

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS DE FÍSICAS**  
**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y**  
**Astrofísica I (Geofísica y Meteorología)**



**ESTUDIO DE LOS PROCESOS FÍSICOS QUE TIENEN**  
**LUGAR EN LA CAPA LÍMITE ATMOSFÉRICA NOCTURNA**  
**A PARTIR DE CAMPAÑAS EXPERIMENTALES DE CAMPO**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR**  
**PRESENTADA POR**

**Samuel Arístides Viana Jiménez**

Bajo la dirección del doctor

Carlos Yagüe Anguís

**Madrid, 2011**

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I  
(Geofísica y Meteorología)



**ESTUDIO DE LOS PROCESOS FÍSICOS  
QUE TIENEN LUGAR EN LA CAPA  
LÍMITE ATMOSFÉRICA NOCTURNA  
A PARTIR DE CAMPAÑAS  
EXPERIMENTALES DE CAMPO**

TESIS DOCTORAL

**Samuel Arístides Viana Jiménez**

**Otoño 2010**



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I  
(Geofísica y Meteorología)



**ESTUDIO DE LOS PROCESOS FÍSICOS  
QUE TIENEN LUGAR EN LA CAPA  
LÍMITE ATMOSFÉRICA NOCTURNA  
A PARTIR DE CAMPAÑAS  
EXPERIMENTALES DE CAMPO**

Memoria para optar al Grado de Doctor presentada por:

**Samuel Arístides Viana Jiménez**

**Director:  
Dr. Carlos Yagüe Anguís**

**Otoño 2010**







## Agradecimientos

Ha llovido mucho desde aquel primer contacto compaginando el final de la carrera con mi primer trabajo de investigación, pero aunque suene a tópico, el tiempo ha pasado como un rayo. En todo ese tiempo siempre he sentido muy de cerca el apoyo de quien dirige esta tesis (aunque luego estuviéramos a más de 600 kilómetros), procurando iluminar el complicado sendero que lleva a completar un Doctorado, aportando motivación constante, permitiéndome marcar el ritmo, y alimentando las ganas de aprender y descubrir cosas nuevas. Así que antes que nada: gracias Carlos.

Por supuesto, entre la salida y la meta hay un sinfín de personas importantes.

En el Laboratorio de Meteorología Elvira Zurita (vaya para ella un emocionado recuerdo), no pasé tanto tiempo como me hubiera gustado, pero el recuerdo de esos días perdura, y me sigue pareciendo la mejor etapa: gracias Javi (sigue siempre contagiando tu entusiasmo), Álvaro, Blanca, Irene, Teresa y Belén.

Entre medias, hicimos la campaña SABLES2006, y entre sondeos, microbarómetros, anemos sónicos y puertos serie, además de obtener los valiosos datos sin los que nada de esto hubiera sido posible, también vivimos momentos memorables: gracias a Goyo, Encarna, Montse, Kike, Gracia y al resto de personas implicadas. Gracias también al equipo que hizo posible la campaña SABLES98.

Gracias al Departamento de Geofísica y Meteorología por su acogida en los primeros años y cada vez que he vuelto.

Compaginar mi trabajo con la investigación durante más de la mitad del Doctorado ha sido posible gracias a mis compañeros del Grupo de Predicción y Vigilancia de Barcelona, siempre dispuestos a reorganizar nuestro cuadrante para permitirme asistir a los congresos, campañas o reuniones. *Moltes gràcies per la vostra ajuda.*

Gran parte de la experiencia adquirida en métodos *wavelet* se la debo a Gema Morales, y ya en la etapa catalana, a Enric Terradellas, quien también fue una gran fuente de inspiración e ideas nuevas. Sin vuestra aportación, esta tesis hubiera sido un camino mucho más complicado. Gracias también a Beatriz Téllez por ayudarme a obtener la topografía del CIBA y alrededores.

Gracias al Profesor D. Jose Luís Casanova por facilitarnos el acceso al CIBA y sus instalaciones, y a Javier Peláez por su colaboración técnica durante las campañas.

Por último, muchas gracias a todas esas personas que formáis parte de mi mundo y que me recomfortáis solamente con saber que estáis ahí: a mis amigos de siempre Maxi, Oscar, Roberto, Gema, Sandra, Aroa y demás miembros del clan madrileño. También a los más recientes, que habéis hecho que Barcelona sea como mi segundo hogar.

Y claro, nada de esto habría pasado sin mi familia: de un modo u otro todos son partícipes de haberlo conseguido. A mi madre: te debo tantas cosas además del acceso a una educación superior a pesar de los obstáculos, que nunca dejaré de estar en deuda. A mi padre. A mis hermanas: gracias por tantos años unidos y por apoyarme en todo momento. También gracias a mi tercera abuela Ludi, y aunque aún es demasiado pequeña como para entenderlo, al miembro más reciente de la familia, Nuria.

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Investigación y Ciencia (MEC) a través de los proyectos de investigación de referencias *CGL2004-03109*, *CGL2005-07105-C03-02/CLI* y *CGL2006-12474-C03-03/CLI*, y por el Ministerio de Ciencia e Innovación a través del proyecto *CGL2009-12797-C03-03/CLI*.

# ÍNDICE GENERAL

<b>1. INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS FUNDAMENTALES</b>	1
<b>2. FUNDAMENTOS DEL ESTUDIO DE LA CAPA LÍMITE ATMOSFÉRICA</b>	9
2.1 La capa límite atmosférica: definición y ciclo diurno.	9
2.2 Conceptos básicos sobre turbulencia y su aplicación a la capa límite atmosférica.	13
2.2.1 La teoría de Kolmogorov.	15
2.2.2 Métodos estadísticos básicos para el estudio de la turbulencia: La descomposición de Reynolds.	17
2.2.3 Parámetros de turbulencia y estabilidad en la capa límite atmosférica.	25
2.2.4 El problema del cierre de la turbulencia.	26
2.2.5 La teoría de semejanza de Monin-Obukhov.	27
2.3 Particularidades propias del estudio de de la capa límite estable.	33
2.3.1 Fenomenología propia de la CLE.	33
2.3.2 Extensiones de la teoría de semejanza.	40
2.3.2.1 Extensión fuera de la capa superficial: <i>local scaling</i> .	40
2.3.2.2 La teoría de semejanza en altas estabilidades: la estratificación “ <i>z-less</i> ”.	42
2.3.3 El problema del <i>gap</i> espectral en la técnica de <i>Eddy-Covariance</i> .	44
2.4 Algunas cuestiones experimentales en el estudio de la capa límite mediante campañas de campo.	45
2.4.1 Anemómetros sónicos: Esquemas de rotación de sistemas de coordenadas.	45
2.4.2 Medición de la presión atmosférica a alta resolución y su uso en el estudio de los procesos que tienen lugar en la capa límite.	51
<b>3. MÉTODOS ESPECTRALES AVANZADOS PARA EL ESTUDIO DE DATOS EXPERIMENTALES EN LA CAPA LÍMITE ESTABLE</b>	55
3.1 La transformada <i>wavelet</i> .	55
3.1.1 Elección de la <i>wavelet</i> madre y tipos de transformadas <i>wavelet</i> .	57
3.1.2 La <i>wavelet</i> de Morlet.	60
3.1.3 Energía de una señal y evaluación de flujos turbulentos mediante la transformada <i>wavelet</i> .	61

3.2 La descomposición multi-resolución.	62
3.2.1 Algoritmo multi-resolución.	64
3.2.2 Determinación del gap espectral.	67
3.3 Identificación y caracterización de fenómenos ondulatorios y otras estructuras coherentes.	67
3.3.1 Método basado en el análisis de fase de las transformadas <i>wavelet</i> complejas.	68
3.3.2 Método basado en la <i>cross-correlation</i> o correlación cruzada en el espacio <i>wavelet</i> .	69
3.4 Algunas diferencias fundamentales entre la transformada <i>wavelet</i> y la descomposición multi-resolución.	72
<b>4. CAMPAÑAS EXPERIMENTALES</b>	81
4.1 CIBA: el laboratorio atmosférico.	81
4.2 La campaña SABLES98.	87
4.3 La campaña SABLES2006.	90
<b>5. ANÁLISIS DEL PERIODO ESTABLE DE SABLES98</b>	97
5.1 Introducción.	97
5.2 Evolución de las condiciones micrometeorológicas durante el período S.	98
5.3 Relación entre parámetros turbulentos y de estabilidad.	101
5.3.1 Influencia de la velocidad de fricción $u_*$ sobre otros parámetros turbulentos.	102
5.3.2 Relación entre las difusividades turbulentas y el número de Richardson.	104
5.3.3 Evolución del flujo de calor turbulento bajo distintos grados de estabilidad.	107
5.4 Evaluación de las funciones adimensionales de semejanza de momento y calor.	108
5.4.1 Función adimensional de momento ( $\phi_m$ ).	110
5.4.2 Función adimensional de calor ( $\phi_h$ ).	117
5.4.3 Relación entre el número de Richardson del gradiente $Ri_g$ y el parámetro de estabilidad $\zeta$ .	119
5.4.4 Relación entre las funciones de semejanza y el número de Richardson del gradiente.	120
5.4.5 Comentarios respecto al régimen de estratificación <i>z-less</i> .	122
5.5 Resumen y conclusiones.	125
<b>6. RESULTADOS GLOBALES DE LA CAMPAÑA SABLES2006</b>	129
6.1 Características generales de la capa límite estable durante la campaña.	129
6.2 Impacto de las condiciones turbulentas en la CLE sobre las fluctuaciones de presión.	133
6.2.1 Varianza integrada de alta frecuencia ( $\sigma_{P70}$ ).	134
6.2.2 Relación entre los parámetros turbulentos y $\sigma_{P70}$ .	135
6.3 Estadísticas globales del espectro turbulento en SABLES2006.	138
6.4 Resumen y conclusiones.	142

<b>7. FENÓMENOS ONDULATORIOS EN SABLES2006 I: ONDA DE GRAVEDAD DE MESOESCALA SOBRE ATMÓSFERA DÉBILMENTE ESTRATIFICADA</b>	145
7.1 Introducción.	145
7.2 Descripción general de la noche.	147
7.3 Parámetros de la onda y su extensión mesoescalar.	150
7.4 Efectos locales inducidos en el emplazamiento experimental.	154
7.5 La guía de ondas.	157
7.6 Interacción ondas-turbulencia.	160
7.7 Resumen y conclusiones.	167
<b>8. FENÓMENOS ONDULATORIOS EN SABLES2006 II: GENERACIÓN DE ONDAS DE GRAVEDAD EN LA CIMA DE UN FLUJO CATABÁTICO</b>	169
8.1 Introducción.	169
8.2 Descripción general de la noche e irrupción de la corriente de drenaje.	171
8.3 Resultados obtenidos a partir de los microbarómetros de la torre.	174
8.4 Flujos turbulentos y de baja frecuencia.	180
8.5 Resumen y conclusiones.	185
<b>9. RESUMEN Y CONCLUSIONES</b>	187
<b>REFERENCIAS</b>	195
<b>APÉNDICES</b>	217
<b>A. PARÁMETROS CLÁSICOS DE TURBULENCIA Y ESTABILIDAD ATMOSFÉRICA</b>	219
<b>B. TEORÍA LINEAL DE ONDAS</b>	225
<b>C. ACRÓNIMOS</b>	231
<b>D. NOTACIÓN EMPLEADA</b>	233
<b>E. PUBLICACIONES</b>	237



# **CAPÍTULO I**

## **INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS FUNDAMENTALES**

La tesis doctoral que aquí da comienzo aborda el estudio de algunos de los procesos menos conocidos que tienen lugar en la capa límite atmosférica (CLA). Esta capa es la región de la troposfera más cercana a la superficie terrestre, y forma junto con ella el medio en el cual se producen la mayor parte de las actividades humanas. Aunque la mayoría de los procesos meteorológicos que modifican el tiempo atmosférico están regidos por los movimientos de mayor escala temporal y espacial que tienen lugar en regiones superiores de la atmósfera (la escala sinóptica), la CLA es la región en la que las interacciones con la superficie terrestre se manifiestan con mayor intensidad, fundamentalmente en forma de importantes flujos turbulentos de calor, masa, momento y otras propiedades físicas de interés. Su importancia se manifiesta así en un doble sentido: por un lado, representa una fuente adicional de forzamiento sobre los mencionados procesos meteorológicos de mayores escalas temporales y espaciales desarrollados en las capas subyacentes, y por otra parte, actúa como medio transmisor y modulador de los efectos de estos movimientos atmosféricos de escala sinóptica sobre las distintas regiones de la superficie terrestre.

La micrometeorología es la parte de las ciencias atmosféricas que se ocupa del estudio

de los fenómenos que tienen lugar en la parte más baja del espectro temporal y espacial, es decir, de la microescala (Arya, 2001). Es la disciplina más ligada al estudio de la CLA, puesto que la mayor parte de los forzamientos que regulan su estructura y su evolución actúan en este rango espacial y temporal.

La capa límite atmosférica se encuentra fuertemente afectada por el ciclo diurno, de modo que su estructura varía a lo largo del día en respuesta a las modificaciones del balance superficial de energía, cuyo efecto más importante es la modificación del tipo de estratificación térmica (inestable, estable o neutra) presente en la CLA. Las características de cada uno de estos regímenes son radicalmente distintas, y estas diferencias pueden inducir una severa fragmentación tanto en las teorías que los describen como en el tipo de metodologías necesarias para abordar su estudio. Una particularidad común a los tres tipos de regímenes, es que en ellos, algunas de las interacciones e intercambios de propiedades más importantes entre los distintos estratos de la CLA y con la superficie se producen mediante movimientos atmosféricos de tipo turbulento. De forma escueta, la turbulencia se puede definir como el estado de movimiento caótico, irregular y tridimensional de un fluido, caracterizado por su alta capacidad para mezclar propiedades (alta difusividad), involucrando un amplio rango de escalas temporales y espaciales, que interaccionan de forma no lineal (Nieuwstadt & Duijnkerke, 1996). La mezcla turbulenta es mucho más eficiente que la producida por los intercambios de tipo molecular, más propios de fluidos en régimen laminar. En la atmósfera estos intercambios sólo son importantes en los primeros milímetros sobre superficies poco rugosas o en zonas de la atmósfera libre con escaso forzamiento, por lo que suelen despreciarse al describir los movimientos propios de la CLA en las aplicaciones atmosféricas donde se requiere representarla, como en estudios de difusión de contaminantes o en los modelos numéricos de predicción meteorológica.

Desde su nacimiento a mediados del siglo XX y hasta los tiempos actuales, el considerable progreso obtenido en los modelos numéricos de predicción ha impulsado de forma paralela el avance en el conocimiento y descripción de la CLA y de los fenómenos que en ella tienen lugar. Estos modelos resuelven de forma numérica las ecuaciones fundamentales de la dinámica atmosférica, discretizadas en un conjunto de posiciones del espacio (conocido como rejilla, malla o *grid* del modelo). Como es lógico, en cada modelo habrá una gran cantidad de procesos de sub-rejilla o *subgrid*, es decir, que involucran escalas espaciales y temporales de movimiento que no pueden ser resueltas explícitamente. Entre ellos se encuentran gran parte de las fuentes de

forzamiento de la CLA: por ejemplo los movimientos turbulentos, con escalas que van desde algunos milímetros o centímetros hasta el orden de la distancia entre los puntos de *grid*, pero también otros fenómenos más ubicuos en la atmósfera, como los procesos de evaporación, de condensación convectiva o no convectiva, la fricción molecular, la absorción, emisión y dispersión radiativa por parte de moléculas, aerosoles y gotas de agua, etc.

Aunque ocurren a escalas pequeñas, estos procesos también se encuentran forzados por aquéllos de gran escala que sí son resueltos por los modelos, a los que a su vez terminan forzando. Es por ello que, a menos que se incorpore el impacto de al menos una parte de ellos sobre las escalas resueltas explícitamente por los modelos, la calidad de las predicciones tiende a degradarse en un tiempo de integración breve. Para reproducir la interacción entre los procesos de rejilla y sub-rejilla, se desarrollan las llamadas *parametrizaciones*, que generalmente formulan los efectos de estos últimos en función de campos resueltos por el modelo. Al incrementarse a partir de la segunda mitad del siglo XX la resolución espacial y temporal de los modelos de circulación general y posteriormente los de área limitada debido al aumento de la capacidad de computación, se ha podido representar la dinámica de la atmósfera de forma cada vez más realista, resolviendo escalas espaciales y temporales cada vez más y más pequeñas, y permitiendo simular nuevos fenómenos del ámbito de la mesoescala, especialmente en los modelos de área limitada, como regímenes de brisas (Berkovic & Feliks, 2005; Etherton & Santos, 2008) o circulaciones locales (Zhong & Fast, 2003; Bravo et al., 2008; Martínez et al., 2010). Este incremento ha elevado de forma proporcional la importancia de las mencionadas parametrizaciones (Hu et al., 2010). Actualmente, el número de procesos físicos representados mediante las mismas en los modelos numéricos es considerable. Por citar solamente algunas de ellas, sin contar con las específicas de turbulencia en capa límite, existen parametrizaciones relacionadas con el flujo de momento producido por forzamientos orográficos (Baines & Palmer, 1990; Lott & Miller, 1997; Eckermann et al., 2010), por el arrastre orográfico debido a ondas de montaña (Palmer et al., 1986; McFarlane, 1987; Kim & Arakawa, 1995; Kim & Hong, 2009), o por la ruptura de ondas de gravedad en regiones altas de la atmósfera (Lindzen & Holton, 1968; Lindzen, 1981; Alexander & Dunkerton, 1999; Zhu et al., 2010); otras que dan cuenta de distintos fenómenos convectivos, como los esquemas de balance de humedad (Kuo, 1965; 1974; Arakawa, 2004), de ajuste convectivo y de balance flujo-masa (Manabe & Strickler, 1964; Arakawa & Schubert 1974; Tiedke, 1989; Kain &

Fritsch, 1990; Kain, 2004; Plant, 2010); así como de numerosos procesos de microfísica de nubes (Tiedke, 1993; Walko et al., 1995; Meyers et al., 1997; Dudhia et al., 2008), de tipo radiativo (Ramaswamy & Freidenreich, 1992; Edwards & Slingo, 1996; Goldblatt et al., 2009), sin olvidar los numerosos forzamientos atmosféricos debidos a procesos de superficie y los flujos de calor, momento y humedad asociados (Sellers et al., 1986; Viterbo & Beljaars, 1995; Pleim & Xiu, 2003). Paralelamente, gracias a la mencionada mejora computacional, ha sido posible el desarrollo de modelos especialmente diseñados para el estudio de la turbulencia atmosférica, conocidos como modelos de simulación de grandes remolinos o *Large-Eddy Simulation* (LES). Estos modelos (Mason & Derbyshire, 1990; Cuxart et al., 2000a; Saiki et al., 2000; Porte-Agel et al., 2000, Basu, 2004; Beare & MacVean, 2004; Beare et al., 2006) poseen resoluciones muy altas tanto en la vertical como en la horizontal, pudiendo así representar explícitamente una parte de los remolinos responsables de producir la difusión turbulenta. De esta forma es posible profundizar, desde otro punto de vista, en procesos atmosféricos ya investigados experimentalmente, así como abordar el estudio de otros nuevos cuyo estudio experimental en la atmósfera es complicado. Un ejemplo son los fenómenos relacionados con la química atmosférica (e.g.: Schumann, 1989; Vilà-Guerau de Arellano & Cuijpers, 2000), en los que el papel de la difusión turbulenta ha ido adquiriendo un reconocimiento creciente (Vilà-Guerau de Arellano, 2003; Casso-Torralba et al., 2008). A medida que se fueron produciendo estos avances en el ámbito de la modelización, la investigación en capa límite comenzó a fragmentarse entre modelizadores e investigadores experimentales, produciéndose así dos compartimentos estrechamente ligados, aunque a menudo con tendencia a permanecer aislados entre sí.

