (w anchura de la habitación).

Con el propósito de determinar que magnitud o magnitudes de las consideradas tienen más influencia sobre la agitación turbulenta del flujo (ITUR), se han determinado las regresiones lineales de: 1º) ITUR frente Y^* , UVN y UWN, 2º) ITUR frente Y^* , UVN,

UWN y WTN y 3°) ITUR frente Y^* , UVN, UWN, WTN y VTN así como sus respectivos análisis de la varianza (Tabla -5.5-)

En el análisis de la varianza se obtiene: el coeficiente de determinación R^2 , el coeficiente de determinación corregido por grados de libertad \bar{R}^2 y la variable aleatoria F de Fisher, con su correspondiente nivel de significación estadístico, α . El coeficiente de determinación corregido por grados de libertad es un parámetro estadístico que sustituye a R^2 en el caso de regresiones múltiples para evitar su aumento por el hecho de introducir nuevas variables. Se puede definir en función del cociente de variables (D. Peña., 1993)

$$\bar{R}^2 = 1 - \frac{\text{Varianza residual}}{\text{Varianza de } y} \quad (5.4)$$

donde y representa la variable dependiente. Escrita en términos de número de grados de libertad, k , y número de variables involucradas, n :

$$\bar{R}^2 = 1 - ((1 - R^2) \frac{n-1}{n-k-1}) \quad (5.5)$$

De estos resultados (Tabla -5.5- (b)), podemos observar que, en los tres casos, el nivel de significación estadística (α) del estadístico F es menor de 0.01, lo que quiere decir, que existe una relación estadísticamente significativa entre ITUR y las magnitudes consideradas con un nivel de confianza del 99%. Sin embargo, el modelo pone de manifiesto la escasa variabilidad de ITUR con las citadas magnitudes, como se desprende de los valores obtenidos para los coeficientes de determinación observándose, no obstante, que la variabilidad de la agitación turbulenta (ITUR) mejora al introducir los flujos de calor (VTN y WTN).

Ahora bien, debido a que el modelo aplicado a la malla A explica la variabilidad de la intensidad turbulenta con las variables Y^* , UVN, UWN, WTN y VTN de forma muy precaria, se pensó, en volver a aplicar el modelo pero aumentando el número de datos. Para

ello se cogieron todos los datos de intensidad turbulenta (ITUR), flujos de momento (UVN, UWN) y flujos de calor (VTN, WTN) obtenidos con el anemómetro sónico (AS) en las tres mallas (A, B, C) y se introdujo, además, una variable nueva la variable NIV (nivel) que representa la posición del AS respecto del suelo en cada una de las mallas (140 cm, 90 cm y 43 cm respectivamente).

La Tabla -5.6- muestra las regresiones lineales múltiples de ITUR frente a Y^* , UVN, UWN y de ITUR frente a Y^* , NIV, UVN, UWN, WTN, VTN con sus correspondientes análisis de la varianza. En ellas se refleja que la relación y la variabilidad, explicada por el modelo, de la intensidad de turbulencia con los flujos de momento y con la variable Y^* es escasa; aumentando de forma sensible los coeficientes de determinación (R^2 y \bar{R}^2) y, por lo tanto, la variabilidad de ITUR al introducir en el modelo los flujos de calor y la variable NIV. Se aprecia, también, un nivel de significación del estadístico F menor a 0.01, lo cuál pone de manifiesto que, al introducir estas variables aumenta, estadísticamente, la relación de ITUR con las variables independientes consideradas en el modelo con un nivel de confianza de hasta el 99%.

La Tabla -5.5- y la Tabla -5.6- reflejan unos resultados muy similares en el análisis de la varianza de la variable ITUR con las variables independientes consideradas. Por ello, basándonos, por un lado, en el hecho de que en la regresión lineal múltiple de ITUR con Y^* , UVN, UWN, WTN y VTN (Tabla-5.5-) el nivel de significación estadística del estadístico t de *Student*, para el coeficiente de la variable Y^* , es de 0.6313, mayor de 0.10, y que por otro lado, en la regresión de ITUR con NIV, Y^* , UVN, UWN, WTN y VTN (Tabla-5.6-) el nivel de significación estadística de la t de *Student* para el coeficiente de la variable NIV es de 0.0002, bastante menor que 0.10, lo que indica un alto grado de significación estadística de esta variable dentro del modelo, se decidió sacar del modelo la variable independiente Y^* , con el propósito de mejorar nuestros resultados en términos de confianza estadística.

En consecuencia, se aplicó de nuevo el modelo de regresión lineal múltiple al conjunto de datos formado por las tres mallas, descritas en la fase experimental de esta Tesis, pero

agrupándolos según fueron registrados respecto a la distancia a la pared oeste de la célula. No obstante, hay que tener en cuenta que, en la malla A se perdieron los registros de datos del anemómetro sónico (AS) correspondientes a las posiciones (x,6) más próxima a la pared oeste.

Las Tablas -5.7-, -5.8- y -5.9-, muestran las regresiones lineales múltiples y el análisis de la varianza de la variable ITUR con las variables NIV, UVN, UWN, WTN y VTN en las posiciones 148 cm, 90 cm y 40 cm del AS, medidas respecto de la pared oeste de la célula. De la observación de las mismas, podemos decir que en la posición $Y^* = 90$ cm, que es la que corresponde aproximadamente a la dirección general del chorro, existe, en general, una relación estadísticamente significativa entre las variables consideradas con un nivel de confianza del 99% y que, el modelo explica en un 74% la variabilidad de la intensidad turbulenta con dichas magnitudes

Un análisis más detallado de estas tablas indica que el resultado del modelo mejora cuando se introduce el flujo de calor VTN, es decir, la variación de la temperatura en la dirección del eje y de la célula (Tabla -5.9-) y en aquella posición más próxima a la pared oeste ($Y^* = 40$ cm), con un valor de R^2 del 81.76% y un nivel de significación estadística de la F de Fisher superior al 99%.

Como resumen de este apartado, se puede concluir que la agitación turbulenta del flujo en el interior de la célula tiene una fuerte dependencia de los flujos de momento (UVN, UWN) y de los flujos de calor (VTN, WTN) en la dirección general del chorro y según nos aproximamos a la pared oeste de la célula, manifestadas a través de modelo de regresión lineal múltiple aplicado. Queda reflejada la fuerte influencia del transporte de calor por turbulencia (VTN), tanto en la zona de desarrollo del chorro como sobre dicha pared oeste.

5.4 Parámetros característicos de un chorro turbulento en el interior de la habitación de ensayos

Un modo de estudiar la inercia y la flotabilidad presentes en un chorro no isotérmico, así como el transporte de calor originado por turbulencia en el interior de la habitación de ensayos es analizando el comportamiento de determinados coeficientes, o productos adimensionales, que caracterizan a este tipo de chorros, siguiendo la teoría de semejanza hidrodinámica.

5.4.1 Definición de parámetros

Los parámetros calculados en los tres experimentos realizados han sido: el número de Arquímedes, el número de Nusselt y el número de Rayleigh (Viñas, C. y Maqueda, G. 2001). También se incluye la longitud térmica, que aunque no es un número adimensional, juega un importante papel en el conocimiento de las condiciones para la mezcla de magnitudes físicas y los efectos de empuje hidrostático por diferencias de densidad.

Número de Arquímedes (Ar). Este número es un parámetro adimensional de gran importancia en el estudio de los chorros no isotérmicos, introducidos vertical u horizontalmente en una habitación. El número de Arquímedes representa una medida relativa de las fuerzas de flotabilidad frente a las fuerzas de inercia, y puede ser introducido de diferentes formas. Una forma general de expresar este número adimensional, dada por J.D. Spiltler et. al. (1991) es:

$$\text{Ar} = \frac{\beta g L \Delta T_0}{U^2} \quad (5.6)$$

donde β es el coeficiente de expansión térmica del chorro, g la aceleración de la gravedad, L una longitud característica del recinto, ΔT_0 es la diferencia de temperatura entre la

temperatura del chorro dentro de la habitación y otra que se toma como referencia y, finalmente, U representa la velocidad del chorro.

Y. Huo et. al. (2000) expresan el número de Arquímedes, para chorros no isotérmicos introducidos verticalmente u horizontalmente, de la forma:

$$\text{Ar} = \frac{gL\Delta T_0}{\bar{T}U^2} \quad (5.7)$$

siendo \bar{T} en la ecuación (5.7), la temperatura media del aire en el interior de la habitación.

Otros autores como Etheridge and M. Sandberg, (1996) indican, que dadas las características de un chorro no isotérmico, conviene definir un número de Arquímedes del chorro, a la entrada en la habitación, basado en el área de la abertura de entrada $A(0)$, en la velocidad de entrada del chorro $u(0)$ y en la diferencia de temperatura, ΔT , entre la temperatura media de entrada del chorro y la temperatura de una zona de la habitación que se toma como referencia, T_r , mediante la expresión:

$$\text{Ar} = \frac{g'\sqrt{A(0)}}{u(0)^2} \quad (5.8)$$

en donde $g' = g (\Delta T/T_r)$ y $\Delta T = T - T_r$, con T ahora la temperatura media de entrada del chorro.

Por otro lado, debido a que experimentalmente se han obtenido, para chorros no isotérmicos con velocidad alta a la entrada de la habitación (Gebhart, 1988), números de Arquímedes muy pequeños del orden de $10^{-3} - 10^{-2}$, lo que significa que el chorro está gobernado inicialmente por fuerzas de momento, conviene, también, definir un número de Arquímedes local $\text{Ar}(x)$, según la ecuación:

$$\text{Ar}(x) = \frac{g'(x)\sqrt{A(x)}}{u(x)^2} \quad (5.9)$$

donde x es la coordenada correspondiente de la sección transversal considerada, es decir, que las magnitudes que intervienen toman la forma: $g'(x) = g \Delta T(x)/T_r$, $A(x)$ el área de la sección transversal a la distancia x , $u(x)$ es la velocidad media del flujo en dicha sección transversal y $\Delta T(x)$ es la diferencia de temperatura entre la temperatura media (T) del chorro en la sección considerada y otra temperatura de la habitación que se toma como referencia. A este número de Arquímedes, $\text{Ar}(x)$, se le llama local porque a través de él se puede modelizar la flotabilidad local que tiene lugar en el desarrollo de un chorro en el interior de una habitación.

Longitud térmica (l_m) se definió, en el Capítulo 2 de esta Tesis, como la distancia en la dirección del flujo a un punto de la habitación, donde tiene lugar la transición del flujo inicial en flujo dominante de momento o flujo de flotabilidad y viene expresada por las ecuaciones (2.41) y (2.42), según sea la geometría del chorro.

Una expresión alternativa a la dada por la ecuación (2.41) para el cálculo de la longitud térmica, en el interior de nuestra habitación de ensayos, es aquella que relaciona el número de Arquímedes a la entrada de la habitación con la longitud térmica (Etheridge and M. Sandberg, 1996) de la forma:

$$\sqrt{\text{Ar}(0)} = \left(\frac{\sqrt{A(0)}}{l_m} \right) \quad (5.10)$$

y a partir de esta ecuación podemos escribir

$$l_m = \frac{\sqrt{A(0)}}{\sqrt{\text{Ar}(0)}} \quad (5.11)$$

Teniendo en cuenta la ecuación (5.8) la longitud térmica, para un chorro compacto como es el que hemos introducido en nuestro experimento, se puede calcular mediante la siguiente ecuación:

$$l_m = \frac{\sqrt{A(0)} \cdot u(0)^2}{g'} \quad (5.12)$$

En este trabajo hemos utilizado la ecuación (5.12) para determinar la longitud térmica, tomando como temperatura de referencia para el cálculo de g' la temperatura media de la pared este de la habitación de ensayos, como en otros cálculos realizados en la determinación de diversas magnitudes expuestos a lo largo de esta memoria.

Número de Nusselt (Nu). El número de Nusselt es un producto adimensional que refleja la intensidad de transporte de calor del flujo por convección, respecto al transporte de calor por difusión molecular. La obtención de este parámetro es de uso común entre todos los autores que estudian, el problema la de convección natural y forzada en el interior de un recinto, independientemente de la geometría que tenga el mismo.

En convección natural se puede destacar, entre otros, trabajos como los realizados por Asfía et al, 1996, en una cavidad esférica y los de Horvat A. et al, 2001 en una cavidad cuadrada.

La convección forzada está presente en los chorros de aire que son introducidos en el interior de un recinto o lanzados sobre una determinada superficie utilizando, por ejemplo, un compresor. Debido a las múltiples aplicaciones técnicas que tienen los chorros, es importante conocer su efecto sobre la transferencia de calor local. En esta línea podemos destacar los trabajos realizados por Garimella et al. 1995, Fitzgerald et al. 1998, Huber et al. 1994 a, Huber et al 1994 b.

Una forma general de definir el número de Nusselt es:

$$\text{Nu} = \frac{q \cdot H}{k(T - T_r)} \quad (5.13)$$

donde q es el flujo de calor, H una distancia característica, k la conductividad térmica del fluido, T la temperatura del flujo en una sección del recinto y T_r es la temperatura de una zona de dicho recinto que se toma como referencia.

Número de Rayleigh (Ra). Es una medida de las fuerzas de flotabilidad del chorro frente a las fuerzas de inercia. Por lo tanto, el número de Rayleigh está ligado a los fenómenos de convección. y, en consecuencia, a los fenómenos de transferencia de calor.

Trabajos como los realizados por H.S. Dol and K.Hanjalić, 2000; M. Wörner et al., 1997 y Horvat A. et al., 2001, sobre chorros que son introducidos en un determinado recinto, ponen de manifiesto la necesidad de determinar el número de Rayleigh y de estudiar su relación con distintos parámetros característicos del mismo.

En el caso de la convección producida por un chorro se define el número de Rayleigh de la siguiente forma:

$$\text{Ra} = \frac{g \beta q H^4}{\alpha \nu k} \quad (5.14)$$

siendo g la aceleración de la gravedad, β el coeficiente de expansión térmica, q el flujo de calor, H una altura característica, α la difusividad térmica, ν la viscosidad cinemática y k la conductividad térmica.

5.4.2. Determinación del número de Arquímedes

En nuestros experimentos hemos calculado el número de Arquímedes a la entrada de la habitación de ensayos utilizando la ecuación (5.8). Para calcular el valor de g' en esta ecuación se ha tenido en cuenta que, durante la realización de la fase experimental, la

temperatura del flujo a la entrada de la célula y las temperaturas de las paredes este y oeste presentan la misma tendencia, tal como quedó establecido en el Capítulo 4 de esta memoria. Por este motivo se ha tomado como temperatura, T_0 , de entrada la temperatura media registrada durante la realización de la malla A y como temperatura de referencia, $T_r = T_E$, temperatura media de la pared este correspondiente, también, a la realización de la malla A.

Así mismo, hemos tomado el área de la ventana de entrada del flujo como $A(0)$ y como $u(0)$ la velocidad media del flujo en dicha entrada. Sustituyendo los valores numéricos en la ecuación (5.8), obtenemos un número de Arquímedes a la entrada de la célula para nuestro experimento de $Ar = 0.059$, es decir, del orden de 10^{-2} .

Rodi (1982) entre otros autores, observa, en sus experiencias con chorros turbulentos, que para un chorro con velocidad relativamente alta a la entrada de un recinto, las fuerzas de momento en dicha entrada son más importantes que las fuerzas de flotabilidad si el número de Arquímedes es pequeño, concretamente de un orden de magnitud entre $10^{-3} - 10^{-2}$ y en estas condiciones, por lo tanto, el flujo inicialmente está gobernado por los efectos de momento. Sandberg and Holmberg (1990) al introducir chorros horizontalmente en un recinto visualizaron, con sus experiencias, que tanto si el chorro es isotérmico como no isotérmico, pero con valores del número de Arquímedes a la entrada que estén comprendidos en el intervalo $0 < Ar < 0.2$, la extensión lateral del chorro es despreciable lo que significaría que la influencia de las fuerzas de flotabilidad, en estos casos, también, es despreciable. Sin embargo, con valores de $Ar \approx 1$ observaron que el flujo a la entrada, presentaba una extensión lateral importante debido, precisamente, a que empieza a aparecer la influencia de las fuerzas de flotabilidad.

El cálculo del número de Arquímedes del chorro a la entrada de la habitación de ensayos, en nuestros experimentos, ha sido del orden de 10^{-2} , lo cuál, considerando las características de entrada de nuestro chorro y los resultados obtenidos por autores como los citados en el párrafo anterior, sería una indicación de que en el chorro, a la entrada de la célula, predominan las fuerzas de momento frente a las de flotabilidad.

Una vez estimado el número de Arquímedes a la entrada y considerando que este parámetro, varía con la distancia a la abertura de entrada del flujo, hemos determinado el número de Arquímedes en tres secciones transversales a la dirección general del chorro (número de Arquímedes local), y por lo tanto, a la dirección longitudinal de la célula. Concretamente estas secciones se han tomado a distancias de la ventana, de la habitación de ensayos, de $x = 1.50$ m, $x = 2.50$ m y de $x = 3.50$ m, respectivamente.

En la Tabla -5.10- se encuentran los resultados del número de Arquímedes local medidos en el interior de la habitación de ensayos. Para cada malla, este parámetro se calculó a partir de la ecuación (5.9), con los datos de velocidad registrados con el anemómetro sónico (AS) y en tres secciones de las características mencionadas en el párrafo anterior.

En la determinación del número de Arquímedes la velocidad $u(x)$ se ha tomado como la de aquél punto, en las mallas, de mayor valor en las secciones transversales consideradas, y el área $A(x)$ la hemos hecho corresponder con el área de la sección cubierta por los sensores según el caso. En la malla A, el área a que nos referimos cubre prácticamente toda la sección transversal de la habitación. En las otras mallas dicho área sólo alcanza una fracción, ya que los sensores utilizados se encontraban predominantemente en la mitad oeste y relativamente próximos al suelo.

Los cálculos del valor $g'(x)$ en la ecuación (5.9) se han hecho en cada malla y en cada sección transversal tomando la temperatura, $T(x)$, como la temperatura media del registro cuando la varilla está situada en la posición que da mayor velocidad y para el nivel donde es observada esta velocidad. La temperatura de referencia T_r , corresponde también a la temperatura media del mismo registro, medida en la pared este, TE, como se ha establecido a lo largo del trabajo.

Como se ve en la Tabla -5.10-, las tres mallas presentan un comportamiento similar del número de Arquímedes respecto a su variación con la distancia a la ventana de entrada del

flujo. También, observamos un aumento del número de Arquímedes hacia los niveles más bajos, es decir, según nos aproximamos al suelo de la célula.

El hecho de que el valor local de Ar aumente con la distancia a la ventana de entrada y hacia el suelo implica, un cambio importante en la influencia de las fuerzas asociadas al chorro. Este cambio se traduce en una disminución a lo largo de la dirección general del mismo y hacia los niveles más bajos, de las fuerzas de momento frente a las fuerzas de flotabilidad. Con estos resultados comprobamos que el chorro que hemos introducido en la habitación de ensayos, tiene un comportamiento que concuerda con los resultados expuestos por Etheridge and Sadberg (1996) para chorros introducidos horizontalmente en un recinto, a una velocidad alta y a una temperatura superior a la temperatura ambiente de dicho recinto.

Analizando los resultados se deduce que en la configuración en estudio, la distribución del flujo en el interior de la célula es debida, por una parte, a los fuertes efectos dinámicos de dicho flujo a la entrada que permite que el chorro penetre en el interior de la célula y que pueda llegar alcanzar niveles próximos al suelo y, por otra parte, es debida a la importancia que van adquiriendo las fuerzas de flotabilidad del chorro, en su paso a través de la célula, que le permite expandirse lateral y verticalmente a la dirección general del mismo.

5.4.3. Determinación de la longitud térmica

La longitud térmica la podemos calcular a través de la expresión (5.11), ya que conocemos los datos de $Ar(0)$ y $A(0)$; al sustituir estos datos en dicha ecuación nos da una longitud térmica del flujo de $l_m = 2.30\text{m}$ que corresponde, prácticamente, a la mitad de la longitud de la habitación de ensayo.

Según A. Pantokratoras (2001) el parámetro adimensional ξ , definido como

$$\xi = \frac{z}{l_m} \quad (5.15)$$

donde z es la altura del chorro respecto del suelo, es el que determina en los chorros redondos (axilsimétricos) con presencia de fuerzas de flotabilidad si su comportamiento es el de un chorro puramente inercial o más bien es el de un chorro de flotabilidad. Pantokratora de acuerdo con Papanicolaou and List (1987) considera que si $1 < \xi < 5$ el chorro se encuentra en la región de transición y, además, si $\xi < 1$ el chorro tiene características de chorro de flotabilidad.

Los resultados obtenidos por estos autores pueden ser trasladados, por similitud a nuestro estudio por tratarse de la inyección de un fluido en este caso aire, de geometría que puede considerarse redondeada, dentro de un recinto que contiene el mismo fluido: aire. El cálculo de ξ para la altura de 1.25 m de nuestro chorro, respecto del suelo de la célula, y para la longitud térmica encontrada, da un valor de 0.54 lo que permite decir que nuestro chorro cuando empiezan a predominar las fuerzas de flotabilidad frente a las de momento, en el interior de la habitación, se comporta como un chorro de flotabilidad encontrándose en la región III de desarrollo completo de la turbulencia (Capítulo 2).

5.4.4 Cálculo del número de Nusselt

Las covarianzas $\overline{u'T'}$ y $\overline{w'T'}$ obtenidas con los datos del anemómetro sónico en las tres mallas realizadas, permiten conocer los flujos de calor de origen turbulento en la dirección del flujo (eje X) y en la dirección vertical del mismo (eje Z) mediante las expresiones siguientes:

Para el eje X

$$Q = \rho c_p \overline{u'T'} \quad (5.16)$$

Para el eje Z

$$Q = \rho c_p \overline{w'T'} \quad (5.17)$$

siendo ρ (densidad del aire) = $1.20 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-3}$ y c_p (calor específico del aire a presión constante) = $1.00 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

Sustituyendo los flujos de calor en la ecuación (5.13) calculamos, en el interior de la habitación de ensayos, el número local de Nusselt en dichas direcciones mediante:

En el eje X

$$(\text{Nu})_X = \frac{\rho c_p H \overline{u'T'}}{k \Delta T} \quad (5.18)$$

En el eje Z

$$(\text{Nu})_Z = \frac{\rho c_p H \overline{w'T'}}{k \Delta T} \quad (5.19)$$

En las Tablas -5.11-, -5.12- y -5.13- se muestran los valores locales de $(\text{Nu})_X$ y $(\text{Nu})_Z$ para los puntos de tres secciones transversales, a la dirección general del chorro, determinadas por las posiciones del anemómetro sónico (AS) $x = 1.50 \text{ m}$, $x = 2.50 \text{ m}$ y $x = 3.50 \text{ m}$.

Para una mejor observación de los resultados, en las Figuras (5.17) y (5.18) se muestran las distribuciones de $(\text{Nu})_X$ y $(\text{Nu})_Z$ según el eje Y. Los valores de y se presentan sin dimensiones dividiendo por la anchura de la ventana ($L = 55 \text{ cm}$).

La distribución de los parámetros $(Nu)_X$ y $(Nu)_Z$, en estas figuras, presentan tendencias semejantes tanto en la malla A, como en la malla C, indicando además, que estos parámetros varían, en general, muy poco y de forma uniforme en la dirección de la pared oeste de la célula. No obstante, se observa la existencia de un máximo del parámetro $(Nu)_X$ bastante llamativo, en un punto de la malla A situado hacia la mitad de la habitación de ensayos y en la dirección general del chorro. Este comportamiento del número Nusselt en la malla A es debido a que la altura de 140 cm del anemómetro sónico representa, por un lado, una posición ligeramente por encima de la dirección general de dicho chorro, lo que justificaría el valor máximo de $(Nu)_X$, y por otro lado, una posición alejada del orificio de salida del flujo y, en consecuencia, de su trayectoria. Todo ello justifica su comportamiento uniforme.

Respecto a la malla C, dado que el AS está a una altura de 43 cm nos encontramos fuera de la influencia del chorro, de aquí que estos parámetros tengan un comportamiento semejante al comportamiento del flujo en la malla A.

La malla B presenta unos perfiles de $(Nu)_X$ que reflejan, un aumento significativo de este parámetro hacia la mitad de la habitación de ensayos y hacia la pared oeste que coincide, por una parte, con el incremento de intensidad de turbulencia observada por niveles entre la altura de la dirección general del chorro y el orificio de salida y, por otra parte, con los máximos de intensidad de turbulencia observados próximos al centro de la habitación, según nos aproximamos a la pared oeste. Sin embargo, los perfiles de $(Nu)_Z$ muestran una gran dispersión del número de Nusselt en toda la malla. El comportamiento de estos parámetros, en esta malla, se atribuye a que ésta mide las propiedades físicas en una zona intermedia entre la dirección general del chorro y la altura del orificio de salida del flujo y, por tanto, influenciados por los flujos de calor de origen turbulentos asociados al chorro.

5.4.5 Cálculo del número de Rayleigh

Por analogía con el apartado anterior (ecuaciones (5.18) y (5.19)), establecemos, a partir de las covarianzas $\overline{u'T'}$ y $\overline{w'T'}$, las ecuaciones:

$$(Ra)_x = \frac{g\beta\rho c_p H^4 \overline{u'T'}}{\alpha\nu k} \quad (5.20)$$

y

$$(Ra)_z = \frac{g\beta\rho c_p H \overline{w'T'}}{\alpha\nu k} \quad (5.21)$$

que permiten calcular, respectivamente, el número local de Rayleigh en la dirección longitudinal de la célula (eje X) y en la dirección vertical de la misma (eje Z).

Así mismo, las Tablas -5.14-, -5.15- y -5.16- muestran los valores locales de $(Ra)_x$ y $(Ra)_z$ para aquellos puntos y aquellas secciones transversales en las que se han calculado $(Nu)_x$ y $(Nu)_z$. Las Figuras (5.18) y (5.19) muestran, para una mejor visualización de los resultados, la distribución de estos parámetros según el eje Y adimensionalizado respecto a la anchura, L, de la ventana.

Los resultados obtenidos indican que el orden de magnitud del número Rayleigh ($\geq 10^8$), en las direcciones consideradas, es el que corresponde a flujos turbulentos en el interior de un determinado recinto (Horvat A. et al., 2001). Para las mallas realizadas, se aprecia que el comportamiento de los parámetros $(Ra)_x$ y $(Ra)_z$, concuerda con el comportamiento de $(Nu)_x$ y $(Nu)_z$ (Figuras (5.17) y (5.18)), lo que nos permite confirmar que existe una dependencia del número de Nusselt con el número de Rayleigh en nuestros experimentos; siendo observada, también, dicha dependencia por otros autores que trabajan con fluidos confinados (Warrington, R. O. et al., 1995; Vafai, k. et al. 1997; Steinberner,

U. et al. 1978).

Por último, como se deduce de los experimentos realizados, en la dirección general chorro y para niveles comprendidos entre la altura del chorro y el orificio de salida, existe una dependencia directa entre Ra y Nu , por lo que se van a dar las condiciones propicias para que aparezca un importante proceso de transferencia de calor debido a los flujos de origen turbulento.

APÉNDICE 5.1

TABLAS

Tabla -5.1-

Intensidad de turbulencia (ITUR) a partir de los datos obtenidos con el anemómetro sónico y para cada punto de las mallas

(a) Malla A. Nivel del AS 140 cm

X (cm)	y (cm)	UVN	UWN	VTN	WTN	ITUR
200	40	0.6362	-0.1509	-0.3875	0.2007	0.380
	90	0.5130	-0.3340	0.4171	0.2292	0.354
	148	0.1329	-0.3982	-0.0945	-0.1230	0.276
	206	0.2259	-0.0304	0.0362	-0.0642	0.135
	256	-0.1894	-0.0765	0.0121	-0.1037	0.272
300	40	0.5817	-0.0984	-0.6237	0.1109	0.298
	90	0.3173	-0.4759	-0.5080	0.4369	0.293
	148	-0.1519	-0.6017	-0.2290	-0.1040	0.309
	206	0.5953	-0.0918	0.4380	0.0971	0.382
	256	0.1301	-0.1718	0.0764	-0.0853	0.271
400	40	-0.0658	-0.0297	-0.3204	-0.0363	0.243
	90	-0.0568	0.0508	-0.3226	-0.2203	0.335
	148	0.0431	0.0269	-0.2793	-0.2896	0.292
	206	0.6403	0.0227	0.0365	-0.2252	0.588
	256	0.3919	-0.1573	0.1633	-0.0828	0.338

Tabla -5.1- (cont.)

(b) Malla B. Nivel de AS 70 cm

X (cm)	y (cm)	UVN	UWN	VTN	WTN	ITUR
200	148	0.1950	-0.1048	0.5977	-0.6455	0.323
	206	0.5380	-0.4069	0.2563	-0.4610	0.362
	256	0.3685	-0.3389	0.4082	-0.3652	0.434
	276	0.1900	-0.2892	0.2110	-0.1031	0.322
300	148	0.3422	-0.1733	0.1265	-0.3534	0.355
	206	0.2687	-0.3221	0.3097	-0.1187	0.473
	256	-0.0360	-0.1303	0.3755	-0.1838	0.410
	276	-0.0639	-0.1902	0.3387	-0.1926	0.285
400	148	0.0205	-0.0077	0.4300	-0.2607	0.285
	206	0.1512	-0.2713	0.1920	-0.0490	0.488
	256	-0.1408	-0.0845	0.2700	-0.0866	0.475
	276	-0.1716	-0.0618	0.2611	-0.0004	0.385

Tabla -5.1- (cont.)

(c) Malla C. Nivel del AS 40 cm

X (cm)	y(cm)	UVN	UWN	VTN	WTN	ITUR
200	148	0.1672	-0.1236	0.2039	-0.2313	0.400
	206	0.3586	-0.3089	0.0062	-0.1475	0.575
	256	0.4228	-0.1986	0.0102	-0.2792	0.377
	276	0.2151	-0.4756	0.2440	-0.2529	0.279
300	148	0.0214	-0.2150	0.2129	-0.2408	0.439
	206	0.2740	-0.3557	-0.0262	-0.1093	0.492
	256	0.2100	-0.1305	0.0387	-0.1521	0.366
	276	0.0137	-0.1757	0.0654	-0.4050	0.288
400	148	-0.0602	-0.1104	0.0303	-0.1174	0.393
	206	0.0876	-0.0515	-0.0081	-0.1278	0.488
	256	0.1996	0.0366	-0.0936	-0.2890	0.475
	276	0.1994	0.1284	-0.1486	-0.2679	0.385

Tabla -5.2-

Valores de Intensidad turbulencia (ITUR) obtenidos a partir del anemómetro de hilo caliente en cada uno de los puntos de las mallas.

(a) Malla A.

x (cm)	z (cm) y (cm)		45	90	135	180	225
	150	40		0.217	0.214	0.380	0.538
90			0.254	0.220	0.354	0.552	0.480
148			0.250	0.234	0.277	0.413	0.473
206			0.267	0.424	0.135	0.582	0.494
256			0.307	0.366	0.274	0.321	0.267
276			0.240	0.252	0.228	0.294	0.346
250	40		0.196	0.189	0.297	0.543	0.692
	90		0.249	0.201	0.293	0.461	0.462
	148		0.216	0.289	0.308	0.417	0.556
	206		0.351	0.474	0.381	0.562	0.454
	256		0.227	0.383	0.270	0.252	0.247
	276		0.213	0.282	0.299	0.295	0.305
350	40		0.168	0.166	0.243	0.405	0.555
	90		0.262	0.249	0.335	0.551	0.526
	148		0.279	0.310	0.295	0.409	0.499
	206		0.316	0.524	0.586	0.597	0.481
	256		0.318	0.468	0.337	0.263	0.378
	276		0.366	0.395	0.268	0.208	0.287

Tabla -5.2- (cont.)