Desarrollada mucho antes de producirse esta fragmentación, la teoría de semejanza de Monin-Obukhov (Monin & Obukhov, 1954) es tal vez la herramienta más potente capaz de pronosticar las propiedades estadísticas de la turbulencia en una subregión de la CLA (la capa superficial) horizontalmente homogénea, y también en el resto de la CLA al ser generalizada a través del llamado *local scaling* (Wyngaard, 1973; Nieuwstadt, 1984a&b). Actualmente, las funciones empíricas de semejanza derivadas de la aplicación de esta teoría aún son extensamente utilizadas en todo tipo de modelos numéricos, tanto LES como regionales o globales. Sin embargo, de los tres regímenes de estabilidad existentes en la CLA, la estructura de aquel que presenta estratificación estable se encuentra actualmente peor comprendida, y presenta mayores dificultades para su estudio que las correspondientes a los regímenes inestable y neutral (Mahrt et

al., 1998; Mahrt, 1999; Zilitinkevich et al., 2007). Por ello en este régimen todas las parametrizaciones, incluyendo aquellas basadas en la teoría de semejanza, ofrecen sus resultados más pobres, especialmente en el límite de alta estabilidad. La llamada Capa Límite Estable o CLE, se produce preferentemente durante la noche cerca de la superficie terrestre, cuando cesa el calentamiento solar y el suelo se enfría por emisión de onda larga, enfriando a su vez las capas atmosféricas más cercanas, y generando una estratificación estable que tiende a inhibir los movimientos verticales y la turbulencia, especialmente junto al suelo. Debido a ello, las escalas implicadas en estos movimientos pueden hacerse muy pequeñas, lo cual complica su estudio, tanto desde el punto de vista experimental, dado que los instrumentos de medida más habituales pueden no ser capaces de capturar este rango del espectro turbulento (ver Mahrt, 1998, y las referencias allí mencionadas), como a partir modelos LES, cuya resolución es necesario aumentar para evitar que la escala de los remolinos más energéticos quede por debajo de la resolución de estos modelos. De lo contrario, los flujos turbulentos *subgrid* (parametrizados según el esquema de turbulencia del modelo) pasan a dominar las simulaciones en detrimento de la dinámica del modelo (Beare et al., 2006).

Además, debido al menor carácter turbulento de la CLE, bajo este régimen surgen una serie de procesos físicos adicionales, y otros preexistentes toman importancia, configurando así una amalgama de fenómenos complejos interaccionando en distintas escalas temporales y espaciales. Entre ellos se puede mencionar la divergencia de flujo radiativo (Duykerke, 1999), el carácter intermitente de la turbulencia (Klipp & Mahrt, 2004), las generación y propagación de ondas de gravedad (Nappo, 2002), la existencia de intensas inversiones térmicas superficiales (Yagüe & Cano, 1994b), el desarrollo de chorros de capa baja o *Low-Level Jets* (LLJs) con turbulencia elevada asociada (Conangla & Cuxart, 2006; Cuxart, 2008; Baas et al., 2009), el establecimiento de corrientes catabáticas o flujos de drenaje (Poulos et al., 2000; Soler et al., 2002), los movimientos serpenteantes de mesoescala o *meandering motions* (Vickers et al., 2008; Belušić & Güttler, 2010), el mayor impacto de las heterogeneidades superficiales (Mahrt, 1999), etc. Además de estas dificultades, en las condiciones más estables es posible que las condiciones orográficas locales cobren una importancia en la CLE que no tienen en los regímenes menos estables, incluso en terrenos muy llanos con pendientes poco pronunciadas (Derbyshire & Wood, 1994; Maguire et al., 2006).

Durante los últimos años, a medida que los investigadores en micrometeorología y el resto de la comunidad meteorológica han ido tomando conciencia de la necesidad de

una buena representación de la capa límite estable en los modelos de predicción del tiempo, simulaciones climáticas y estudios de difusión de contaminantes, se han realizado grandes esfuerzos para aumentar nuestra comprensión sobre la CLE y sobre todos los procesos físicos mencionados que en ella suceden. Las actuaciones se han llevado a cabo tanto en el ámbito experimental, con numerosas campañas de campo (Cuxart et al., 2000b; Poulos et al., 2002; Yagüe et al., 2007; Whiteman et al., 2008), algunas de ellas en la llamada capa límite estable de altas latitudes (King & Anderson, 1988; King, 1990; Grachev et al., 2005), donde la noche polar permite que la estabilidad perdure de forma continuada durante varios meses en la estación de invierno, como en el ámbito de las simulaciones numéricas, ya sea mediante modelos unidimensionales (Cuxart et al., 2006; Steeneveld et al., 2006; Bergot et al., 2007; Steeneveld, 2007), de área limitada (Steenefeld et al., 2008) o LES de muy alta resolución (Jiménez & Cuxart, 2005; Beare et al., 2006), incluyendo algunos análisis integrados combinando los diversos métodos de estudio (Galmarini et al., 1998; Duynkerke, 1999; Zilitinkevich & Esau, 2007). Sin embargo, en el límite de alta estabilidad, todavía no se ha podido establecer una teoría de aplicación generalizada. Conceptos clásicos hasta hace poco ampliamente aceptados, como la existencia efectiva de un umbral de estabilidad (el número de Richardson crítico) por encima del cual la turbulencia decae y se recupera el régimen laminar, están siendo revisados ante las crecientes sospechas de su falta de representatividad de las condiciones atmosféricas reales (Zilitinkevich et al., 2007). También se ha señalado que parte de los fenómenos propios de las CLEs altamente estratificadas (*meandering motions*, modos horizontales de movimiento, etc.) no tienen un origen claro (Mahrt, 2007). Esta física “oculta” impide comprender las interacciones que estos procesos pueden establecer con la turbulencia (por ejemplo, generándola mediante realces locales de la cizalla del viento, Mahrt, 2010). Como se trata en esencia de fenómenos muy poco predecibles y cuyo tratamiento no se puede simplificar al no mostrar un espectro universal ni obedecer a ninguna relación de escalado conocida (Vickers & Mahrt, 2007; Belušić & Mahrt, 2008), podrían impedir a su vez alcanzar una teoría de semejanza para la turbulencia de aplicación universal en condiciones muy estables.

El objetivo final de esta tesis es contribuir a un aumento en la comprensión y conocimiento de la CLE, desde un punto de vista experimental, poniendo atención en algunos de los fenómenos y cuestiones mencionados. Los resultados que se mostrarán se obtuvieron fundamentalmente a partir del análisis de datos experimentales

procedentes de dos de las campañas de campo (SABLES98 y SABLES2006) llevadas a cabo por nuestro grupo de investigación durante los últimos años. Algunas de las cuestiones científicas a las que se intentará dar respuesta son:

- ¿Pueden establecerse nuevas funciones empíricas de semejanza a partir de los datos recopilados durante las campañas? En tal caso, ¿cómo se comparan estas funciones con las preexistentes y cuál es su comportamiento en el régimen de alta estabilidad?
- ¿Qué tipo de circulaciones se establecen más frecuentemente en el emplazamiento experimental en el que se llevaron a cabo las campañas y qué procesos de mesoescala (LLJs, ondas de gravedad, etc.) son más importantes en condiciones de flujo sinóptico débil?
- ¿En qué manera afectan los distintos procesos importantes en la CLA a los distintos rangos del espectro de fluctuaciones de la presión atmosférica? ¿Qué tipo de información se puede extraer de su registro en superficie y en altura en campañas de campo mediante microbarómetros de alta sensibilidad, y cómo se pueden caracterizar estos procesos mediante estos instrumentos?
- ¿Qué tipo de interacciones se establecen entre los movimientos turbulentos y algunos de los fenómenos de mesoescala más habituales en CLEs, como las corrientes de gravedad o flujos catabáticos y las ondas de gravedad? ¿Cómo afectan estas interacciones al espectro de la turbulencia?
- ¿En qué medida las metodologías clásicas para el estudio de la turbulencia, fundamentadas en el promediado de Reynolds, son inadecuadas para estudiar el régimen turbulento durante estos procesos típicos de las CLEs? ¿Es posible separar satisfactoriamente mediante las técnicas actuales, tanto experimentales como de análisis, el transporte turbulento de momento, calor y otros escalares, del producido por fenómenos no turbulentos?
- ¿Cómo se pueden emplear las técnicas más modernas de análisis espectral para solventar las deficiencias del promediado de Reynolds? ¿Qué aspectos deben tenerse en cuenta en el uso de estas técnicas para poder extraer la mayor y mejor información posible sobre los diversos tipos de fenómenos registrados en distintas escalas espaciales y temporales?

El desarrollo de esta memoria comienza recordando la estructura de la CLA en el **capítulo II**, y revisando algunos conceptos básicos sobre turbulencia, así como las

principales teorías que la representan en la CLA, con especial énfasis en los aspectos que dificultan su aplicación en la CLE, y abordando también algunas particularidades que afloran a la hora de abordar su estudio experimental. En el **capítulo III** se introducen, de entre el conjunto de herramientas matemáticas y estadísticas empleadas en la explotación de los datos recogidos en las campañas de campo, diversas metodologías relacionadas con el análisis espectral o multiescala (la descomposición multi-resolución y la transformada *wavelet*), cuyo empleo en estudios de capa límite se ha venido generalizando únicamente en tiempos recientes, así como las adaptaciones realizadas específicamente para la explotación de nuestros datos experimentales de campo. Se estudiarán sus diferencias en cuanto a eficiencia y rendimiento en función de las distintas aplicaciones para las que pueden ser utilizadas, considerando también el tipo de interpretaciones que se pueden extraer de las mismas en función del objeto de análisis. En el **capítulo IV** se describe el emplazamiento experimental (localización geográfica, elementos topográficos más importantes, instalaciones, etc.) en el que se realizaron las dos campañas de campo mencionadas previamente, que son también presentadas de forma breve (periodos de medidas, instrumentación desplegada, etc.). En los **capítulos V y VI** se muestran algunos resultados globales de estas campañas de campo, referidos a: la evolución general de la CLE durante los distintos periodos (situaciones predominantes y grados de estabilidad alcanzados), las relaciones entre distintos parámetros turbulentos y de estabilidad, las funciones empíricas de semejanza de Monin-Obukhov, las propiedades estadísticas del espectro turbulento, etc. Por su parte, en los **capítulos VII y VIII**, se presentan dos casos de estudio que analizan en profundidad la ocurrencia de distintos fenómenos de mesoescala, de características y orígenes muy diferentes, que inciden frecuentemente en CLEs produciendo efectos importantes sobre la estructura de la CLA. El primer evento analiza la irrupción de una onda de gravedad de mesoescala sobre una atmósfera débilmente estratificada, y el segundo aborda la generación de ondas de gravedad en la cima de un flujo catabático. Estos estudios muestran el potencial tanto de las modernas técnicas de exploración de la CLA (anemómetros sónicos, microbarómetros) como de las distintas metodologías presentadas en el capítulo III, a la hora de estudiar estos fenómenos y determinar algunas importantes características (relacionadas por ejemplo con la afectación de los procesos turbulentos) que no es posible revelar mediante procedimientos más tradicionales. Finalmente, en el **capítulo IX** se realiza una discusión final englobando las principales conclusiones de la tesis doctoral.

## **CAPÍTULO II**

# **FUNDAMENTOS DEL ESTUDIO DE LA CAPA LÍMITE ATMOSFÉRICA**

### **2.1 La capa límite atmosférica: definición y ciclo diurno.**

En dinámica de fluidos se define capa límite como la porción de un fluido en fase líquida o gaseosa en contacto con una superficie rígida, que adquiere determinadas propiedades características que la diferencian del resto del fluido, debido a la proximidad e interacción con esta superficie. En el caso de la capa límite atmosférica, no existe una manera precisa y universal de evaluar esta influencia, de modo que la definición concreta varía en función del autor: mientras que algunos hacen hincapié en el carácter turbulento de la capa límite atmosférica (Arya, 2001; Zilitinkevich & Blakanov, 2002), otros sencillamente la consideran como el estrato atmosférico en el que se hace patente la influencia directa de la superficie terrestre en los perfiles verticales de variables medias como el viento (Clarke, 1970), la temperatura (Melgarejo & Deardorff, 1974; André & Mahrt, 1982; Yu, 1978; Coulter, 1990) o la humedad. La aplicación o el ámbito concreto en el que se define la capa límite atmosférica también puede ser importante en su definición: mientras que en un modelo climático de circulación general la capa límite puede alcanzar la cima de las nubes cumuliformes, en

aplicaciones de menor escala, como en modelos operativos de mesoescala o en simulaciones de dispersión de contaminantes, la capa límite atmosférica puede acotarse hasta la base de la primera inversión en el caso de estratificaciones inestables, o incluso hasta la cima de la inversión superficial en condiciones estables (Wyngaard, 1973; 1983).

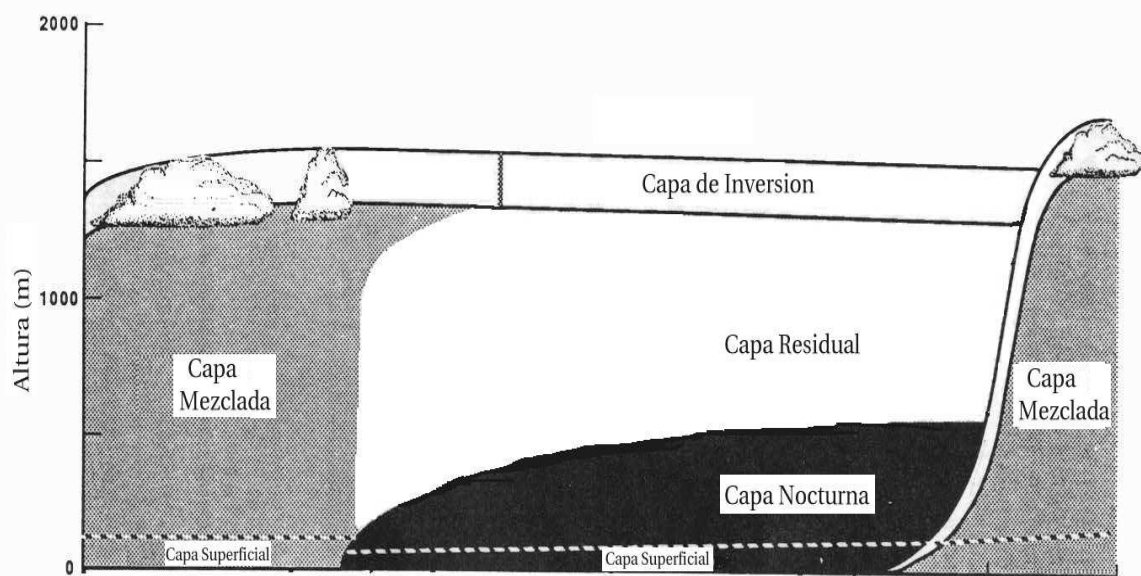


Figura 2.1: Esquema clásico del ciclo diario de la capa límite atmosférica y sus principales constituyentes (Stull, 1988).

Sobre la superficie de los océanos, las características de la capa límite atmosférica tienden a cambiar lentamente debido a la alta capacidad calorífica del agua, que es capaz de absorber importantes cantidades de radiación solar de onda corta sin sufrir grandes cambios de temperatura (Stull, 1988). Por tanto, la capa límite atmosférica sobre mar (Smedman et al., 1993; Sahlée et al., 2009) no presenta un ciclo diario de importancia, y los forzamientos fundamentales sobre la misma son originados por procesos sinópticos o de mesoescala y por las advecciones de distintas masas de aire sobre la superficie del mar (Lange et al., 2004). En cambio, la característica fundamental de la capa límite atmosférica sobre tierra es su fuerte acoplamiento con el ciclo diario, encontrándose en continua y lenta transformación entre los distintos regímenes que se presentan en ella. Entre el océano y la tierra firme se encuentra la capa límite atmosférica costera, que presenta características intermedias entre ambos tipos, y cuya principal característica es la no homogeneidad (Shao et al., 1991).

Por razones obvias, los primeros estudios experimentales de la CLA se realizaron sobre tierra, medio que desde entonces ha acaparado el mayor porcentaje de esfuerzos

investigadores en el estudio de la CLA. A pesar de ello y debido a su complejidad, el grado de conocimiento actual no permite una descripción completa y precisa de todos los procesos propios de la CLA terrestre, existiendo muchas lagunas sobre cada uno de los subregímenes que en ella se presentan. Una clasificación clásica y sencilla de estos subregímenes se apoya en las transformaciones que sufre la CLA debido al ciclo diario. Así, se pueden definir dos regímenes fundamentales en la capa límite atmosférica (Stull, 1988), en función del momento del día (ver esquema completo en la Fig. 2.1).

### **A) Capa límite mezclada (CLM).**

También llamada en ocasiones capa límite diurna o convectiva (CLC), la capa mezclada se forma durante el día en ausencia de gran forzamiento sinóptico, debido al continuo calentamiento solar de la superficie terrestre, que potencia los movimientos convectivos ascendentes, produciendo una intensa mezcla de las capas de aire más cercanas al suelo, que poco a poco se va propagando hacia alturas superiores. Así, durante el día la CLM va aumentando su altura de manera progresiva, hasta alcanzar su valor máximo (alrededor de 1 km en promedio) algo después del mediodía, cuando la altura solar máxima induce el máximo calentamiento. Al final de la tarde, se produce un enfriamiento continuo del suelo que se va acentuando sobre todo tras la puesta del sol, durante el cual la turbulencia de carácter convectivo se va debilitando y con ello la altura de la CLC comienza a disminuir.