(b) Malla B

x (cm)	z (cm)		25	50	75	100	125
	y(cm)						
150	148		0.363	0.350	0.325	0.325	0.348
	206		0.310	0.545	0.362	0.391	0.181
	256		0.235	0.419	0.431	0.404	0.295
	276		0.228	0.284	0.325	0.329	0.293
250	148		0.330	0.420	0.358	0.371	0.286
	206		0.341	0.496	0.474	0.548	0.452
	256		0.238	0.409	0.411	0.469	0.344
	276		0.199	0.269	0.287	0.334	0.279
350	148		0.339	0.426	0.286	0.358	0.364
	206		0.293	0.440	0.487	0.517	0.575
	256		0.280	0.426	0.475	0.428	0.350
	276		0.273	0.416	0.386	0.385	0.323

Tabla -5.2- (cont.)

(c) Malla C

x (cm)	z (cm)		15	30	45	60	75
	y(cm)						
150	148		0.325	0.466	0.423	0.397	0.396
	206		0.428	0.650	0.577	0.554	0.388
	256		0.335	0.426	0.455	0.447	0.452
	276		0.173	0.290	0.299	0.301	0.298
250	148		0.291	0.465	0.376	0.359	0.361
	206		0.329	0.416	0.494	0.469	0.528
	256		0.287	0.360	0.416	0.468	0.542
	276		0.171	0.244	0.297	0.325	0.373
350	148		0.253	0.340	0.403	0.448	0.401
	206		0.305	0.482	0.490	0.501	0.565
	256		0.194	0.310	0.364	0.442	0.449
	276		0.235	0.333	0.387	0.397	0.440

Tabla -5.3-

Regresiones y análisis de la varianza entre el gradiente horizontal de la velocidad y las variables turbulentas
ITUR, UVN y UWN

$Y=a \cdot X+b$ (Recta de Regr.)	a	b	R (Coef. Corr.)	R^2 (Coef. Det.)	F (Fisher)	α (Nivel Sig.)	MALLA
ITUR= $a \cdot \nabla_H U + b$	1.3867	-0.3950	0.25192	6.34%	2.30	0.13	A
	3.7400	-1.6085	0.786947	61.92%	11.39	0.011	B
	1.7687	-0.8168	0.588895	34.67%	3.72	0.09	C
UVN= $a \cdot \nabla_H U + b$	0.9234	-0.1536	0.465632	21.68%	9.41	0.004	A
	0.4438	-0.1528	0.318829	10.16%	0.79	0.40	B
	1.2417	-0.3580	0.51596	26.62%	2.54	0.15	C
UWN= $a \cdot \nabla_H U + b$	-0.6013	-0.0700	-0.23881	5.70%	2.06	0.16	A
	-0.6334	-0.2459	-0.22642	5.12%	0.38	0.55	B
	-0.0169	-0.0876	-0.01088	0.01%	0.0	0.97	C

Tabla -5.4-

Regresiones y análisis de la varianza entre el gradiente vertical de la velocidad y las variables turbulentas ITUR, UVN y UWN.

$Y=a \cdot X+b$ (Recta de Regr.)	a	b	R (Coef.Corr.)	R^2 (Coef. Det.)	F (Fisher)	α (Nivel Sig.)	MALLA
ITUR= $a \cdot \nabla_v U + b$	0.1721	-0.0128	0.09076	0.82%	0.36	0.55	A
	0.3754	0.03695	0.18342	3.36%	0.35	0.56	B
	0.0921	0.0582	0.05870	0.34%	0.03	0.85	C
UVN= $a \cdot \nabla_v U + b$	0.08517	0.02016	0.14198	2.01%	0.88	0.35	A
	-0.1082	0.1953	-0.15989	2.55%	0.26	0.61	B
	0.1310	0.0732	0.13809	1.9%	0.19	0.66	C
UWN= $a \cdot \nabla_v U + b$	0.2294	0.0801	0.26259	6.89%	3.18	0.081	A
	0.0155	0.1834	0.01312	0.01%	0.0	0.96	B
	0.5261	0.1830	0.64814	42.00%	7.24	0.02	C

Tabla -5.5-

(a) Regresión lineal múltiple de la variable ITUR frente a las variables Y^* , UVN, UWN, WTN y VTN en la Malla A

$ITUR = 0.24356 + 0.00041 Y^* + 0.17588 UVN + 0.04240 UWN$
$ITUR = 0.23920 - 0.13574 WTN + 0.00015 Y^* + 0.2109 UVN - 0.04548 UWN$
$ITUR = 0.24276 + 0.00017 Y^* + 0.20597 UVN - 0.04624 UWN + 0.02196 VTN - 0.12168 WTN$

(b) Análisis de la varianza

Parámetros Estadísticos	ITUR frente a Y^* , UVN y UWN	ITUR frente a Y^* , UVN, UWN y WTN	ITUR frente a Y^* , UVN, UWN, WTN y VTN
R^2 (Coef. Det.)	29.90 %	35.15 %	35.63 %
\bar{R}^2 (R^2 Correg.)	24.77 %	28.66 %	27.38 %
F (Fisher)	5.83	5.42	4.32
α (Nivel Sig.)	0.0021	0.0014	0.0032

Tabla -5.6-

(a) Regresión lineal múltiple de la variable ITUR frente a las variables Y^* , NIV, UVN, UWN, WTN y VTN para todo el conjunto de datos (Malla A + Malla B + Malla C)

$ITUR = 0.30910 + 0.00015 Y^* + 0.12234 UVN + 0.02687 UWN$
$ITUR = 0.42576 - 0.00114 NIV + 0.00029 Y^* + 0.14833 UVN + 0.04229 UWN +$ $+ 0.02943 VTN + 0.02587 WTN$

(b) Análisis de la varianza

Parámetros Estadísticos	ITUR frente a Y^* , UVN y UWN	ITUR frente a NIV, Y^* , UVN, UWN, WTN y VTN
R^2 (Coef. Det.)	11.05 %	35.82%
\bar{R}^2 (R^2 Correg.)	6.95 %	29.60 %
F (Fisher)	2.69	5.77
α (Nivel Sig.)	0.0532	0.0032

Tabla -5.7-

(a) Regresión lineal múltiple de la variable ITUR frente a las variables NIV, UVN y UWN, para todo el conjunto de datos (Malla A+ Malla B+ Malla C)

Y* (Dist. a la pared Oeste)	Regresiones
148 cm	ITUR= 0.43121 – 0.00114 NIV – 0.02685 UVN – 0.05353 UWN
90 cm	ITUR = 0.74008 – 0.00496 NIV + 0.70504 UVN + 0.63597 UWN
40 cm	ITUR=0.49420 – 0.00142 NIV + 0.03910 UVN + 0.03027 UWN

(b) Análisis de la varianza

Y* (Dist. a la pared Oeste)	R ² (Coef. Det.)	\bar{R}^2 (R ² Correg.)	F (Fisher)	α (Nivel Sig.)
148 cm	66.20%	56.99%	7.18	0.0061
90 cm	74.43%	67.45%	10.67	0.0014
40 cm	63.29%	53.29%	6.32	0.0094

Tabla -5.8-

(a) Regresión lineal múltiple de la variable ITUR frente a las variables NIV, UVN, UWN y WTN para todo el conjunto de datos (Malla A+ Malla B+ Malla C)

Y* (Dist. a la pared Oeste)	Regresiones
148 cm	ITUR= 0.43434 – 0.00114 NIV – 0.01942 UVN – 0.05032UWN + 0.01154 WTN
90 cm	ITUR= 0.74913 – 0.00503 NIV + 0.71573 UVN + 0.63417 UWN + 0.05489 WTN
40 cm	ITUR=0.46887 – 0.00127NIV +0.02856 UVN + 0.051211UWN - 0.09739 WTN

(b) Análisis de la varianza

Y* (Dist. a la pared Oeste)	R ² (Coef. Det.)	\bar{R}^2 (R ² Correg.)	F (Fisher)	α (Nivel Sig.)
148 cm	66.28%	52.79%	4.91	0.0188
90 cm	74.70%	64.58%	7.38	0.0049
40 cm	63.75%	49.26%	4.40	0.0262

Tabla -5.9-

(a) Regresión lineal múltiple de la variable ITUR frente a las variables NIV, UVN, UWN, WTN y VTN para todo el conjunto de datos (Malla A+ Malla B+ Malla C)

Y* (Dist. a la pared Oeste)	Regresiones
148 cm	ITUR = 0.48042 – 0.00171 NIV – 0.02657 UVN – 0.06453 UWN + 0.02447 WTN – 0.10864 VTN
90 cm	ITUR = 0.74869 – 0.00502 NIV + 0.72008 UVN + 0.63241UWN + 0.05893 WTN – 0.00704 VTN
40 cm	ITUR=0.50737 – 0.00110 NIV - 0.06616 UVN + 0.05076 UWN + 0.36722 WTN – 0.20327 VTN

(b) Análisis de la varianza

Y* (Dist. a la pared Oeste)	R ² (Coef. Det.)	\bar{R}^2 (R ² Correg.)	F (Fisher)	α (Nivel Sig.)
148 cm	79.55%	68.19%	7.00	0.0062
90 cm	74.70%	60.65%	5.32	0.0151
40 cm	81.76%	71.63%	8.07	0.0038

Tabla -5.10-
Número de Arquímedes en el interior de la célula

X (cm) \ Z (cm)	150	250	350
140	1.46	3.84	6.44
70	3.55	4.28	4.00
43	7.29	24.47	29.03

Tabla -5.11-

Número de Nusselt en el interior de la habitación de ensayos para la
Malla A. Altura del AS 140 cm

<u>Posición</u> (x(m), y(m))	(Nu) _x ($\times 10^2$)	(Nu) _z ($\times 10^2$)
(1.50 , 0.48)	3.42	0.74
(1.50 , 0.98)	0.368	1.02
(1.50 , 1.40)	2.97	0.28
(1.50 , 1.98)	1.83	1.25
(1.50 , 2.48)	1.75	0.97
(2.50 , 0.48)	1.15	0.31
(2.50 , 0.98)	2.83	0.94
(2.50 , 1.40)	0.717	0.22
(2.50 , 1.98)	4.98	0.90
(2.50 , 2.48)	2.99	0.79
(3.50 , 0.48)	3.11	0.07
(3.50 , 0.98)	1.46	0.80
(3.50 , 1.40)	0.386	0.50
(3.50 , 1.98)	0.467	1.28
(3.50 , 2.48)	2.25	0.70

Tabla –5.12-
Número de Nusselt en el interior de la habitación de ensayos para la
Malla B. Altura del AS 70 cm

<u>Posición</u> (x(m), y(m))	(Nu) _x ($\times 10^2$)	(Nu) _z ($\times 10^2$)
(1.50 , 1.48)	0.64	12.6
(1.50 , 2.06)	0.91	5.6
(1.50 , 2.56)	4.23	9.13
(1.50 , 2.84)	6.46	1.75
(2.50 , 1.48)	0.17	1.15
(2.50 , 2.06)	6.35	2.91
(2.50 , 2.56)	14.45	5.26
(2.50 , 2.84)	2.66	1.04
(3.50 , 1.48)	6.36	4.4
(3.50 , 2.06)	5.28	1.07
(3.50 , 2.56)	16.88	2.42
(3.50 , 2.84)	23.52	0.0

Tabla –5.13-
 Número de Nusselt en el interior de la habitación de ensayos para la
 Malla C. Altura del AS 43 cm

Posición (x(m), y(m))	$(Nu)_z (\times 10^2)$	$(Nu)_z (\times 10^2)$
(1.50 , 1.48)	0.12	0.66
(1.50 , 2.06)	1.1	0.77
(1.50 , 2.56)	1.81	0.69
(1.50 , 2.84)	1.14	0.52
(2.50 , 1.48)	0.17	0.93
(2.50 , 2.06)	0.1	0.24
(2.50 , 2.56)	0.37	0.35
(2.50 , 2.84)	0.42	0.57
(3.50 , 1.48)	0.82	1.58
(3.50 , 2.06)	0.56	0.90
(3.50 , 2.56)	2.12	0.95
(3.50 , 2.84)	3.99	1.27

Tabla -5.14 -
 Número de Rayleigh en el interior de la habitación de ensayos para la
 Malla A. Altura del AS 140 cm

Posición (x(m), y(m))	(Ra) _x ($\times 10^{11}$)	(Ra) _z ($\times 10^9$)
(1.50 , 0.48)	2.60	56.24
(1.50 , 0.98)	0.28	78.12
(1.50 , 1.40)	2.60	24.1
(1.50 , 1.98)	1.60	109.3
(1.50 , 2.48)	1.46	81.24
(2.50 , 0.48)	0.90	24.1
(2.50 , 0.98)	2.15	71.1
(2.50 , 1.40)	0.60	18.75
(2.50 , 1.98)	41.24	78.12
(2.50 , 2.48)	0.26	68.74
(3.50 , 0.48)	2.49	6.25
(3.50 , 0.98)	1.18	65.62
(3.50 , 1.40)	0.31	40.62
(3.50 , 1.98)	0.37	103.1
(3.50 , 2.48)	1.90	59.37

Tabla -5.15-

Número de Rayleigh en el interior de la habitación de ensayos para la Malla B. Altura del AS 70 cm

<u>Posición</u> (x(m), y(m))	(Ra) _x ($\times 10^9$)	(Ra) _z ($\times 10^9$)
(1.50 , 1.48)	0.77	15.16
(1.50 , 2.06)	1.75	11.46
(1.50 , 2.56)	6.85	15.1
(1.50 , 2.84)	10.46	2.52
(2.50 , 1.48)	0.27	3.2
(2.50 , 2.06)	11.85	5.44
(2.50 , 2.56)	23.41	11.08
(2.50 , 2.84)	26.82	10.45
(3.50 , 1.48)	12.63	8.75
(3.50 , 2.06)	10.5	2.13
(3.50 , 2.56)	44.71	6.41
(3.50 , 2.84)	80.67	0.0

Tabla -5.16-

Número de Rayleigh en el interior de la habitación de ensayos para la Malla C. Altura del AS 43 cm

<u>Posición</u> (x(m), y(m))	(Ra) _X ($\times 10^9$)	(Ra) _Z ($\times 10^9$)
(1.50 , 1.48)	0.19	1.02
(1.50 , 2.06)	0.55	0.38
(1.50 , 2.56)	1.51	0.58
(1.50 , 2.84)	1.38	0.63
(2.50 , 1.48)	0.27	1.5
(2.50 , 2.06)	0.16	0.38
(2.50 , 2.56)	0.74	0.71
(2.50 , 2.84)	1.16	1.54
(3.50 , 1.48)	0.27	0.77
(3.50 , 2.06)	0.02	0.69
(3.50 , 2.56)	2.1	0.94
(3.50 , 2.84)	4.4	1.40

APÉNDICE 5.2

FIGURAS DEL CAPÍTULO 5

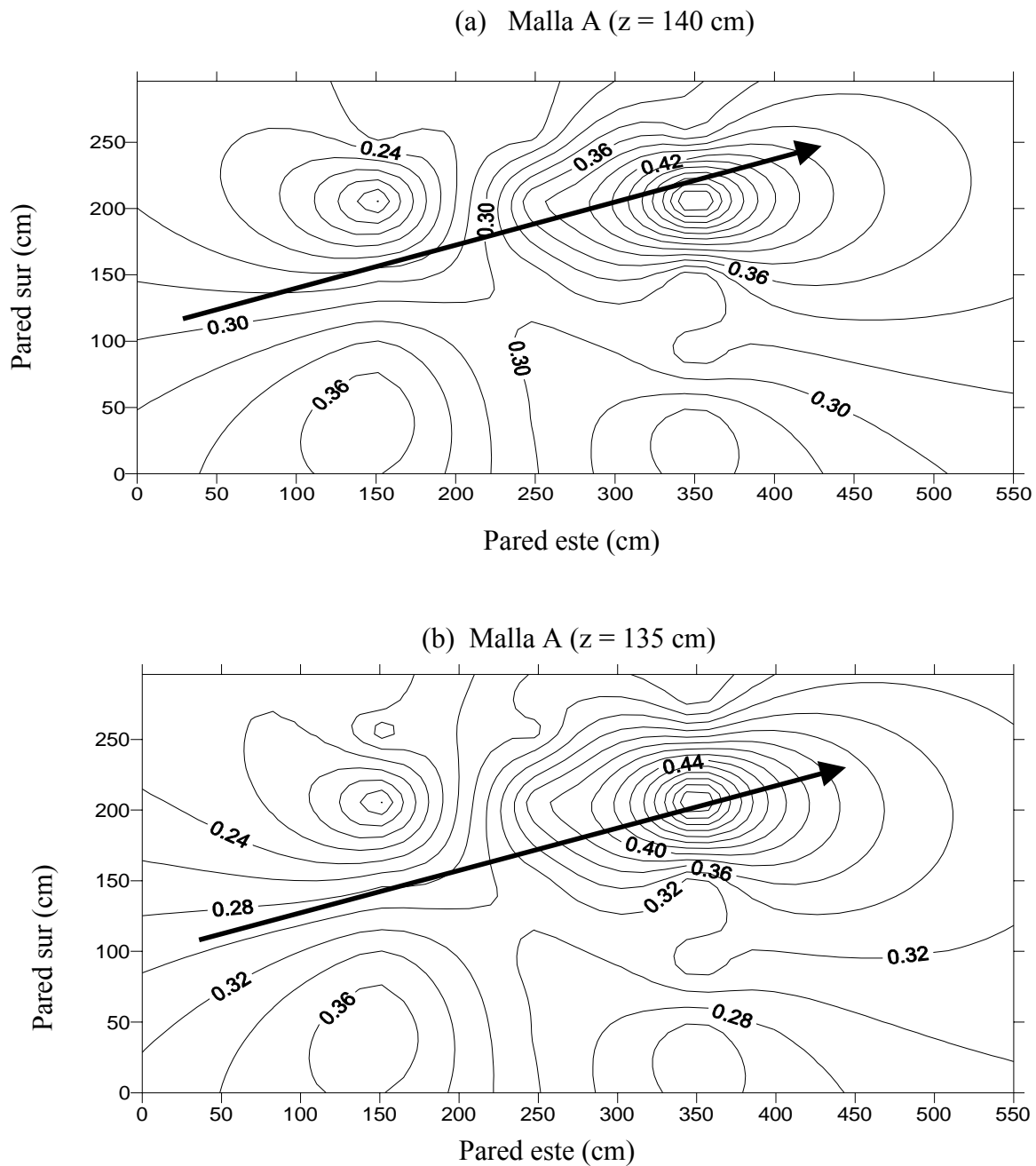


Figura (5.1) .- Ejemplos de distribución de intensidad de turbulencia en la malla A. (a) obtenida a partir de los datos del anemómetro sónico (AS) para el nivel 140 cm. (b) obtenida a partir de los datos del anemómetro de hilo caliente (AHC) para el nivel 135 cm.

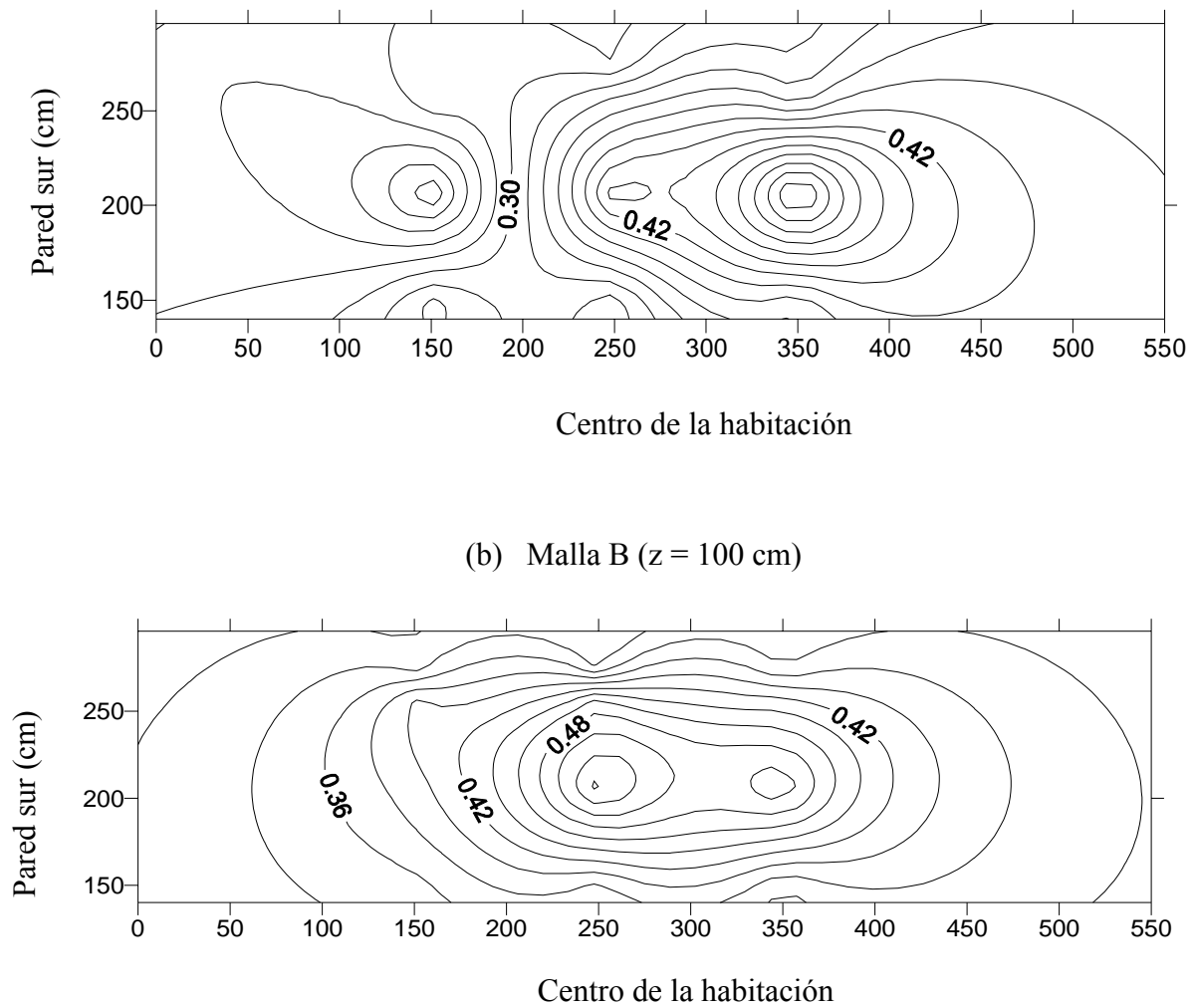


Figura (5.2) .- Ejemplos de distribución de intensidad de turbulencia en la malla B obtenidos a partir de los datos del anemómetro de hilo caliente (AHC). (a) nivel 125 cm. (b) nivel 100 cm.

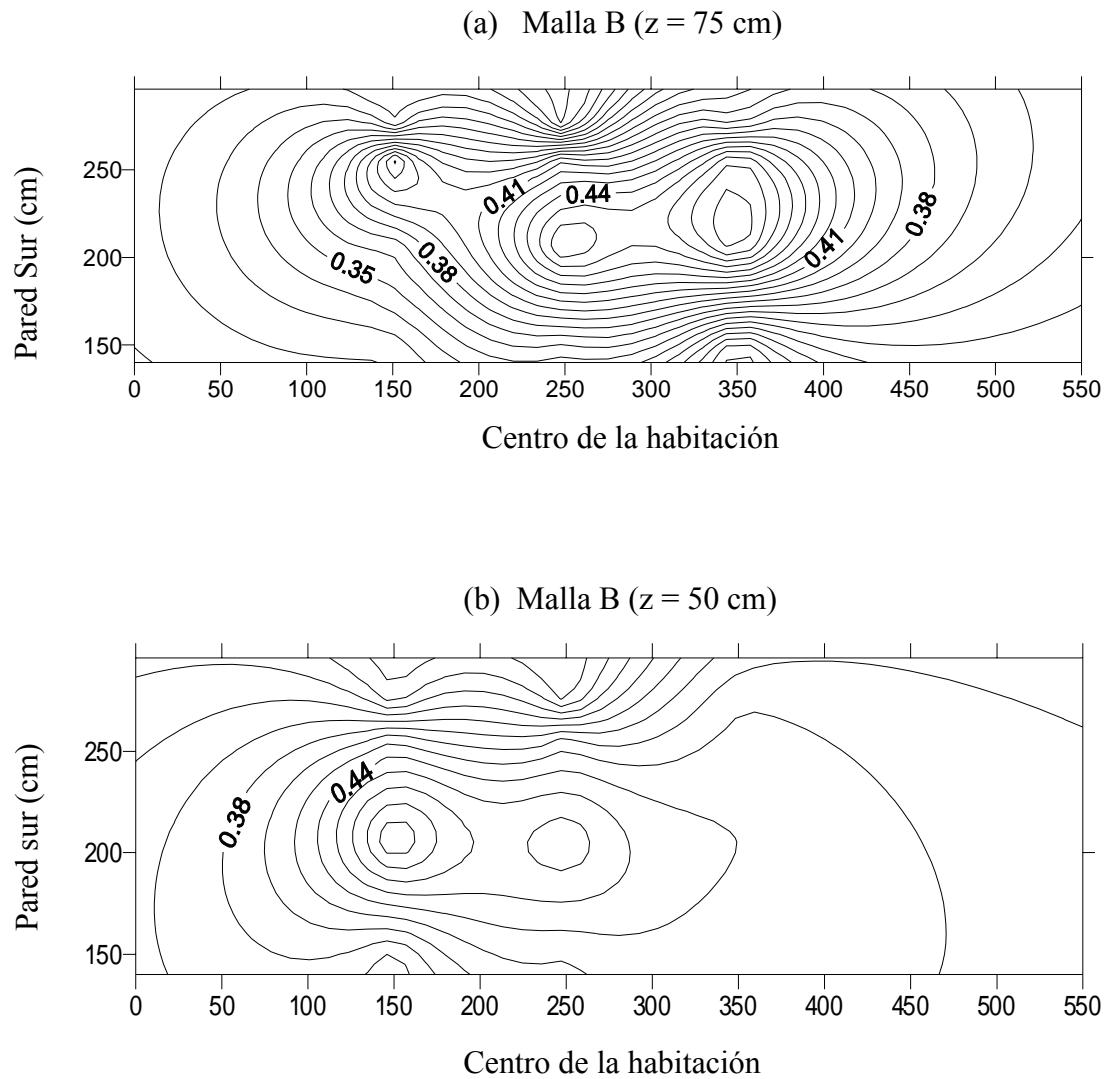


Figura (5.3). - Ejemplos de distribución horizontal de intensidad de turbulencia en la malla B, obtenida a partir de los datos de los anemómetros de hilo caliente (AHC): (a) para el nivel 75 cm. (b) nivel 50 cm.

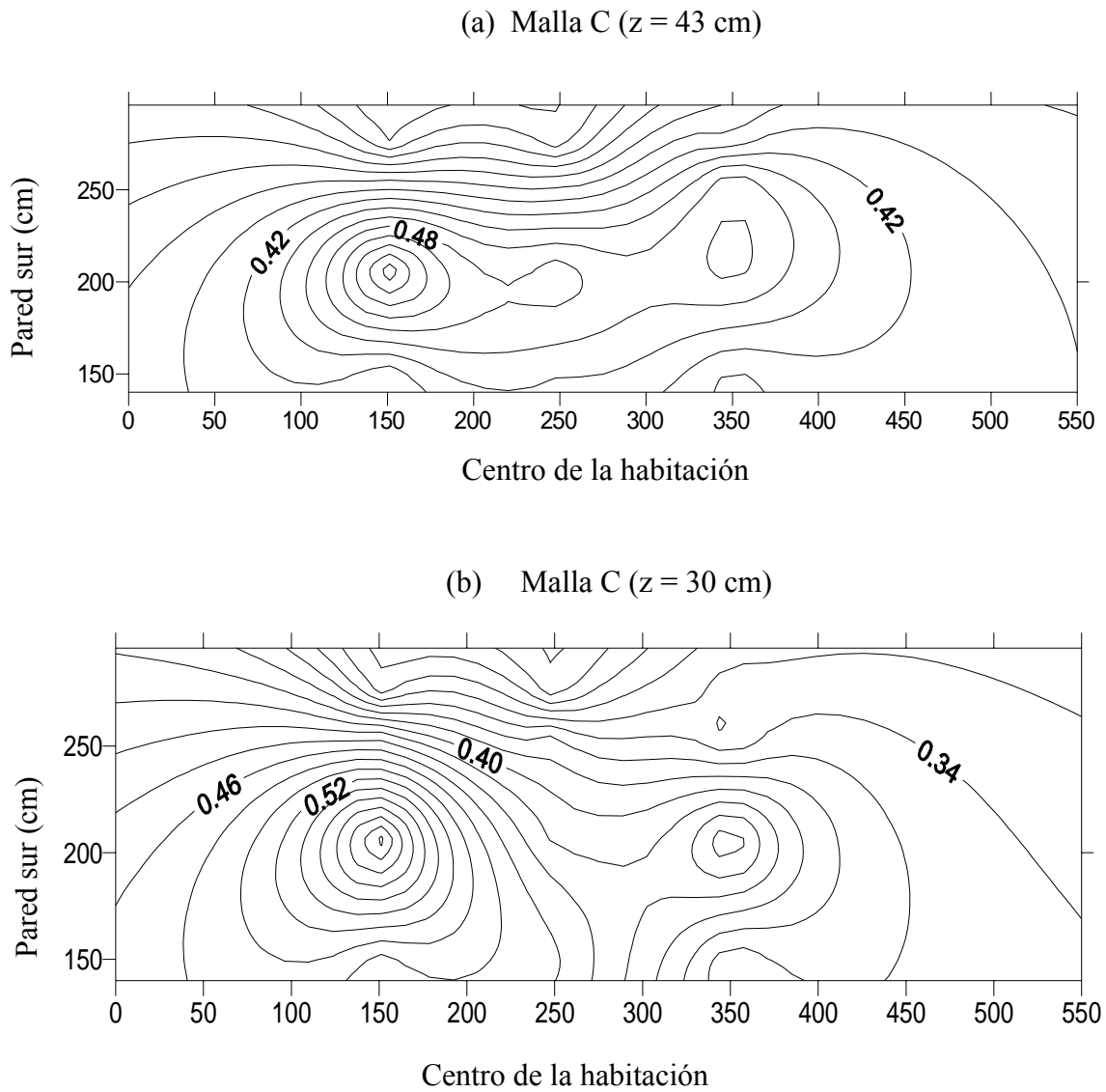


Figura (5.4).- Ejemplos de distribución de intensidad de turbulencia en la malla C. (a) Obtenida a partir de los datos del anemómetro sónico (AS) para el nivel 43 cm. (b) Obtenida a partir de los datos del anemómetro de hilo caliente (AHC) para el nivel 30 cm.

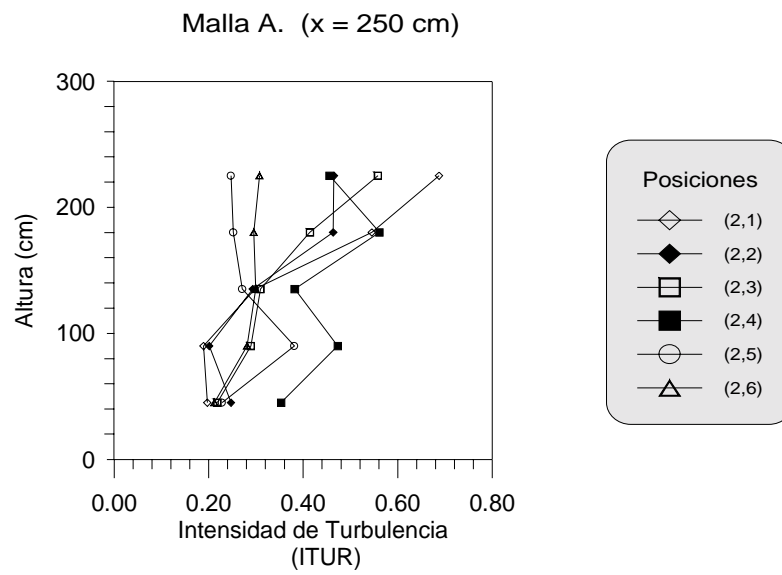


Figura (5.5) .- Ejemplos de perfiles de intensidad de turbulencia en la malla A para las posiciones (2, y)

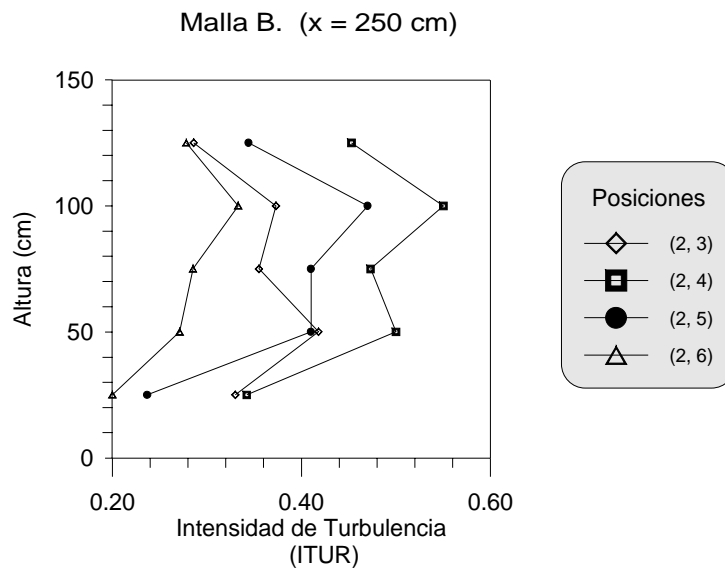


Figura (5.6) .- Ejemplos de perfiles de intensidad de turbulencia en la malla B para las posiciones (2, y)

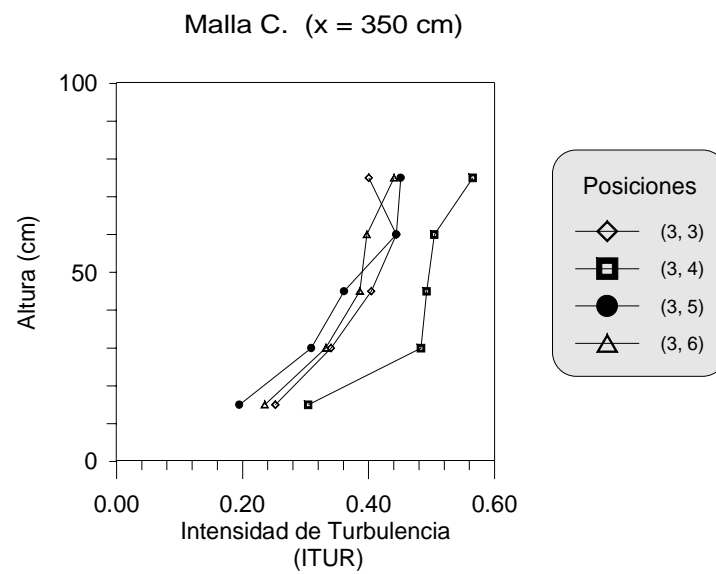


Figura (5.7) .- Ejemplos de perfiles de intensidad de turbulencia en la malla C para las posiciones (3, y).

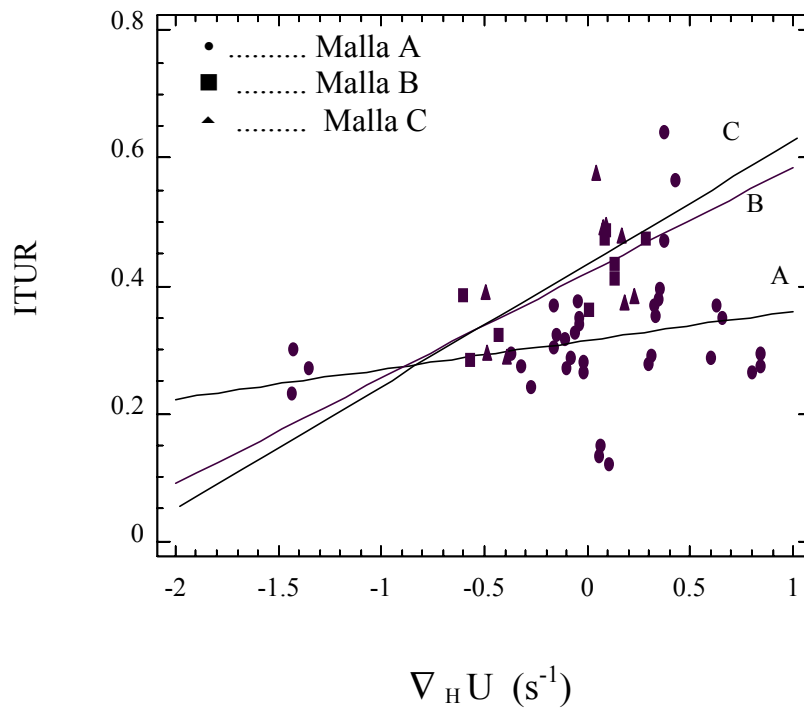


Figura (5.8) .- Variación de la intensidad de turbulencia (ITUR) con el gradiente horizontal del módulo de la velocidad del flujo ($\nabla_H U$), para cada uno de los tres ensayos realizados en el interior de la célula.

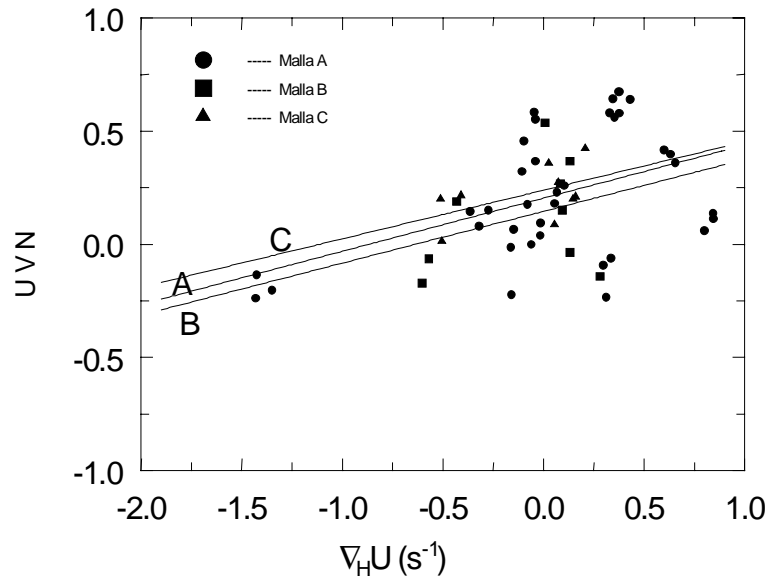


Figura (5.9) .- Variación del flujo de momento UVN con el gradiente horizontal del módulo de la velocidad ($\nabla_H U$), para cada uno de los tres ensayos.

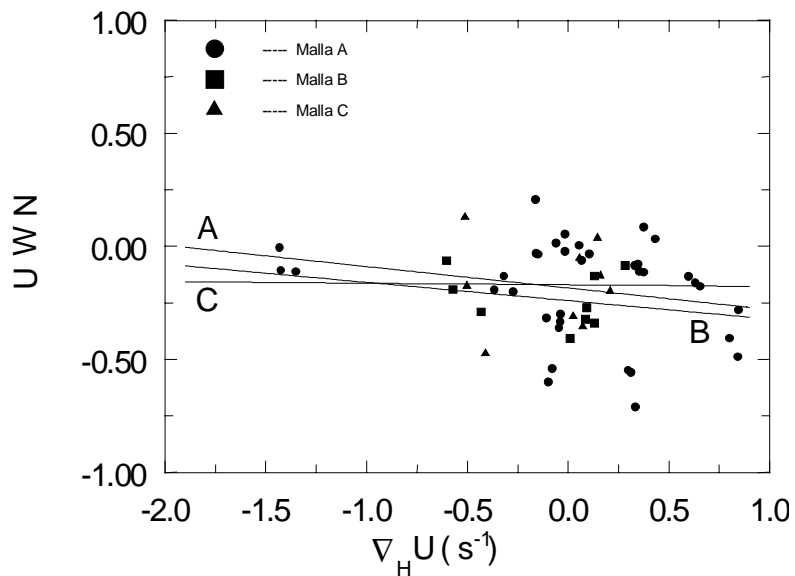


Figura (5.10) .- Variación del flujo de momento UWN con el gradiente horizontal del módulo de la velocidad ($\nabla_H U$), para cada uno de los tres ensayos realizados (Mallas A, B y C).

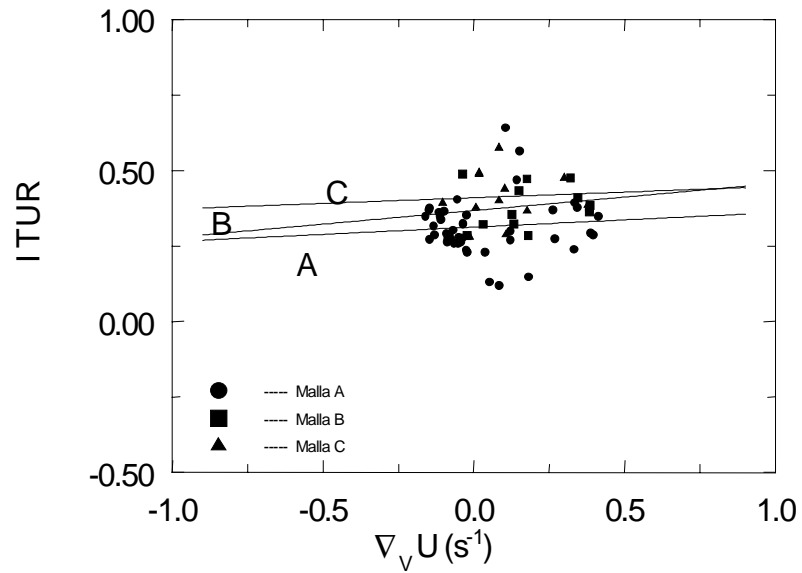


Figura (5.11)..- Variación de la intensidad de turbulencia, ITUR, con el gradiente vertical del módulo de la velocidad ($\nabla_V U$), para cada uno de los ensayos realizados en el interior de la célula.

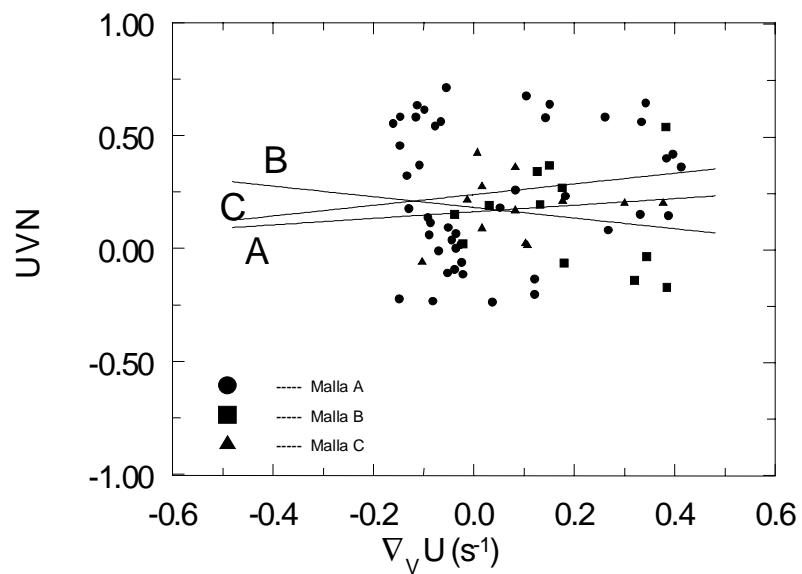


Figura (5.12)..- Variación del flujo de momento UVN con el gradiente vertical del módulo de la velocidad ($\nabla_V U$), para cada uno de los tres ensayos realizados en el interior de la célula.

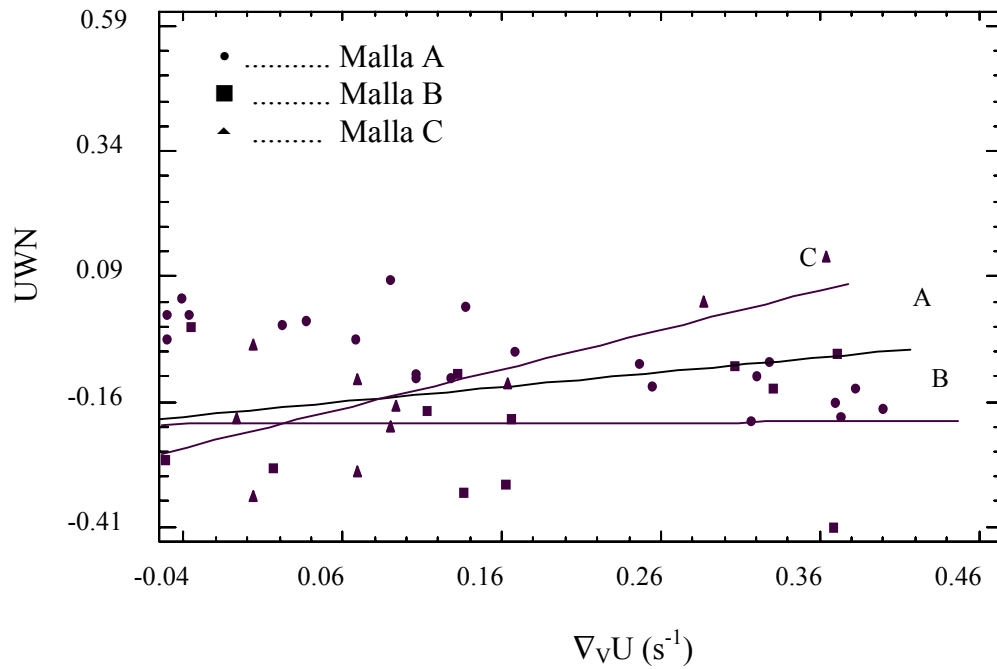


Figura (5.13) .- Variación del flujo de momento UWN con el gradiente vertical del módulo de la

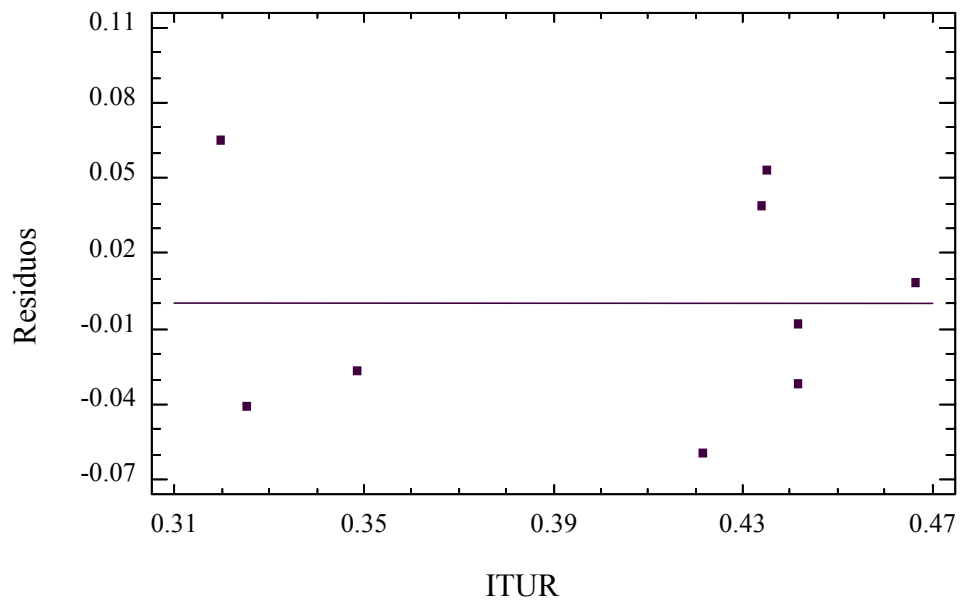


Figura (5.14) .- Gráfico de los residuos frente a los valores predichos de la intensidad de turbulencia (ITUR) para la malla B.

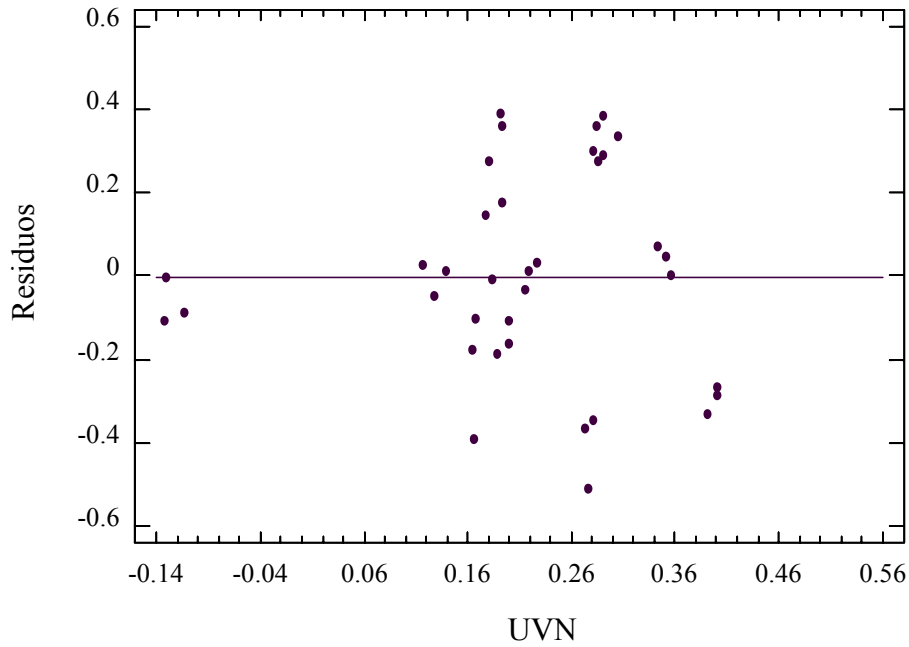


Figura (5.15) .- Gráfico de los residuos frente a los valores predichos del flujo de momento UVN para la malla A.

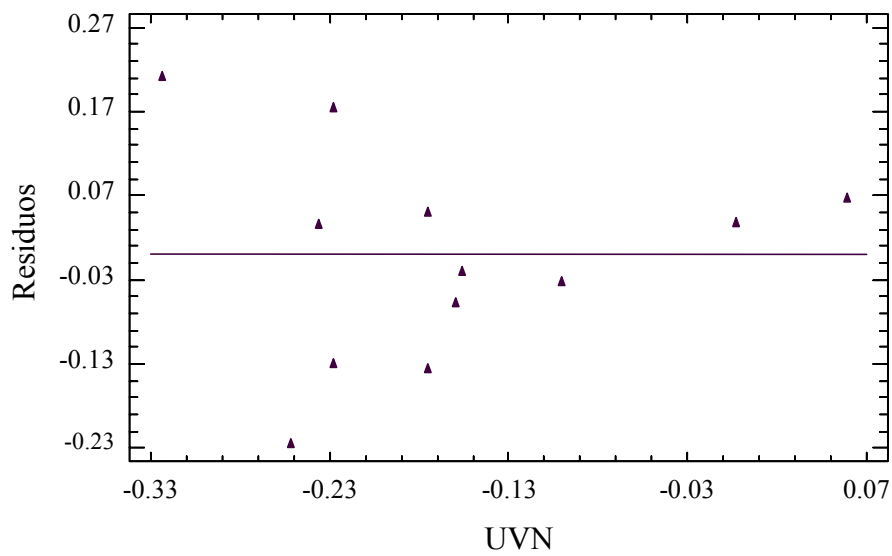
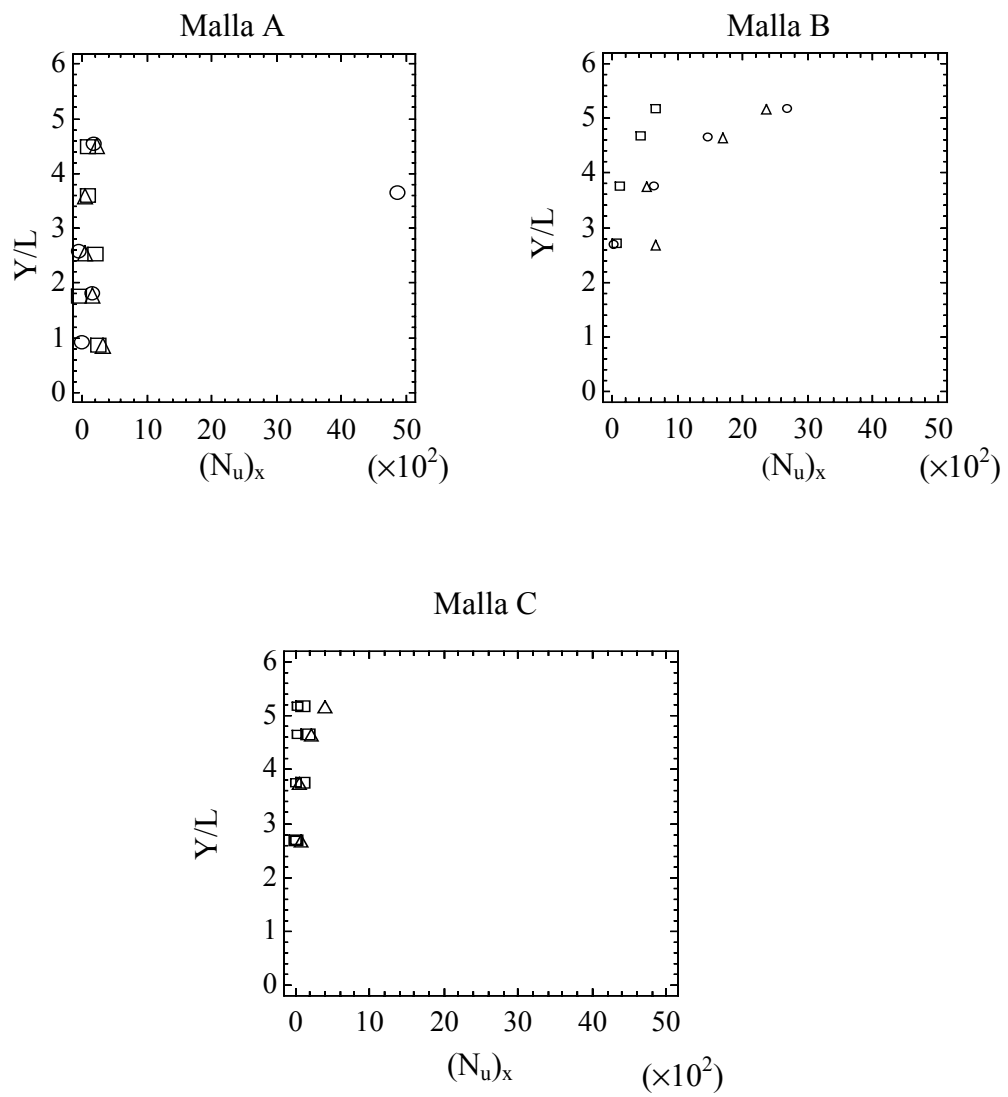


Figura (5.16) .- Gráfico de los residuos frente a los valores predichos del flujo de momento UVN para la malla C.



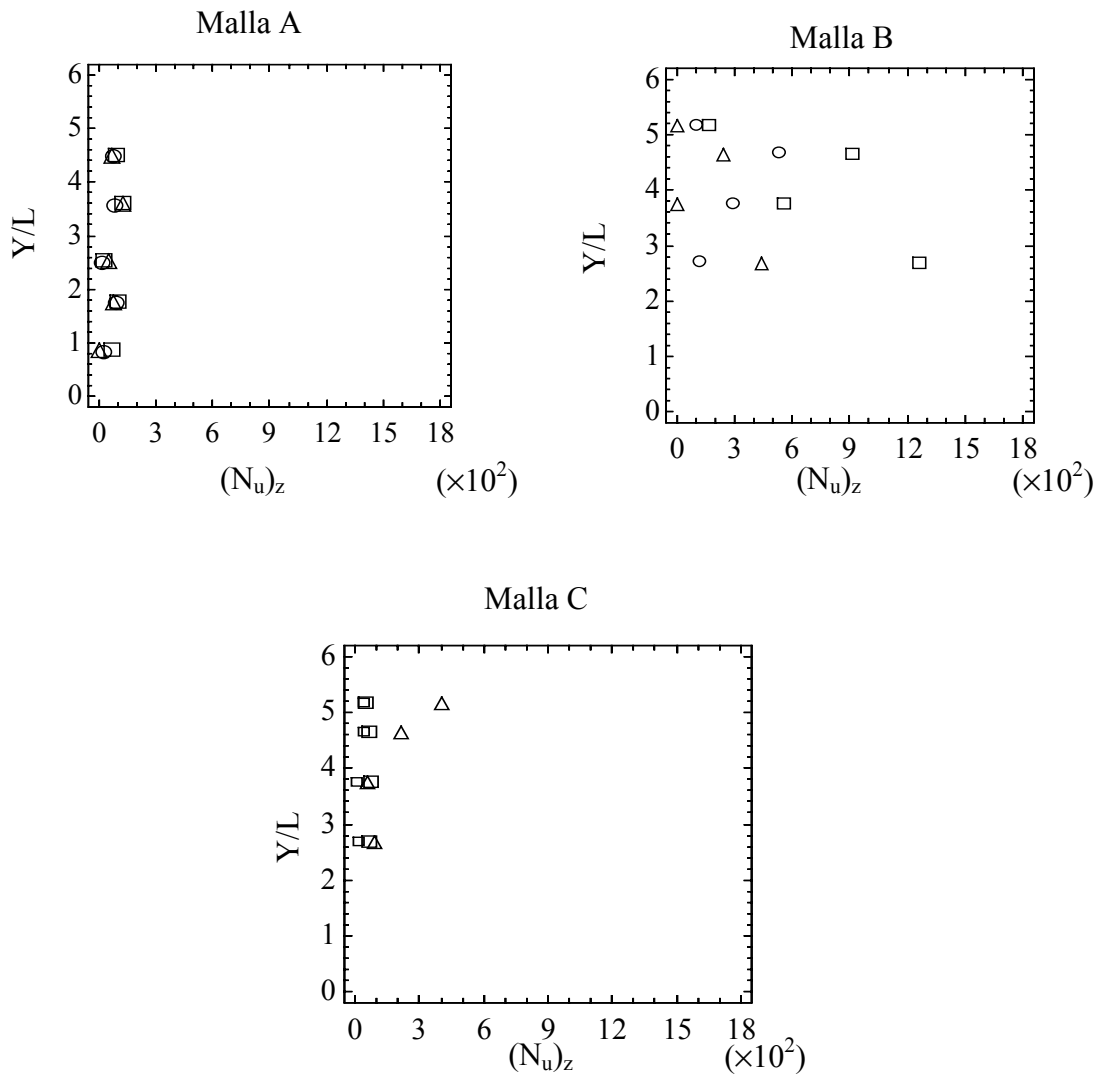


Figura (5.18). - Perfil de $(Nu)_z$, obtenidos a partir de los flujos verticales de calor, en la dirección del eje Y, adimensionalizado respecto de la anchura (L) de la ventana, para tres posiciones distintas del anemómetro sónico (AS) y, en las tres mallas. Posiciones del AS según el eje X: □ ----- 150 cm ○ ----- 250 cm; △ ----- 350 cm.

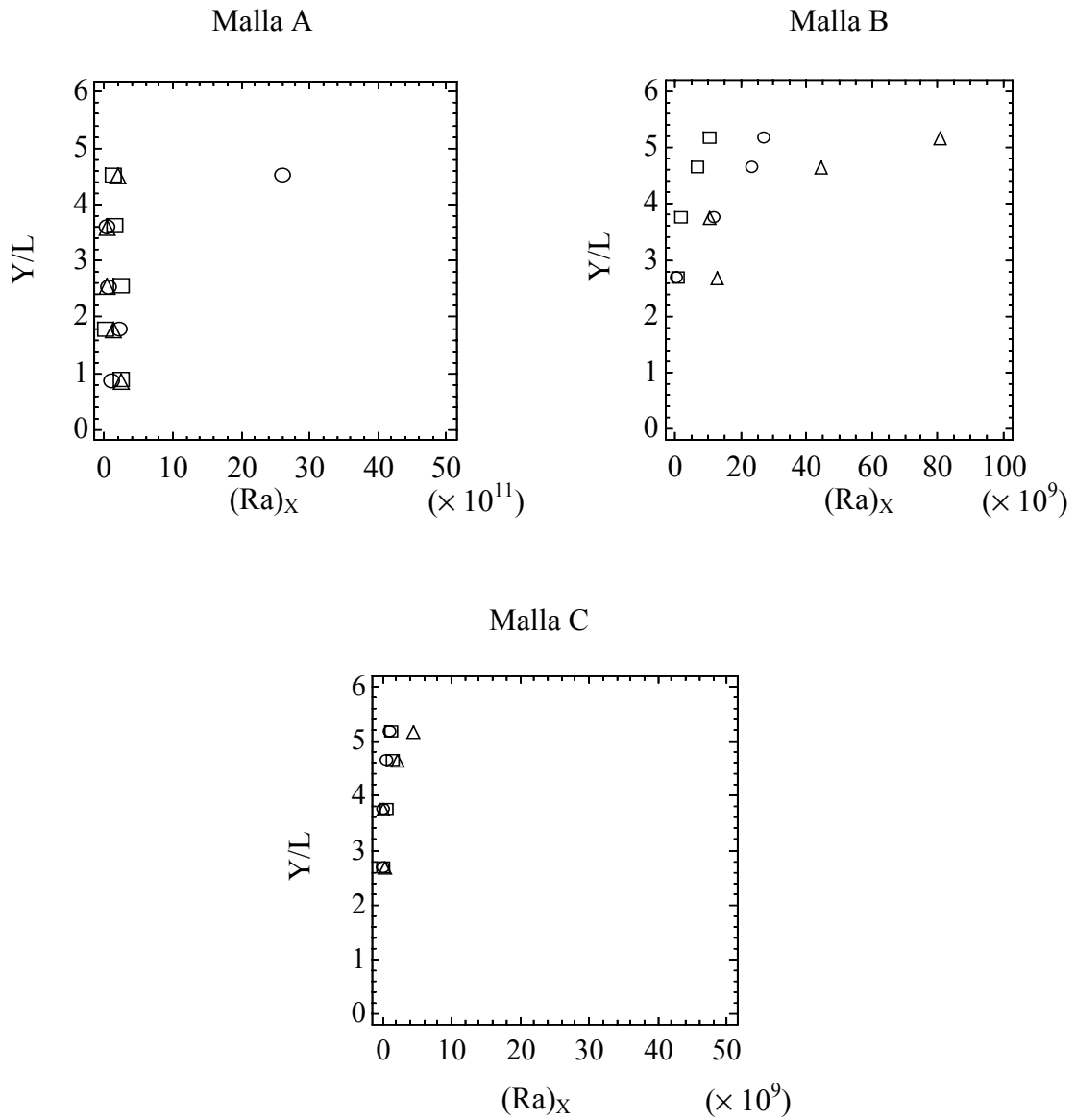


Figura (5.19). - Perfil de $(Ra)_X$, obtenidos a partir de las covarianzas $\overline{u'T'}$, en la dirección del eje Y, dimensionalizado respecto de la anchura (L) de la ventana, para tres posiciones distintas del anemómetro sónico (AS) medidas desde la pared sur y, en las tres mallas. Posiciones del AS según el eje x: \square ----- 150 cm \circ ----- 250 cm; \triangle ----- 350 cm.