### **B) Capa límite nocturna o estable (CLN o CLE).**

Tras la disminución de la absorción de onda corta solar durante la tarde y tras la puesta de sol, el balance radiativo de la superficie se hace negativo al mantenerse la emisión de onda larga hacia la atmósfera. Como consecuencia, el enfriamiento de la superficie se va transmitiendo hacia las capas atmosféricas más cercanas, y la temperatura del aire aumenta con la altura formándose junto a la superficie la denominada capa límite estable. Al detenerse el régimen convectivo, la turbulencia únicamente tiene origen dinámico debido a la cizalla del viento, y por lo tanto, y en función de la intensidad de esta cizalla, el enfriamiento se va transmitiendo hacia capas superiores con una eficiencia inferior a la de la propagación de la turbulencia convectiva diurna. Por tanto, la capa límite estable alcanza espesores muy inferiores a los de la capa límite

convectiva (con valores típicos de 100 m, aunque los espesores pueden estar entre los 20 a 500 m); no obstante este valor depende de la definición que se utilice de la altura de la CLE (nivel hasta el que hay un determinado nivel de turbulencia, altura de la inversión térmica superficial, altura del chorro de capa baja, si lo hay, altura hasta donde alcanza un determinado nivel de enfriamiento superficial, etc. (Lazcano & Yagüe, 2006)).

Además, existen también diversas subcapas que aparecen dentro de estos dos regímenes o como componentes accesorias:

- a) **Capa superficial.** Se trata de la porción de la CLA, ya sea CLM o CLN, más en contacto directo con la superficie, y en la que se considera que, con un margen de error de  $\pm 10\%$ , los flujos turbulentos verticales de calor y momento permanecen constantes. Esta capa es el ámbito de aplicación de la teoría de semejanza de Monin-Obukhov (1954), uno de los principales logros producidos en los albores del estudio de la capa límite atmosférica, que describe de una manera cuantitativa los principales rasgos de la estructura turbulenta de la capa superficial estratificada (ver sección 2.2.5).
- b) **Capa residual.** Esta componente no forma parte como tal ni de la CLN ni de la CLM, sino que está formada por los vestigios de esta última que quedan por encima de la CLN a medida que ésta va formándose desde la superficie cuando el calentamiento solar desaparece al finalizar el día. Su estado inicial es aquel que presenta la CLC en sus últimos estadios de vida; suele encontrarse neutralmente estratificada, con un perfil de temperaturas casi adiabático, y se caracteriza por un estado cuasi-estacionario en el que la turbulencia es homogénea e isotrópica y no se ve favorecida ni disminuida. La capa residual se encuentra totalmente desacoplada de lo que ocurre en superficie. Su espesor va disminuyendo a medida que transcurre la noche al ir creciendo la capa límite nocturna por su parte inferior.
- c) **Capa de inversión.** También llamada **capa interfacial**, **capa de entrada** o **capa de entrainment** (Deardoff, 1979), es el límite que separa la CLA y la atmósfera libre; se sitúa por encima de la CLC o de la capa residual, y se caracteriza por ser una zona de inversión térmica o poseer una estratificación estable, a veces con presencia de nubes.

## 2.2 Conceptos básicos sobre turbulencia y su aplicación a la capa límite atmosférica.

Hasta el momento hemos utilizado el concepto de turbulencia de una forma intuitiva y sencilla, pero es conveniente realizar una breve recapitulación de nociones fundamentales sobre turbulencia y sentar las bases mínimas sobre sus principales propiedades y sus métodos de estudio. Para una revisión más profunda sobre la idea de turbulencia en dinámica de fluidos y la evolución histórica en su conocimiento, se pueden consultar, por ejemplo, los manuales de Frisch (1995) y Davidson (2004). Poder comprender y cuantificar los efectos que la turbulencia produce debe ser uno de los objetivos fundamentales de cualquier intento de descripción teórica de la CLA; sus complejas y continuas interacciones con virtualmente cualquier otro proceso atmosférico de mayor escala constituyen el escollo fundamental a salvar en micrometeorología a la hora de mejorar el grado de conocimiento actual sobre la CLA. Puede decirse que en gran medida el estudio de la capa límite atmosférica es, en definitiva, el estudio de la turbulencia atmosférica.

Ya hemos definido la turbulencia como el movimiento **caótico, irregular y tridimensional** del fluido atmosférico caracterizado por su alta capacidad para mezclar propiedades (**alta difusividad**) en un amplio rango de escalas temporales y espaciales. Los primeros estudios teóricos y sistemáticos sobre la turbulencia fueron realizados por Osborne Reynolds (Belfast, 1842-1912) en torno al año 1883. En su afamado experimento, estudió las condiciones que inestabilizan un flujo laminar u homogéneo circulando a baja velocidad sobre una tubería, inyectando un fluido teñido como trazador del movimiento. Reynolds observó que la transición del régimen laminar al turbulento únicamente depende de un número adimensional, que relaciona las fuerzas inerciales con las fuerzas viscosas en el fluido, al que bautizó con su propio nombre (Reynolds, 1883), aunque el concepto ya fue introducido algunos años antes por Stokes (1845,1851).

$$Re = \frac{VL}{\nu} = \frac{VL\rho}{\mu} \quad (2.1)$$

En esta expresión,  $V$  es una velocidad característica del fluido,  $L$  es una longitud característica del sistema (en este caso, el diámetro de la tubería a través de la cual circula el fluido), y  $\nu$  es la viscosidad cinemática, relacionada con la fricción interna del

fluido (es el cociente entre la viscosidad dinámica  $\mu$  y la densidad  $\rho$ ). Reynolds determinó que en un sistema cerrado y simple como el de un fluido circulando a través de una tubería (Fig. 2.2), cuando la velocidad del fluido o el diámetro de la tubería hacen que el número de Reynolds supere ampliamente un determinado valor crítico ( $Re_c \approx 2000$ ), el movimiento del fluido se va inestabilizando, pasando del régimen laminar, ordenado y predecible, al régimen turbulento, caótico e impredecible. El flujo es completamente turbulento a partir de  $Re \approx 4000$ , encontrándose en un régimen de transición para los valores intermedios ( $2000 < Re < 4000$ ).

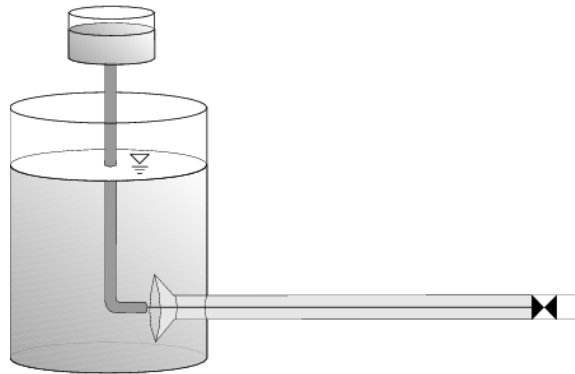


Figura 2.2: Dispositivo experimental de Reynolds para el estudio de la turbulencia.

Dada una geometría concreta, cuando la velocidad del fluido es baja, la viscosidad impide grandes variaciones espaciales de la velocidad del flujo dentro del fluido, que se mantiene en régimen laminar. A partir de cierto umbral, las fuerzas viscosas del fluido son superadas ampliamente por las inerciales, que desarrollan casi toda la energía del sistema, y las variaciones de velocidad entre zonas adyacentes del fluido producen interacciones no lineales entre las partículas de fluido. Estas interacciones suponen la aparición de movimientos de menor escala<sup>1</sup>, superpuestos a la corriente general. A su vez, estas pequeñas circulaciones generan otras de escala aún menor, y el proceso se repite hasta que se genera en el fluido una jerarquía de escalas de movimiento, transmitiéndose parte de la energía desde las escalas superiores hacia las inferiores. Los movimientos en esa variedad de escalas se denominan **remolinos o eddies turbulentos**. Los primeros remolinos que se generan son los más energéticos y de mayor tamaño: su escala asociada  $A_M$  se denomina **macroescala o escala integral de la turbulencia**. El trasvase de energía hacia las escalas más pequeñas es tanto más veloz cuanto más

L

<sup>1</sup> En esta sección el término *escala* es sinónimo de *tamaño* o de *escala espacial* salvo indicación expresa.

pequeña va haciéndose la escala; por este motivo se habla de una **cascada de energía**, desde los remolinos más grandes hasta los más pequeños. El modo en que se distribuye la energía entre los remolinos turbulentos de distintas escalas (es decir, la frecuencia relativa en que aparecen los remolinos de cada escala) constituye el llamado **espectro de la turbulencia**. En último lugar, el proceso de la cascada de energía se detiene al disiparse la energía de los remolinos más pequeños, de tamaño característico  $l$  (**microescala de la turbulencia**), debido a las fricciones producidas a escala molecular, es decir, debido a los efectos viscosos (en esta escala se producen los mayores gradientes en los campos que describen el fluido). La turbulencia es por tanto un proceso **disipativo**, que para mantenerse necesita un suministro continuado de energía.

### 2.2.1 La teoría de Kolmogorov.

Resumiendo la anterior sección, tenemos por tanto una cascada de remolinos de energía que se inician en la escala  $\lambda_M$  y se van transfiriendo energía de unos hacia otros de menor escala, disipándose finamente en la escala  $l$  por las fuerzas viscosas. Basándose en el concepto de trasvase o cascada de energía, el matemático ruso Andrey Kolmogorov propuso la primera teoría estadística de la turbulencia (Kolmogorov, 1941; 1962). El enfoque estadístico es el único posible dado el comportamiento caótico e irregular del flujo tanto en el tiempo como en el espacio. Las hipótesis de partida para desarrollar su teoría fueron:

- **Las fluctuaciones turbulentas son esencialmente isotrópicas** si el número de Reynolds es suficientemente alto. Esta hipótesis no siempre se cumple, especialmente para las fluctuaciones de mayor escala, que se encuentran muy influenciadas por las condiciones macroscópicas del entorno donde se mueve el fluido (principalmente características geométricas, como el diámetro de la tubería o, en turbulencia atmosférica, la altura de la capa límite). Según la idea de Kolmogorov, esta información geométrica y direccional se pierde a medida que se reduce la escala a lo largo de la cascada de energía, de modo que las propiedades estadísticas de los remolinos más pequeños donde se disipa la turbulencia tienen un carácter universal: son las mismas para todos los fluidos en régimen turbulento si el número de Reynolds es suficientemente alto.
- **La viscosidad  $\nu$  y la tasa de disipación de energía  $\varepsilon$**  son los únicos parámetros que rigen las propiedades estadísticas de los remolinos turbulentos

más pequeños, para números de Reynolds suficientemente altos. Mediante un análisis dimensional y con estos dos parámetros, Kolmogorov determinó una expresión para la escala espacial de  $l$  estos remolinos (la microescala de la turbulencia), conocida como **longitud de escala de Kolmogorov**:

$$l = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.2)$$

El siguiente paso en la teoría de Kolmogorov fue estudiar las propiedades de los remolinos en la cascada de energía. El intervalo de escalas entre  $\lambda_M$  y  $l$  cubre varios órdenes de magnitud, y se puede ensanchar aumentando el valor de  $Re$  para un  $\lambda_M$  fijo (es decir, la escala disipativa es más pequeña cuanto mayor es  $Re$ ). Las escalas intermedias entre  $\lambda_M$  y  $l$  – y suficientemente lejanas tanto de los remolinos en que se genera la turbulencia como de aquéllos en los que se disipa – constituyen el llamado **rango (o subrango) inercial**, ya que para estas escalas los efectos inerciales son mucho más grandes que los efectos viscosos, pudiéndose despreciar estos últimos. La tercera hipótesis que formuló Kolmogorov fue que, de nuevo para valores altos de  $Re$ , las propiedades estadísticas de los remolinos en el rango inercial están determinadas únicamente por la escala del remolino ( $r$ ) y la tasa de disipación de energía. De nuevo, por consideraciones dimensionales, y pasando al espacio de Fourier (convirtiendo de escala espacial  $r$  a número de onda  $k=2\pi/r$ ), Kolmogorov pudo encontrar una expresión teórica para el espectro de energía de la turbulencia en el rango inercial, es decir, el reparto de energía a lo largo del intervalo de números de onda característicos del rango inercial:

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (2.3)$$

La Figura 2.3 muestra el espectro de Fourier idealizado de un fluido en régimen turbulento. En una representación logarítmica de  $\ln(E(k))$  frente a  $\ln(k)$ , la presencia de una pendiente de valor  $-5/3$  revela el intervalo de números de onda donde se encuentra el rango inercial.

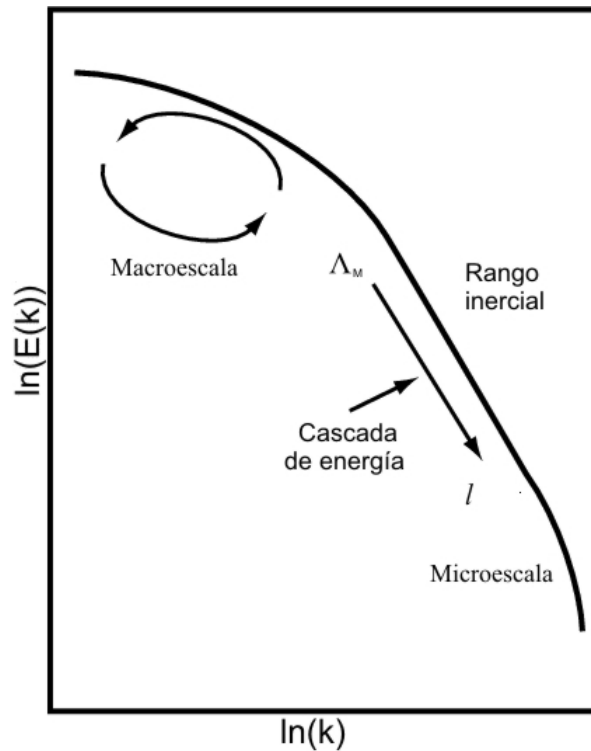


Fig. 2.3: Espectro idealizado de un flujo turbulento según la teoría de Kolmogorov.

### 2.2.2 Métodos estadísticos básicos para el estudio de la turbulencia: La descomposición de Reynolds.

Como ya se ha señalado en la sección anterior, el carácter caótico de la turbulencia hace inviable describir de forma exacta la evolución de cada partícula fluida en régimen turbulento. El estudio de las propiedades estadísticas de la turbulencia es la única forma que tenemos de caracterizar este régimen de un fluido. La Figura 2.4 muestra una serie temporal de velocidad del viento medida cerca del suelo mediante un anemómetro sónico configurado para registrar 20 datos por segundo (concretamente se trata de medidas realizadas en una capa límite diurna). Se puede observar que, aunque el viento medio permanece prácticamente constante durante toda la serie, existen continuas fluctuaciones muy rápidas y de amplitud variable en los valores instantáneos. Estas fluctuaciones reflejan precisamente la acción de los remolinos turbulentos sobre el flujo medio.

Hasta el momento hemos hablado de turbulencia como la superposición de estos remolinos de diferentes tamaños. Para poder “ver” estos remolinos experimentalmente, sería necesario en principio disponer de medidas simultáneas en un conjunto lo más denso posible de posiciones del espacio. Sin embargo, en el estudio experimental de la

capa límite atmosférica, rara vez se dispone de medidas en más de dos o tres puntos de un emplazamiento. La mayor parte de las veces se parte de mediciones en un solo punto del espacio, con suerte a varias alturas a la vez, dado que los gradientes medios de las variables en la CLA tienden a ser mucho mayores en la vertical que en la horizontal, y por tanto en estudios de capa límite se suele anteponer la densidad vertical de medidas frente a la horizontal. La hipótesis que se realiza para poder estudiar las propiedades espaciales de la turbulencia a partir de puntos aislados del espacio se conoce como **hipótesis de Taylor o de los remolinos congelados** (Stull, 1988). Esta hipótesis supone que la contribución advectiva de los remolinos turbulentos es pequeña, y que por tanto la advección de un campo turbulento a través de un punto del espacio puede atribuirse íntegramente al flujo medio. Así, se considera que la turbulencia se encuentra "congelada" al advectarse el flujo a través de un sensor. Esto permite usar la velocidad media del viento para determinar una equivalencia entre medidas puntuales de turbulencia en función del tiempo (las únicas disponibles en la mayor parte de estudios experimentales) y medidas espaciales de turbulencia en un instante fijo: si un remolino turbulento invierte un tiempo  $\tau$  en atravesar un sensor al ser advectado junto con el viento medio de velocidad  $V$ , se puede inferir que su tamaño es  $r=V\tau$ . Pasando al espacio de Fourier, igualmente se pueden transformar los números de onda  $k$  de los remolinos y sus frecuencias angulares características  $\omega$  mediante la relación  $k=\omega/V$ . Así, con los datos mostrados en la Fig. 2.4 se podría obtener un espectro turbulento similar al de la Fig. 2.3, realizando la transformada de Fourier y convirtiendo las frecuencias en números de onda.

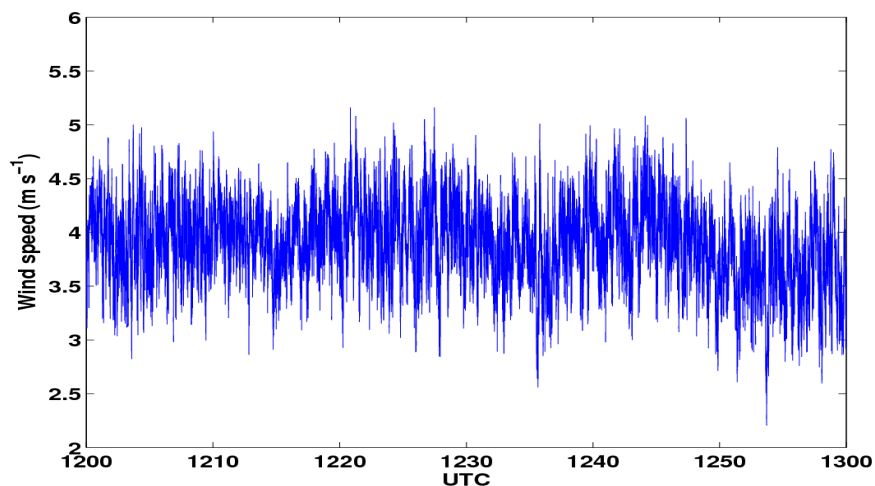


Figura 2.4: Ejemplo de serie temporal del viento medio registrada bajo condiciones convectivas en un punto cercano a la superficie.