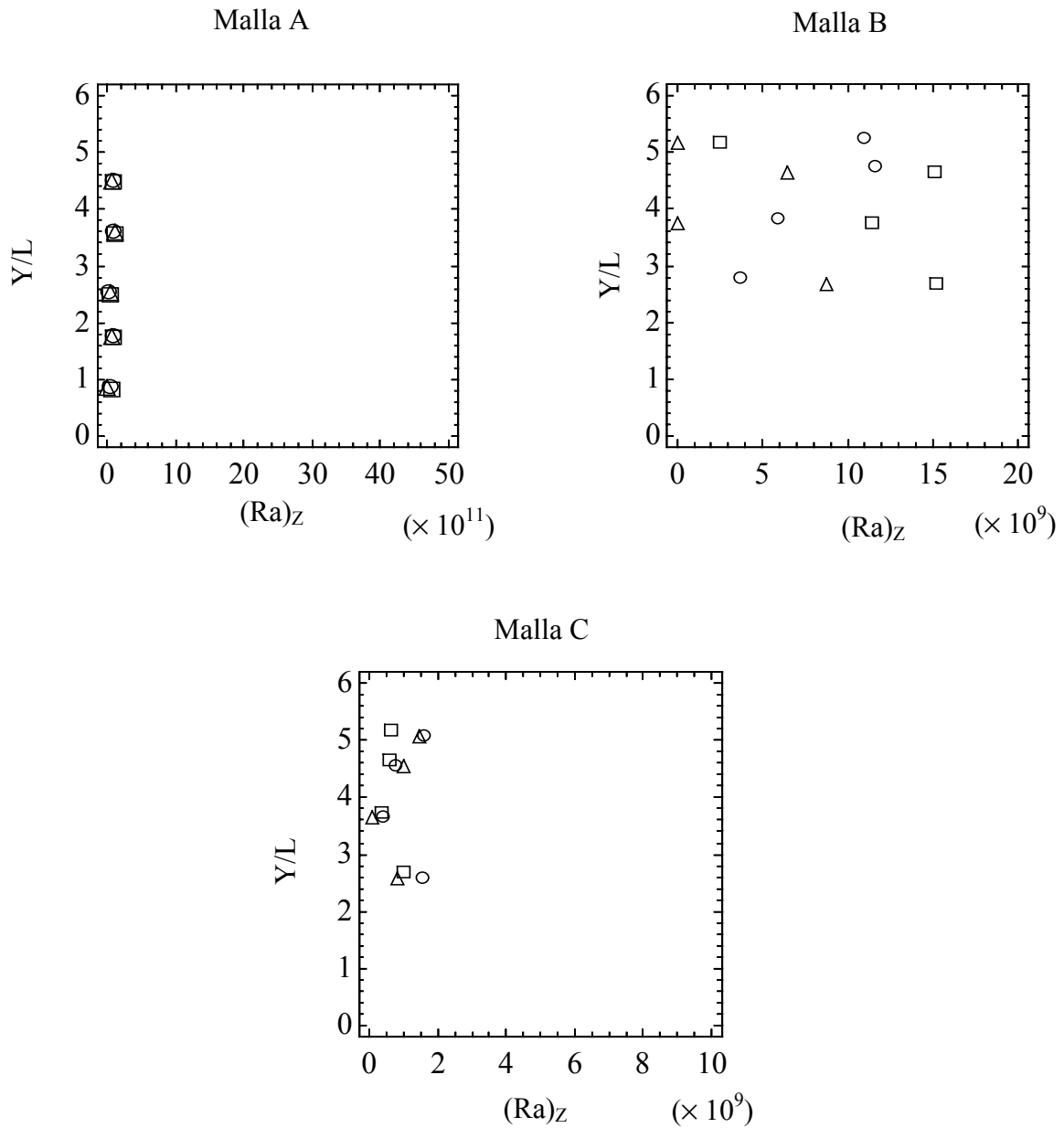


Figura (5.20) .- Perfil de $(Ra)_z$, obtenidos a partir de las covarianzas $\overline{w'T'}$, en la dirección del eje Y, adimensionalizado respecto de la anchura (L) de la ventana, para tres posiciones distintas del anemómetro sónico (AS) medidas desde la ventana de entrada del flujo y, en las tres mallas realizadas. Posiciones del AS según el eje x: \square ----- 150 cm \circ ----- 250 cm; Δ ----- 350 cm.

CAPÍTULO 6

ESTUDIO ESPECTRAL DEL FLUJO TRUBULENTO EN EL INTERIOR DE LA CÉLULA

CAPÍTULO 6. ESTUDIO ESPECTRAL DEL FLUJO TURBULENTO EN EL INTERIOR DE LA CÉLULA

6.1 Espectros de energía

El movimiento de una masa de aire en recintos confinados no sólo depende de la velocidad media del flujo sino que como ya hemos ido reflejando a lo largo de este trabajo, también, está influenciado por las fluctuaciones turbulentas de la corriente. Por esta razón, una vez conocido el comportamiento del flujo turbulento en términos de transferencia, estudiado en el Capítulo anterior, el siguiente paso ha sido describir los fenómenos analizados en función de las escalas espacio-temporales en las que se desarrollan la turbulencia en el interior de la Célula.

Mediante el análisis espectral se puede transformar una serie temporal o espacial en un conjunto de valores asociados al espacio de frecuencia o número de onda, permitiendo descomponer la energía total del movimiento según las escalas asociadas a cada frecuencia. Con este fin se determinan los espectros de energía de las componentes u , v y w de la velocidad del flujo medida, en el interior de la habitación de ensayos, con el anemómetro sónico. También se han utilizado los datos obtenidos mediante los AHC en la determinación de espectros de energía, con la salvedad de que en estos casos sólo se dispone de una componente (u) y que las características de los instrumentos limitan en cierta medida la obtención de pequeñas escalas.

Conocidos los espectros de energía se calculan los valores máximos del espectro, se realiza la distribución de dichos valores máximos en función de su correspondiente frecuencia (f) o número de onda (k), se determina la energía cinética de disipación ε y, finalmente, se estudia el grado de acercamiento del flujo al subrango inercial con el

propósito de poder comparar el comportamiento del flujo en el interior de la célula con el de los flujos en la ABL.

6.1.1 Determinación de los espectros de energía

La necesidad de calcular el espectro de energía, para determinar las frecuencias dominantes de la energía turbulenta asociada a la masa de aire introducida en el interior de la habitación de ensayos, se establece como resultado de la consulta otras investigaciones desarrolladas en esta línea; entre los que podemos citar los trabajos de autores como Hill and Kusuda, 1975; Crommelin and Vrins, 1988; Gusten, 1989.

Se observa, en artículos como los de Haghghat et al., (1991) y Haghghat et al., (2000), que las técnicas desarrolladas para el análisis espectral en flujos en recintos cerrados obtienen expresiones, que permiten conocer el espectro de la magnitud física en estudio y la función de coherencia de dicha magnitud, análogas a las que utilizan para análisis espectral en Capa Límite Atmosférica (Capítulo 2 de esta Tesis).

Aunque los espectros de energía de la velocidad del flujo en una habitación se pueden realizar mediante las citadas expresiones en nuestro caso, para el cálculo de los espectros, se ha elegido la aplicación informática *stagraphics 4.0*, debido a que realiza el análisis temporal de una magnitud física, basándose en la transformada rápida de Fourier (FFT), y a que introduciendo de forma adecuada los ficheros de datos permite determinar de una manera rápida dichos espectros. Por lo tanto, aprovechando las ventajas que proporciona la utilización de *stagraphics 4.0*, se han calculado, en las tres mallas, los espectros de energía para las tres componentes de la velocidad del flujo medido con AS y para todos los registros de velocidad obtenidos con los cinco AHC (anemómetros de hilo caliente).

Dado que el número de espectros obtenidos es muy elevado, en las Figuras (6.1) a (6.9) se muestran ejemplos de espectros para las tres componentes de la velocidad del flujo registradas con el anemómetro sónico y, en la figura (6.10) se presentan dos ejemplos, de

espectros de energía correspondientes a la velocidad del flujo medida con los anemómetros de hilo caliente. En las representaciones presentadas se utiliza la forma logarítmica del espectro, de tal manera que el eje de ordenadas de las figuras representan el producto de la frecuencia con la densidad espectral y en la abscisa aparece el logaritmo de la frecuencia. Esta representación mantiene el concepto de espectro de energía ya que el área encerrada por la curva es la energía total asociada al movimiento turbulento.

De forma general, se puede decir que los espectros de energía muestran un decaimiento del espectro hacia las altas frecuencias, en todos los casos, semejante al que se muestra en las Figuras (6.1)-(6.3) y sucesivas (en las figuras, F representa la frecuencia, f). Este decaimiento es más acusado en las zonas próximas a la pared oeste de la célula, hecho que concuerda con la desviación hacia estas zonas del chorro de aire introducido por la ventana. Así mismo, se observa en todos los casos que en las posiciones próximas al chorro los máximos de energía se encuentran desplazados hacia las altas frecuencias, mientras que en aquellas posiciones que no están directamente sometidos a su influencia dichos valores máximos se alcanzan en frecuencias más bajas.

En un análisis más detallado se observa, en los espectros de las tres componentes de la velocidad (u , v , w) medidos con el AS y referidos a la malla A, que en aquellas posiciones más próximas a la pared oeste de la célula, por ejemplo en la (3,5), (Figura (6.3)), a los valores máximos del espectro les corresponde los valores más altos de la escala de frecuencia: $\log(f) > -1$, mientras que en la posición (1,3), más centrada en la habitación, los valores de la densidad espectral se encuentran más desplazados hacia la izquierda, Figura (6.1). Este resultado se obtiene, también, para los niveles más bajos de la habitación de ensayos tal y como se desprende de los espectros correspondientes a las mallas B y C, Figuras de la (6.4) a la (6.9).

Los espectros de los niveles más bajos (Figuras (6.4) – (6.9)) presentan, además, picos, en los niveles comprendidos entre la altura media del chorro ($z = 120$ cm) y el orificio de salida del flujo de la habitación ($z = 48$ cm), con una frecuencia de orden de magnitud de 10^{-3} Hz. Frecuencia que coincide con la obtenida por Haghghat et al., (1991) y Haghghat

et al, (2000) en sus trabajos con flujos de aire introducidos en recintos provistos de dos aberturas: una de entrada del flujo y otra de salida.

Por otra parte, los espectros de energía en donde de la velocidad del flujo se ha medido con los anemómetros de hilo caliente (Figura (6.10)) indican, en todos los casos, resultados semejantes a los expuestos en párrafos anteriores, tanto para los niveles por encima de $z = 140$ cm, que es la posición del anemómetro sónico en la malla A, Figura (6.10a), como para los niveles comprendidos entre la altura media del chorro ($z = 120$ cm) y el orificio de salida del flujo ($z = 48$ cm), Figura (6.10b). Es decir, obtenemos en el interior de la habitación la misma distribución de la energía del movimiento del flujo según las distintas escalas de frecuencia con registro procedentes del anemómetro sónico (AS) como con registros procedentes del anemómetro de hilo caliente (AHC).

Finalmente, se observa, en todos los espectros que hacia la pared oeste de la célula y tanto para los niveles más bajos como para los más altos de la habitación, los valores máximos del espectro se encuentran en frecuencias menores de 2 Hz. Resultado que concuerda con modelos teóricos consultados sobre flujos de aire turbulento en el interior de habitaciones (Etheridge and Sandberg, 1996).

6.1.2 Cálculo de los valores máximos del espectro

Dado que los espectros de energía presentan una nube de puntos muy densa, se ha realizado un programa que determina los valores máximos del espectro con el propósito de conocer que frecuencias del espectro son las que van a contribuir en mayor medida a la fluctuación de la velocidad y, por lo tanto, al mayor transporte de energía turbulenta de los remolinos dentro de la habitación de ensayos.

El programa para calcular los valores máximos se ha desarrollado en lenguaje *Fortran* y aparece en el Apéndice 6.1 de este Capítulo con el nombre de MAXSP_SO.FOR. Una vez construido el programa MAXSP_SO.FOR se aplica, en todas las mallas, a los ficheros

de datos de energía espectral, proporcionados previamente por el programa *stagraphics 4.0*, para las tres componentes de la velocidad del flujo medidas con el AS, obteniendo de esta forma, los valores máximos del espectro en cada uno de los puntos de las mallas realizadas. Los valores máximos se han calculado sólo a partir de los registros de datos proporcionados por el anemómetro sónico, basándonos, por un lado, en la propiedad observada de que los espectros de energía realizados con los datos procedentes de los dos anemómetros presentan el mismo comportamiento, y por otro, gracias a que el AS permite calcular el espectro de energía para las tres componentes de la velocidad del flujo, con lo que podemos obtener información del transporte de energía turbulenta a lo largo de los tres ejes coordenados.

Determinados los valores máximos del espectro ($SP(f)_{Max}$) se realiza, en las tres mallas y en las tres direcciones del flujo consideradas, la distribución de los mismos en función de la frecuencia manteniendo la representación log arítmica como se hizo en el apartado anterior, es decir representado el producto $SP(f)_{Max} * f$ frente a $\text{Log } f$.

Las Figuras (6.11) – (6.18) muestran algunas de estas distribuciones, en ellas queda reflejado que, efectivamente, los valores máximos del espectro presentan un decaimiento hacia las altas frecuencias en las tres componentes de la velocidad, siendo este efecto predominante en aquellos puntos situados justo en la dirección del chorro y en los niveles inferiores de la habitación de ensayos, Figuras (6.13), (6.16) y (6.18).

Por lo tanto, en líneas generales, se puede decir que las zonas en donde se va a producir una mayor disipación de energía turbulenta por los remolinos se encuentran próximas a los límites de la habitación. En nuestro caso concreto, ocurre hacia la pared oeste y hacia el suelo. Este resultado junto con los obtenidos en capítulos anteriores nos conducen a concluir que las zonas de la habitación en donde se produce la mayor disipación de energía turbulenta por los remolinos, están asociadas con aquellas zonas de mayor gradiente en la distribución de velocidad del flujo por niveles y con las de los valores máximos del perfil vertical de velocidad en el interior de la misma. En consecuencia, cabe pensar, también, que el proceso de transferencia de calor de naturaleza turbulenta observada hacia la pared

oeste y hacia los niveles más bajos, recogido en el Capítulo 5 mediante a la determinación del número de Nusselt, está ligado a la distribución de la energía turbulenta o lo que es lo mismo al comportamiento espectral del flujo dentro de la habitación.

6.2 Energía cinética de disipación

Debido a que la energía turbulenta asociada al chorro, introducido en el interior de la habitación de ensayos, es igual la energía cinética disipada por el mismo en los pequeños remolinos (Tennekes and Lumley, 1972), el estudio del transporte de energía turbulenta asociada al chorro puede realizarse mediante el cálculo de esta energía cinética de disipación.

La energía cinética de disipación ε por unidad de masa definida por Etheridge and Sandberg (1996) es igual a:

$$\varepsilon = \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} \overline{u'^2} \right) \quad (6.1)$$

de dimensiones $L^2 T^{-3}$.

Teniendo en cuenta que la transferencia de energía en un flujo turbulento es un proceso en cascada que tiene lugar de los grandes remolinos a los pequeños, los cuales, como ya se ha mencionado en el Capítulo 2, se rigen por la microescala de Kolmogorov.

Considerando la energía turbulenta en los grandes remolinos proporcional a $(3/2)\overline{u'^2}$, lo cual, permite admitir que la energía cinética de disipación es proporcional al tiempo de escala $L_t / \left(\overline{u'^2} \right)^{1/2}$, característico de los grandes remolinos, donde L_t , que tiene

dimensiones de longitud, es la escala integral y representa el tamaño de los grandes remolinos.

La energía cinética de disipación, ε , en la ecuación (6.1), se puede escribir, como consecuencia de la relación de escalas, según:

$$\varepsilon \cong \frac{\frac{3}{2} \overline{u'^2}}{L_t / (\overline{u'^2})^{1/2}} \quad (6.2)$$

de tal manera que conocida la intensidad turbulenta del flujo que lleva implícita las variaciones de la velocidad, se puede determinar la energía cinética de disipación.

Por otra parte, el proceso de transferencia de energía turbulenta en cascada, que se produce en un chorro turbulento, puede describirse en términos de número de onda mejor que de longitudes, ($k = 2\pi / l$), donde l era la longitud o tamaño característico de los remolinos. De tal forma que considerando la turbulencia isotrópica, la fluctuación del movimiento del flujo se puede expresar como:

$$\overline{u'^2} = \int_0^\infty E_{u'}(k) dk \quad (6.3)$$

En esta ecuación $E_{u'}$, que es la energía del espectro en $\text{m}^3 \text{s}^{-2}$, depende sólo del número de onda k .

Kolmogorov asegura que si el tamaño de los remolinos es relativamente grande comparado con la longitud de escala η , de Kolmogorov, $E_{u'}$ depende de la energía cinética de disipación ε y del número de onda, k , con lo que se puede escribir :

$$E_{u'} = E_{u'}(k, \varepsilon) \quad \text{siendo} \quad \frac{2\pi}{L_t} \ll k \ll \frac{2\pi}{\eta} \quad (6.4)$$

El intervalo de número de onda, en el que se produce la transferencia de energía turbulenta desde los grandes remolinos a los pequeños remolinos, sin aporte ni pérdida de energía fuera de la cascada, hasta que estos alcanzan la longitud de escala de Kolmogorov recibe el nombre de subrango inercial, Figura (6.19).

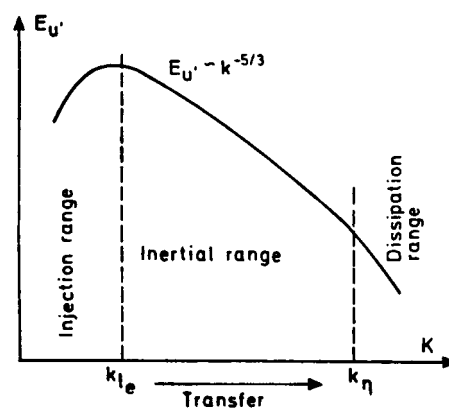


Figura (6.19). - Representación del subrango inercial y de la ley de Kolmogorov (*). k_{L_t} en el texto se nombra como k_{L_t}

de tal manera que k_{L_t} representa el número de onda correspondiente al inicio del subrango inercial, $k_{L_t} = 2\pi/L_t$, y $k_{\eta} = 2\pi/\eta$ representa el final del mismo.

Mediante análisis dimensional se demuestra que dentro del subrango inercial se cumple la ecuación:

$$E_{u'} = A\varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (6.5)$$

donde A es una constante, ε la energía cinética de disipación de los remolinos y k su número de onda.

(*) Etheridge and Sandberg (1996)

La ecuación (6.5) se conoce con el nombre de ley de Kolmogorov y representa una recta de pendiente $(-5/3)$, tangente a la curva que se muestra en la Figura (6.19), envolvente de los valores máximos del espectro dentro del subrango inercial; de tal manera que si la pendiente de los máximos de energía encontrados en el espectro de frecuencias de un determinado caso, sigue esta ley, es posible concluir que dentro del rango de frecuencias estudiadas, existe turbulencia desarrollada y se va a producir, dentro de él un proceso en cascada de transporte de energía turbulenta de los grandes remolinos a los pequeños remolinos sin intervención de otros agentes externos.

6.3 Cálculo de la energía cinética de disipación ε en el interior de la habitación

Dado que se conoce la intensidad de turbulencia del flujo en el interior de la habitación de ensayos hemos calculado, utilizando la ecuación (6.2), el valor de la energía cinética de disipación ε , en cada una de las mallas realizadas en nuestro experimento, con los resultados de intensidad turbulencia obtenidos en la Tabla -5.1- (a), (b) y (c), presentada en el Capítulo anterior, y considerando que $L_t = V^{1/3}$, donde V representa el volumen de la habitación de ensayos (Etheridge, 1996).

Teniendo en cuenta que las dimensiones de la habitación, descritas durante el desarrollo de la fase experimental de esta Tesis, proporcionan un volumen, de la misma, de $V = 44.52 \text{ m}^3$, lo que va a suponer un valor de $L_t = 3.54 \text{ m}$, presentamos en la Tabla -6.1- los resultados obtenidos en el cálculo de la energía cinética de disipación para las tres mallas efectuadas.

Tabla - 6.1-
Distribución de la energía cinética de disipación ($\epsilon = \text{m}^2 \text{s}^{-3}$) del AS por mallas y según posiciones (x,y).

MALLA	x \ y	1	2	3	4	5	6
	A	1	0.045	0.017	4.8×10^{-3}	0.019	3.22×10^{-3}
2		1.14×10^{-4}	6.80×10^{-5}	1.05×10^{-4}	5.69×10^{-3}	5.26×10^{-3}	-
3		1.05×10^{-4}	6.80×10^{-5}	6.80×10^{-5}	5.49×10^{-4}	5.26×10^{-3}	-
B	1	-	-	1.47×10^{-4}	1.94×10^{-4}	6.93×10^{-4}	0.050
	2	-	-	6.8×10^{-5}	5.5×10^{-4}	8.46×10^{-4}	5.5×10^{-4}
	3	-	-	3.55×10^{-4}	6.22×10^{-4}	1.27×10^{-3}	2.9×10^{-3}
C	1	-	-	0.068	0.017	1.47×10^{-4}	1.64×10^{-4}
	2	-	-	3.09×10^{-3}	1.05×10^{-4}	2.44×10^{-4}	2.44×10^{-4}
	3	-	-	0.085	4.8×10^{-4}	6.22×10^{-4}	1.55×10^{-3}

Analizando la Tabla-6.1- se comprueba que los valores de la energía cinética de disipación en aquellas posiciones que se encuentran dentro de la trayectoria del chorro, es decir, próximas a la pared oeste de la célula y a los niveles más bajos de la habitación de ensayos, son del orden de 10^{-4} o 10^{-3} ($\text{m}^2 \text{s}^{-3}$).

En la microescala de Kolmogorov, la longitud de escala η viene dada por la ecuación:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (6.6)$$

siendo ν la viscosidad cinemática de aire.

Para el orden de magnitud de la energía cinética de disipación ε encontrada, y teniendo en cuenta que la viscosidad cinemática del aire es igual a $15 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, resulta un valor de η del orden de 10^{-1} mm , mientras que la longitud de escala integral, L_t , de los grandes remolinos es de 3.54 m.

Este resultado del valor de η pequeño refleja, por una parte, la existencia de una gran cantidad de remolinos de pequeñas escalas entre la altura media del chorro (120 cm) y la superficie del suelo según nos acercamos a la pared Oeste. Por otra parte, muestra que la longitud de escala de Kolmogorov, obtenida en nuestro experimento, es un orden de magnitud más pequeña que la que obtienen Etherding and Sandberg ($\eta = 1 \text{ mm}$), midiendo el flujo con un solo anemómetro situado en el centro de la habitación y para un valor de $L_t = 3.40 \text{ m}$, muy próximo al obtenido por nosotros mediante la formación de mallas. Con ello podemos concluir, que el modelo experimental desarrollado en este trabajo, en el que se utilizan un gran número de puntos interiores de la célula, proporciona una información más fina del intervalo de número de onda y, en consecuencia, de las escalas para las que tiene lugar el proceso de transporte de energía turbulenta asociada al chorro, antes de transformarse en energía térmica por disipación de los remolinos.

6.4 Determinación del subrango inercial en el interior de la célula

Con el propósito de conocer el grado de acercamiento de la forma espectral, del flujo introducido en la habitación, al comportamiento del subrango inercial, se determina, en cada punto de cada una de las mallas, la pendiente de la recta tangente a la curva envolvente de la distribución de los valores máximos del espectro de energía de la velocidad del flujo (Viñas, C. y Maqueda, G. 1999)

Se utiliza el método de regresión lineal simple para calcular la tangente a los valores máximos del espectro, haciendo corresponder, en la recta de regresión, a la variable dependiente Y los valores máximos del espectro (SP_{max}) y a la variable independiente X el número de onda (k), ambas variables en escala logarítmica y adimensionalizadas como (Tennekes and Lumley, 1972):

$$Y = \log \left[\frac{SP_{max}}{v^{5/4} \cdot \epsilon^{1/4}} \right] \quad (6.7)$$

$$X = \log[k\eta] \quad (6.8)$$

designando a estas variables para una mejor identificación y comodidad en la escritura como:

$$L_E = \log \left[\frac{SP_{max}}{v^{5/4} \cdot \epsilon^{1/4}} \right] \quad (6.9)$$

y

$$L_K = \log[k\eta] \quad (6.10)$$

la recta que buscamos tiene por ecuación:

$$L_E = a \cdot L_K + b \quad (6.11)$$

en donde a representa la pendiente de la recta.

La recta de ecuación (6.11) se ha obtenido en todos los puntos de las tres mallas y para los valores máximos del espectros de energía de las tres componentes de la velocidad del flujo (u , v , w) registrada con el anemómetro sónico (AS).

El programa utilizado para encontrar la recta que buscamos ha sido el que proporciona la aplicación informática *statgraphycs 4.0*, aplicando el modelo de regresión lineal simple el cuál, nos ha permitido comprobar que la pendiente de estas rectas, en todos los casos, es negativa con un valor absoluto que oscila entre 1.5 – 1.9. Además, se observa, en general, que el coeficiente de correlación entre la variable dependiente y la independiente es superior a 0.9 y el coeficiente de determinación superior al 83%, con lo que se explica que la energía de los remolinos está estrechamente relacionada con el número de onda de los mismos. Efectivamente, esta conclusión era esperable en chorro turbulento como es el chorro introducido en el interior de la habitación de ensayos, igual que ocurre en la Capa Límite Atmosférica bajo condiciones de cizalla significativa.

Una observación más detallada de las rectas obtenidas nos ha permitido distinguir posiciones en las que la pendiente de la recta buscada es de -1.6, mejorando en estas posiciones los coeficientes de correlación y el de determinación respecto a la observación general de los resultados. En las Tablas -6.2-, -6.3- y -6.4- se presentan los resultados de las regresiones donde expresamente aparecen las ecuaciones de las rectas, para aquellas posiciones dentro de la habitación que se consideran de mayor interés por encontrarse influenciadas directamente por la trayectoria del chorro desde la ventana de entrada hasta el orificio de salida de misma. Las rectas en estas tablas se acompañan del correspondiente coeficiente de correlación R y de determinación R^2 entre las variables L_E y L_K (energía y número de ondas en escalas logarítmicas definidas en las ecuaciones (6.9) y (6.10)).

Tabla -6.2-

Ecuación de la recta tangente a los valores máximos del espectro de la componente u de la velocidad del flujo, en diversas posiciones de las tres mallas

Malla / Posición	$L_E = aL_K + b$	R (coef. de corr.)	R^2 (Coef. Det.)
A / (2,3)	$L_E = -1.69 L_K + 1.06$	-0.92	85.98%
A / (3,2)	$L_E = -1.57 L_K + 1.64$	-0.91	83.97%
B / (1,3)	$L_E = -1.59 L_K + 1.26$	-0.91	84.26%
C / (1,3)	$L_E = -1.62 L_K - 2.97$	-0.92	86.31%
C / (1,6)	$L_E = -1.65 L_K - 6.95$	-0.92	86.06%
C / (2,3)	$L_E = -1.59 L_K - 7.98$	-0.91	83.74%
C / (2,5)	$L_E = -1.64 L_K - 6.65$	-0.92	85.49%
C / (3,3)	$L_E = -1.58 L_K - 2.14$	-0.91	84.03%
C / (3,4)	$L_E = -1.67 L_K - 7.4$	-0.91	84.48%

Tabla – 6.3 -

Ecuación de la recta tangente a los valores máximos del espectro de la componente v de la velocidad del flujo, en diversas posiciones de las tres mallas

Malla / Posición	$L_E = aL_K + b$	R (coef. de corr.)	R^2 (Coef. Det.)
A / (3,3)	$L_E = -1.67 L_K + 0.90$	-0.93	88.26%
B / (1,6)	$L_E = -1.70 L_K + 4.27$	-0.92	85.86%
B / (2,3)	$L_E = -1.56 L_K - 3.50$	-0.92	85.24%
C / (1,4)	$L_E = -1.49 L_K - 1.98$	-0.90	86.23%
C / (1,5)	$L_E = -1.67 L_K - 7.48$	-0.92	86.33%
C / (2,3)	$L_E = -1.71 L_K - 9.66$	-0.92	86.30%
C / (2,4)	$L_E = -1.51 L_K - 5.68$	-0.91	84.24%
C / (3,3)	$L_E = -1.74 L_K - 8.11$	-0.92	86.11%
C / (3,4)	$L_E = -1.68 L_K - 7.07$	-0.91	83.22%

Tabla -6.4-

Ecuación de la recta tangente a los valores máximos del espectro de la componente w de la velocidad del flujo, en diversas posiciones de las tres mallas

Malla / Posición	$L_E = aL_K + b$	R (coef. de corr.)	R^2 (Coef. Det.)
B / (1,6)	$L_E = -1.62 L_K - 6.82$	-0.92	85.75%
B / (2,3)	$L_E = -1.63 L_K - 3.48$	-0.92	86.35%
B / (3,3)	$L_E = -1.63 L_K - 0.62$	-0.92	86.10%
C / (2,5)	$L_E = -1.67 L_K - 16.79$	-0.92	85.77%
C / (3,4)	$L_E = -1.59 L_K - 15.38$	-0.92	85.12%
C / (3,6)	$L_E = -1.68 L_K - 7.44$	-0.91	84.33%

6.5 Escalas características de la transferencia de energía turbulenta.

Los datos que se presentan en Tabla -6.2- están referidos a la componente u de la velocidad del flujo, (dirección x respecto del sistema de ejes elegido). En ellos podemos comprobar que la pendiente de la recta tangente a los valores máximos del espectro de energía en esta dirección es de -1.6, en aquellas posiciones más cercanas a la pared oeste de la habitación de ensayos y en las próximas al suelo de la misma, mallas B y C. Este valor coincide de forma bastante aproximada con la pendiente ($-5/3 = -1.667$) de la ley de Kolmogorov, presentada en la ecuación (6.5) que es válida para el subrango inercial.

Las Tabla -6.3- y -6.4- corresponden a los resultados para las componentes v y w de la velocidad del flujo, (dirección y y z respecto del sistema de ejes elegido); en ellas apreciamos que las rectas tangentes a los valores máximos del espectro en estas direcciones presentan la misma tendencia de acercarse al subrango inercial, en posiciones

próximas a la pared oeste y hacia el suelo de la habitación que en la dirección x , siendo la tendencia más clara para la dirección vertical, Tabla –6.4–.

Los resultados descritos en el párrafo anterior, los cuales se ilustran de forma gráfica, en las Figuras (6.20) a (6.27), indican que en el interior de la habitación de ensayos y hacia los límites a los que nos estamos refiriendo se produce un proceso de transferencia de energía turbulenta desde los remolinos de gran tamaño (L_t) a los de pequeño (η) que se rige por la ley de Kolmogorov.

El número de Reynolds característico del movimiento del aire introducido en la célula es del orden de 10^4 , según se ha mostrado en el Capítulo 4 (§ 4.1), lo que nos sitúa dentro de las condiciones teóricas para que se cumpla la ley de Kolmogorov, (Bradshaw 1971). Por otra parte, de los resultados obtenidos en nuestro experimento con relación a la pendiente de los valores máximos del poder espectral, se deduce que el chorro introducido tiene bien definido un subrango inercial de transmisión de energía turbulenta en cascada semejante al subrango inercial propio de la AB L. Esto permite asegurar que en los flujos de aire en el interior de habitaciones es posible encontrar la ley de Kolmogorov, en la que los límites del intervalo de escalas válido está determinado por el tamaño del recito a través de la longitud de escala L_t .

Como ya se ha visto anteriormente, considerando la aproximación de Etheridge and Sandberg ($L_t = V^{1/3}$) encontramos una longitud de escala para los grandes remolinos de $L_t = 3.54$ m. Este valor está relativamente alejado de la longitud de la habitación, siendo más cercano a las dimensiones transversales ($l \times w \times h = 5.45 \text{ m} \times 2.96 \text{ m} \times 2.76 \text{ m}$, Figura (3.4)).

Profundizando en todo el proceso del estudio del espectro de energía, encontramos para la componente u , picos al principio la zona de decaimiento del espectro con una frecuencia cercana a la correspondiente con la dimensión longitudinal de la habitación de ensayos, $l = 5.45$ m, Figuras (6.28) y (6.29). Utilizando el concepto de remolinos congelados de Taylor ($\lambda = U/f$) tendremos una frecuencia para dicha longitud de $f = 0.19 \text{ s}^{-1}$ ($\log(f) = -1.66$, en las figuras).

En la Tabla -6.5- se muestran las longitudes de escala correspondientes a los valores de los máximos del espectro de la componente u que corresponden al inicio de la decadencia observada en los ejemplos mencionados, Figuras (6.28) y (6.29). La determinación de estas longitudes se ha hecho utilizando como velocidad de escala $U = 1.035 \text{ m s}^{-1}$, que es la considerada como promedio del chorro. Como resultado se puede observar que las longitudes de los remolinos más grandes están comprendidas entre los 5 y 6.5 m, excepto para el caso de la Figura (6.28b), que representa el espectro para un punto de la malla C, situada en las cercanías del suelo y por tanto muy alejado del propio chorro. En este último caso la teoría de remolinos congelados de Taylor puede no ser suficientemente válida.

Tabla - 6.5 -

Frecuencias $\text{Log}(f)$, longitudes de escala (L) y números de onda (L_K) para los valores máximos del inicio de la decadencia de los espectros observadas en las Figuras (6.28)-(6.29).

	Figuras			
	(6.28a)	(6.28b)	(6.29a)	(6.28b)
Log (f)	-1.81	-1.61	-1.69	-2.19
L (m)	6.34	5.17	5.64	9.31
L_K	-9.22	-9.02	-9.10	-9.60

En términos de número de ondas, estos picos se encuentran entorno a las posiciones del espectro donde la pendiente de la recta tangente a la envolvente a los valores máximos del mismo comienza a alcanzar un valor próximo a $-5/3$, alrededor de $L_K \approx -9$ (ver, por ejemplo, Figura (6.20a) y (6.20b)).

Como consecuencia de encontrar los primeros picos mediante la determinación espectral de la velocidad del flujo de un tamaño cercano a 5.45 m, frente a los 3.54 m

previstos según el criterio de Etheridge and Sandberg, nos permite considerar la longitud de escala de los grandes remolinos del orden de la dimensión longitudinal de la habitación, es decir, $L_t = 5.45$ m. Además, para este valor de L_t la energía cinética de disipación ε y de la longitud de escala de Kolmogorov η prácticamente no varían respecto a los valores obtenidos considerando el criterio anterior.

Los resultados conducen a pensar que los picos de longitud de escala de alrededor de 5.45 m son los que contienen más energía, los que contribuirán más al proceso de transporte en cascada de energía turbulenta hacia los remolinos de pequeño tamaño y, en consecuencia, los que nos van a marcar el principio del subrango inercial en el interior de la habitación de ensayo.

Tomando este valor de L_t como tamaño de los remolinos grandes, el número de onda k_{L_t} , correspondiente es del orden de 10^3 mm^{-1} ($k_{L_t} = 2\pi/L_t = 1.15 \text{ m}^{-1}$). Por otra parte, longitud de escala de Kolmogorov, $\eta = 10^{-1} \text{ mm}$, que marca el final de subrango inercial, le corresponde un número de onda k_η cercano a 60 mm^{-1} ($k_\eta = 2\pi/L = 62.83 \text{ mm}^{-1}$). Con esto, podemos decir que, de forma bastante aproximada, el intervalo de números de onda en el cual se produce el proceso en cascada de transferencia de energía turbulenta de los grandes remolinos a los pequeños, semejante al que ocurre en la ABGL, ha sido encontrado como $[10^3, 60] \text{ mm}^{-1}$, en el interior de la habitación.

El análisis espectral del flujo pone de manifiesto la existencia de un transporte de energía turbulenta en el interior de la habitación de ensayo, fundamentalmente, hacia la pared oeste siguiendo la trayectoria del chorro, y a que en estas posiciones es donde más claramente se ha presentado el comportamiento propuesto por la ley de Kolmogorov y mostrando la decadencia de densidad espectral. Hay que tener en cuenta, además, que en el Capítulo anterior y a habíamos detectado la existencia de un proceso de transferencia de momento y de calor de naturaleza turbulenta, por medio del estudio de flujos de dichas magnitudes, lo que en esencia, coincide con los resultados obtenidos en este último apartado.

Se puede decir que cuando una corriente de aire turbulenta se introduce en una habitación se inicia un proceso de transferencia de calor importante debido a la energía turbulenta asociada al mismo. Los resultados obtenidos en este Capítulo, más concretamente en este último apartado, nos conducen a concluir que mediante el análisis espectral de las componentes de la velocidad inherentes al flujo, se pueden identificar aquellas zonas de la habitación en donde existe una transferencia de calor de origen turbulento más efectiva. Es evidente, por lo tanto, que el desarrollo del análisis espectral puede considerarse un buen método para el estudio de los flujos en el interior de habitaciones y, en consecuencia, se puede aplicar al estudio de la ventilación natural y forzada en el interior de las mismas.

APÉNDICE 6.1

PROGRAMA: MAXSP_SO.FOR

ROGRAMA- MAXSP_SO.FOR

PROGRAMA PARA CALCULAR LOS MÁXIMOS DE UN ESPECTRO DEL
AEMÓMETRO SÓNICO (AS)

ROGRAM MAXSP_SO.FOR

c inicio de programa. Dimensionalizacion de variables.

INTEGER K, NM(50), I2, M2, NMX(25)

REAL X1 (10) , SP(3 , 9451) , F(10000) , MAX (3,10000) ,FMAX (3, 10000)

REAL FMX2 , MAX2 , FMAXX (3 , 2250) , MAXX (3 , 2250)

CHARACTER FICH*2

CHARACTER*50 FICH1

CHARACTER*50 FICH2 , FICH3 , FICH4

c INTEGER SEGUIR

CHARACTER VARI*10

c

c Introducción del nombre de un fichero de datos

c

PRINT * , 'nombre de fichero de entrada'

READ * , FICH

c

c puede ser necesario introducir el número total de datos

c PRINT * , 'número de datos de este fichero'

c READ (* , *) NDAT

c

```
c
c  construcción de nombre para ficheros de entrada/salida
c
FICH1 = 'C:\WORK\SPSMA'\FICH\'. TXT'
FICH2 = 'C:\WORK\ENV1_SPU\SPSMA'\FICH\'. DAT'
FICH3 = 'C:\WORK\ENV1_SPV\SPSMA'\FICH\'. DAT'
FICH4 = 'C:\WORK\ENV1_SPW\SPSMA'\FICH\'. DAT'

c  se abren los ficheros de entrada y salida.
c

OPEN ( 1 , FILE = FICH1 , STATUS = 'OLD')
OPEN ( 2 , FILE = FICH2 , STATUS = 'UNKNOWN')
OPEN ( 3 , FILE = FICH3 , STATUS = 'UNKNOWN')
OPEN ( 4 , FILE = FICH4 , STATUS = 'UNKNOWN')

c
c  inicialización de contador
c
K = 0

c
c  lectura de encabezamiento
c
PRINT * , 'PASO1 '
READ ( 1, 1 ) VARI
PRINT * , VARI
PRINT * , 'PASO2 '

c
c  lectura de datos numéricos. Poder espectral
c

10 K = K+1
```

```

READ ( 1 , * ) ( X1 ( J ) , J = 1 , 10 )
SP ( 1 , K ) = X1 ( 5 )
SP ( 2 , K ) = X1 ( 7 )
SP ( 3 , K ) = X1 ( 9 )
F ( K ) = X1 ( 6 )

```

⇒

SP (3 , K) = X1 (8) en las mallas B y C

```

c
c comprobación de datos
c

PRINT * , K , SP ( 1 , K ) , SP ( 2 , K ) , SP ( 3 , K ) , F ( K )
IF ( F ( K ) • GE • 10 . 5 ) THEN
  GOTO 20
  ELSE
  GOTO 10
  ENDIF
20  CONTINUE
   NDAT = K

c
c PRINT * , 'PULSAR UN NÚMERO E INTRO' , NDAT
c READ * , SEGUIR
c
c
c proceso general de obtención de máximos
c
   DO 100 J = 1 , 3
     M = 0
     M2 = 0
     NM ( J ) = 0
     NMX ( J ) = 0

c
c obtención de todos los máximos
c
   DO 150 K = 2 , NDAT-1

```

```
      IF (SP ( J , k ) • GT • SP ( j , k-1 )) THEN
      GOTO 152
      ELSE 150
      END IF
152  IF (SP ( J , k ) • GT • SP ( j , k+1 )) THEN
      GOTO 154

      ELSE
      GOTO 150
      END IF
154  M = M+1

      FMAX ( J , M ) = F ( K )
      MAX ( J , M ) = SP ( J , K )
150  CONTINUE
      NM ( J ) = M
c
c  selección de máximos que no tiene ninguno superior a él a la derecha
c
      I = 0
c  DO160 I = 1 , NM ( J )
160  I = I+1
162  IF ( I • GT • NM ( J 9 ) ) THEN
      GOTO 110
      END IF
      MAX2 = MAX ( J , I )
      FMX2 = FMAX ( J , I )
      DO 180 I2 = I+1 , NM ( J )
      IF ( MAX2 • GT • MAX ( J , I2 ) ) THEN
      GOTO 180
      ELSE
      GOTO 164
      END IF
180  CONTINUE
```

```
c
c   creación de variables con los máximos elegidos.
c
      M2 = M2+1
      MAXX ( J , M2 ) = MAX2
      FMAXX ( J , M2 ) = FMX2
      GOTO 160

c
c   salto de valores que no interesan por ser menores
c

164  I = I2
      GOTO 162
110  NMX ( J ) = M2
100  CONTINUE

c
c   impresión de resultados en ficheros de salida
c
      DO 300 J = 3
      PRINT * , '
      DO 400 I = 1 , NM ( J )

c   grabación de máximos intermedios
c   WRITE ( K+1 , 9 ) FMAX ( J , I ) , MAX ( J , I )
c   comprobación de máximos intermedios

      WRITE ( * , 9 ) FMAX ( J , I ) , MAX ( J , I )
400  CONTINUE

c   muestra número total de máximos
      PRINT * , J , NM ( J )
      PRINT * , 'Pulsar cualquier número entero e INTRO'
      READ * , SEGUIR
```

```
c
c grabación de máximos
c
  DO 450 I = 1 , NMC ( J )
  WRITE ( J+1 , 9 ) FMAXX ( J , I ) , MAXX ( J , I )
  WRITE ( * , 9 ) FMAXX ( j , I ) , MAXX ( J , I )
450 CONTINUE

c muestra número de máximos finales
  PRINT * , J , NMX ( J )
c PPRINT * , 'Pulsar cualquier número entere e INTRO'
c READ * , SEGUIR

300 CONTINUE

c
c Formatos
c
1  FORMAT ( 1X , A10 )
2  FORMAT ( 1X , A5 )
3  FORMAT ( 1X , 2F8.4 )

c FINAL DE PROGRAMA

c CLOSE

  STOP

  END
```


APÉNDICE 6.2

FIGURAS DEL CAPÍTULO 6

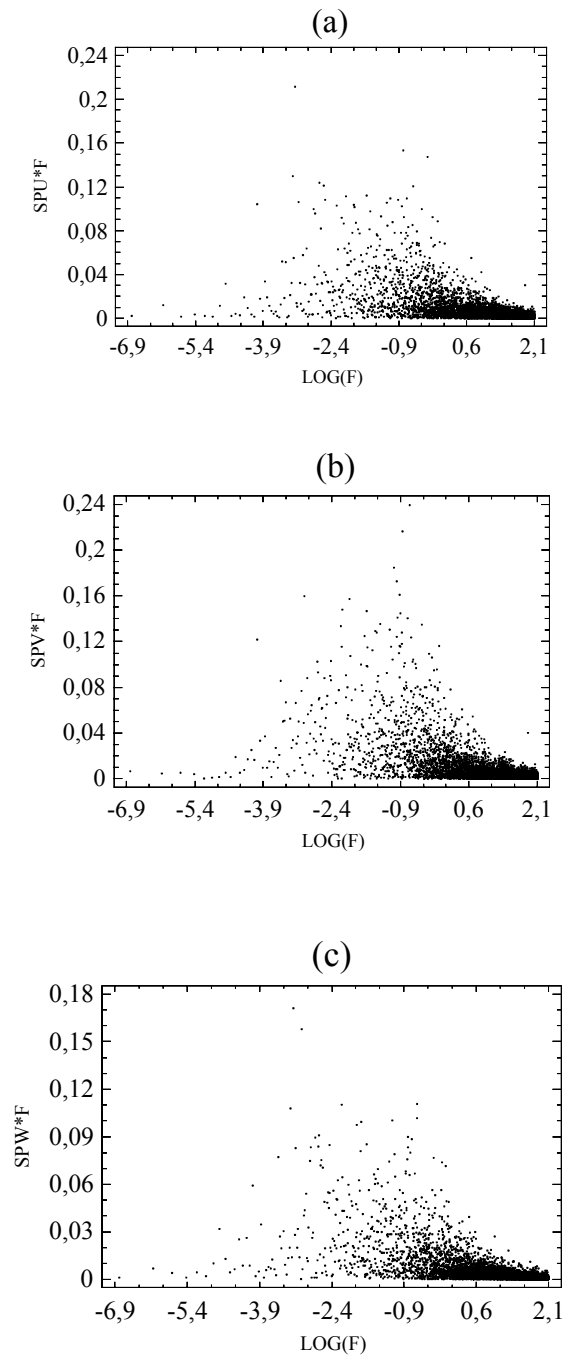


Figura (6.1).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla A, posición (1,3) del AS. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w .

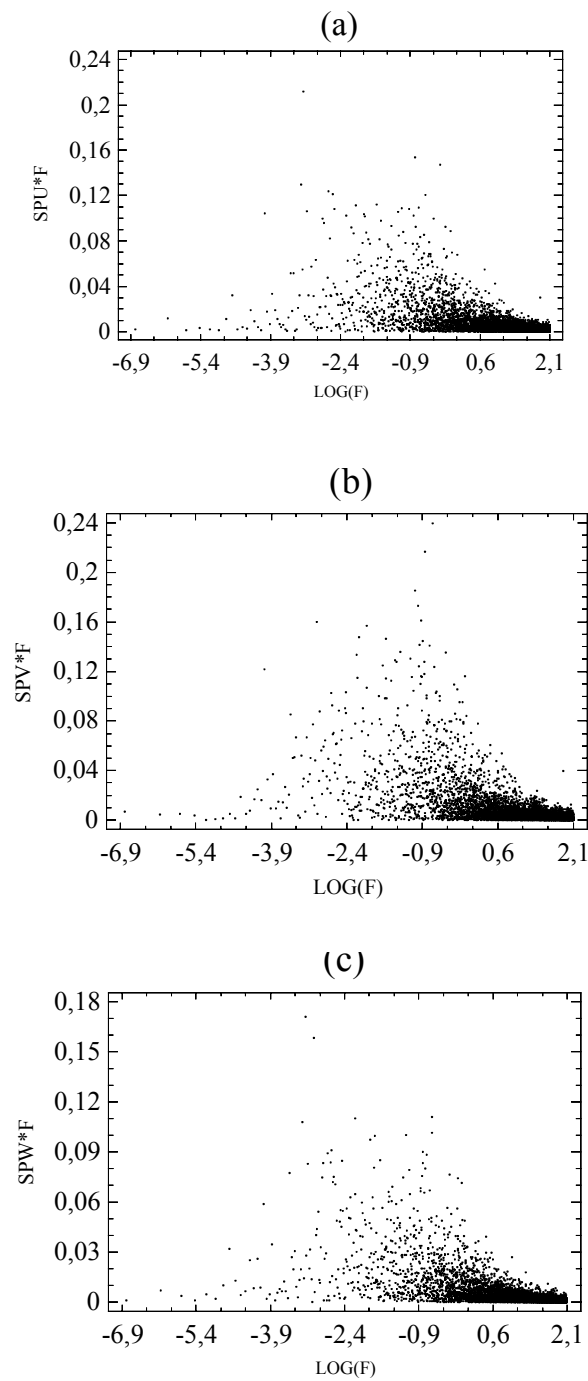


Figura (6.2).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla A, posición (2,4) del A.S. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w

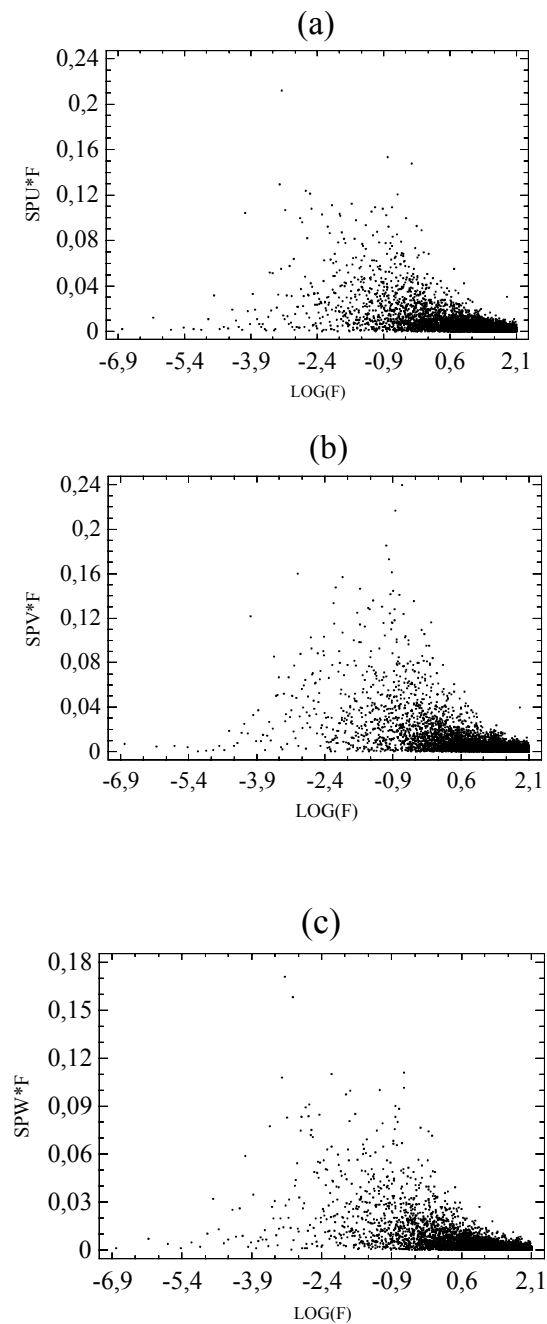


Figura (6.3).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla A, posición (3, 5) del AS. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w .

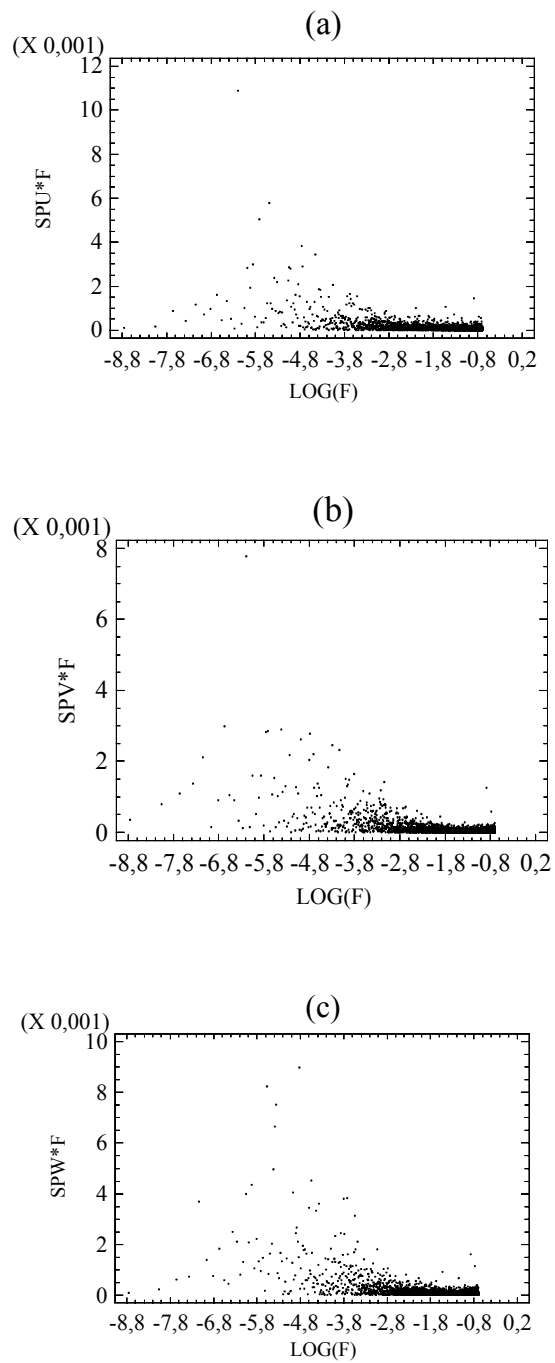


Figura (6.4).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla B, posición (1,3) del AS. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w .

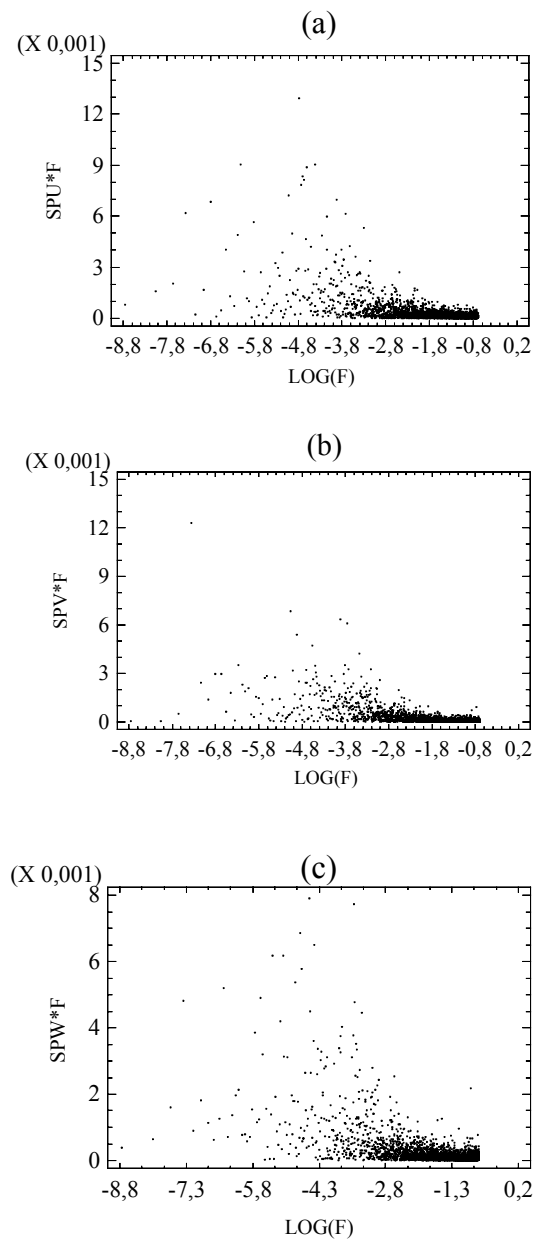


Figura (6.5).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla B, posición (2,4) del AS. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w .

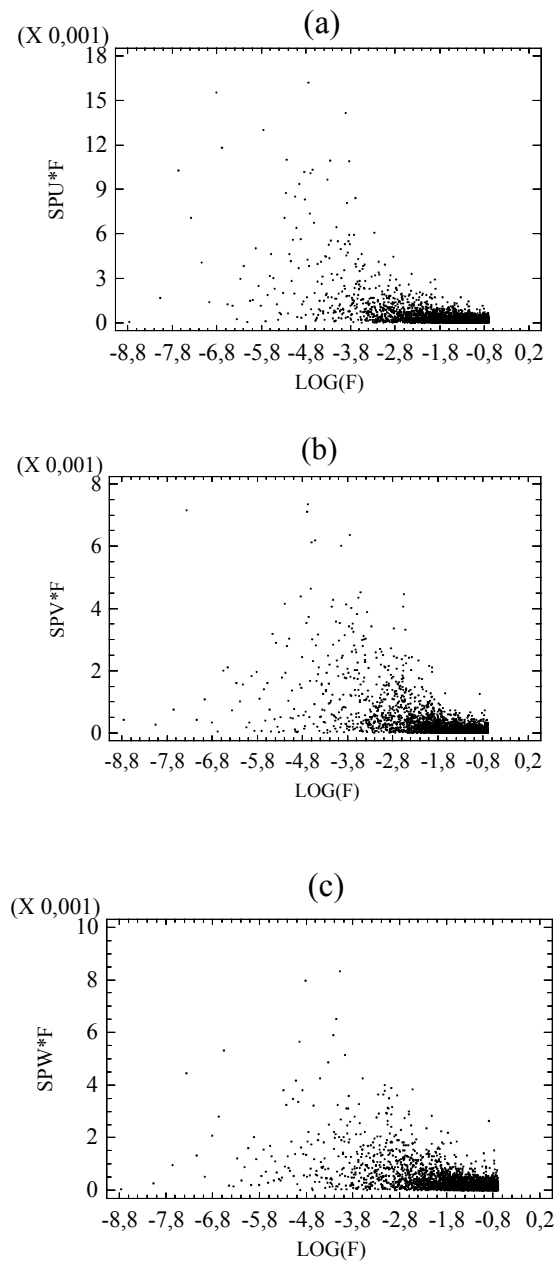


Figura (6.6).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla B, posición (3,5) del AS. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w .

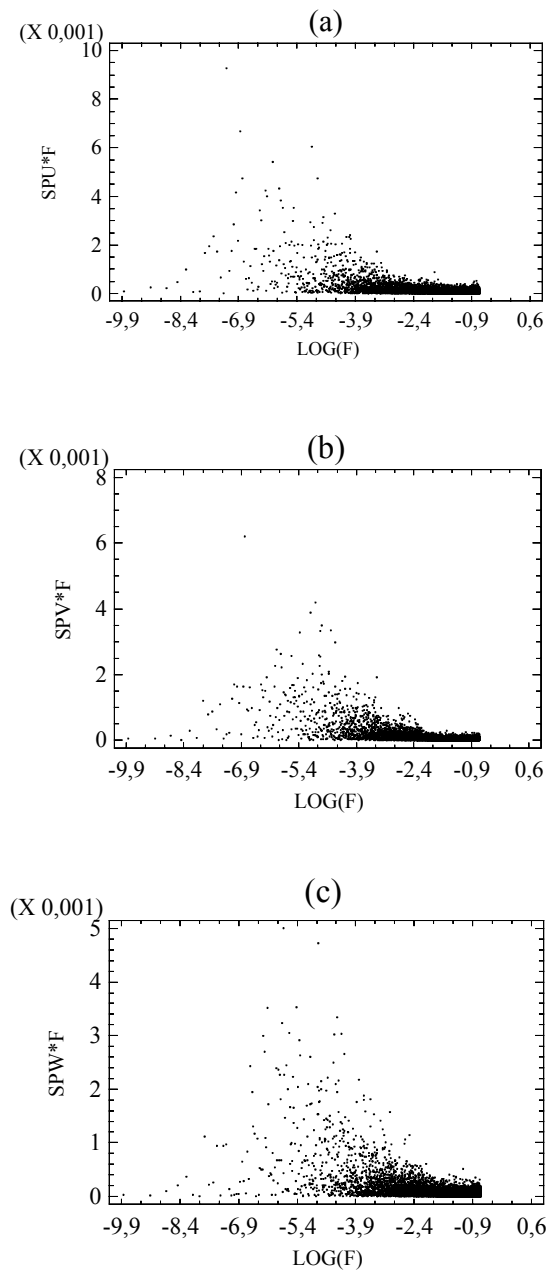


Figura (6.7).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla C, posición (1,3) del AS. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w .

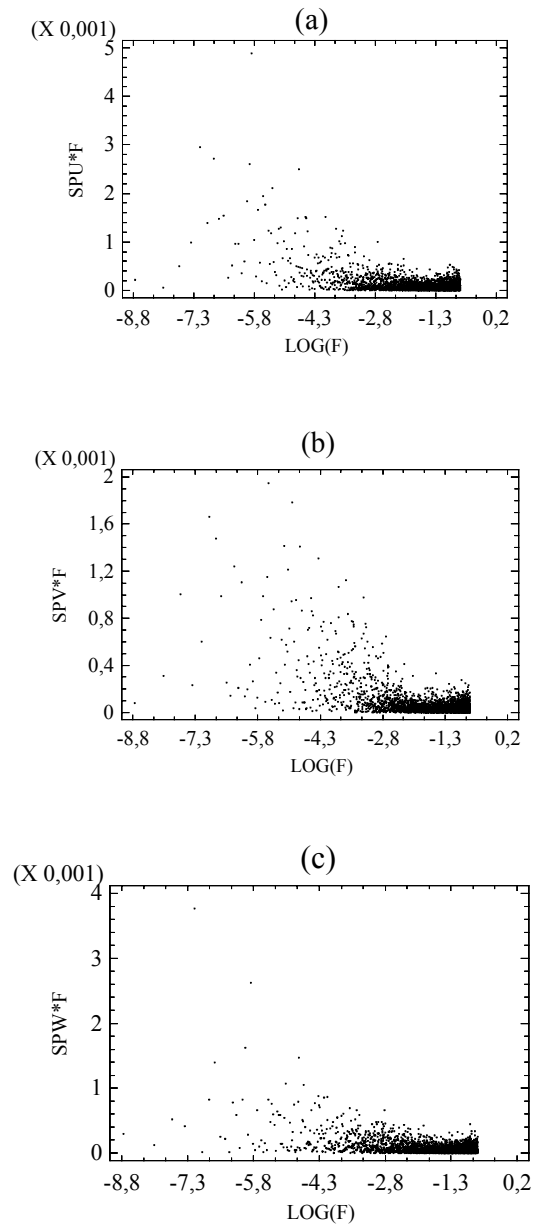


Figura (6.8).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla C, posición (2,4) del AS. (a) componente u , (b) componente v y (c) componente w .