Por lo tanto, al estudiar las pequeñas fluctuaciones del flujo medio en una serie temporal en un punto, estamos estudiando, en último lugar, la turbulencia del flujo. La descomposición matemática de las variables de un flujo instantáneo en sus componentes medias y perturbaciones turbulentas son la base de la llamada **descomposición de Reynolds**:

$$\begin{aligned}u &= \bar{u} + u' \\v &= \bar{v} + v' \\w &= \bar{w} + w' \\ \theta &= \bar{\theta} + \theta'\end{aligned}\tag{2.4}$$

donde  $u$ ,  $v$ , y  $w$  son las tres componentes espaciales de la velocidad instantánea medidas en un sistema arbitrario,  $\theta$  es la temperatura potencial, los valores con barra sus valores promedios (correspondientes al flujo medio) y los valores con prima sus perturbaciones turbulentas.

### **Hipótesis de ergodicidad.**

De entre los distintos tipos de promediado que se pueden realizar para realizar la descomposición propuesta en la ecuación 2.4 (promedio espacial, temporal, etc.), ¿cuál sería el que daría lugar a las estimaciones más representativas del flujo medio? Teóricamente, el operador de promediado utilizado en la descomposición de Reynolds sería la **media de conjunto**, definida en el mismo sentido que en la física estadística clásica, es decir, como el valor promedio de  $n$  realizaciones de una misma experiencia bajo las mismas condiciones. En estudios de turbulencia, esto supondría realizar  $n$  mediciones de una variable del fluido (por ejemplo velocidad del viento) bajo las mismas condiciones para todos los elementos de la muestra. Es fácil llegar a la conclusión de que la media de conjunto es inaccesible en estudios experimentales de turbulencia atmosférica. En su lugar, se utilizan generalmente promedios espaciales en el caso de contar con medidas espaciales (por ejemplo, en las medidas de turbulencia a bordo de avionetas instrumentadas que realizan barridos sobre una zona de la atmósfera), pero sobre todo promedios temporales de las variables registradas en un punto del espacio durante determinados intervalos de tiempo.

Sin embargo, hay que tener en cuenta que, mientras que en la mecánica estadística clásica la conexión entre estos promedios y la media de conjunto está justificada por el **teorema de ergodicidad**, los conocimientos que se tienen hasta el momento sobre mecánica estadística de la turbulencia hidrodinámica son mucho más limitados (Monin

& Yaglom, 1975; Galanti & Tsinober, 2004). En el contexto más amplio de la dinámica de fluidos, existe el convencimiento general de que los fluidos turbulentos se comportan aproximadamente de forma ergódica: esta **hipótesis de ergodicidad** supone que si un fluido en régimen turbulento es tanto estadísticamente estacionario en el tiempo como homogéneo en el espacio, sus propiedades estadísticas temporales y espaciales han de ser equivalentes. Aunque la validez de esta hipótesis se ha podido comprobar empíricamente y de forma aproximada en el caso de algunos sistemas poco complejos y estacionarios, no existe hasta el momento una evidencia directa suficientemente generalizada sobre esta ergodicidad.

Aunque la CLA rara vez es completamente estacionaria u homogénea en el espacio, la hipótesis de ergodicidad se hará extensible a ella, al menos hasta cierto punto, en los estudios de capa límite atmosférica, aunque para ello la definición de ergodicidad se habrá de relajar en gran medida. Asumir esta hipótesis, al menos de forma aproximada, es la única forma de poder avanzar en la investigación experimental de la CLA. Por ejemplo, aunque la turbulencia en la CLA no será en general isotrópica (especialmente en la dirección vertical), y puesto que generalmente se estudia en superficies horizontalmente homogéneas, se asume como indicador de pseudo-ergodicidad horizontal de la turbulencia el hecho de que exista poca variabilidad espacial de sus propiedades estadísticas (e.g.: Hollinger et al., 2004). Por otra parte, en la CLA tampoco se cumplirá nunca que las propiedades estadísticas en un punto se mantengan indefinidamente en el tiempo, pero la asunción de estacionariedad será algunas veces aceptable para periodos cortos de tiempo (del orden de minutos o, a lo sumo, decenas de minutos) durante los cuales el cálculo de promedios temporales de las variables resultará apropiado. En este caso, el que distintas secciones de la serie temporal mantengan propiedades estadísticas similares será tomado como indicación de pseudo-ergodicidad.

### **Los axiomas de Reynolds.**

La descomposición de Reynolds es importante *per se* para el estudio de las propiedades turbulentas de los fluidos, pero también para poder desarrollar un conjunto de ecuaciones dinámicas que podamos estudiar y aplicar en los modelos de predicción numérica. En efecto, las ecuaciones instantáneas de la mecánica de fluidos no se pueden utilizar directamente en la atmósfera, puesto que el flujo atmosférico es demasiado complejo y, como se ha dicho anteriormente, su carácter caótico e irregular impide

estudiar la evolución del flujo en cada punto del espacio. En otras palabras, estas ecuaciones contienen derivadas espaciales y temporales que requieren condiciones iniciales y de contorno para ser resueltas, pero en la atmósfera la práctica supremacía del régimen turbulento sobre el laminar no permite conocer estas condiciones. Incluso en el caso de poder hacerlo, la extrema no-linealidad de las ecuaciones resultantes impediría su resolución analítica: aún abordando su resolución por métodos numéricos, la extremada dependencia de las condiciones iniciales, que conlleva evoluciones completamente independientes a partir de estados iniciales muy parecidos, se traduciría en una capacidad predictiva prácticamente nula. La solución a este problema pasa por encontrar un conjunto de ecuaciones que describan el flujo medio, manteniendo la información sobre los efectos de las perturbaciones turbulentas sobre el mismo. Esto se consigue introduciendo la descomposición de Reynolds en las distintas variables de las ecuaciones instantáneas de la atmósfera, y promediándolas de acuerdo a unas determinadas reglas de promediado que se conocen como los **axiomas del promediado de Reynolds**. Estas reglas surgen de la introducción de la descomposición de Reynolds en los axiomas del promedio de conjunto. Dadas dos funciones instantáneas cualesquiera  $f$  y  $s$ , y sea  $a$  una constante arbitraria, los axiomas del promediado de Reynolds son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 \overline{\overline{f}} &= \overline{f} \\
 \overline{f + g} &= \overline{f} + \overline{g} \\
 \overline{ab} &= \overline{a} \overline{b} \\
 \overline{fg} &\neq \overline{f} \overline{g} \\
 \overline{\frac{\partial f}{\partial s}} &= \frac{\partial \overline{f}}{\partial s} \\
 \overline{f'} &= \overline{f - \overline{f}} = 0 \\
 \overline{f'g} &= 0
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

Como ilustración, a continuación mostraremos la aplicación del promediado de Reynolds a las ecuaciones de Navier-Stokes de un fluido incompresible, newtoniano y viscoso, sin gravedad ni rotación. En notación tensorial con suma sobre índices repetidos, denominando  $u_i$  a las componentes de la velocidad y  $x_i$  a las tres direcciones del espacio, sus ecuaciones instantáneas de movimiento y continuidad se expresan así:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

donde  $p$  es la presión atmosférica, y  $D/Dt$  se refiere a la derivada lagrangiana:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

Si descomponemos las variables del flujo en sus valores promedios y sus fluctuaciones, las dos ecuaciones quedan:

$$\rho \left[ \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \mu \left[ \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j^2} \right] \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

Desarrollando el segundo término de la parte izquierda de (2.9) y aplicándole (2.10), se tiene:

$$\begin{aligned} (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} &= \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)}{\partial x_j} - (\bar{u}_i + u'_i) \frac{\partial(\bar{u}_j + u'_j)}{\partial x_j} = \\ &= \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.11)$$

y por tanto la ecuación de momento (reorganizando algunos términos) queda:

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \left[ \frac{\partial^2(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j^2} \right] \quad (2.12)$$

El siguiente paso es realizar el promediado de ambas ecuaciones, teniendo en cuenta los axiomas de promediado especificados anteriormente. El resultado para la ecuación de continuidad es:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.13)$$

puesto que los promedios de las derivadas espaciales de las fluctuaciones se convierten en las derivadas espaciales de los promedios de las desviaciones, que son nulos. El

promediado de la ecuación de momento, tras desarrollar la derivada del producto, aplicar de nuevo la ecuación de continuidad y reorganizar algunos términos, se expresa:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \overline{u_i' u_j'} \quad (2.14)$$

Como se puede observar, el último término de la ecuación es el único que contiene valores perturbados (y por tanto influencia directa de la turbulencia). Comparando con la expresión (2.6), vemos que han surgido términos adicionales, que son las derivadas espaciales de momentos estadísticos de segundo orden ( $\overline{u_i' u_j'}$ ), es decir, varianzas y covarianzas. Términos similares aparecen al promediar otras ecuaciones atmosféricas, como la ecuación de conservación de la energía térmica, de la humedad, etc. Estos momentos estadísticos tienen una interpretación física muy importante, puesto que representan flujos de las distintas magnitudes en las distintas direcciones del espacio debidos al transporte turbulento. Por ejemplo, y volviendo a la notación  $u$ ,  $v$  y  $w$  para las componentes de la velocidad, el momento estadístico  $\overline{u' w'}$  sería proporcional al flujo turbulento de momento horizontal  $u$  en la dirección vertical  $z$  (o, alternativamente, flujo de momento vertical  $w$  en la dirección horizontal  $x$ ), mientras que  $\overline{\theta' w'}$  representaría el flujo turbulento vertical de calor (denominado flujo de calor cinemático). Experimentalmente, estos flujos turbulentos se determinan aplicando la descomposición de Reynolds a series temporales de instrumentos de alta frecuencia como los anemómetros sónicos, y calculando las varianzas y covarianzas de las variables. Esta técnica se conoce habitualmente en inglés como método *eddy covariance* (EC).

Resulta importante recordar aquí la correspondencia existente entre la transformada de Fourier y los momentos estadísticos de segundo orden (Stull, 1988): Sean  $f(t)$  y  $g(t)$  dos series temporales, y  $\hat{f}(\omega)$  y  $\hat{g}(\omega)$  sus transformadas de Fourier (en función de la frecuencia  $\omega$ ), se define su densidad de energía espectral como:

$$S_f(\omega) = \frac{E_f(\omega)}{\Delta\omega} = \frac{2|\hat{f}(\omega)|^2}{\Delta\omega} \quad (2.15)$$

$$S_g(\omega) = \frac{E_g(\omega)}{\Delta\omega} = \frac{2|\hat{g}(\omega)|^2}{\Delta\omega}$$

La varianza total de una serie temporal surge de integrar su densidad de energía

espectral en todo el rango de frecuencias<sup>2</sup>:

$$\overline{f'^2} = \sigma_f^2 = \int_{\omega_0}^{\omega_N} S_f(\omega) d\omega \quad (2.16)$$

donde  $\omega_0$  es la frecuencia más baja correspondiente a la longitud de la serie, y  $\omega_N$  es la llamada frecuencia de Nyquist (la mitad de la frecuencia de muestreo). Se puede interpretar  $S_f(\omega)$  como la contribución por parte de la frecuencia  $\omega$  a la varianza total de la serie  $f(t)$ . Del mismo modo, se puede construir el espectro cruzado entre dos variables como  $\hat{G}_{fg}(\omega) = \hat{f}(\omega) \hat{g}^*(\omega)$ , donde \* indica complejo conjugado. En este caso, la covarianza de ambas series temporales corresponde a la integración de la parte real del espectro cruzado, o *coespectro*:

$$\overline{f'g'} = \text{cov}(f, g) = \int_{\omega_0}^{\omega_N} \frac{\text{Re}(\hat{G}_{fg})}{\Delta\omega} d\omega \quad (2.17)$$

De estas expresiones se puede deducir que existe una correspondencia entre el periodo de promediado elegido al aplicar el método EC y el rango de frecuencias de las fluctuaciones que quedan incluidas en la estimación del flujo turbulento. Para que la técnica EC produzca buenas estimaciones de estos flujos turbulentos, será necesario que se cumplan dos condiciones. Por un lado, que los instrumentos muestreen la señal turbulenta de forma suficientemente precisa (es decir, que la frecuencia de muestreo y la precisión de medida sean lo suficientemente altas como para capturar los remolinos turbulentos más pequeños y de menor escala temporal). En segundo lugar, el periodo de promediado debe ser lo suficientemente largo como para capturar los remolinos turbulentos de escalas más grandes, y lo suficientemente pequeño para excluir aquéllas escalas de movimiento que no correspondan a turbulencia. Lo ideal es que en el espectro de las series a analizar exista una zona de mínima energía espectral (el llamado “hueco” o *gap* espectral) separando ambos tipos de movimiento, y que se elija como periodo de promediado uno correspondiente a esas frecuencias de mínimo contenido energético. Las condiciones en las que se produce este *gap* y su posición en el espectro se discutirán con más detalles en el apartado 2.3.3.

L

<sup>2</sup> Se ha optado por utilizar definiciones suponiendo transformadas de Fourier de funciones continuas, aunque estrictamente hablando las transformadas de Fourier estarán discretizadas al ser  $f(t)$  y  $g(t)$  series temporales con un conjunto discreto de elementos, y por tanto las integrales también serán discretas (regla de Simpson).

### 2.2.3 Parámetros de turbulencia y estabilidad en la capa límite atmosférica.

Como se indicó al inicio de la sección 2.2, el número de Reynolds es el parámetro de turbulencia más básico, que permite clasificar el tipo de régimen dinámico establecido en un fluido en movimiento, y también informa sobre la intensidad del régimen turbulento. En la CLA, donde el fluido atmosférico se mueve más libremente sin las estrictas imposiciones geométricas de los experimentos de laboratorio, el número de Reynolds es de poca utilidad ya que, con mayor o menor intensidad, el flujo siempre presenta un cierto grado de turbulencia, salvo en los primeros milímetros junto al suelo, donde las fuerzas viscosas son predominantes y el régimen es laminar debido a la condición de contorno ( $V \rightarrow 0$ ), impuesta por la presencia de la superficie. Además, la turbulencia en la capa límite atmosférica no se genera únicamente por la acción del rozamiento cercano a la superficie, ya que existen otros factores que inducen igualmente movimientos turbulentos, como la cizalla del viento en capas altas y la convección térmica generada debida al calentamiento radiativo del suelo en condiciones diurnas. Por otra parte, las fuerzas viscosas no son las únicas que se pueden oponer al desarrollo de la turbulencia, puesto que como se apuntó en secciones previas, la estructura térmica de la capa límite también se puede oponer a los movimientos verticales si la estratificación es estable, debido a la fuerza restauradora de la flotabilidad que sufren las partículas fluidas si abandonan su posición de equilibrio. Por tanto, el estado turbulento en la capa límite atmosférica queda determinado por el balance producido en cada momento entre estos factores que actúan favoreciendo o inhibiendo la turbulencia de origen dinámico o térmico, y así el número de Reynolds informa pobremente sobre las características turbulentas de la capa límite. En estudios de capa límite atmosférica, existen diversos parámetros de turbulencia y estabilidad que permiten obtener una idea más detallada del estado turbulento de la capa límite. Algunos de ellos se centran más en las características dinámicas de la atmósfera (e.g.: velocidad de fricción  $u_*$ , energía cinética turbulenta  $TKE$ , etc.), otros en las características térmicas (como la frecuencia de Brunt-Väisälä  $N_{BV}$ ) o en las capacidades difusivas (como los coeficientes de intercambio turbulento  $K_m$  y  $K_h$ ); los más completos combinan la información dinámica y térmica en un solo índice (Longitud de Obukhov  $L$ , número de Richardson  $Ri$ , etc.). Experimentalmente, estos índices se derivan a partir de distintas variables medidas directamente, así como de otras estimaciones derivadas, como los gradientes medios o las estimaciones de flujos turbulentos obtenidas mediante la técnica EC. En el

APÉNDICE A se han recopilado una selección de estos parámetros, con su descripción y su definición, muchos de los cuales se utilizarán en diversas secciones de esta tesis doctoral.

#### 2.2.4 El problema del cierre de la turbulencia.

Ya hemos visto en la sección 2.2.2 que el estudio de las ecuaciones de movimiento en forma promediada da lugar a nuevos términos que recogen el efecto del transporte turbulento de momento. Esto supone un problema a la hora de resolver estas ecuaciones por métodos numéricos, dado que estos términos actúan como incógnitas adicionales en el sistema, sin que se hayan introducido nuevas ecuaciones que los resuelvan. Es el conocido **problema de cierre** de la turbulencia atmosférica, que consiste simplemente en la existencia de un número mayor de incógnitas que de ecuaciones (Arya, 2001). Aunque se pueden desarrollar nuevas ecuaciones que describan la evolución temporal de los términos de transporte turbulento, al hacer el promediado de estas nuevas ecuaciones, aparecen nuevos momentos estadísticos de orden superior (esto es, triples productos de perturbaciones), con lo cual el problema simplemente se ha trasladado a un orden mayor de complejidad. Usualmente, el cierre de la turbulencia se realiza manteniendo estos términos hasta un determinado orden y aproximando los de orden superior tras establecer hipótesis sobre los mismos y desarrollar parametrizaciones que las cumplan. Surgen así los cierres de orden 1, orden 1.5, orden 2, etc.

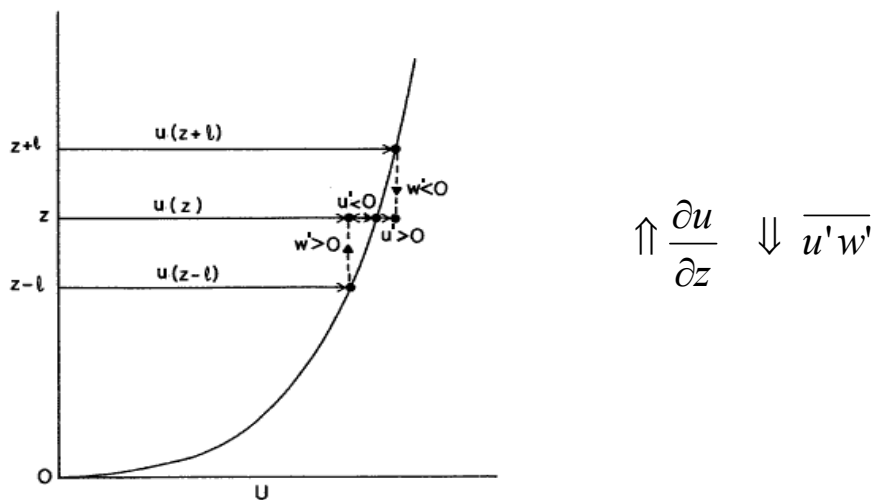


Figura 2.5: Esquemmatización del perfil vertical de viento en la baja atmósfera y sentido de las correlaciones esperadas entre las fluctuaciones de velocidad longitudinal y vertical para partículas fluidas que se desplazan hacia arriba o hacia abajo de su posición inicial (Arya, 2001).

El cierre de menor orden que se puede realizar es el cierre de orden 1, donde los únicos términos que se mantienen en las ecuaciones son los valores medios de las variables básicas ( $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\theta}$ , etc.), mientras que los momentos estadísticos de segundo orden (es decir, los flujos turbulentos) son los que se aproximan mediante parametrizaciones. El cierre de orden 1 más conocido y el primero que surgió se conoce como **teoría-K o teoría del gradiente-transporte** (Arya, 2001).

Esta teoría surge por analogía con la difusión molecular, al suponer que el transporte turbulento de una propiedad en una dirección del espacio es proporcional y en sentido contrario al gradiente de la propiedad en esa dirección (Fig. 2.5). Por ejemplo, para los flujos turbulentos que representan el transporte vertical de momento horizontal y de calor, se tendría:

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.18a)$$

$$\overline{\theta'w'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.18b)$$

Surgen así los llamados coeficientes de difusividad turbulenta de las distintas propiedades (momento, calor, humedad, etc.), que son el equivalente en turbulencia de los coeficientes de viscosidad cinemática molecular y difusividad térmica. La eficiencia de los movimientos turbulentos a la hora de mezclar propiedades es entre  $10^2$  y  $10^6$  veces mayor que la difusión molecular. Sin embargo, al contrario que sus homólogos en difusión molecular, los coeficientes de difusividad turbulenta tienen una fuerte dependencia de las condiciones del flujo, con lo cual el cierre de primer orden debe completarse encontrando una forma de representar esta dependencia, es decir, parametrizando estos coeficientes en función de otros factores, como por ejemplo variables locales del fluido (como los gradientes medios de velocidad o temperatura), o propiedades globales de la CLA a lo largo de una gran región del espacio (como la altura de la capa límite o de la capa superficial), etc.

### 2.2.5 La teoría de semejanza de Monin-Obukhov.

Hemos visto hasta el momento que el forzamiento impuesto por la presencia de la superficie terrestre induce un intercambio de propiedades entre los distintos estratos de la CLA, así como entre la CLA y la superficie, que se manifiesta en forma de flujos turbulentos de momento y de calor. Estos flujos son función principalmente de las

condiciones dinámicas y térmicas existentes. Los primeros esfuerzos dirigidos a encontrar un marco teórico o semiempírico que los describiera cuantitativamente dieron sus frutos hacia mediados de siglo pasado, con el establecimiento de la teoría de semejanza de Monin-Obukhov (Monin & Obukhov, 1954). Esta teoría utiliza el formalismo matemático del análisis dimensional ofrecido por el **teorema  $\Pi$  de Buckingham** (Arya, 2001).

Este teorema, de uso muy extendido en la dinámica de fluidos, permite adimensionalizar un problema físico de partida y establecer un conjunto de parámetros adimensionales que lo describen. Concretamente, el teorema establece que, dado un sistema físico descrito completamente mediante una ecuación dimensionalmente homogénea formada por  $m$  variables físicas independientes  $Q_i$  que involucran un total de  $n$  dimensiones físicas fundamentales:

$$F(Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_m) = 0 \quad (2.19)$$

La ecuación tiene una versión equivalente en forma adimensional:

$$\Pi(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{m-n}) = 0 \quad (2.20)$$

o, alternativamente:

$$\Pi_1 = \Pi_1(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{m-n}) \quad (2.21)$$

donde  $\Pi_i$  son grupos adimensionales contruidos a partir de las variables de partida. Estos grupos adimensionales se podrán deducir mediante el análisis dimensional, incluso aunque no se conozca la forma de la ecuación física original. Obsérvese que la adimensionalización reduce en  $n$  unidades el número de parámetros involucrados en la descripción del sistema. El resto de variables dependientes del sistema se pueden expresar en función de los parámetros adimensionales encontrados, en lugar de en base a las variables originales. Además, las relaciones adimensionales obtenidas al aplicar el teorema son independientes del sistema de unidades elegido: en micrometeorología, esto permite comparar los datos obtenidos en distintos experimentos y emplazamientos, siempre que las hipótesis de partida y el conjunto de variables independientes características sean las mismas.

Monin y Obukhov se propusieron aplicar la teoría de semejanza para estudiar las características del flujo medio y turbulento en la CLA. Para ello establecieron ciertas hipótesis de partida que permitieran simplificar el problema al máximo sin perder representatividad. Limitaron el problema al estudio de un flujo homogéneo y cuasi-

estacionario en las cercanías de una superficie horizontal y homogénea, en el que los flujos turbulentos de calor y momento son independientes de la altura (es decir, el ámbito de aplicación queda restringido a la capa superficial). Como hipótesis secundarias, asumieron un régimen en el que los intercambios moleculares son despreciables frente a los turbulentos, y donde los efectos rotacionales se pueden ignorar. Bajo estas condiciones, las características del flujo medio y la turbulencia estarían gobernadas únicamente de cuatro variables o parámetros:

- La altura  $z$  sobre la superficie.
- El arrastre superficial,  $\tau_0/\rho = u_*^2$ .
- El flujo de calor cinemático superficial, representado por la temperatura de escala  $\theta_* = H_0/(\rho u_* c_p)$ .
- La flotabilidad,  $g/T_0$ .

donde  $\tau_0$  es la tensión de cizalla al nivel del suelo,  $\rho$  la densidad del aire,  $u_*$  la velocidad de fricción,  $H_0$  el flujo de calor en superficie (ver APÉNDICE A),  $c_p$  el calor específico del aire a presión constante,  $g$  la aceleración de la gravedad y  $T_0$  una temperatura de referencia cercana al suelo. Como las 4 variables conjugan tres dimensiones fundamentales (longitud, temperatura, tiempo), únicamente se puede obtener una combinación adimensional independiente. Si se elige adimensionalizar la altura sobre la superficie ( $z$ ), el análisis dimensional del teorema  $\Pi$  de Buckingham conduce a definir una longitud de escala, llamada Longitud de Obukhov (ver APÉNDICE A), puesto que ya había sido formulada por este científico en un estudio previo (Obukhov, 1946):

$$L = \frac{u_*^2}{k(g/T_0)\theta_*} \quad (2.22)$$

Cualquier variable del flujo medio o cantidad turbulenta promediada en la capa superficial, convenientemente adimensionalizada, se podrá expresar como función exclusiva del parámetro de estabilidad  $\zeta = z/L$ . Por ejemplo, la cizalla del viento y el gradiente vertical de temperatura potencial tendrían su equivalente adimensional:

$$\phi_m(\zeta) = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.23)$$

$$\phi_h(\zeta) = \frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.24)$$

Donde  $\phi_m$  y  $\phi_h$  son las llamadas funciones universales y adimensionales de semejanza para la cizalla del viento y el gradiente de temperatura potencial, también conocidas como funciones adimensionales de momento y de calor. Estas funciones relacionan los flujos constantes  $\tau = \tau_0 = \rho u_*^2$  y  $H = H_0 = -\rho c_p u_* \theta_*$  de la capa superficial, con los gradientes medios de velocidad y temperatura a través de la velocidad de fricción ( $u_*$ ) y la temperatura de escala ( $\theta_*$ ). La constante  $k$ , conocida como constante de *von Karman*, se introduce por conveniencia, para que la función adimensional de momento tenga valor unidad en condiciones de neutralidad de estratificación ( $\phi_m(0) = 1$ ). En condiciones de estratificación neutra o indiferente, será aplicable el clásico perfil logarítmico de velocidades (Stull, 1988):

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (2.25)$$

donde  $z_0$  es el llamado parámetro de rugosidad del terreno. La derivada parcial de la velocidad respecto a  $z$  sería:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \quad (2.26)$$

expresión que, sustituida en la ecuación 2.23 resulta efectivamente  $\phi_m(0) = 1$ .

Una importante consecuencia de estas funciones de semejanza es que, si se conoce la forma funcional de las mismas, se pueden determinar los flujos turbulentos en la capa superficial para cada grado de estabilidad  $\zeta$ , sin más que conocer los perfiles medios (motivo por el cual también se conoce a estas funciones como “relaciones flujo-perfil”). En efecto, como en la capa superficial los flujos son constantes e iguales a su valor en superficie, se tiene:

$$u_* = \frac{kz}{\phi_m(\zeta)} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.27)$$

$$\theta_* = \frac{kz}{\phi_h(\zeta)} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.28)$$

De esta forma se podría, por ejemplo, obtener estos flujos turbulentos en un modelo de predicción numérica con suficiente resolución en la vertical, a partir de los gradientes medios de velocidad y temperatura, que se pueden estimar fácilmente a partir de las variables resueltas del modelo, sin más que conocer el grado de estabilidad. No sería

necesario conocer el valor de  $\zeta$ , puesto que las ecuaciones (2.23 y 2.24) se pueden sustituir en la definición del número de Richardson del gradiente  $Ri_g$  (ver APÉNDICE A), que es un parámetro fácilmente calculable a partir de las variables resueltas por el modelo, para obtener la relación funcional entre  $\zeta$  y  $Ri_g$ :

$$Ri_g = \zeta \frac{\phi_h(\zeta)}{\phi_m^2(\zeta)} \quad (2.29)$$

### **Determinación empírica de las funciones de semejanza.**

Lamentablemente, la teoría de semejanza no aporta información sobre la dependencia funcional de  $\phi_m$  y  $\phi_h$  frente a  $\zeta$ . Esta información ha de ser extraída de forma empírica. Después de la publicación de esta teoría, y a medida que se fueron desarrollando y perfeccionando los dispositivos experimentales necesarios para medir los momentos turbulentos en la capa superficial, se sucedieron multitud de campañas experimentales con el objetivo de determinar estas funciones, referidas en los trabajos de Swinbank (1964; 1968), Tschalikov (1968), Zilitinkevich & Tschalikov (1968), Webb (1970), y Dyer & Hicks (1970). Las funciones más utilizadas desde esa época son debidas a Businger et al. (1971), y proceden del afamado *Kansas Field Program* realizado en 1968 (Izumi, 1971), que fue uno de los primeros grandes programas de estudio de la capa límite. Las llamadas funciones de Businger son las siguientes:

$$\phi_m = \begin{cases} (1-\gamma_1\zeta)^{-1/4} & \text{para } \zeta < 0 \text{ (inestable)} \\ 1+\beta_1\zeta & \text{para } \zeta \geq 0 \text{ (estable)} \end{cases} \quad (2.30a)$$

$$\phi_h = \begin{cases} \alpha_0(1-\gamma_2\zeta)^{-1/4} & \text{para } \zeta < 0 \text{ (inestable)} \\ \alpha_0 + \beta_2\zeta & \text{para } \zeta \geq 0 \text{ (estable)} \end{cases} \quad (2.30b)$$

$\alpha_0 = 0.74; \quad \beta_1 = \beta_2 = 4.7; \quad \gamma_1 = 15; \quad \gamma_2 = 9$

En la evaluación de estas funciones el valor de la constante de von Karman quedó establecido en 0.35 para cumplir el requisito de que  $\phi_m(0)=1$  según se explicó previamente. Sin embargo, este ajuste tiene implicaciones importantes; por ejemplo, implica un valor determinado para la razón entre las difusividades turbulentas (el llamado número de Prandtl turbulento ( $Pr$ ), en condiciones neutrales. En efecto, en función de las relaciones de semejanza, este parámetro se expresa como:

$$Pr(\zeta = 0) = \frac{K_m(\zeta = 0)}{K_h(\zeta = 0)} = \frac{\phi_h(0)}{\phi_m(0)} = \frac{\alpha_0}{1} = \alpha_0 = 0.74 \quad (2.31)$$

Sin embargo, las mediciones posteriores del valor de la constante de *von Karman* le asignaron valores más cercanos a 0.4, que es actualmente el valor más ampliamente aceptado; el valor irrealista obtenido en el experimento de Kansas se atribuyó a factores como la distorsión del flujo producida por la torre o imprecisiones en los primitivos anemómetros sónicos utilizados (Wieringa, 1980). En sus trabajos de 1988 y 1996, Högström corrigió las funciones de Businger y de otros autores, usando el valor más preciso de  $k$  medido hasta la fecha (ver Tabla 2.1). La corrección introducida en las funciones de Businger hace que  $Pr$  ( $\alpha_0$  en la Tabla 2.1) tome un valor más cercano a la unidad, lo que supone capacidades difusivas de calor y de momento semejantes, como parece lógico bajo condiciones neutrales y está justificado por argumentos teóricos.

<b>Referencia</b>	$k$	$\beta_1$	$\alpha_0$	$\beta_2$
<b>Businger et al. (1971)</b>				
Original	0.35	4.7	0.74	4.7
Modificada (Högström, 1996)	0.40	6	0.95	7.99
<b>Dyer (1974)</b>				
Original	0.41	5.0	1	5
Modificada (Högström, 1996)	0.40	4.8	0.95	4.5
<b>Zilitinkevich &amp; Tschalikov (1968)</b>				
Original	0.43	9.9	1	9.9
Modificada (Högström, 1996)	0.40	9.4	0.95	8.93
<b>Webb (1970)</b>				
Original	0.41	5.2	1	5.2
Modificada (Högström, 1996)	0.40	4.2	0.95	7.03
<b>Hicks (1976)</b>				
Original	0.41	5.0	1	5

Tabla 2.1: Funciones de semejanza tipo  $\phi_m = 1 + \beta_1 \zeta$  y  $\phi_h = \alpha_0 + \beta_2 \zeta$  en condiciones estables evaluadas por distintos autores, y sus versiones modificadas por Högström (1996) considerando  $k = 0.4$ .

Estas funciones u otras esencialmente similares siguen siendo ampliamente utilizadas en la actualidad en numerosas aplicaciones. En condiciones ideales, en una capa superficial sobre superficies homogéneas, se ha estimado que los errores en las estimaciones de las mismas se encuentran en un rango aceptable para rangos de estabilidad de  $|z/L| < 1-2$ , disminuyendo la precisión hasta sólo un 10-20% para estabilidades superiores (Foken, 2006). Las principales limitaciones de la teoría de semejanza de Monin-Obukhov están motivadas por el grado de desviación de las condiciones ideales en las que es aplicable. Por ejemplo, sobre superficies rugosas existe una capa de transición -la subcapa rugosa o *roughness sublayer*- cuyos efectos sobre los perfiles verticales pueden no ser

despreciables (Raupach et al., 1980; Garratt, 1992). En algunas condiciones (vegetación de gran altura, áreas urbanas) esta subcapa puede tener un espesor de decenas de metros, limitando en gran medida el espesor de la capa de flujos turbulentos constantes donde la teoría de semejanza es aplicable. En el capítulo V de esta tesis doctoral se abordarán algunos aspectos relacionados con los rangos de validez de las funciones de semejanza en condiciones estables bajo distintos grados de estabilidad, y su variación con la altura.

## **2.3 Particularidades propias del estudio de la capa límite estable.**

### **2.3.1 Fenomenología propia de la CLE.**

En comparación con la capa límite en condiciones neutrales o convectivas, la evolución de la CLE es mucho más compleja debido a que presenta frecuentemente un estado no estacionario en las escalas de tiempo en las que se desea estudiar, y especialmente en presencia de estabilidades moderadas a fuertes y vientos débiles, cuando la turbulencia puede quedar muy reducida al encontrarse inhibidos los movimientos verticales por la estratificación térmica y la escasez de cizalla.

Bajo estas condiciones, existen una serie de fenómenos atmosféricos y características del flujo que se producen con frecuencia, y que determinan fuertemente la evolución de la CLE. Algunos de estos mecanismos no son exclusivos de la CLE, pero cobran importancia en la misma debido a que desaparecen los factores predominantes en los otros regímenes de la CLA. A continuación se describen algunos de ellos.

#### **a) Ondas de gravedad.**

Las ondas de gravedad internas (OGIs), o simplemente ondas de gravedad, son oscilaciones producidas en un fluido establemente estratificado debido a la fuerza restauradora de la flotabilidad que surge cuando partículas del mismo adquieren una componente vertical de movimiento. Constituyen uno de los fenómenos más frecuentes que suceden en la atmósfera terrestre; sin embargo, la gran variabilidad existente en cuanto a su formación, morfología y zonas de propagación las convierten en uno de los fenómenos peor comprendidos en meteorología (Nappo, 2002). La extraordinaria diversidad del fenómeno se debe a que gran parte de la atmósfera (con la excepción de la capa límite atmosférica) se encuentra establemente estratificada la mayor parte del tiempo, y a que existe un gran número de procesos por los que una masa de aire puede abandonar su posición de equilibrio y verse impulsada verticalmente. Entre estos procesos, uno de los más comunes es el ascenso orográfico producido cuando el viento

impulsa a una masa de aire a través de una zona con terreno complejo en una atmósfera establemente estratificada (McFarlane, 1987; Poulos et al., 2000). Sin embargo, existen muchas otras fuentes capaces de generar ondas de gravedad, entre las que cabe mencionar la actividad convectiva mesoescalar (Larsen et al., 1982; Dunkerton, 1997; Beres, 2004; Bohme et al., 2004), el ajuste geostrófico producido en una atmósfera baroclina (Uccellini & Koch, 1987), los frentes fríos (Gall et al., 1988; Fritts & Nastrom, 1992; Ralph et al., 1999) o la cizalla del viento (Lalas & Einaudi, 1976; Mastrantonio et al., 1976; Fritts, 1982). Estas ondas de gravedad de gran escala constituyen una de las principales fuentes de forzamiento atmosférico, debido a su capacidad para transportar energía y momento tanto horizontal como verticalmente de unas regiones a otras de la atmósfera, un hecho conocido desde mediados del siglo pasado (Sawyer, 1959; Eliassen & Palm, 1960). Tienen, por ejemplo, un papel muy importante en el establecimiento tanto de la estructura térmica como de la circulación en la atmósfera media (Shepherd, 2002), siendo una de las principales fuentes de variabilidad en el acoplamiento troposfera-estratosfera. Sin embargo, la mayor parte de los efectos de las ondas de gravedad no pueden ser resueltos directamente por los modelos numéricos de escala global, ni generalmente por los de mesoescala, debido a su baja resolución. Sus efectos son por tanto introducidos como parametrizaciones físicas de los modelos, al igual que otros procesos *subgrid*. A su vez estas parametrizaciones han de ser particularizadas a los distintos tipos de ondas de gravedad y sus mecanismos de generación, de manera que existen varios tipos de parametrizaciones a considerar, desde aquellas dedicadas a representar el arrastre friccional debido a ondas de gravedad generadas por forzamiento orográfico (Boer et al., 1984; McFarlane, 1987; Lott & Miller, 1997; Gregory et al., 1998; Scinocca & McFarlane, 2000) hasta las que describen el efecto de las ondas de gravedad producidas por actividad convectiva *subgrid* (Kershaw, 1995; Bossuet et al., 1998; Chun & Baik, 1998; Chun et al., 2001; Song & Chung, 2008), o por el paso de sistemas frontales (Charron & Manzini, 2002). Más recientemente, se han desarrollado parametrizaciones que intentan representar la propagación o disipación de un espectro continuo de ondas de gravedad de distintos orígenes (Medvedev & Klassen, 1995; Hines, 1997a,b; Warner & McIntyre, 1996; 1997; Scinoca, 2003).