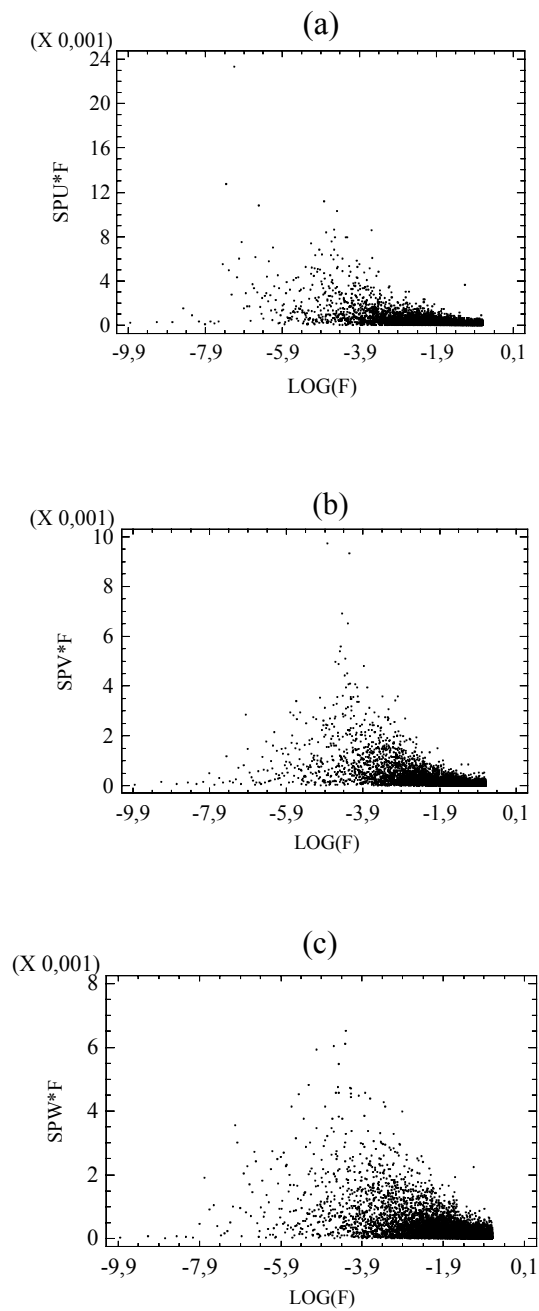


Figura (6.9).- Espectros de energía para la velocidad del flujo en la malla C, posición (3,5) del AS. (a) componente u , (b) componente w .

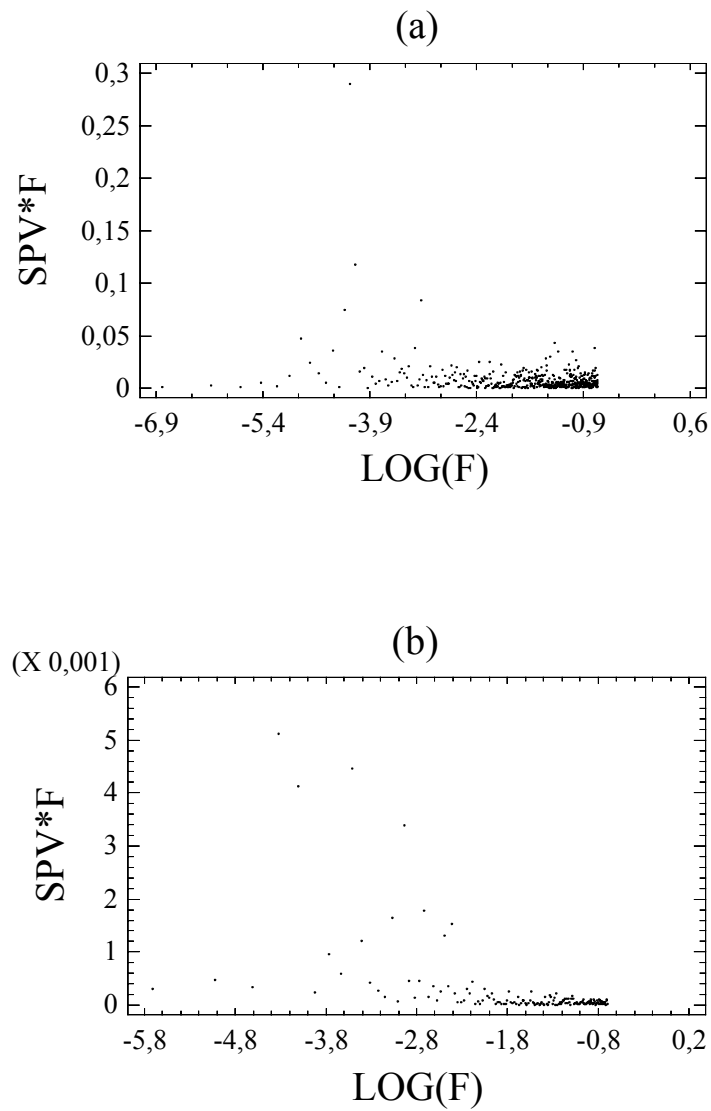


Figura (6.10).- Ejemplos de espectros de energía para la velocidad del flujo, medidas de las velocidades con anemómetro de hilo caliente (AHC). (a) Malla A, posición (2,4) y altura del AHC respecto del suelo $z = 185$ cm. (b) Malla B, posición (3,4) y altura del HC respecto del suelo $z = 45$ cm.

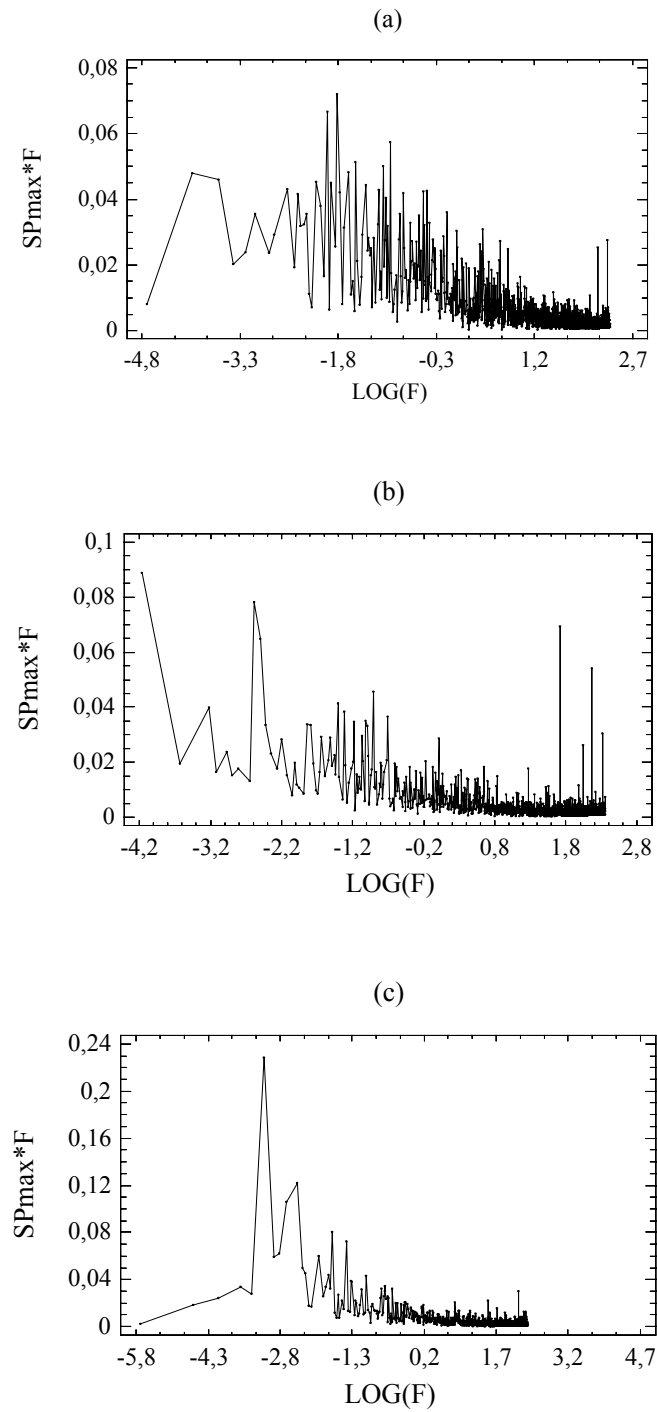


Figura (6.11).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente u de la velocidad del flujo malla C. (a) malla A posición (2,3), (b) malla A posición (3,2) y (c) malla B posición (1,3).

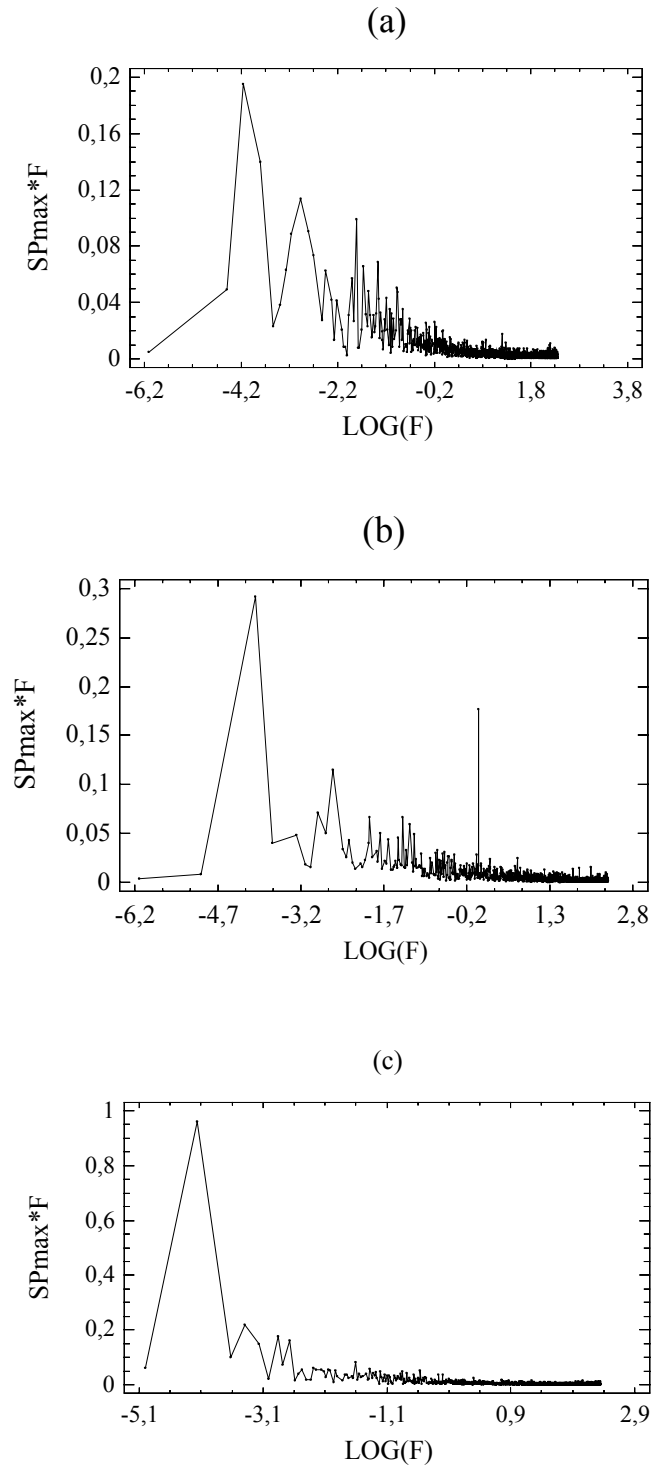


Figura (6.12).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente u de la velocidad del flujo en la malla C. (a) posición (1,3), (b) posición (1,6) y (c) posición (2,3).

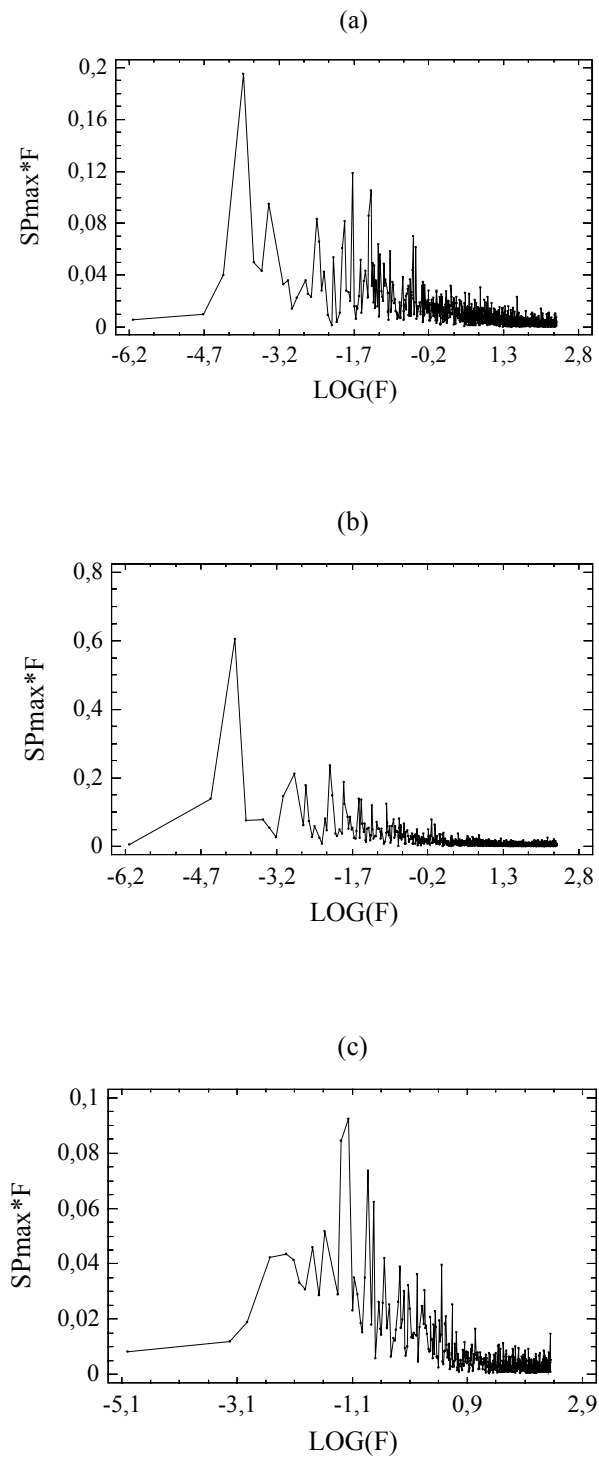


Figura (6.13).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente u de la velocidad del flujo en la malla C. (a) posición (2,5), (b) posición (3,3) y (c) posición (3,4).

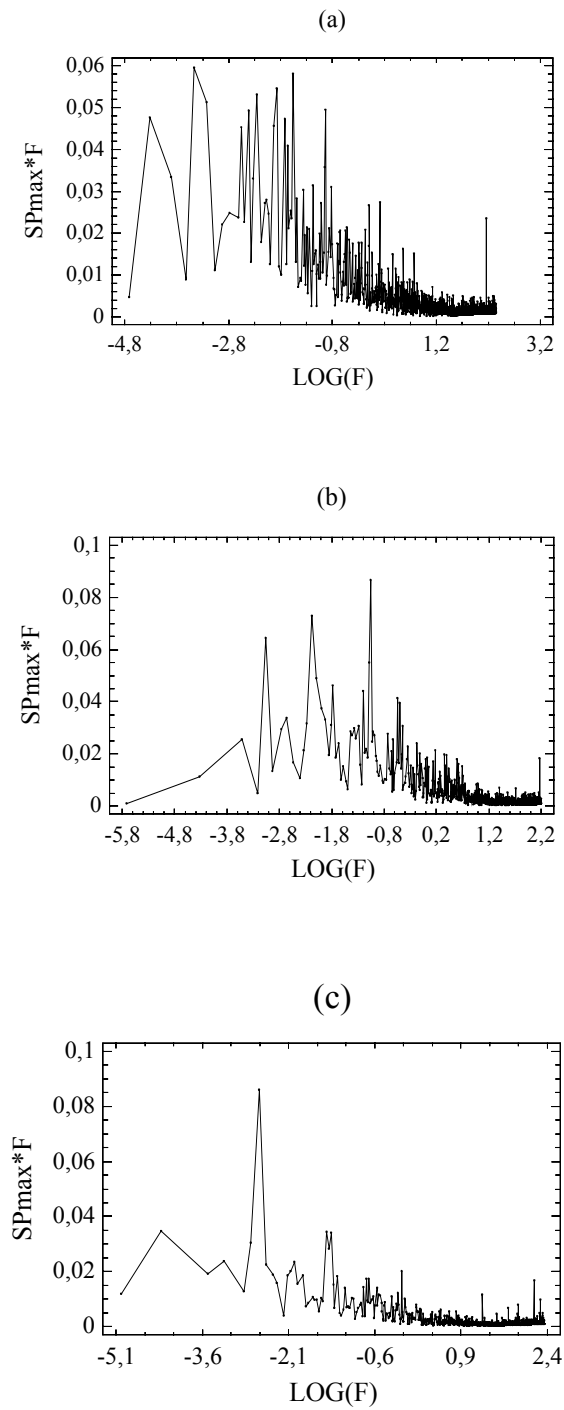


Figura (6.14).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente v de la velocidad del flujo. (a) malla A posición (3,3), (b) malla B posición (1,6) y (c) malla B posición (2,3).

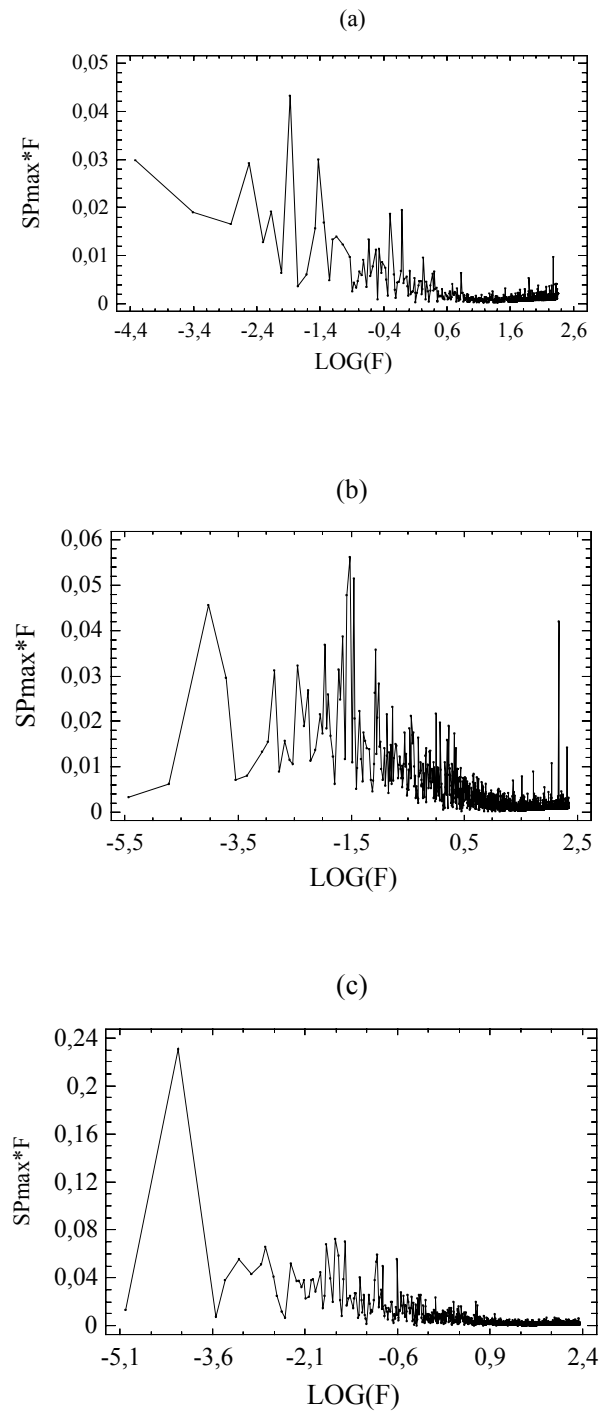


Figura (6.15).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente v de la velocidad del flujo en la malla C. (a) posición (1,4), (b) posición (1,5) y (c) posición (2,3).

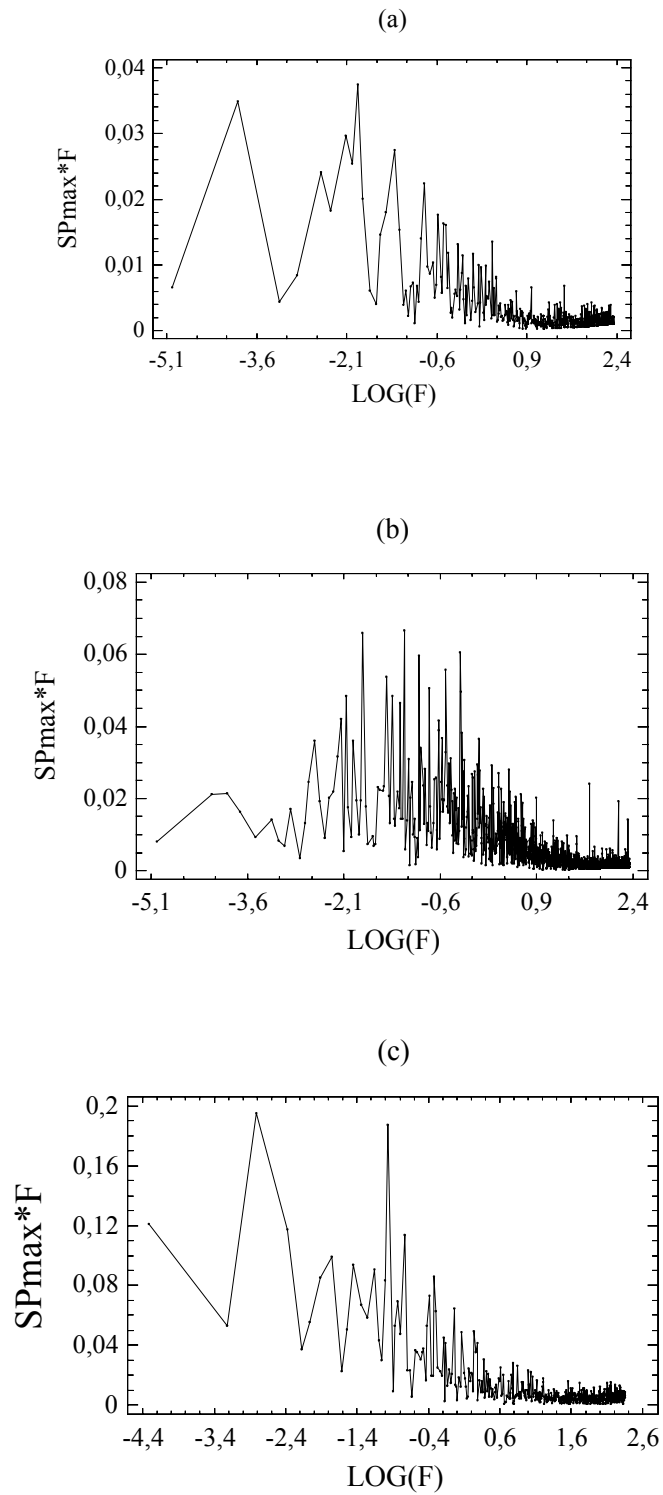


Figura (6.16).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente v de la velocidad del flujo en la malla C. (a) posición (2,4), (b) posición (2,5) y (c) posición (3,4).

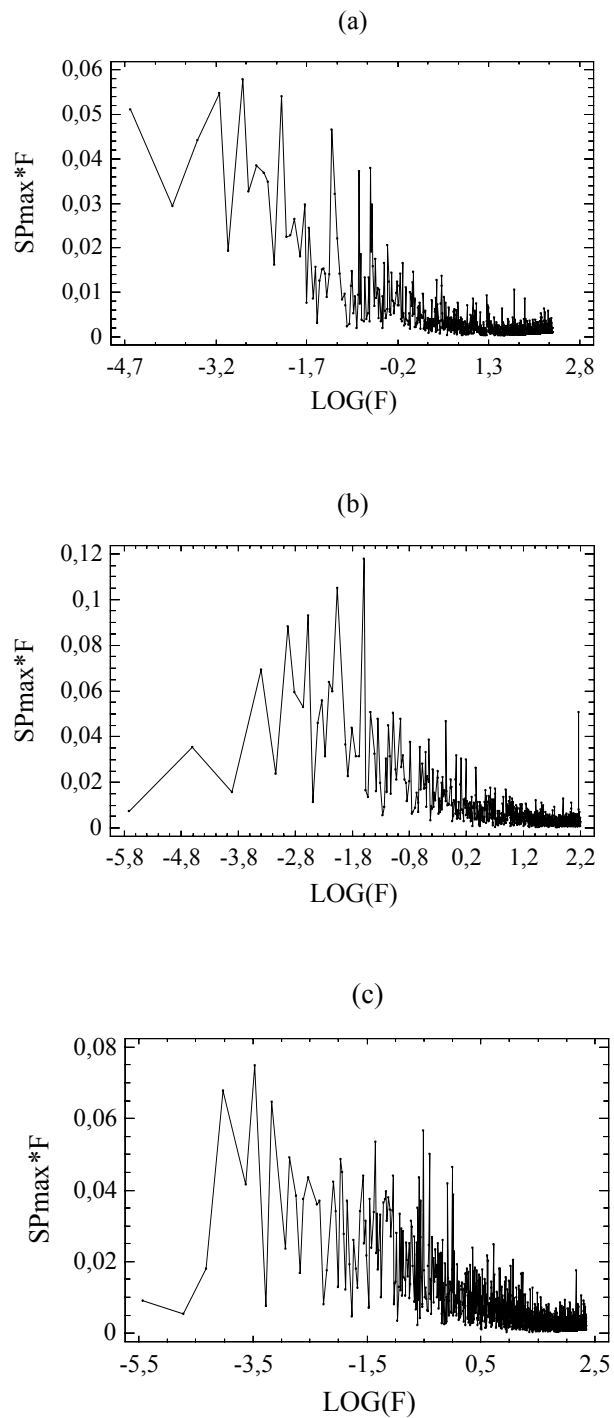


Figura (6.17).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente w de la velocidad del flujo. (a) malla B posición (2,3), (b) malla B posición (3,3) y (c) malla C posición (1,6).

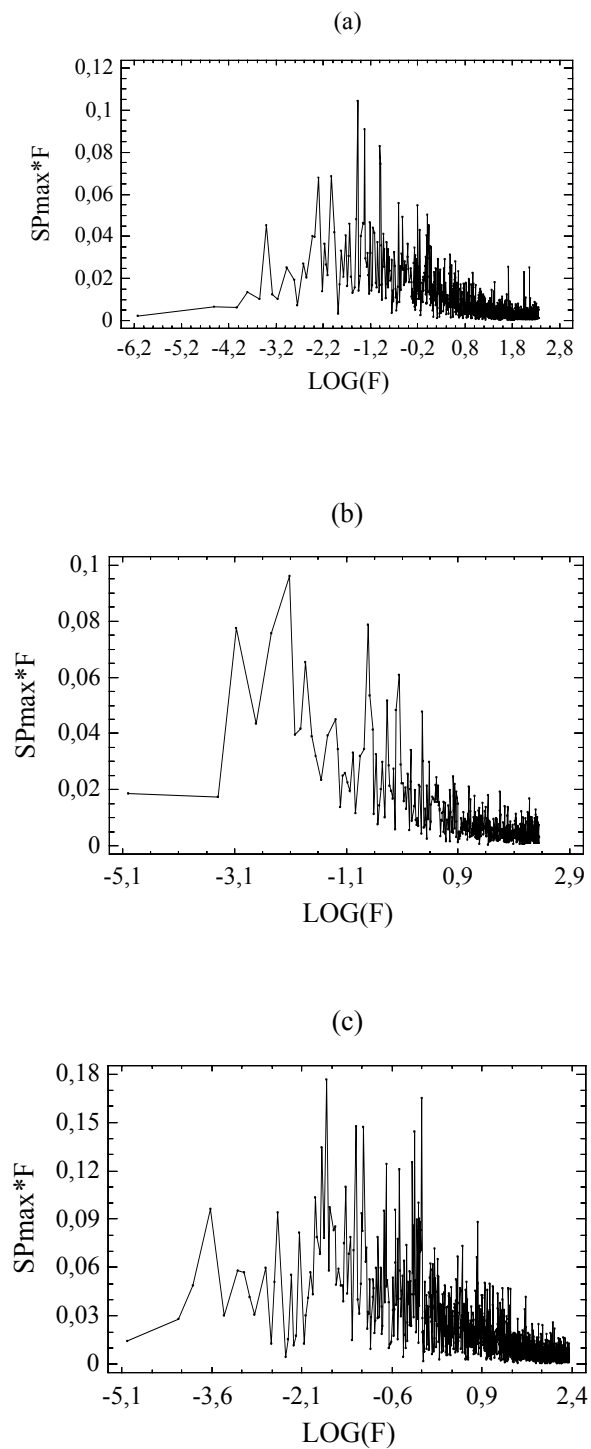


Figura (6.18).- Distribución de los valores máximos de energía en función de la frecuencia para la componente w de la velocidad del flujo malla C. (a) posición (2,5), (b) posición (3,4) y (c) posición (3,6).

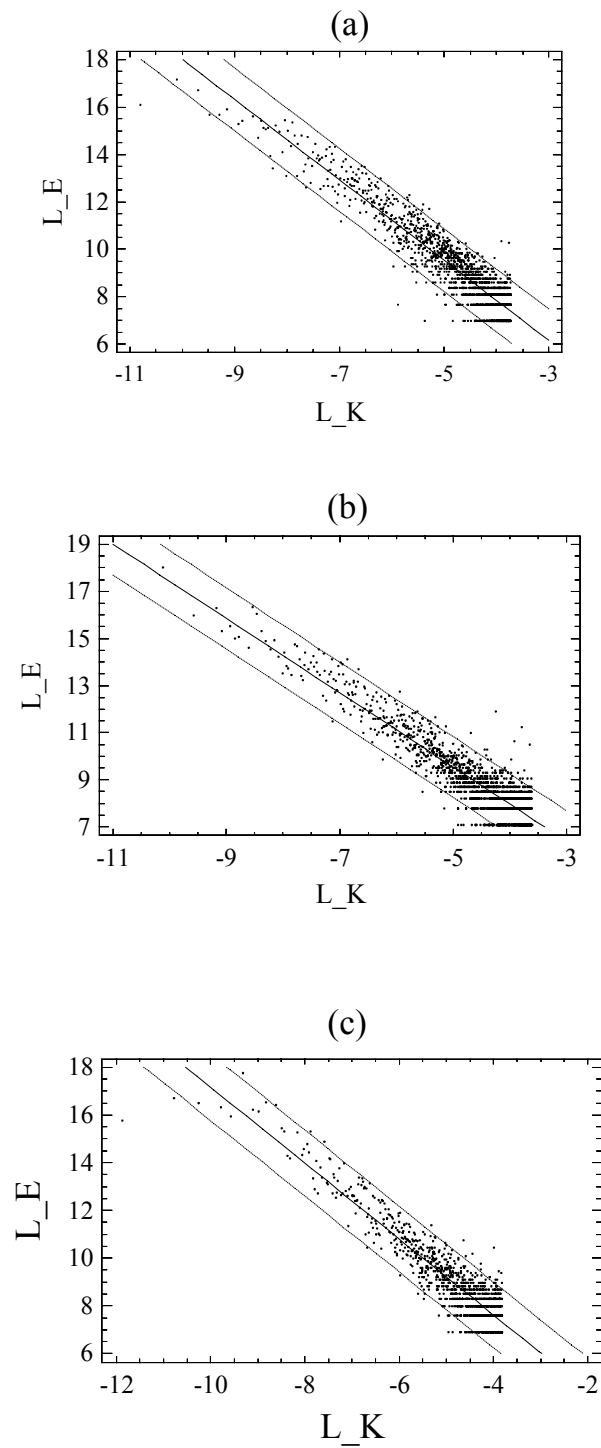


Figura (6.20).- Regresión lineal simple para la componente u de la velocidad del flujo: (a) Malla A, posición (2,3), (b) Malla A, posición (3,2) y (c) Malla B, posición (1,3).

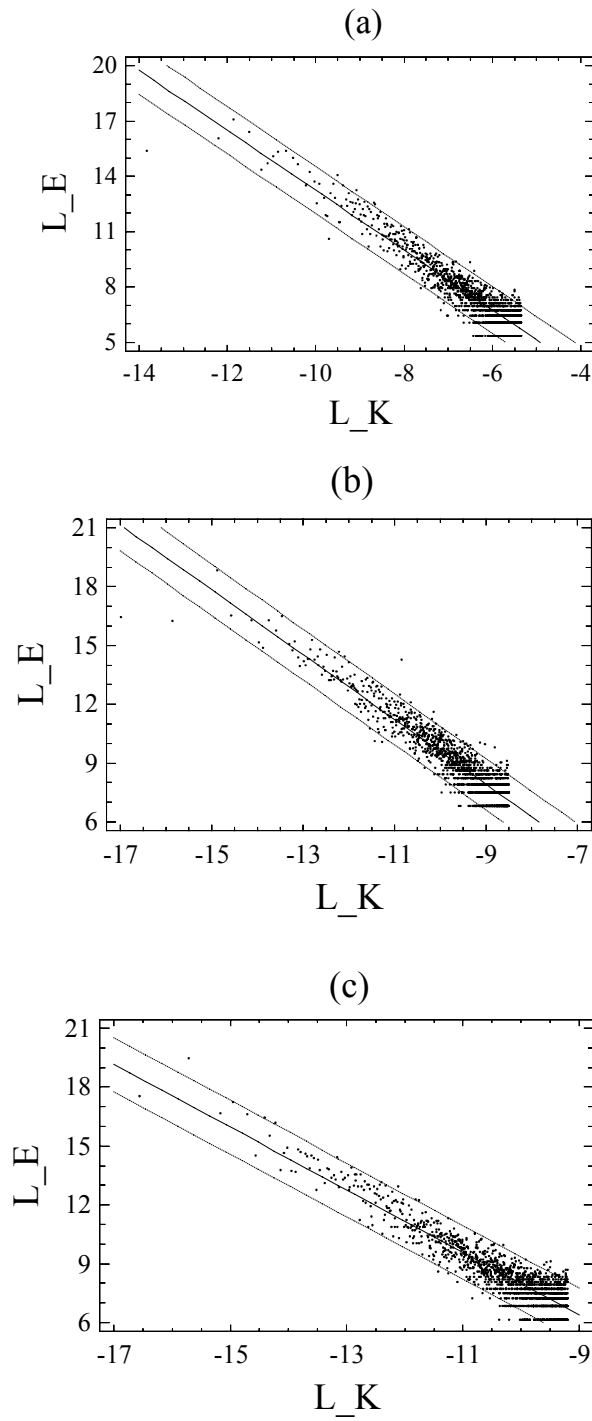


Figura (6.21).- Regresión lineal simple para la componente u de la velocidad del flujo en la malla C. (a) Posición (1,3), (b) posición (1,6) y (c) posición (2,3).

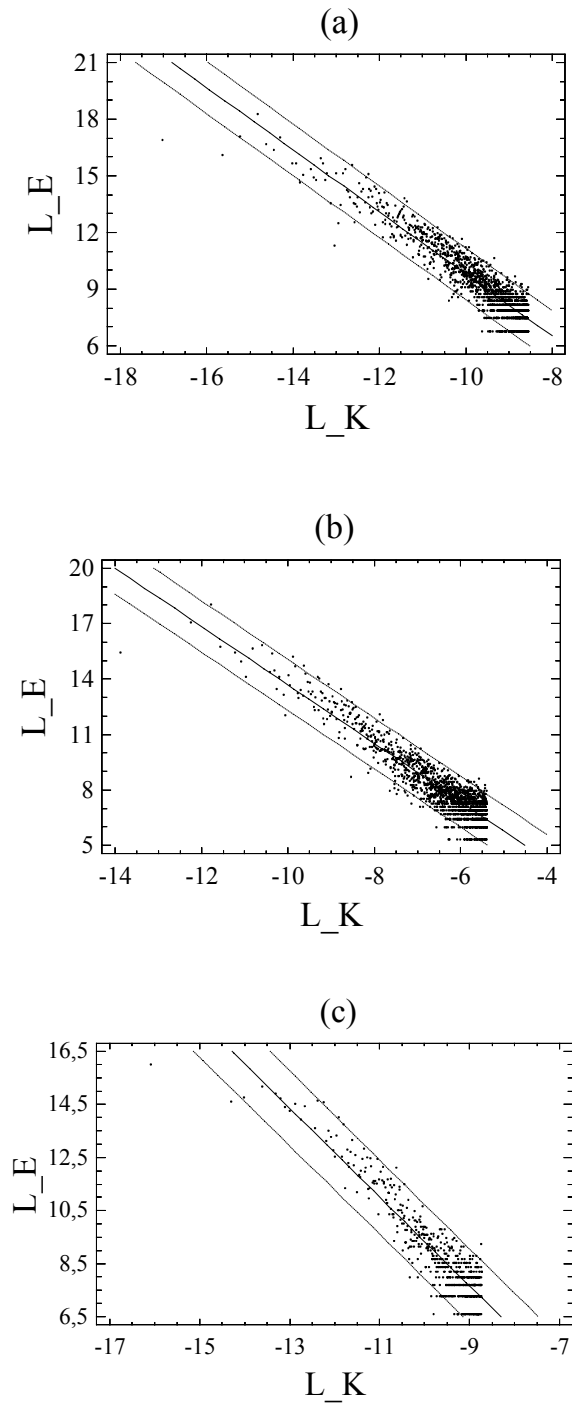


Figura (6.22).- Regresión lineal simple para la componente u de la velocidad del flujo en la malla C. (a) Posición (2,5), (b) posición (3,3) y (c) posición (3,4).

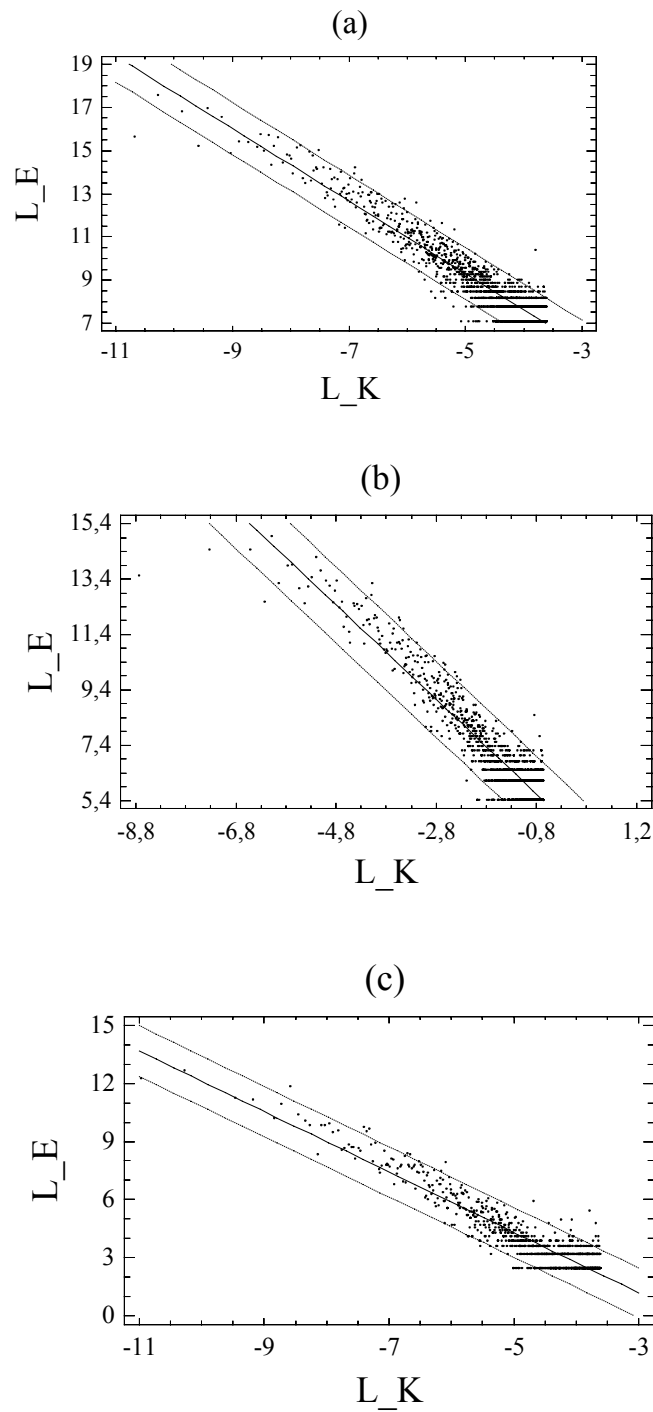


Figura (6.23).- Regresión lineal simple para la componente v de la velocidad del flujo. (a) Malla A, posición (3,3); (b) Malla B, posición (1,6), y (c) Malla B, posición (2,3).

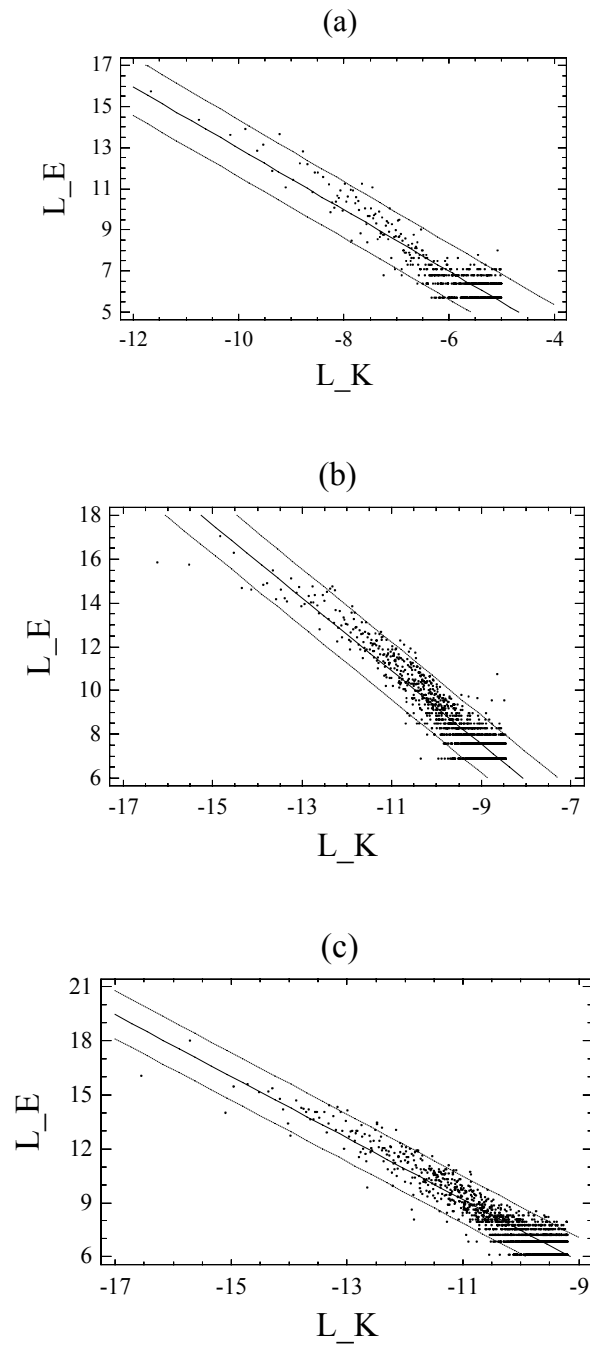


Figura (6.24).- Regresión lineal simple para la componente v de la velocidad del flujo en la malla C.: (a) posición (1,4), (b) posición (1,5) y (c) posición (2,3).

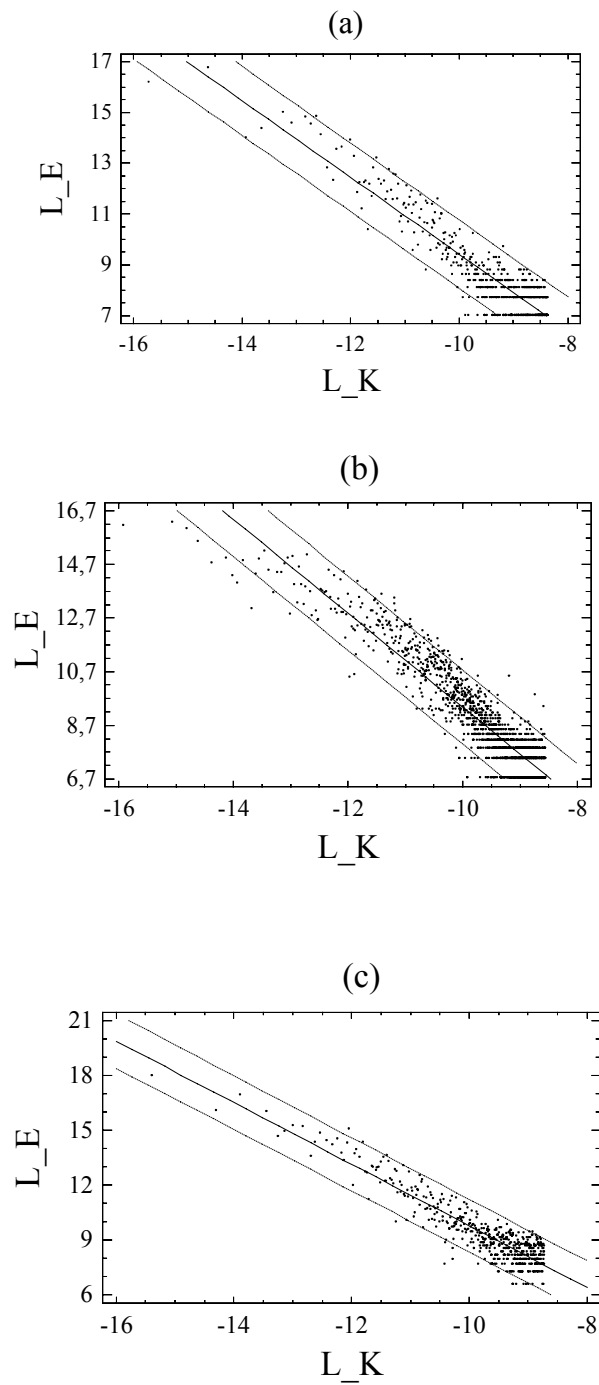


Figura (6.25).- Regresión lineal simple para la componente v de la velocidad del flujo en la malla C.: (a) posición (2,4), (b) posición (2,5) y (c) posición (3,4).

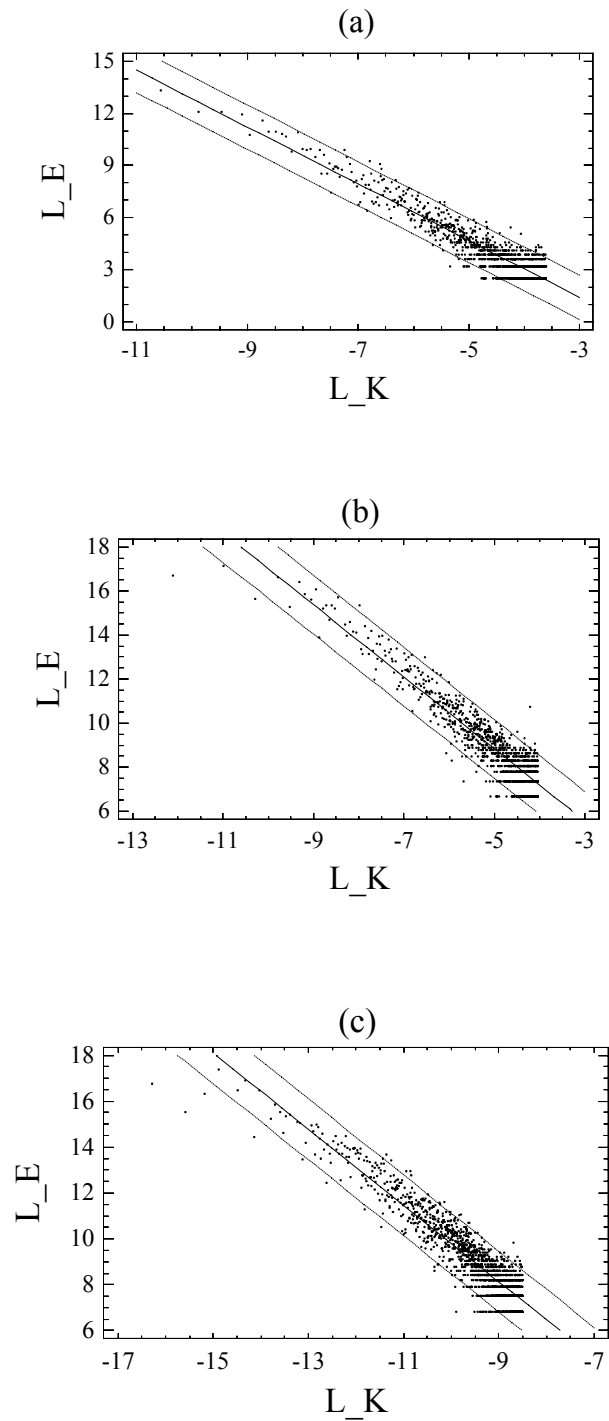


Figura (6.26).- Regresión lineal simple para la componente w de la velocidad del flujo. (a) Malla B posición (2,3), (b) Malla B posición (3,3) y (c) Malla C posición (1,6).

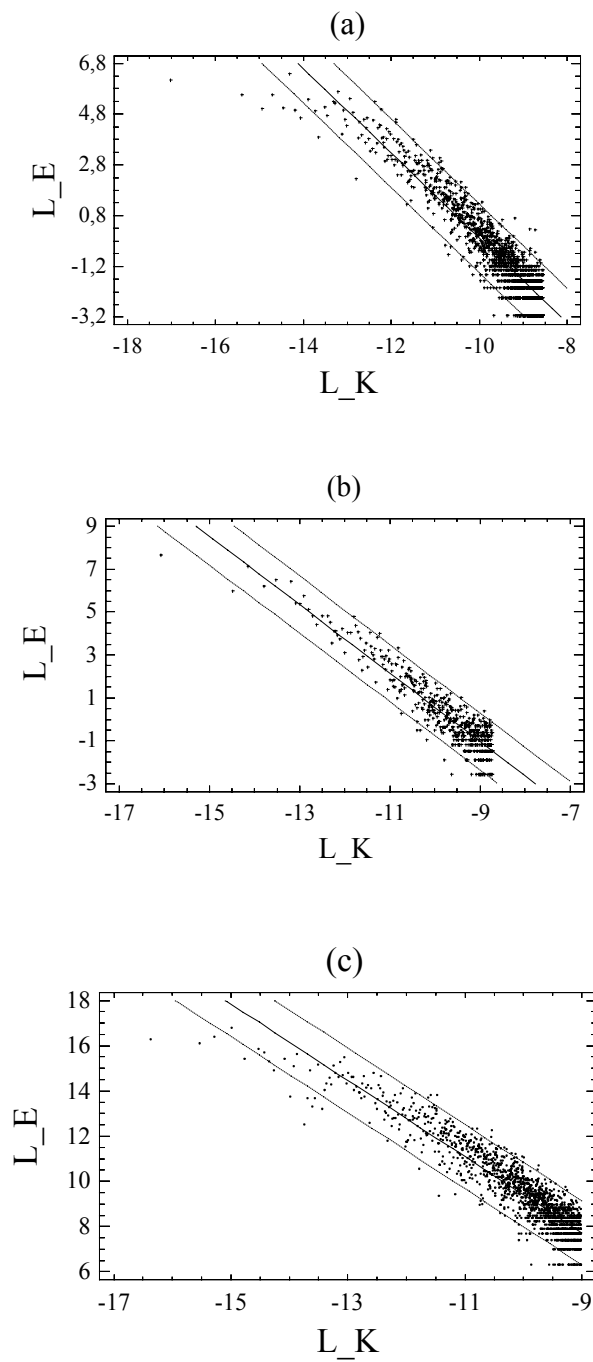


Figura (6.27).- Regresión lineal simple para la componente w de la velocidad del flujo malla C. (a) posición (2,5), (b) posición (3,4) y (c) posición (3,6)

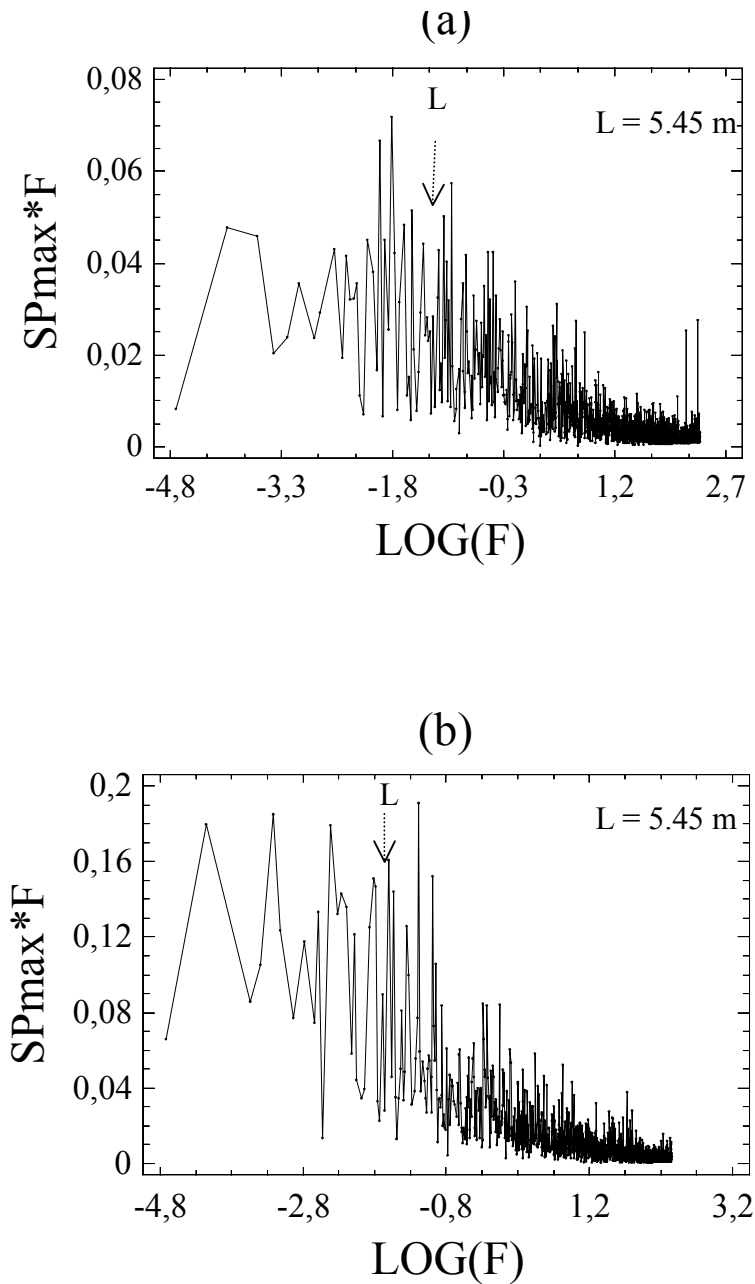


Figura (6.28).- Ejemplos de espectros de energía de la componente u de la velocidad del flujo, en donde se muestran picos de frecuencia del mismo orden de magnitud que la frecuencia correspondiente a la longitud $L = 5.45$ m de la habitación de ensayos en la Malla A: (a) posición (2,3) y (b) posición (3,4).

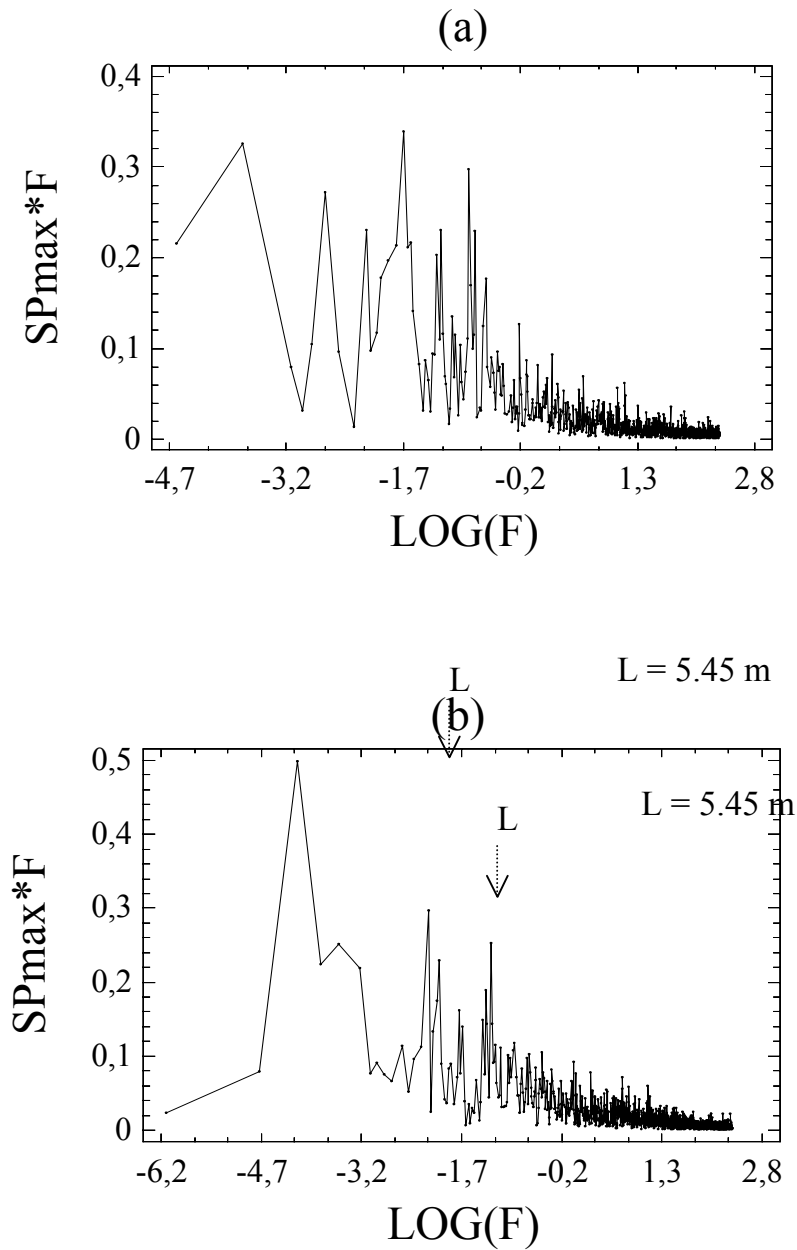


Figura (6.29).- Ejemplos de espectros de energía de la componente u de la velocidad del flujo, en donde se muestran picos de frecuencia del mismo orden de magnitud que la frecuencia correspondiente a la longitud $L = 5.45 \text{ m}$ de la habitación de ensayos en la: (a) Malla B posición (3,5) y (b) Malla C posición (3,6).

RESUMEN Y CONCLUSIONES

RESUMEN Y CONCLUSIONES

La elaboración de esta Memoria se ha planteado en dos partes diferenciadas. En la primera, intentando contribuir a un mejor conocimiento del movimiento de una masa de aire en el interior de una habitación a escala real, como posible aplicación a la ventilación de edificios, se inicia con una explicación detallada de las características de flujos en habitaciones y se describen, los métodos y modelos desarrollados para el estudio del movimiento de un flujo en recintos cerrados, acompañándose con una extensa relación bibliográfica en la que se trata este problema. Se explica, en esta primera parte, todo el proceso experimental propuesto para el estudio del movimiento de una masa de aire en una habitación, se efectúa una descripción detallada de los equipos adecuados para la medida de velocidad y de la temperatura del aire y se estudia las condiciones de entrada del flujo en el interior de la habitación

Como se ha comentado en la Introducción, el objetivo de este trabajo de investigación está centrado, fundamentalmente, en desarrollar y describir tanto el movimiento como el proceso de transferencia de calor de un flujo turbulento en el interior de una célula de geometría sencilla. Debido a ello en la segunda parte de esta Memoria se estudia en la habitación de ensayo la distribución de velocidad y de temperatura del aire, tanto por niveles horizontales como a través de perfiles verticales. Se calculan también los flujos de momento y de calor y la agitación turbulenta, estudiando su relación con las distintas magnitudes obtenidas. Así mismo, se realiza un análisis dimensional y espectral del flujo con el propósito de obtener información sobre los procesos energéticos que lleva asociado a lo largo de su recorrido en el interior de la habitación, sobre todo en las cercanías del chorro observado y con relación a las posiciones respecto a los límites de la célula.

A lo largo de todo el trabajo se ha utilizado una metodología propia del estudio de movimientos en interiores, pero también la metodología común en el estudio del carácter turbulento de los movimientos en la Capa Límite Atmosférica, lográndose resultados análogos en ambos casos como se ha detallado en los capítulos previos de la Memoria y que se resaltarán en el presente apartado.

Las conclusiones más relevantes de esta Memoria se pueden sintetizar en los siguientes puntos:

- 1) El estudio de la bibliografía consultada pone de manifiesto que el movimiento de aire en el interior de una habitación, debe enfocarse como un estudio de movimiento del flujo en el interior de la habitación y no sólo como estudio de renovaciones de aire como sugieren algunos autores. Esto nos lleva a proponer un modelo experimental para el análisis del comportamiento del flujo en el interior de una célula que simule un recinto interior sencillo.
- 2) La determinación del perfil horizontal de velocidad del aire, realizado en cada uno de los distintos ensayos, a la entrada de la célula, nos ha permitido conocer la velocidad media y calcular el caudal aportado al recinto en cada caso. Se comprueba que existe constancia en las condiciones dinámicas de contorno para todos los ensayos, así como, una clara desviación de la corriente introducida hacia la pared oeste.
- 3) Se obtiene un número de Reynolds del flujo a la entrada de la habitación de ensayos de 7.5×10^4 . Este valor de Re es del mismo orden de magnitud que el requerido por la teoría en el estudio de un flujo en el interior de habitaciones para considerarlo turbulento.
- 4) A partir de la evolución de la temperatura media del aire en la entrada y en las paredes este y oeste, para cada una de las mallas realizadas, así como de la evolución de dichas temperaturas durante cada uno de los registros obtenidos en la formación

de las mismas, se comprueba, por una parte, que durante el período de realización de las pruebas es esperable que exista una distribución uniforme de la temperatura en el interior de la habitación de ensayos y, por otra parte, que durante la obtención de cada uno de los registros de datos puede considerarse estacionario el comportamiento de la temperatura en el interior de dicha habitación.

- 5) En todas las mallas la distribución de la velocidad, por niveles, y la determinación de perfiles verticales, para todos los puntos de la malla, pone de manifiesto la existencia de una zona próxima a la pared oeste con valores de velocidad destacados, lo que refleja la existencia de un chorro de velocidad, entorno al nivel de 125 cm. Este hecho podría preverse a partir de los perfiles horizontales de velocidad medidos en el plano de la ventana.
- 6) La comparación, de la distribución de velocidad dentro de la célula, entre diferentes niveles muestra gradientes intensos en las proximidades del chorro y, también, en las cercanías del suelo debido a las variaciones de velocidad que se produce a causa de los orificios de salida del aire de la habitación, cuyas posiciones están próximas al suelo.
- 7) Para todos los casos la determinación de la distribución y de los perfiles de temperatura pone de manifiesto, que no existen diferencias notables entre los valores térmicos para cada uno de los niveles horizontales considerados. Se observan, no obstante, valores ligeramente superiores de temperatura en aquellos niveles que se encuentran alrededor del nivel 125 cm y se aprecia, también, en los niveles próximos al suelo una pequeña disminución de temperatura.
- 8) La determinación de la intensidad turbulenta del flujo en las tres mallas refleja, a partir de las distribuciones horizontales y de perfiles verticales, que las fluctuaciones turbulentas crecen por encima y por debajo del nivel 125 cm así como a la altura del orificio de salida del flujo. La comparación de estos resultados con los que nos proporcionan la distribución de velocidad permite decir que, efectivamente, un ligero

incremento en la velocidad del flujo en una zona lleva asociado un aumento de la intensidad de turbulencia local.