La capa límite atmosférica también se ve afectada frecuentemente por fenómenos relacionados con la presencia de ondas de gravedad. El espectro de ondas de gravedad

que pueden interactuar sensiblemente con ella es, si cabe, mayor que el descrito hasta el momento. Por una parte, se puede ver afectada por las ondas de gravedad troposféricas descritas en el párrafo superior, de mayor escala espacial y temporal, especialmente cuando la CLA desarrolla estratificación estable (CLE), situación bajo la cual estas ondas pueden acceder a zonas de la CLE antes prohibidas por no presentar la mencionada estratificación estable, necesaria para su propagación. Por otra parte, los mismos fenómenos de generación de ondas de gravedad antes mencionados (cizalla del viento, forzamiento orográfico, etc.), así como otros adicionales propios de la CLA, pueden actuar en las escalas inferiores propias de la micrometeorología, dando lugar a OGI's características de la CLE, cuyas escalas temporales y espaciales son también generalmente inferiores a las de sus "hermanas mayores", pero que en la CLE pueden ser tanto o más importantes a la hora de interactuar y producir forzamientos en ella.

A pesar de la gran variedad de mecanismos generadores y de interacciones posibles y del espectro tan amplio de OGI's existente, existen suficientes fundamentos teóricos para abordar el estudio de las ondas de gravedad. El marco general para el estudio de ondas de gravedad es la llamada teoría lineal de ondas, siendo la ecuación de Taylor-Goldstein su principal resultado (Gossard & Hooke, 1975; Lindzen & Tung, 1976). Esta teoría resulta de la linealización del conjunto de ecuaciones primitivas para un fluido no viscoso e irrotacional, y se encuentra desarrollada en profundidad en el APÉNDICE B de esta tesis doctoral. Como resultado de la misma se obtienen un conjunto de relaciones de polarización que describen los desfases existentes entre las distintas componentes del viento, la temperatura, la presión atmosférica y otros escalares. Estas relaciones constituyen una herramienta muy importante ya que describen características fundamentales respecto al comportamiento del fluido en las escalas ondulatorias. Una de las más importantes es la que relaciona la velocidad vertical y la temperatura:

$$\phi(w, \theta) = \pm \frac{\pi}{2} \quad (2.32)$$

Es decir, ambas variables se encuentran desfasadas un cuarto de ciclo (90 grados). Según este resultado, el flujo vertical de calor debido a las ondas de gravedad es nulo, es decir, las ondas no tienen capacidad difusiva y no pueden transportar calor verticalmente. Tradicionalmente en los estudios experimentales llevados a cabo en CLEs se han estudiado las relaciones establecidas por estas ecuaciones de polarización para detectar la presencia de ondas de gravedad. Sin embargo, es necesario mencionar

que la teoría lineal de ondas está desarrollada suponiendo ondas homogéneas en el espacio y completamente monocromáticas, mientras que la mayoría de las ondas de gravedad observadas en experimentos de campo no se comportan de forma monocromática (Chimonas, 1999; Nappo, 2002). Con independencia de la procedencia y la tipología concreta de las mismas, las ondas de gravedad en una atmósfera estable se originan al producirse una perturbación en la estratificación, lo cual en la práctica totalidad de las situaciones generará un espectro de ondas, más o menos estrecho y por lo tanto más o menos asimilable a una onda monocromática. Además, aunque la teoría lineal de ondas permite explicar muchas de las características de las ondas, existen muchos otros fenómenos que pueden interaccionar complicando su análisis: advección, cizalla vertical, interacciones onda-turbulencia o la proximidad al suelo, etc. Muchos de estos aspectos se estudiarán en mayor o menor profundidad en los diversos capítulos de esta tesis doctoral, especialmente en los capítulos VII y VIII, en los que se analiza la generación y propagación sobre la capa límite nocturna de dos tipos de OGI de procedencias y escalas radicalmente distintas.

#### **b) Flujos catabáticos y corrientes de drenaje.**

Los vientos catabáticos se producen cuando una masa de aire junto a la superficie terrestre adquiere un movimiento descendente a lo largo de una pendiente impulsada por la fuerza de flotabilidad hacia la superficie originada por una diferencia de densidad con el aire de su entorno, generalmente producida al enfriarse la masa de aire por procesos radiativos. Estos vientos, también conocidos como **flujos o corrientes de drenaje o de densidad**, y también como **vientos de ladera o de pendiente**, aparecen preferentemente en situaciones en las que no existe un forzamiento sinóptico bien marcado y el gradiente horizontal de presiones es débil, cuando la estructura y evolución de la CLN está dominada por los factores de mesoescala e incluso microescala. Son muy comunes en terrenos inclinados incluso con pendientes muy pequeñas, llegándose a observar en regiones completamente llanas y homogéneas al verse afectadas por este tipo de circulaciones generadas en pendientes cercanas (Barry, 1992; Maguire et al., 2006; Yagüe et al., 2007).

Salvo por aquéllos generados sobre las grandes llanuras, incluyendo las extensas superficies de hielo en los polos, donde constituyen uno de los factores climáticos fundamentales (Parish & Cassano, 2003; Nylén et al., 2004), los vientos catabáticos se consideran fundamentalmente como circulaciones de mesoescala, con dimensiones

típicas que oscilan entre una o varias decenas de kilómetros y algún centenar. Generalmente muestran un carácter no estacionario, incluso bajo condiciones muy homogéneas (ver Poulos et al., 2000 y las referencias asociadas), lo que unido a su escasa profundidad y su frecuente interacción con las inhomogeneidades locales del terreno no permite que puedan ser simulados de forma suficientemente precisa por los modelos numéricos de circulación general, por lo que en ocasiones sus efectos han de ser parametrizados (como en Terradellas & Cano, 2007 o en Zammet & Fowler, 2007). Es frecuente que varias circulaciones de este tipo se generen en accidentes orográficos cercanos y confluyan y se organicen sobre una misma región, como sucede por ejemplo en las grandes cuencas hidrográficas de la Península Ibérica. El estudio de estas circulaciones es sumamente complicado, por lo que tiene que ser abordado generalmente mediante simulaciones numéricas con la suficiente resolución (véase por ejemplo el estudio de Cuxart et al. (2007) para la isla de Mallorca, o el de Martínez et al. (2010) en la cuenca del Duero). Entre los motivos que justifican esta complejidad se encuentran la interacción de flujos tridimensionales de distintas escalas, la aparición de zonas de estancamiento o *cold pools*, y la existencia de zonas de importante convergencia o divergencia horizontal, con valores relativamente grandes de la velocidad vertical. Como sugieren algunos autores (Banta et al., 2007), en estas zonas la mezcla vertical podría ser mucho mayor que la que ocurriría sin la presencia de los flujos de drenaje, con el consecuente impacto en aspectos como el establecimiento del perfil vertical de temperatura, la difusión de contaminantes o la formación de nieblas (Cano & Terradellas, 2008; Viana et al., 2008).

### **c) Movimientos “serpenteantes” y de sub-mesoescala.**

Se entiende por *meandering motions* o movimientos serpenteantes a aquéllos caracterizados por una importante variación irregular de la dirección del viento producida en una escala temporal propia de la mesoescala o inferior. Durante los últimos años ha crecido el interés en este tipo de movimientos debido a los efectos que pueden producir sobre la dispersión de partículas sobre una CLE con viento débil (Vickers et al., 2008; Belušić & Güttler, 2010). Estos movimientos constituyen la manifestación de una gran variedad de movimientos y eventos mesoscalares transitorios y de pequeña escala o sub-mesoescala superpuestos, entre los que se pueden mencionar ondas de gravedad evanescentes, solitones (fluctuaciones o pulsos individuales y aislados en una capa estratificada que se propagan durante kilómetros sin perder

energía), chorros o máximos de viento en capas bajas (en inglés *Low-Level Jet* o LLJ) inestables, pequeñas corrientes o superposiciones de corrientes de gravedad o microfrentes, pero también otros procesos por el momento desconocidos o poco estudiados, como los modos horizontales (Mahrt, 2007).

Aunque los estudios experimentales sobre este tipo de movimientos son escasos, de momento constituyen la única vía de estudio puesto que el carácter predecible de estos fenómenos es prácticamente nulo. Algunas de las conclusiones extraídas hasta el momento sobre estos movimientos son (Vickers et al., 2008):

- Su intensidad (medida en términos de la varianza de la dirección del viento) no depende de parámetros de turbulencia o estabilidad como  $u_*$ ,  $\zeta$  o  $Ri$ , ni de la propia velocidad del viento. Además, suele ser mayor en orografías complejas.
- Diferentes clases movimientos de mesoescala podrían tener comportamientos dispersivos muy diferentes.
- Aunque se presentan en conjunción con un cierto grado de turbulencia, bajo determinadas situaciones los *meandering motions* pueden producir mucha mayor dispersión que los movimientos turbulentos. Además, ésta es cualitativamente diferente a la producida por la turbulencia (distribuciones bimodales, concentraciones en forma de franjas o vetas en la dirección del viento medio, etc.).
- No existe una longitud de escala característica para el conjunto de movimientos que originan el serpenteo de la dirección del viento. Las escalas espaciales dominantes dependen de las redes mesoescalares de medidas utilizadas para determinarlas, y además tienden a crecer linealmente con el rango de escalas temporales incluidas en su evaluación. Son del orden de algunos kilómetros para escalas temporales inferiores a una hora, y hasta de decenas de kilómetros para escalas temporales de varias horas (Belusic & Mahrt, 2008).

#### **d) Turbulencia intermitente.**

Como se mencionó en el primer capítulo, en la CLE la causa fundamental de la turbulencia es la cizalladura del viento, generada por la acción del rozamiento con la superficie terrestre en la capa superficial, y ocasionalmente fuera de ella por diversas causas (por ejemplo, las zonas de cizalladura en los chorros de capa baja). La

estratificación térmica, por el contrario, actúa oponiéndose a la generación de turbulencia, y así el régimen turbulento en la CLE resulta del equilibrio que ambos factores puedan establecer. A menudo, sobre todo en los periodos de mayor estabilidad, este equilibrio puede ser la excepción en lugar de la norma, y como resultado, la turbulencia puede surgir de forma esporádica en periodos de mezcla breves (Klipp & Mahrt, 2004; Mahrt, 2010). La frecuencia y la duración de los episodios turbulentos es variable dependiendo de la estabilidad de estratificación. La intermitencia surge así como resultado de la propia interacción de la turbulencia con los gradientes locales de temperatura y velocidad: durante los periodos de mayor estabilidad en los que la turbulencia se ve muy inhibida, algunas capas del fluido pueden desacoplarse de la superficie, evolucionando independientemente a ella (Derbyshire, 1999a,b; Mahrt & Vickers, 2002). Esta evolución independiente puede generar grandes diferencias entre estas capas y otras que sí se han mantenido bajo la influencia de la superficie, provocando los llamados *bursts* o estallidos turbulentos (e.g. Cuxart et al., 2000b), hasta que las diferencias se aminoran y vuelve a producirse el desacople.

Este proceso se puede complicar a su vez por la interacción con la turbulencia por parte de los fenómenos característicos de la CLE tratados en esta sección, que pueden actuar perturbando los factores que la modulan, como la aparición de flujos catabáticos o de drenaje (Poulos et al., 2000; Doran et al., 2002), la presencia de *LLJs* o chorros de capa baja, (Smedman *et al.*, 1993; Banta *et al.*, 2002; Conangla & Cuxart, 2006; Cuxart & Jiménez, 2007), o también produciendo ellos mismos nuevos episodios turbulentos, como al producirse la ruptura de ondas de gravedad sobre una CLE (Yagüe & Redondo, 1995; Redondo *et al.*, 1996; Yagüe *et al.*, 2004). De nuevo se trata de un fenómeno complejo y difícil de abordar (Mahrt, 2010), que sólo ha comenzado a estudiarse sistemáticamente en la CLA en tiempos recientes, pese a que su existencia en la CLA es conocida desde los albores de la micrometeorología, y ya se contemplaba como una propiedad característica de la turbulencia en las primeras teorías de Kolmogorov (1941, 1962). En su estudio sistemático y objetivo suelen utilizarse métodos extraídos de la dinámica de fluidos. Una de las líneas de investigación de la intermitencia se realiza desde un punto de vista estadístico (Frisch, 1995; Ditlevsen, 2004), considerando algunos de sus efectos, como el ensanchamiento producido en la función de densidad de probabilidad del viento o la temperatura, la pérdida de la pendiente  $-5/3$  en el espectro turbulento, y los exponentes de escalamiento asociados a determinadas funciones que

describen los momentos estadísticos de los incrementos de velocidad en función de la escala, conocidas como **funciones de estructura** de diverso orden (Vindel et al., 2008a,b; Vindel & Yagüe, 2010). En estos estudios, además se muestra la fuerte influencia que tiene la estabilidad de estratificación sobre la intermitencia, viendo como para condiciones de fuerte estabilidad los modelos teóricos disponibles no se ajustan a los datos atmosféricos (Vindel & Yagüe, 2009).

### 2.3.2 Extensiones de la teoría de semejanza.

#### 2.3.2.1 Extensión fuera de la capa superficial: *local scaling*.

Como ya se ha indicado, la teoría de Monin-Obukhov (M-O) es aplicable sólo en la capa superficial o región de flujos constantes (independientes de  $z$ ). En la capa límite estable esta capa puede llegar a ser muy somera, y con frecuencia puede encontrarse desacoplada del resto de la capa límite, debido a distintas causas, entre las que cabe mencionar la intermitencia de la turbulencia (Mahrt et al., 1998; Derbyshire, 1999b; Coulter & Doran 2002; Van de Wiel et al., 2003) o la existencia fuentes generadoras de la misma no ligadas a la superficie, como la cizalla en la parte inferior de los chorros de capa baja o LLJs (Newsom & Banta, 2003; Banta, 2008; Cuxart, 2008).

Nieuwstadt (1984a,b) realizó una generalización de la teoría de M-O aplicable fuera de los límites de la capa superficial. Su análisis se basó en un conjunto de ecuaciones de turbulencia para una capa límite en estado estacionario y sin considerar la humedad atmosférica, obtenidas mediante un cierre de segundo orden para las varianzas y covarianzas turbulentas. Reformulando las ecuaciones en forma adimensional, redujo el sistema a un conjunto de 7 ecuaciones expresadas en función de 8 grupos adimensionales formados por variables medidas a una misma altura sobre la superficie: Nieuwstadt seleccionó como variable independiente el parámetro de estabilidad local<sup>3</sup>  $\zeta = z/\Lambda$ , donde  $\Lambda$  es la longitud de Obukhov evaluada localmente<sup>4</sup> en lugar de en base a flujos superficiales:

$$\Lambda = \frac{u_{*L}^2}{k(g/T_0)\theta_{*L}} \quad (2.33)$$

L

<sup>3</sup> Por simplicidad de notación, se ha elegido la misma letra griega ( $\zeta$ ) para representar el parámetro de estabilidad superficial ( $z/L$ ) y el parámetro de estabilidad local ( $z/\Lambda$ ), aunque lo sucesivo se dejará claro en el texto a cuál de los dos se hace referencia en cada caso.

<sup>4</sup> Las variables con subíndice L se definen como las originales pero a partir de medidas locales en lugar de superficiales.

La hipótesis fundamental del llamado *local scaling* o “escalamiento local” propuesto por Nieuwstadt afirma que el resto de combinaciones adimensionales surgidas de esta formulación de capa límite estable, medidas localmente (esto es, basándose en promedios, varianzas y covarianzas turbulentas medidas a una misma altura  $z$  en lugar de en superficie) pueden expresarse en función del mencionado parámetro independiente. Por su parte, Sorbjan (1986a,b) extendió un paso más la hipótesis de Nieuwstadt y mediante consideraciones basadas en el análisis dimensional concluyó que la forma funcional de las funciones universales de semejanza expresadas en función de  $z/L$  o de  $z/\Lambda$  debía ser la misma. La consecuencia fundamental de lo anterior es que cualquier momento estadístico  $X$  característico del flujo debe ser independiente de la altura en la capa límite estable, si se expresa convenientemente adimensionalizado mediante las correspondientes magnitudes escaladas localmente (Sorbjan, 1986a,b; 2006a):

$$\frac{X}{u_*^a \theta_*^b Q_*^c \Lambda_*^d} = const. \quad (2.34)$$

donde  $Q_*$  es una humedad específica de escala. Los resultados experimentales avalaron estas afirmaciones únicamente en el caso de una capa límite con turbulencia continua y en estado cuasi-estacionario, con  $Ri_g$  constante con la altura e inferior a su valor crítico. El *local scaling* permite así realizar determinadas predicciones sobre los momentos turbulentos dentro o fuera de la capa superficial en una capa límite con estratificación débil, pero falla en el caso de mayores intensidades de estratificación, o cuando la estructura vertical de ésta es compleja, como en la llamada *upside-down boundary layer* (Mahrt, 1998). Más recientemente, se ha propuesto una versión alternativa que extiende el *local scaling* a situaciones con turbulencia débil y alta estabilidad, admitiendo variación vertical de  $Ri_g$ , en la cual la evaluación de los grupos adimensionales se basa en gradientes verticales en lugar de en flujos turbulentos (*gradient-based local scaling*: Sorbjan, 2001; 2006a,b; Sorbjan & Grachev, 2010), y las funciones universales de semejanza surgidas de la teoría son dependientes de  $Ri_g$  en lugar de  $z/\Lambda$ . Los resultados con datos experimentales muestran múltiples ventajas frente a la formulación más tradicional, aunque hasta el momento el número de emplazamientos experimentales y situaciones atmosféricas en las que ha sido probada es pequeño en comparación con la gran cantidad de validaciones experimentales de la teoría de semejanza de M-O y el *local scaling*, por lo que la forma funcional de las funciones universales de semejanza

así expresadas aún no ha sido lo suficientemente estudiada. Además, este *gradient based scaling* se puede expresar formalmente según distintos subconjuntos de variables de “escalamiento” (Sorbjan, 2010), con lo que, comparado con la sencillez y limpieza de planteamiento características de la teoría de semejanza de Monin-Obukhov, la representación de la capa límite estable resulta más compleja y menos intuitiva.