- 9) Se comprueba, por un lado que el gradiente horizontal de la velocidad lleva asociada una variación en la agitación turbulenta del mismo, fundamentalmente, en la dirección general del flujo y en aquellos niveles más influenciados por su expansión (malla "B"); por otro lado queda demostrado, que la variación horizontal de velocidad del flujo va a ser la responsable del transporte del flujo en la dirección transversal a la dirección general del mismo (eje Y de la célula), y por último, también se comprueba, que el transporte turbulento del flujo a lo largo del eje Z se debe principalmente a la variación vertical del módulo de la velocidad apreciando que la relación del flujo de momento UW_N con el gradiente vertical de la velocidad del chorro $\nabla_v U$, es más importante hacia los niveles próximos a la salida del flujo del interior de la habitación de ensayos.
- 10) La aplicación del modelo de regresión lineal múltiple establece que a 90 cm de la pared oeste de la habitación de ensayos, distancia que corresponde aproximadamente a la dirección general del chorro respecto de esta pared, existe, en general, una relación estadísticamente significativa entre la intensidad de turbulencia (ITUR) y las magnitudes UV_N , UW_N , WT_N y NI_V con un nivel de confianza del 99%, explicando el modelo la variabilidad de la intensidad turbulenta con estas magnitudes en un 74%. El resultado del modelo mejora aún más cuando se introduce el flujo de calor VT_N , es decir, según la dirección del eje Y de la célula y según nos aproximamos a la pared oeste de la misma ($Y^* = 40\text{cm}$). En esta situación el modelo explica en un 81,76% la variabilidad de la intensidad turbulenta con las magnitudes consideradas, con un nivel de confianza estadística superior al 99%.
- 11) A partir de $Ar = 10^{-2}$ a la entrada de la ventana y del aumento local de Ar con la distancia a la misma y según nos aproximamos al suelo de la habitación de ensayos, se establece que la distribución del flujo en el interior es debida a los fuertes efectos dinámicos de dicho flujo a la entrada que permite al chorro penetrar en el interior de

la habitación y alcanzar niveles próximos al suelo y , debido a la importancia que adquieren las fuerzas de flotabilidad del chorro en su paso a través de la habitación que le permite expandirse lateral y verticalmente a la dirección general del mismo.

- 12) El valor de la longitud térmica del flujo $l_m = 2.30$ m indica que prácticamente a la mitad de la longitud de la habitación de ensayos empiezan a predominar las fuerzas de flotabilidad frente a las de momento, con un valor de $\xi = 0.54$ que confirma el comportamiento del chorro como el de un chorro de flotabilidad.
- 13) La determinación del número de Nusselt en los tres ensayos realizados refleja la aparición, en la zona central de la habitación de ensayos, de un proceso de transferencia de calor de origen turbulento en los niveles comprendidos entre la altura media del chorro y el orificio de salida del flujo y según nos acercamos a la pared oeste. Este proceso coincide con el incremento de intensidad de turbulencia observado en los mismos niveles y en la misma dirección, así como, con los máximos de intensidad de turbulencia observados en zonas próximas al centro de la habitación y hacia la citada pared oeste.
- 14) El número de Rayleigh en las tres mallas presenta un comportamiento concordante con el del número de Nusselt. Es decir, en la dirección general del chorro y para niveles comprendidos entre la altura del chorro y el orificio de salida, existe una dependencia directa entre Ra y Nu por lo que se van a dar las condiciones propicias para que aparezca un importante proceso de transferencia de calor debido a los flujos de origen turbulento.
- 15) Los espectros de energía de la velocidad del flujo muestran en todos los casos un decaimiento del espectro hacia las altas frecuencias. Este decaimiento es más acusado en las zonas próximas a la pared oeste, hecho que concuerda con la desviación hacia estas zonas del chorro de aire introducido por la ventana.

- 16) Se observa, en el análisis de los espectros para los tres ensayos realizados que a los valores máximos del espectro les corresponde los valores más altos de la escala de frecuencias, que en los niveles comprendidos entre la altura media del chorro ($z = 120$ cm) y el orificio de salida del flujo de la habitación, existen picos con una frecuencia del orden de magnitud de 10^{-3} Hz y, también, se observa que en la dirección general del chorro y hacia los niveles más próximos de la habitación a los máximos de energía les corresponden frecuencias menores de 2 Hz.
- 17) La determinación de los valores máximos del espectro y su distribución en función de la frecuencia ponen de manifiesto que las zonas en donde se va a producir una mayor disipación de energía turbulenta por los remolinos se encuentran próximas a los límites de la habitación. En nuestro caso concreto, ocurre hacia la pared oeste y hacia el suelo.
- 18) Del cálculo de la energía cinética de disipación, ε , en las tres mallas se comprueba que los valores de ε en aquellas posiciones que se encuentran dentro de la trayectoria del chorro son del orden de 10^{-4} o 10^{-3} ($\text{m}^2 \text{s}^{-3}$) lo que supone, una longitud de escala de Kolmogorov, η , para la masa de aire introducida del orden de 10^{-1} mm, mientras que la longitud de escala integral, L_t , prevista para los grandes remolinos es de 3.54 m, según el modelo de Etheridge and Sandberg.
- 19) Se observan posiciones en la trayectoria general del flujo en las cuales la pendiente de la envolvente de los valores máximos del espectro, es próxima al valor de $-5/3$ en la Ley de Kolmogorov para el subrango inercial. Siendo este resultado más apreciable en los espectros de la componente u de la velocidad del flujo.
- 20) Mediante el análisis espectral, encontramos para la componente u , picos al principio de la zona de decaimiento del espectro del tamaño de la longitud de la habitación de ensayo ($l = 5.45$ m) frente a los 3.54 m previstos (Conclusión 18), lo que nos permite considerar la longitud de escala integral del orden de dicha dimensión longitudinal, $L_t = 5.45$ m.

- 21) Se comprueba que tomando la longitud de escala de los grandes remolinos como 5.45 m, la energía cinética de disipación ε y la longitud de escala de Kolmogorov η , prácticamente no varían respecto a los valores obtenidos considerando una longitud de escala integral igual a 3.54 m.
- 22) El número de onda k_{Lt} que marca el principio del subrango inercial es del orden de 10^3 mm^{-1} y el número de onda k_η que marca el final del mismo es próximo a 60 mm^{-1} . Es decir, de forma bastante aproximada el intervalo de números de onda en el cuál se produce el proceso en cascada de transferencia de energía turbulenta de los grandes remolinos a los pequeños, en el interior de la habitación, ha sido encontrado como $[10^3, 60] \text{ mm}^{-1}$.
- 23) Se produce un transporte de energía turbulenta, visto desde el espacio de frecuencias, es decir, ahora desde escalas mayores a menores, en el interior de la habitación. Este fenómeno se produce, fundamentalmente, siguiendo la corriente principal del flujo que coincide con el proceso de transferencia de momento y de calor de naturaleza turbulenta observado en aquellas posiciones más próximas a dicha corriente.
- 24) Podemos concluir que mediante el análisis espectral de las componentes de la velocidad de una corriente de aire turbulenta introducida en una habitación, se pueden identificar aquellas zonas de la habitación en donde existe una transferencia de momentos y de calor de origen turbulento más efectiva, que puede ayudar al conocimiento de las condiciones más adecuadas para mejorar la ventilación de edificios.

Este trabajo pretende servir de base a futuros trabajos sobre la importancia que adquiere el desarrollo del análisis espectral de la velocidad de una masa de aire turbulenta, que se introduce en el interior de una habitación a escala real, para el estudio del proceso de transferencia de momento y de calor que lleva asociado a ella.

BIBLIOGRAFÍA.

- Abu-Mulaweh, H.I., Armaly, B.F. and Chen, T.S. 2001. *Turbulent mixed convection flow over a backward-facing step*. *Heat and Mass Transfer* 44, 2661-2669.
(www.elsevier.com/locate/ijhmt).
- Allard, F. ; Brau, J.; Inard, C. and Pallier, J .M. 1987. Thermal experiments of full-scale Dwelling Cells in artificial climatic conditions. *Energy and Buildings*, **10**, 49-58.
- Arens, E.A.; Ballanti, D.; Bennett, C.; Guldman, S. and White, B. 1989- Developin the San Francisco wind ordinance and its guidelines for compliance. *Building and Environment*. **24**, 4, pp. 297-303.
- Arya, S.P.S. 1982. The critical condition for the maintenance of turbulence in stratified flows, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **98**, pp. 264-273
- Asfia, F .J., F rantz, B . and Dhir, V.K, 1996. Ex perimental investig ation of natural convection heat t ransfer i n vol umetrically heat ed spheri cal seg ments. *Heat Transfer* **118**, 31-37.
- Aynsley, R.M. 1982. Natural ventilation model studies. *Procs. of the International Workshop on wind tunnel modeling criteria and tecniques for civil engineering applications*, pp. 465-485. Cambridge, NY: Cambridge University Press.

- Aynsley, R.M. 1988. A resistance approach to estimate air flow through buildings with large openings due to wind. *ASHRAE Transactions*, **94**, pp. 1661-1669.
- Aynsley, R.M., Melbourne W., Vickery B.J. 1977. *Architectural Aerodynamics – Applied Science Publisher Ltd, London.*
- Baines, W. D.; Turner, J. S. And Campbell, I. H. 1990. Turbulent fountains in an open Chamber. *J. Fluid Mech.*, **212**, 621-646.
- Bajorek, S.M.; and Lloyd, J.R. 1982. Experimental investigation of natural convection in partitioned enclosures. *ASME*, **104**, pp 527-532.
- Baseett, M.R.; Shaw, C.Y. and Evans, R.G. 1981. An appraisal to the sulphur hexafluoride decay technique for measuring air infiltration rates in buildings. *ASHRAE Transactions*, **87**.
- Bauman F., Gadgil A. Kammerud R. And R Greif, 1980. Buoyancy driven convection in rectangular enclosures. Experimental results and numerical calculations, ASM Paper 80-HT-66. *19th National Heat Transfer Conference*, Orlando, FL.
- Beguín, M.; Hannay, J.; Lebrun, J. And Manet, D. 1980. Experimental study on microclimate and thermal comfort in air-conditioned office rooms. Report no. 83, *Faculté des Sciences Appliquées de l'Université de Liège*. Belgium.
- Bethancourt, A.M.; Kuwahara, K. and Hyun, J.M. 2001. Buoyant convection of a two-layer liquid system in a cavity: effects of property variations. *Heat and Mass Transfer*, **44**, pp. 885-889.
- Bienfait, D. Riberon J. Barnaud, G. Villain, J., 1990. Effect of wind pressure fluctuations on air movements inside buildings. *Proc. 11th AIVC Conference*, Belgrade.

- Blasco B. 1995. *Estudio Experimental de la Capa de Mezcla Axilsimétrica Aplicado a Inestabilidades Térmicas*. Tesis Doctoral. Univ. Complutense de Madrid.
- Bradshaw, P. 1971. *Air intnroduction to turbulence and its measurement*. Pergamon Press, Oxford.
- Bohn, S.M.; Kirkpatrick, A.T. and Olson D.A. 1984. Ex perimental study of three-dimensional natural convection high-Rayeigh number. *ASME*, **106**, pp. 339-345.
- Brigham, E.Q. 1974. *The fast Fourier transform*. Printece-Hall International. London.
- British Standar Methodo. 1980. *BS 5925*.
- Businger, J.A.; Wynwaarad, J.C.; Izumi, Y. and B radley, E.F . 1971. F lux- profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.* **28**, pp. 181-189.
- Cano J.L., Artiñano B., Maqueda G. 1986. Estudio energ ético por análisis espectral de la microturbulencia atmosférica en zona urbana. *Revista de Geofísica*. **42**, 99-106
- Cano J.L., Maqueda G., Artiñano B . 1987. Espectros cruz ados y función de coherencia de las componentes horizontales del viento y su energía cinética. *Revista de Geofísica*. **43**, 201-208.
- Chandra, S., Kerestecioblu, Fairey, P. Cromer, W. 1982. Coparison of model and full-scale natural ventilation studies. *Proccidings of the International Workshop on Wind Tunnel Modeling Criteria and Techniques for Civil engineering Applications*, pp. 669-684. Cambridge, NY: Cambridge University Press.
- Charlesworth, P. S.; B SC; PhD. 1988. Air ex change rate and airtightness measurement techniques - an Applications Guide. *IEA Energy Conservation in Buildings & Community Systems Programme*.

- Chen, Q.; Suter, P. And Moser, A. 1991. A data base for assessing indoor air flow, air quality, and draft risk.. *ASHRAE Transactions*, **97**.
- Cheng, Z.D., Li, Y. and Mahoney, J. 2001. Experimental modelling of buoyancy-driven flows in buildings using a fine-bubble technique. *Building and Environment* **36**, 447-455. (www.elsevier.com/locate/buildenv).
- Cheng, C.H.; Chen, H.N, and Aung, W. 1997. Experimental study of the effect of transverse oscillation on convection heat transfer from a circular cylinder. *Transactions of the AMSE*, **119**.
- Churchill, S., Chu, H., 1975. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, *Int. J Heat Mass Transfer*, **18**, pp. 1323-1329.
- Clarke, J. 1993. *Manual of ESP*. University of Strathclyde, Glasgow, U.K.
- Cockroft, J.P. and Robertson, R. 1976. Ventilation of an enclosure through a single opening, *Building and Environment*, **11**, pp. 29-35.
- Crommelin, R.D. and Vriens, E.M.H. 1988. Ventilation through a single opening in a scale model. *Air infiltration Rev.* **9** (3), pp. 12-15.
- Dascalaky, E. 1993. Subroutine for the calculation of the mass flow in multi-zone buildings. *MDS PASCOOL Meeting*. Glasgow, UK.
- De Gids, W. And Phaff, H. 1982. Ventilation rates and energy consumption due to open windows. *Air Infiltration Review*, **4**, 1, pp 4 -5.
- Díaz, D. J.L. 1982. *Análisis dimensional*. Ed. Alambra.

- Dol, H. S. and Hanjalic, K. 2001. *Computational study of turbulent natural convection in a side-heated near-cubic enclosure at a high Rayleigh number*. Heat and Mass Transfer 44, 2323-2344. (www.elsevier.com/locate/ijhmt).
- Eckert, E.R.G., Jackson, T.W. 1951. Analysis of turbulent free convection boundary layer on flat plate, *NACA Technical Report* 1015.
- El Telbany M.M., Mokhtarzadeh-Dehgan, Reynolds, A.J., 1985 a. Single side ventilation- Part I The flow between a cavity and external air stream, *Building and Environment*, **20**, 1, pp. 115-24
- El Telbany M.M., Mokhtarzadeh-Dehgan, Reynolds, A.J., 1985 b. Single side ventilation - Part II. Further considerations, *Building and Environment*, **20**, 1, pp 25-32.
- Ernest, D.R., Bauman, F.S., Arens, E.A. 1991. The prediction of indoor air motion for occupant cooling in naturally ventilated buildings. *ASHRAE Transactions*, pp. 539-552.
- Etheridge, D. W.; Nolan, J. A. 1979. Ventilation measurements at model scale in a turbulent flow. *Building Environment*, **74**, No. 1, 9. 53.
- Etheridge, D.; Sandberg, M. 1996. *Building Ventilation: Theory and Measurement*. Ed. John Wiley and Sons.
- Feustel, H.E. and Raynor-Hoosen, A. 1990. Fundamentals of the multi-zone air flow model. *COMIS Group at the Lawrence Berkeley Laboratory, USA, and IEA, Air Infiltration and Ventilation Center. AIVC TN 29*.
- Fischer, H.B.; List, J.E.; Koh, T.C.; Imberger, I. and Brooks, N.H. 1979. *Mixing in inland and coastal waters*. Academic Press, New York.

- Fitzgerald, J.A. and Garimella, S.V. 1998. . *A study of the flow field of a confined and submerged impinging jet*. Heat and Mass Transfer, Vol. 414, pp. 1025-1034.
- Fonseca M.P. 2000. *Estudio Dinámico de la Estructura Vertical de la Baja Atmósfera Mediante Observaciones con SODAR*. Universidad de Valladolid.
- Fuges, T., Farouk, B., 1989. Laminar and turbulent convection-radiation interactions in a square enclosure filled with a monger gas. *Numerical Heat Transfer*, part A, **15**, pp303-322.
- Fujii T. Imura, H. 1972. Natural convection Heat Transfer From a Plate with Arbitrary Inclination, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, pp. 755-767.
- Garimella, S.V. and Rice, R.A. 1995. *Confined and submerged liquid jet impingement heat transfer*. Heat Transfer, Vol. 117, pp.871-877.
- Garratt, J.R. 1994. Review: The atmospheric boundary layer. *Earth-Science Reviews*, **37**, pp. 89-134.
- Gebhart, B.; Jaluria, Y.; Mahajan, R. L. . And Sammkia, B.M, 1988. *Bouyancy-induced. Transport*, Springer-Verlag, London.
- Gill Instrs. Ltd, 1990.: 3-Axis research ultrasonic anemometer product specification. GILL Instruments Limited.
- Givonni, B. 1978. *L'Homme, l'Architecture et le Climat*. Eryrolles, Paris.

- Gusten, J. 1989. *Wind pressure on low-rise buildings. An air infiltration analysis based on full-scale measurements*. Division of structural design, chalmers University of Technology, Gothenburg.
- Haghighat, F.; Brohus, H.; Rao, J. 2000. Modelling air infiltration due to wind fluctuations. *Building and Environment*, **35**, 377-385.
- Haghighat, F.; Rao, J. Fazio, P. 1991. The influence of turbulent wind on air change rates-a modeling approach. *Building and Environment*, **26**,2, 95-109.
- Hanzawa, H.; Melikow, a. K. And Fang er, P . O. 1987. Airflow characateristics in the occupied zone of ventilated spaces. *ASHRAE Trans.*, **93**, 524-539.
- Hill, J.E. and Kusuda, T. 1975. Dynamic characteristics of air infiltration. *ASHRAE Trans.*, **81**, 168-185.
- Hinze, J.O. 1987. *Turbulence*. Second Edition, McGraw Hill, Inc
- Horvat, A.; Kljenak, I . and Marn, J . 2001. Two- dimensional large-eddy simulation of turbulent natural convection due to internal heat generation. 44, pp. 3985-3995. (www.Elsevier.com/locate/ijhmt)
- Huber, A.M. and Viskanta, R.. 1994 a. *Effect of jet-jet spacing on convective heat transfer to confined, impinging arrays of axisymmetric air jets*. Heat nad Mass Transfer 37 2859-2869.
- Huber, A.M. and Viskanta, R.. 1994 b. *Comparison of convective heat transfer to perimeter and cenyer jets in a confined, impinging arrays of axisymmetric air jets*. Heat nad Mass Transfer 37 3025- 3030.

- Huo, Y.; Haghighat, F.; Zhang, J.S.; Shaw, C.Y.. 2000. A systematic approach to describe the air terminal device in CF D simulation for room air distribution analysis. *Building and Environment* 35, pp 563-576. (www.elsevier.com/locate/buildenv)
- IEA. 1992. *Air Flow through large openings in buildings. Final report of Annex 20. Air flow patterns within Buildings*, Ed: J. van der Maas.
- Jenkins, G.M. and Watts, D.G. 1968. *Spectral analysis and its applications*. Holden Day, Inc. San Francisco.
- Karabuchi, T. and Kusuda, T. 1987. Numerical prediction for indoor air movement. *ASHARE Journal*, pp. 26-30.
- Khalifa, A.K. and Marshall, R.H. 1990. Validation of heat transfer coefficients on interior building surfaces using a real-sized indoor test cell. *Inst. J. Heat Mass Transfer*, **33**, 10, pp. 2249-2236.
- Koskela, Jh.; Heikkinen, JI; Neimelä, R. and Hautalampi, T. 2001. Turbulence correction for thermal comfort calculation. *Building and Environment*, 36, pp. 247-255. (www.elsevier.com/locate/buildenv)
- Kotsovinos, N.E. and Angelidis, P.B. 1991. The momentum flux in turbulent submerged jets. *J. Fluid Mech.*, 229, pp. 453-470.
- Kovanen, K.; Seppänen, O.; Siren and Majanen, A. 1987. Air velocity, turbulence intensity and fluctuation frequency in ventilated spaces. *Proceedings Roomvent'87*, Stockholm.
- Kumar, R. ; Ireson, A.D. and Orr, H.W . 1979. An automated air infiltration measuring system using SF₆ tracer gas in constant concentration and decay methods. *ASHRAE Transactions*, **85**.

- Laouadi, A. and Atif, M.R.. 2000. *Natural convection heat transfer within multi-layer domes*. Heat and Mass Transfer 44, 1973-1981.
(www.elsevier.com/locate/ijhmt).
- Launder, B.E., Rodi, W. 1983. The turbulent wall jet – measurements and modelling. *Ann. Rev. Fluid Mech*, **15**, pp 429-459.
- Liao, C.M. and Chiu, K.H. 2002. Wind tunnel modeling the system performance of alternative evaporative cooling pads in Taiwan region. *Building and Environment*. 37, pp. 177-187. (www.sciencedirect.com/science)
- Loomans, M. and Schijndel, A., 2001. *Simulation and measurement of the stationary and transient characteristics of the hot sphere anemometer*. Building and Environment, Vol. 37, pp. 153-163. (www. Scencedirect.com)
- Lund, K.O. 2001. *Fully developed turbulent flow and heat transfer at fiber-flocked surface*. Heat and Mass Transfer 44, 3799-3810.
(www.elsevier.com/locate/ijhmt).
- Malinowski, H.K. 1971: Wind effect on the air movement inside buildings. *Proc 3th Int. Conf on Wind Effects on Buildings and Structures*, Tokyo, pp. 125-134.
- Maqueda, G. 1987. *Análisis y evolución de los parámetros turbulentos en la capa límite superficial atmosférica en base a datos de una torre meteorológica*, Tesis Doctoral, Facultad de Ciencias Físicas, UCM.
- Maqueda G., Gómez M.C. Cano J .L. Viñas C. 1991. Coherencia de las componentes horizontales del viento en condiciones adiabáticas para diferentes estratos. *Revista de Geofísica*. **47**, 227-236

- Mokhtarzadeh-Dehgan M.R. El Telbany M.M., Reynolds A.J. 1990. Transfer Rates in Single Sided Ventilation. *Building and Environment*, **25**, 2, pp. 155-161.
- Monin, A.S.; Yaglom, A.M. 1971. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of turbulence, Vol. 1*. MIT Press, Cambridge, Mass.
- Murakami, S. Kato, S. Akabayashi S. Mizutami M. Kim Y.D., 1991. Wind tunnel test on velocity-pressure field of cross ventilation with open windows. *ASHRAE Transactions*, pp. 525-538.
- Nagasawa, Y. and Goto, S. 1973. Fundamental studies on rooms air distribution. *SHASE*, **11**, 53-69.
- Nansteel M. Greif, R., 1981. Natural convection in undivided and partially divided rectangular enclosures, *ASME J. of Heat Transfer*, **103**, pp 623-629.
- Naraski M. Yamanaka T., Higuchi M., 1989. Influence of turbulent wind on the ventilation of an enclosure with a single opening, *Environment International*, **15**, pp. 627-634.
- Nielsen, P.V. 1976. *Flow in Air-Conditioned Rooms*. (English translation of Phd Thesis from the Technical University of Denmark, 1974), Danfoss A/S, Denmark.
- Nielsen, P.V. 1989. Numerical prediction of air distribution in rooms. *Building Systems: Room Air and air Contaminant Distribution*, *ASHRAE Transactions*.
- Nieuwstadt, F.T.M., van Dop, H.(eds) 1982. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. Reidel Publishing Company. Dordrecht
- Panofsky, H.S., Dutton, J.A., 1984. *Atmospheric Turbulence. Models and Methods for Engineering Applications*. Ed. John Wiley and Sons.

- Pantokratoras, Asterios. 2001. *Efect of ambient temperature on vertical turbulent bouyant water jets*. Heat and Mass Transfer 44, 1889-1898.
- Papanicolaou, P.N. and List, E.J. 1987. Statistical properties of tracer concentration in round buoyant jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30, pp. 2059-2071.
- PASCOOL Programme 1994. Commission of the European Communities. Draft Final Report on: Single side ventilation
- PASSYS, 1976. *Phase -1 Model Validation and Development subgroup*. Final Report.
- Pérez-Segarra, C.D.; Oliva, A. and Costa, M., 1991. Numerical modelization of turbulent natural convection in enclosures. Applications in active and passive solar systems. *ISES Solar World Congress*, pp3450-3455. Denver.
- Pérez-Segarra, C.D.; Oliva, A., Costa, M., 1992. *Benchmark of turbulent Natural Convection in a Square Cavity. Comparison Between Different k-ε Turbulence Models*. Lab.Termodinámica i Energetica, Dept. Màq. i Mor. Térmics, Universitat Politècnica de Catalunya. Barcelona.
- Pfnniger, W. 1961. *Boundary Layer and Flow Control*. P. 1970, Pergamon Press, Oxford.
- Phaff, J.C. De Gids W.F. Ton, J.A. v.d. Ree, Schijndel L L.M., 1980. Investigation of the consequences of opening one window on the internal climate of a room; *Delft IMG-TNO report C448*.
- Rajaratnam, N., 1976. *Turbulent Jets*. Elsevier.
- Rao J. Haghighat F, Bienfait D. 1992. Fluctuating airflow in buildings. *Proc. Conference Indoor Air Quality, Ventilation and Energy Conservation*. Concordia University, Motreal, Canadá, pp 484-489.

- Riberon, J.; Barnaud, G. And Villain, J. 1990. Wind turbulence and ventilation. *IEA Annex 20*, subtask 2.
- Rodi, W ., 1982. *Turbulence models and their application in hydraulics*. International Association of Hydraulic Research, Monograph, Delft.
- Rodi, W. 1987. Examples of calculation methods for flow and mixing in stratified fluids. *J. Geophys. Res.*, **92** (C5), pp. 5305-5328.
- Rodríguez, E.A. Cáceres, I . (1993a, 1993b). Draft proposal for a stratification predictive model. *PÀSCOOL Programme, Model Development Subgroup*.
- San, J. and Lai, M. 2001. Optimum jet-to-jet spacing of heat transfer for staggered arrays of impinging air jets. *Heat and Mass Transfer*, 44 pp. 3997-4007.
(www.elsevier.com/locate/ijhmt).
- Sandberg, M. 1987. Velocity Characteristics in mechanically ventilated office rooms. *Proceedings Roomvent-87*. Stockholm. Sweden.
- Sandberg, M. 1994. Measurement techniques in room air flow . *Proceedings Roomvent'94*. Poland.
- Sandberg, M. and Holmberg S. 1990. *Spread of supply air from low velocity air terminals*. Proceedings, Roomvent '90, Oslo Norway.
- Santamouris, M, and Asimakopoulos, D.N. (Ed). 1994. *Passive Cooling of Buildings*. Save Program, Directorate General for Energy, European Commission, Available from CIENE, University of Athens.
- Schlichting, H. 1972. *Teoría de la Capa Límite, 5ª edición*. Ediciones Urmo, Bilbao.

- Son, G. and Dhir, D.K. 1997. *Numerical Simulation of Saturated Film Boiling on a Horizontal Surface*. Heat Transfer, Vol. 119.
- Spitler, J.D. Pedersen, C.O. Fisher D.E. 1991. Interior convective heat transfer in buildings with large ventilative flow rates. *ASHRAE Transactions: Simposia*. (RP-529) pp. 505-515.
- Steinberner, U. and Reineke, H.H. 1978. Turbulent buoyancy convection heat transfer with internal heat sources. *Proceedings of the Sixth Internal Heat Transfer Conference*, vol. 2, Toronto, Canada, pp. 305-310.
- Stymne, H. and Boman, CA. 1994. Measurement of ventilation and air distribution using the homogeneous emission technique – a validation. *Healthy Buildings '9, Proc. Of the 3rd International Conference*, vol. 2, pp. 539-544, Budapest, Hungary.
- Streeter, V.L.; Wyle, E.B. and Bedford, K.H. 2000. *Mecánica de fluidos 9^a edición*. Ed. McGraw-Hill.
- Stull, R.B., 1988. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Ed. Kluwer Academic Publishers.
- Tennekes, H. and Lumley, J.L. 1972 *A first course in turbulence*. The MIT Press. Cambridge, Massachusetts and London.
- TSI Incorporated. 1995. Environmental Measurements and Controls Division.
- Turner, J.S. 1986. Turbulence entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *J. Fluid Mech.*, 173, pp. 431-471.

- Vafai, K. et al. 1997. *Buouancy Induced Convection in a Narrow Open-Ended Annulus*. Heat Transfer, Vo. **119**.
- Van der Maas J. Roulet A. 1992. Working document on ventilation, thermal mass, comfort and solar control. *1st PASCOOL Meeting*, Lyon, France.
- Van der Mass, J . 1991. Large openings and sing le-sided ventilation. *LESO-EPEL*. Annex 20, subtask 2.
- Vickery B.J. Karakatsanis C. 1987. Ex ternal wind pressure distributions and induced internal ventilation flow in low rise industrial and domestic structures . *ASHRAE transactions*, **93**, Part. 2.
- Viñas, C.; Maqueda, G.; J iménez, M.J . y Guzmán, J.D. 1998. Estudio ex perimental del intercambio turbulento en el interior de una célula de geometría sencilla. *IX Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica*. Almería.
- Viñas, C. y Maqueda, G. 1999. Estudio espectral del flujo turbulento en el interior de una célula de geometría sencilla. *XXII Reunión Bienal de la RSEF*. Valencia
- Viñas, C., Maqueda, G, y F onseca M.P. 2001. Análisis de la flotabilidad en un chorro turbulento en el interior de una célula CESP. *XXII Reunión Bienal de la RSEF*. Sevilla
- Walpole R.E.; My ers R.H. , 1992. *Probabilidad y estadística. Cuarta edición*. McGraw Hill. .
- Walton G. 1988. AI RNET, *A computer program for building airflow network modelling*. NISTR, 89-4072, National Institute of Standards and Technology.
- Warren P.R., 1986. The analy sis of single sided ventilation measurements. *Air Infiltration Review*, **7**, 2, pp 3-5.

- Warrington, R.O.; Ameer, T.A. 1995. Experimental studies of natural convection in partitioned enclosures with a trombe wall geometry. *Transactions of the ASME*, **117**.
- White, F. 1979 *Mecánica de fluidos*, McGraw-Hill, Inc., USA.
- Wörner, M., Schmidt, M. and Grötzbach. 1997. *Direct numerical simulation of turbulence in an internally heated convective fluid layer and implications for statistical modelling*. *J. Hydraul. Res.* **35**(6). 773-797.
- Wouters, P. And Vandaele, L. 1990. *The Passys Test Cells. A common european outdoor test facility for thermal and solar building research*. Passys Research Project, EEC, DG 12, Available from DG 12 of the European Commission.
- Yagüe, C. 1992. *Estudio de la mezcla turbulenta a través de experimentos de laboratorio y datos micrometeorológicos*, Tesis Doctoral, Facultad de Ciencias Físicas, UCM.
- Yagüe, C; Maqueda, G; Rees J. M. 2001: Characteristics of turbulence in the lower atmosphere at Halley IV station, Antarctica. *Dynamics of Atmospheres and Oceans.* **34**, 205-223.
- Yamanaka T. Narasaki M. 1992. Ventilation efficiency in the room with a single opening. *Proc. Int. Symposium on Room Air Convection and Ventilation Effectiveness*, University of Tokyo pp. 392-397.