### 2.3.2.2 La teoría de semejanza en altas estabilidades: la estratificación *z-less*.

Ya se ha mencionado que las distintas funciones universales de semejanza en la literatura funcionan de forma aceptable únicamente para valores del parámetro de estabilidad  $z/L$  inferiores a 1-2. En condiciones de mayor estabilidad, existen varios factores que limitan la aplicación de esta teoría (Lee, 1997; Sharan et al., 2003). La turbulencia se hace muy débil, aunque persiste para valores del número de Richardson superiores al crítico, y puede presentarse de forma continua o intermitente. Debido a diversos factores, las funciones de semejanza en estos regímenes no se han podido establecer con precisión. Uno de ellos es la imposibilidad de medir flujos turbulentos tan pequeños de forma suficientemente precisa: a menudo los errores sistemáticos o aleatorios en las medidas de estos flujos pueden ser mayores que la magnitud del flujo real (Mahrt & Vickers, 2006). Además, bajo estas condiciones aumenta extremadamente el impacto de la llamada auto-correlación o *self-correlation* (Klipp & Mahrt, 2004; Baas et al., 2006). Esta es una correlación artificial producida entre  $\phi_m$  (o  $\phi_h$ ) y el parámetro de estabilidad  $\zeta$ , que no es originada por una verdadera relación funcional en sentido físico entre ambas variables, sino por las variables que comparten en las expresiones que se utilizan para evaluarlas empíricamente (concretamente,  $\phi_m$  y  $\zeta$  comparten la velocidad de fricción  $u_*$ , mientras que  $\phi_h$  y  $\zeta$  comparten la temperatura de escala  $\theta_*$ , como se puede comprobar en las ecuaciones 2.22-2.24). Esta correlación artificial puede superponerse en los datos, enmascarando la verdadera relación funcional que se pretende determinar.

Por otra parte, en situaciones de alta estabilidad existen argumentos teóricos que indican que la capa límite se acerca a un estado asintótico en el que la altura  $z$  deja de ser un factor determinante en el establecimiento del régimen turbulento. En una capa límite neutralmente estratificada,  $L$  tiende a infinito y el tamaño de los *eddies* será proporcional a la altura  $z$ , que será la única longitud de escala. Según va aumentando la estabilidad, cobrará importancia la fuerza restauradora de la flotabilidad, que actuará como factor adicional limitando el tamaño de los *eddies*, especialmente los más grandes.

Así, a partir de cierto grado de estabilidad, el tamaño de los *eddies* estará controlado únicamente por la flotabilidad, dejando de ser relevante la distancia a la superficie. Esto implica que solo 3 de los 4 parámetros independientes de la teoría de M-O son necesarios, y por tanto ésta deja de ser válida tal y como se planteó en la sección 2.2.5.

La hipótesis de estratificación *z-less* descrita por Wyngaard permite hacer algunas predicciones concretas sobre la forma funcional de las relaciones universales. Por ejemplo, en el caso del gradiente vertical del viento, si eliminamos  $z$  del conjunto de variables que gobiernan las características del flujo (especificadas en la sección 2.2.5), sólo existe una combinación posible del resto de variables que tenga dimensiones de velocidad por unidad de longitud, respecto a la cual el gradiente de velocidades debería ser proporcional o “escalarsé” según (Wyngaard, 1973):

$$\frac{\partial u}{\partial z} \propto \frac{u_*}{L} \quad (2.35)$$

Al introducir esta dependencia en la definición de la función de semejanza adimensional de momento se obtiene su forma funcional:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \phi_m \propto \frac{z}{L} \quad (2.36)$$

Igualmente, para el gradiente adimensional de temperatura, se tiene:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \propto \frac{\theta_*}{L}; \quad \frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \phi_h \propto \frac{z}{L} \quad (2.37)$$

Es decir, en el límite *z-less* ambas funciones serán proporcionales a  $\zeta=z/L$ . Esta dependencia está de acuerdo con la mayoría de las funciones experimentales obtenidas en condiciones estables (ver Tabla 2.1), si bien estas fueron determinadas fundamentalmente en condiciones de estabilidad débil o moderada.

### **Variaciones en la concepción del régimen *z-less*.**

Desde la primera alusión por parte de Wyngaard a este régimen de estratificación en la CLE, surgieron un notable número de estudios teóricos y experimentales referidos al mismo, aunque algunos autores según sus propias ideas y experiencias han ido introduciendo diversos matices en su concepción del régimen *z-less*. Existe bastante unanimidad en afirmar que el régimen *z-less* surge cuando el grado de estabilidad es suficientemente alto como para limitar el tamaño de los *eddies*, dejando éstos de ser proporcionales a  $z$ . Sin embargo, aparecen diferencias a la hora de señalar a qué variables no afecta  $z$ : a los gradientes medios, a las estadísticas turbulentas, a las

cantidades anteriores adimensionalizadas, etc. Así, podemos encontrar en la literatura que se denomina *z-less* a diferentes comportamientos de las variables medias y turbulentas, con o sin adimensionalizar, tanto con la altura como con el parámetro de estabilidad  $z/\Lambda$ . Por ejemplo Nieuwstadt (1984a,b) afirma (y justifica con resultados experimentales en el caso de  $z/\Lambda \gg 1$ ), dentro del contexto del *local scaling*, que la estratificación *z-less* lleva a que cualquier variable (turbulenta o media) convenientemente adimensionalizada sea constante con  $z/\Lambda$ . Es decir, en una representación gráfica el régimen *z-less* se produciría cuando la función se aproxima a una asíntota horizontal (comportamiento conocido como *level-off*), permaneciendo constante con  $z/\Lambda$  (lo que, como indica Hong (2010), técnicamente sería más correcto definir como régimen *z/Λ-less*). Arya (2001) y Foken (2008) repiten los razonamientos de Nieuwstadt al afirmar que bajo condiciones muy estables, cuando las capas superiores están desacopladas del suelo, incluso de las capas adyacentes, y la turbulencia es esporádica e independiente de  $z$ , los gradientes escalados localmente y las estadísticas turbulentas deben ser constantes, independientes de  $z$  o de  $z/\Lambda$ . El régimen *z-less* se encuentra aún sujeto a un alto grado de controversia, aunque los resultados de algunos modelos LES en altas estabildades se muestran a favor de su validez (Kosovic & Curry, 2000; Beare et al., 2006; Basu et al., 2006). En el capítulo V de esta tesis doctoral se intentará profundizar más en este concepto tras la evaluación de las funciones de semejanza a partir de una de nuestras campañas experimentales.

### 2.3.3 El problema del *gap* espectral en la técnica de *Eddy-Covariance*.

Como se indicó en la sección 2.2.2, la técnica EC para estimar los flujos turbulentos utiliza la descomposición de Reynolds seleccionando una determinada longitud o ventana de promediado. Normalmente esta ventana se mantiene fija para todo el conjunto de datos, y para que la estimación de los flujos turbulentos y de otros parámetros derivados sea lo más realista posible, la ventana de promediado elegida debe localizarse en torno al hueco o *gap* espectral que separa los remolinos turbulentos de otros movimientos de escala espacial y temporal superior. Lamentablemente, la posición concreta de este *gap* en el espectro de la turbulencia no es constante, y depende de un gran número de factores, entre ellos la estabilidad de estratificación, la cizalla del viento y su intensidad, la altura junto a la superficie, etc. (Vickers & Mahrt, 2003). En una capa límite inestable o neutra, en la que el flujo es frecuentemente estacionario, la escala temporal del *gap* espectral suele permanecer bastante estable: en esos casos es posible

determinar a priori el tamaño adecuado de la ventana de promediado estudiando la posición del *gap* en un subconjunto de los datos. Sin embargo, la turbulencia desarrollada en condiciones estables es mucho más complicada debido a distintos factores: los flujos turbulentos suelen ser en general pequeños debido a la inhibición de la turbulencia impuesta por el perfil térmico, las fluctuaciones son típicamente no estacionarias (turbulencia intermitente), y la posición del *gap* en el espectro turbulento puede ser muy variable en escalas de tiempo del orden de minutos. A menudo es difícil e incluso imposible definir apropiadamente una ventana de promediado válida para un subconjunto de datos, porque el espectro turbulento puede dejar de presentar un mínimo de energía si los movimientos turbulentos y los de mayor escala (como algunos de los mencionados en la sección 2.3.1) se solapan completamente. Este es un tema fundamental a tener en cuenta si se quiere evaluar los flujos turbulentos de forma precisa, y constituye uno de los aspectos que se investigarán a fondo en esta tesis doctoral (sección 6.3 y capítulos VII y VIII).

## **2.4 Algunas cuestiones experimentales en el estudio de la capa límite mediante campañas de campo.**

### **2.4.1 Anemómetros sónicos: esquemas de rotación de sistemas de coordenadas.**

Ya se ha indicado que la mayoría de las estimaciones experimentales de los flujos verticales de momento y escalares en la CLA se realizan a partir de anemómetros sónicos capaces de medir las tres componentes de la velocidad y la temperatura con altas frecuencia de muestreo. En la práctica el sistema de coordenadas del anemómetro sónico y la superficie no estarán perfectamente alineados. Si el eje vertical ( $z$ ) del instrumento no se corresponde perfectamente con la dirección de la vertical local, los flujos verticales estimados tendrán una contribución espuria por parte de una componente no vertical, y estarán incorrectamente estimados. Por ejemplo, el flujo vertical de momento horizontal  $\overline{u'w'}$ , contendría una correlación artificial entre las dos componentes de la velocidad. Para obtener una estimación precisa de los verdaderos flujos verticales, será necesario corregir este desajuste. Por otra parte, también es común expresar las componentes del flujo en un sistema natural de coordenadas en el que el eje  $x$  coincida con la dirección del viento medio. Por todo ello, será necesario llevar a cabo una rotación del sistema de coordenadas del instrumento hacia otro sistema al que se le impondrán ciertos requerimientos teóricos. Matemáticamente, la relación entre las

variables originales  $(u, v, w)$  medidas en el sistema de coordenadas del instrumento (S) y las variables modificadas  $(u_m, v_m, w_m)$  expresadas en el sistema rotado (S') se podrá expresar como (Wilczac et al., 2001):

$$\begin{bmatrix} u_m \\ v_m \\ w_m \end{bmatrix} = \mathbf{A} \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

donde A será una matriz de rotación determinada por el tipo concreto de rotación. Esta rotación podrá expresarse secuencialmente mediante giros sucesivos alrededor de los tres ejes principales:

$$\mathbf{A} = \mathbf{BCD} = \begin{bmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma & 0 \\ \sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & -\sin \beta \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

donde  $\alpha$ ,  $\beta$ , y  $\gamma$  corresponden a los ángulos de rotación de los ejes de coordenadas realizados secuencialmente como se indica en la Fig. 2.6.

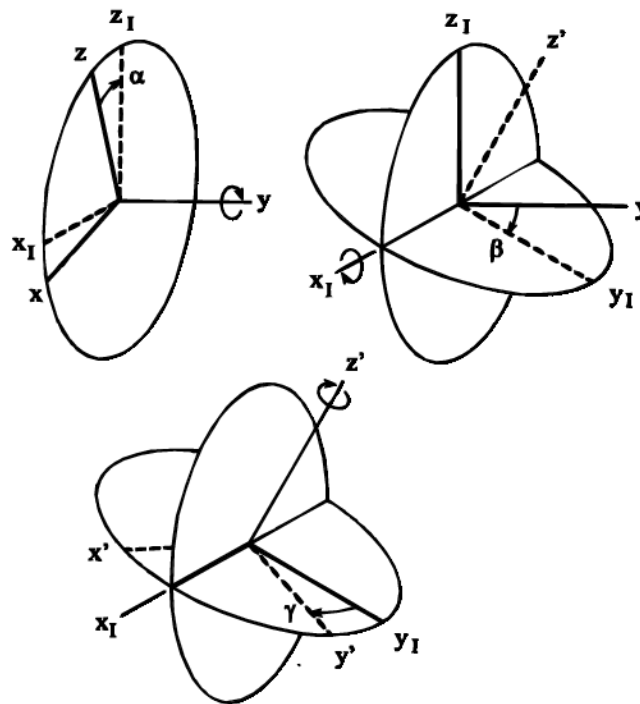


Figura 2.6: Definición de los ángulos de rotación para un esquema de rotación genérico. El sistema de coordenadas original es  $(x, y, z)$ ; los sistemas intermedios son  $(x_I, y_I, z_I)$  y  $(x_I, y_I, z')$ , y el sistema final rotado es  $(x', y', z')$ . Extraída de Wilczac et al., (2001).

Es importante advertir que cada método de rotación empleado realizará estos giros según un orden determinado que habrá que mantener, puesto que  $\mathbf{A}$  cambiará según el

orden de **B**, **C** y **D** al no ser conmutativa la multiplicación de matrices. Aunque la variedad de algoritmos disponibles es bastante amplia en función de las distintas consideraciones teóricas que se realicen, existen básicamente dos corrientes en los esquemas de rotación utilizados actualmente:

**a) Métodos clásicos.**

Estos métodos se basan en imponer ciertos requerimientos sobre las cantidades medias y determinadas tensiones de Reynolds. Es decir, se realiza la rotación individualmente fraccionando las series temporales según la ventana de promediado elegida para realizar la descomposición de Reynolds, e imponiendo las condiciones necesarias sobre los resultados en cada una de las ventanas temporales:

- **Doble rotación.** Se realiza una primera rotación alrededor del eje  $z$ , para conseguir que la componente  $\bar{v}$  de la velocidad sea nula (sistema natural de coordenadas). Seguidamente, se realiza una nueva rotación alrededor del eje  $y$ , imponiendo que la velocidad vertical media también se anule. Los ángulos de rotación se definen como (Kaimal & Finnigan, 1994; Aubinet et al., 2000):

$$\tan \gamma = (\bar{v} / \bar{u}) \quad (2.40)$$

$$\tan \alpha = (\bar{w}_1 / \bar{u}_1) \quad (2.41)$$

Donde el subíndice en la segunda ecuación implica que el segundo ángulo de rotación se calcula con los datos en el sistema intermedio  $S_1$  obtenido tras realizar la primera rotación.

- **Triple rotación.** La doble rotación alinea el eje  $x$  según el viento medio, pero permite que los ejes  $y$  y  $z$  giren alrededor de  $x$  libremente: la orientación final en el plano  $y$ - $z$  dependerá de su orientación inicial, pero existe un número infinito de rotaciones que satisfacen simultáneamente que  $\bar{v}=0$  y  $\bar{w}=0$ . Para eliminar esta ambigüedad, se realiza una rotación adicional después de la doble rotación para imponer que la cizalla vertical de momento transversal ( $\overline{v'w'}$ ) sea nula (Kaimal & Finnigan, 1994; Aubinet et al., 2000):

$$\tan 2\beta = \left( \frac{\overline{v_2'w_2'}}{\overline{v_2^2 - w_2^2}} \right) \quad (2.42)$$

Esta imposición es válida en la capa límite sobre tierra donde, al menos en la capa superficial, se considera que la cizalla lateral del viento es mucho menor que la cizalla longitudinal ( $\partial v / \partial z \ll \partial u / \partial z$ ), y por tanto la componente lateral

de la tensión de cizalla, con la que se encuentra ligada según la teoría-K, se puede despreciar ( $\overline{v'w'} \ll \overline{u'w'}$ ). Sin embargo, en medidas sobre la superficie del mar, la tensión lateral de cizalla puede ser importante si la dirección de propagación del campo de olas difiere significativamente de la dirección del viento (Wilczac et al., 2001), por lo que la aplicación de esta tercera rotación no será correcta.

Los métodos descritos anteriormente suponen de forma implícita que los valores medios utilizados para calcular los ángulos de rotación se corresponden con sus promedios de conjunto; sin embargo debido a que se calculan mediante series finitas en cada periodo de promediado, existirán errores de muestreo asociados a cada una de las variables (Wilczac et al., 2001). La importancia relativa de estos errores será mayor en el caso de la velocidad vertical debido a que tiene valores al menos un orden de magnitud inferior. El error de muestreo asociado a  $\overline{w_1}$  se propagará en la determinación de los ángulos de rotación, y estos a su vez producirán una incertidumbre en la determinación de la tensión de cizalla longitudinal  $\overline{u'w'}$  y de los momentos turbulentos; en el caso de aplicar la triple rotación, la incertidumbre será mayor por la acción conjunta de los errores asociados a  $\overline{w_1}$  y a  $\overline{v_2'w_2'}$ . En todo caso estos métodos constituyen una herramienta básica para evaluar los momentos turbulentos. Su sencillez y los relativamente escasos requerimientos necesarios para su aplicación los hacen recomendables en un gran número de situaciones.

#### **b) Rotación tipo *planar fit*.**

Este es un método de rotación mucho menos generalizado que el anterior, aunque su uso se ha extendido durante los últimos años (Su et al., 2004; Vickers & Mahrt, 2003; Feigenwinter et al., 2004; Vickers & Mahrt, 2006). Se basa en suponer que el flujo o circulación media registrados por el anemómetro sónico durante un cierto periodo de tiempo más o menos largo se produce, en promedio, a lo largo de un plano paralelo a la superficie, sobre el que se apoyan las líneas de corriente. Realizando una regresión lineal múltiple de las componentes medias de la velocidad medidas originalmente ( $\overline{u}, \overline{v}, \overline{w}$ ), se puede determinar este plano (Paw et al., 2000; Wilczac et al., 2001):

$$\overline{w} = b_0 + b_1\overline{u} + b_2\overline{v} \quad (2.43)$$

Normalmente el plano se determina con un conjunto largo de datos de viento registrados por el anemómetro durante varios días o incluso toda una campaña, usando una ventana

de promediado típica de entre 5 y 30 minutos, y debiendo haber permanecido invariable la posición del anemómetro durante todo el periodo. A partir de los coeficientes del plano se realiza un primer cambio de coordenadas, que consiste en proyectar cada vector de viento instantáneo medido originalmente  $\vec{v}$  sobre este plano, para obtener las nuevas componentes horizontales de la velocidad  $(u_p, v_p)$ , y sobre un eje perpendicular a él para obtener la nueva componente vertical de la velocidad  $(w_p)$ , formando así el vector velocidad parcialmente rotado  $\vec{v}_p$ . La relación entre los vectores viento en los dos sistemas de coordenadas se expresa así:

$$\vec{v}_p = P(\vec{v} - \vec{c}) \quad (2.44)$$

donde la matriz  $\mathbf{P} = \mathbf{D}^T \mathbf{C}^T$  (el superíndice indica trasposición) es una matriz de rotación parcial (nótese que  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{C}$  son las mismas matrices introducidas al principio de esta sección), ya que sólo utiliza los ángulos  $\alpha$  y  $\beta$  del sistema de rotación expresado en la ec. (2.39) y en la Fig. (2.6), y el vector  $\vec{c}$  es el *bias* sistemático promedio de cada anemómetro sónico, que se debe a la dificultad práctica de calibrar a cero los transductores internos del instrumento. Este vector se puede determinar experimentalmente realizando una medición con el instrumento cubierto con una funda para eliminar el viento, aunque normalmente se considera que es lo suficientemente pequeño como para poder prescindir de esta corrección. La matriz  $\mathbf{P}$  (con elementos  $p_{ij}$ ) se puede definir a partir de los coeficientes de la regresión lineal (Wilczac et al., 2001; Lee et al., 2004). En efecto, escribiendo la ecuación vectorial anterior (2.44) para las componentes medias del viento, el tercer elemento se expresaría como:

$$\bar{w}_p = p_{31}(\bar{u} - c_1) + p_{32}(\bar{v} - c_2) + p_{33}(\bar{w} - c_3) \quad (2.45)$$

Pero como el sistema natural de coordenadas (alineado con el viento medio) se elige tal que  $\bar{w}_p = 0$ , se obtiene la siguiente expresión, que se puede relacionar término a término con la ecuación (2.43):

$$\bar{w} = c_3 - \frac{p_{31}}{p_{33}} \bar{u} - \frac{p_{32}}{p_{33}} \bar{v} \quad (2.46)$$

Los elementos de  $\mathbf{P}$  que aparecen en la ecuación anterior se pueden poner explícitamente en función de  $b_0$ ,  $b_1$  y  $b_2$  teniendo en cuenta la relación de ortonormalidad ( $p_{31}^2 + p_{32}^2 + p_{33}^2 = 1$ ):

$$\begin{aligned}
p_{31} &= \frac{-b_1}{\sqrt{b_1^2 + b_2^2 + 1}} \\
p_{32} &= \frac{-b_2}{\sqrt{b_1^2 + b_2^2 + 1}} \\
p_{33} &= \frac{1}{\sqrt{b_1^2 + b_2^2 + 1}}
\end{aligned} \tag{2.47}$$

El resto de elementos de  $\mathbf{P}$  serán función de los anteriores, ya que puede demostrarse fácilmente teniendo en cuenta la expresión 2.39 que:

$$\begin{aligned}
P &= \mathbf{D}^T \mathbf{C}^T = \\
&= \begin{bmatrix} (p_{32}^2 + p_{33}^2)^{1/2} & 0 & p_{31} \\ 0 & 1 & 0 \\ -p_{31} & 0 & (p_{32}^2 + p_{33}^2)^{1/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & p_{33}/(p_{32}^2 + p_{33}^2)^{1/2} & p_{32}/(p_{32}^2 + p_{33}^2)^{1/2} \\ 0 & -p_{32}/(p_{32}^2 + p_{33}^2)^{1/2} & p_{33}/(p_{32}^2 + p_{33}^2)^{1/2} \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{2.48}$$

Tras realizar la anterior transformación, las componentes  $x$  e  $y$  de la velocidad se encontrarán sobre el plano definido por las líneas de corriente promedias. El último paso consiste en realizar una segunda rotación para cada subserie según la ventana de promediado de Reynolds que se vaya a utilizar, para alinear el sistema de coordenadas según el viento horizontal medio registrado en cada ventana de tiempo en la que se calculará el flujo:

$$\begin{bmatrix} u_m \\ v_m \\ w_m \end{bmatrix} = B \begin{bmatrix} u_p \\ v_p \\ w_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma & 0 \\ \sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_p \\ v_p \\ w_p \end{bmatrix} \tag{2.49}$$

$$\gamma = \tan^{-1} \left( \frac{\overline{u_p}}{\overline{v_p}} \right) \tag{2.50}$$

El método descrito aquí evita algunos de los inconvenientes que presentan los métodos clásicos. Puesto que los ángulos de rotación (salvo  $\gamma$ ) se evalúan para un periodo largo del orden de días o semanas, es mucho menos susceptible de presentar errores de muestreo, permitiendo además evaluar de forma más precisa la componente lateral de la tensión de cizalla. En contrapartida, su aplicación es más compleja y tiene mayores restricciones que los métodos clásicos de doble y triple rotación. El conjunto de datos sobre el que se aplica debe haberse recogido bajo las mismas condiciones experimentales relativas a la orientación del instrumento de medida y también al entorno que lo rodea (por ejemplo, no deberá haber variado significativamente la altura

de la vegetación circundante, la disposición de otra instrumentación presente en el mismo nivel de medida si se trata de una torre instrumentada, o la posición de otros obstáculos en las cercanías que puedan obstaculizar el flujo de viento). Incluso asegurando todos estos aspectos, en algunas instalaciones experimentales la estructura mecánica de la instalación (engranajes, amarres, etc.) o incluso de los propios instrumentos (por ejemplo la distancia entre los transductores) podría no haber permanecido constante al 100% durante todo el periodo al que se aplica la rotación, debido a pequeñas distensiones, dilataciones y contracciones producidas por los sucesivos calentamientos y enfriamientos a los que continuamente se ven sometidos. Todos estos aspectos pueden introducir una incertidumbre en la determinación del plano seguido por el flujo medio que afectaría a la precisión de los momentos y flujos turbulentos. En cada instrumento y campaña de medida podría existir un límite temporal máximo al que extender el *planar fit* con un cierto grado de confianza, sin que exista hasta el momento con una forma concisa de evaluarlo.

Por otra parte, el propio plano formado por el flujo medio puede presentar una dependencia con la dirección del viento, especialmente sobre terreno heterogéneo. Una forma de tener en cuenta esta dependencia puede ser separar los datos según la dirección del flujo medio en distintos cuadrantes, sexantes, etc., computando un juego distinto de coeficientes de regresión (ec. 2.43) para cada uno de ellos (Lee et al., 2004).

#### **2.4.2 Medición de la presión atmosférica a alta resolución y su uso en el estudio de los procesos que tienen lugar en la capa límite.**

La presión atmosférica constituye una de las variables atmosféricas fundamentales, cuya estrecha relación con la evolución del tiempo a escala sinóptica ha sido profusamente estudiada desde el establecimiento de la meteorología moderna en el siglo XIX. Por otra parte, en una escala temporal y espacial más pequeña, se producen en la capa límite atmosférica un conjunto de fluctuaciones de presión sobre las que se tiene un conocimiento mucho más limitado, entre otros factores porque son mucho más difíciles de medir. Estas fluctuaciones pueden deberse a gran cantidad de fenómenos asociados que actúan por debajo de la escala sinóptica e incluso de la mesoescala. Puesto que la presión medida en un punto integra los efectos producidos sobre toda la columna atmosférica, estos fenómenos pueden haberse producido lejos del punto donde se miden, incluso fuera de la CLA. Sin embargo, en última instancia, estas fluctuaciones no dejan de ser el resultado de variaciones locales en la densidad, ya sean producidas en

el mismo punto donde se mide la presión o en otros más lejanos. Haciendo un ejercicio de abstracción, podemos comparar el flujo atmosférico sobre una región determinada de la Tierra con el producido por una corriente de aguas someras que desciende por el lecho de un río. La corriente nunca llega a ser uniforme, y continuamente se acelera o decelera ligeramente, lo que produce zonas de acumulación o de déficit de fluido que varían de forma irregular en el tiempo y en el espacio; en la atmósfera, un proceso similar daría cuenta de una parte de las fluctuaciones de presión producidas en las escalas temporales que van desde algunos segundos a varios minutos (Ahrens, 2008). A su vez, actúan otros procesos de naturaleza menos caótica, como los fenómenos de mesoescala o sub-mesoescala descritos en la sección 2.3.1, entre los que destaca la propagación de ondas de gravedad. La amplitud y periodos típicos de las fluctuaciones de presión inducidas por ondas de gravedad son de entre 0.01 y 0.1 hPa (Nappo, 2002), y de 1 a 40 minutos (Stull, 1988), aunque ondas de gravedad más intensas, con amplitudes hasta 2-3 hPa no son infrecuentes (Bosart & Cussen, 1973), como las que originan los fenómenos de *rissagas* en las Islas Baleares (Monserrat et al., 2006). Por último, en el rango más alto del espectro de frecuencias, las fluctuaciones turbulentas de la velocidad llevan también asociadas pequeñas fluctuaciones turbulentas en la presión, del orden de algunas centésimas de hPa (Katul et al., 1996; Viana et al., 2007).

Para registrar las fluctuaciones de presión más pequeñas generadas por estos fenómenos es preciso obtener una precisión de 1 sobre  $10^5$ , lo que queda por encima de las resoluciones alcanzadas por la mayoría de los barómetros comerciales. Por ello, durante las últimas décadas se han desarrollado diferentes técnicas para medir las perturbaciones de la presión estática. Los dispositivos más primitivos consistían en manómetros analógicos o electrónicos capaces de extrapolar las diferencias de presión entre el aire libre y una cámara de referencia. Estos instrumentos tienen la desventaja de que periódicamente necesitan abrir la cámara de referencia para reajustar su presión a la atmosférica, por lo que en la práctica la señal queda filtrada de las frecuencias inferiores a la de apertura de la válvula. Posteriormente se han desarrollado instrumentos más modernos basados en diferentes principios de medida, como la variación en la conductancia de semiconductores o el cambio en la frecuencia de vibración molecular de distintos materiales, que no filtran la señal y consiguen mayores resoluciones y precisiones.

Una dificultad adicional que surge al medir la presión atmosférica de forma tan precisa y con tan alta frecuencia de muestreo está relacionada con las fluctuaciones de la

componente dinámica de la presión, representada por el término proporcional a la velocidad al cuadrado en la ecuación de Bernoulli:

$$\rho \frac{v^2}{2} + \rho g z + p = cte \quad (2.51)$$

Esta contribución puede contaminar las medidas de la presión que interesa medir, la presión estática. Para prevenir esto, casi todos los dispositivos de medida utilizan los llamados *pressure ports* o puertos estáticos. Estos puertos consisten en dos placas planas y circulares separadas por una pequeña distancia. El eje de una de las placas contiene una abertura que conecta el espacio entre las placas con un tubo conectado con el sensor de presión del microbarómetro. El viento es casi nulo en el interior del puerto estático, con lo cual la mayor parte de la perturbación dinámica causada por el viento queda filtrada. Sin embargo, como se explica en Wyngaard et al. (1994), incluso la perturbación aerodinámica causada por la inserción del puerto estático puede introducir una perturbación en las medidas de presión estática debido al fuerte acoplamiento existente entre la presión estática y la velocidad del viento.

### **Ondas y turbulencia en los registros de presión.**

Como se señaló en la sección 2.3.1 y más extensamente en el APÉNDICE B, la teoría lineal de ondas predice una correlación directa entre las fluctuaciones en la velocidad del viento generadas por las ondas y las fluctuaciones de presión inducidas en el seno del flujo atmosférico. Por ello la monitorización de la presión atmosférica en superficie (donde las perturbaciones producidas en la presión suelen ser máximas) se ha convertido en una de las técnicas más sencillas y extendidas para detectar ondas en la CLA (Nappo, 2002). Aunque muchos de los aspectos relacionados con las ondas de gravedad aún no se comprenden suficientemente bien, como su interacción con la turbulencia en la capa límite estable (Einaudi & Finnigan, 1993 y referencias allí mencionadas; Chimonas, 1999), la teoría de ondas constituye un potente marco teórico para su descripción, y la conexión entre las fluctuaciones de presión y las variables del flujo está bien descrita mediante las ecuaciones de polarización (Gossard & Hooke, 1975).

Por otra parte, el uso de microbarómetros para estudiar las perturbaciones de la presión debidas a turbulencia se ha producido con mucha menos frecuencia, y por tanto, el nivel de conocimiento alcanzado acerca de las propiedades espectrales de las mismas no es comparable al conocimiento preciso sobre los espectros turbulentos de las componentes

de velocidad del viento en la CLA. Se ha intentado extender la teoría local de la turbulencia de Kolmogorov (Kolmogorov, 1941) al campo de fluctuaciones de presión; sin embargo, la extensión directa de los argumentos de Kolmogorov supone resultados teóricos (por ejemplo, la ley  $-7/3$  de decaimiento espectral de la presión), que en muchas ocasiones los datos experimentales no han podido confirmar en distintos tipos de situaciones en las que sí existe un subrango inercial en la velocidad del viento (Albertson et al., 1998 y referencias allí mencionadas). Estos resultados fallidos están relacionados con el hecho de que la presión no es una variable local; regiones comparativamente muy alejadas del punto donde se mide pueden contribuir de forma muy relevante a las fluctuaciones de presión (Monin & Yaglom, 1975).

### **Los microbarómetros PAROSCIENTIFIC: Características y configuración.**

Durante una de las campañas de medida (SABLES2006) de la que proceden los datos experimentales utilizados en esta tesis se utilizaron 6 microbarómetros PAROSCIENTIFIC 6016-B, en combinación con puertos estáticos GILL 230-61002. Estos instrumentos digitales de precisión son capaces de detectar fluctuaciones de presión muy pequeñas, del orden de milésimas de hPa. El principio físico mediante el que operan se apoya en la dependencia de la frecuencia vibracional de un cristal de cuarzo con la presión. Contienen un transductor piezoeléctrico que convierte las vibraciones de este cristal en dos señales periódicas cuadradas, cuyo periodo es proporcional a la presión aplicada por el cristal de cuarzo sobre el transductor (y por tanto a su frecuencia de vibración), y a la temperatura interna del transductor. El sistema de circuitos interno de los microbarómetros se encarga de integrar ambas señales durante un cierto tiempo, para determinar el periodo de ambas. A partir de estos periodos, se calcula la presión utilizando las fórmulas de calibración que son específicas para cada unidad de PAROSCIENTIFIC, y corrigiendo el efecto inducido por los cambios de temperatura.

La resolución de estos instrumentos depende de la precisión con la que se hayan determinado los periodos de las señales de presión y de temperatura. Cuanto mayor sea el intervalo de tiempo durante el que se muestrean ambas señales, mayor será la precisión obtenida en la determinación de estos periodos; por tanto, configurar estos instrumentos a mayores frecuencias de muestreo supone mediciones menos precisas. En cada caso habrá que seleccionar la mejor opción en función de la aplicación precisa.

## CAPÍTULO III

# MÉTODOS ESPECTRALES AVANZADOS PARA EL ESTUDIO DE DATOS EXPERIMENTALES EN LA CAPA LÍMITE ESTABLE

### 3.1 La transformada *wavelet*.

Durante los últimos años, la transformada *wavelet* (TW) se ha convertido en un método muy extendido en el análisis de series temporales en geofísica<sup>5</sup>. La principal propiedad de la TW es que ofrece una representación de una señal simultáneamente en los dominios del tiempo y de la frecuencia. A diferencia de las funciones sinusoidales infinitas (senos y cosenos) utilizadas en la transformada de Fourier (Fig. 3.1a), esta transformada utiliza ondas “localizadas” (Fig. 3.1b), que tienen su energía concentrada en el tiempo, a las que se les asigna el nombre de *wavelets*. La TW se puede concebir por tanto como una suerte de descomposición de Fourier local, muy apropiada a la hora

L

<sup>5</sup>Aunque en adelante se hablará únicamente de series temporales, la TW, al igual que la transformada de Fourier, permite analizar cualquier tipo de señal o función, ya sea temporal, espacial, etc., tanto continua como discreta.

de caracterizar series temporales no estacionarias, con variaciones en distintas escalas temporales. En el contexto de la CLE, donde se producen *bursts* o estallidos de turbulencia (contribuciones de alta frecuencia a la variabilidad de una serie temporal) simultáneamente junto con otras estructuras de escalas de variación más lenta (ondas de gravedad, inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, circulaciones locales y otros movimientos de mesoescala, etc.), el análisis *wavelet* ha demostrado ser en multitud de estudios una herramienta extremadamente útil a la hora de caracterizar dichos eventos (Rees et al., 2001; Terradellas et al., 2001; 2005).

El número de trabajos en la literatura científica que describen la transformada *wavelet* y sus aplicaciones a las ciencias geofísicas no deja de crecer año tras año. Se pueden citar los trabajos de Daubechies (1992), Farge (1992), Mallat (1998) y Torrence & Compo (1998) como las fuentes básicas de referencia de las aplicaciones y desarrollos posteriores. En esta sección únicamente se realizará una breve introducción matemática, presentando los distintos tipos de transformadas *wavelet* y sus principales propiedades. También se detallará la metodología propia del estudio de la CLA, y las diferentes herramientas basadas en la TW empleadas en nuestros estudios particulares de capa límite (también en la sección 3.3).

Dada una serie temporal  $f(t)$ , los coeficientes de su transformada *wavelet* se definen como:

$$F_{s,\tau} = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\psi_{s,\tau}^*(t)dt \quad (3.1)$$

donde \* indica complejo conjugado. Los subíndices  $s$  y  $\tau$  son los parámetros de escala y de tiempo, respectivamente, y por tanto los valores  $F_{s,\tau}$  son los coeficientes de la TW para una escala y tiempo determinados. Las funciones  $\psi_{s,\tau}(t)$ , a veces llamadas *wavelets* “hijas”, se generan a partir de una *wavelet* “madre”  $\psi(t)$ , trasladándola a lo largo de la serie y dilatando o comprimiendo su forma, según la expresión:

$$\psi_{s,\tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{|s|}}\psi\left(\frac{t-\tau}{s}\right) \quad (3.2)$$

donde  $|s|^{-1/2}$  actúa como un factor de normalización y la función  $\psi[(t-\tau)/s]$  es similar a la *wavelet* madre, pero trasladada un tiempo  $\tau$  y dilatada un factor  $s$  (por ello  $\tau$  y  $s$  se

conocen también como parámetro de traslación y parámetro de dilatación o escala de la *wavelet*, respectivamente).

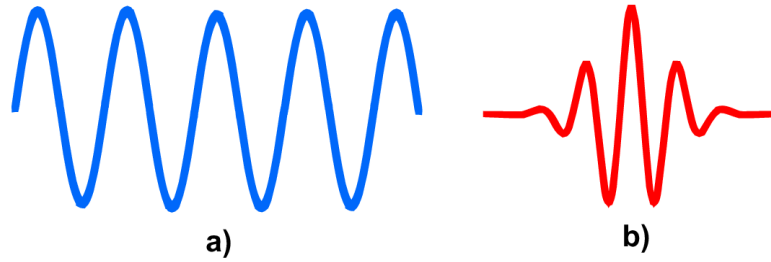


Figura 3.1: Ejemplos de (a) onda sinusoidal infinita y (b) *wavelet*.

### 3.1.1 Elección de la *wavelet* madre y tipos de transformadas *wavelet*.

Como *wavelet* madre se puede usar cualquier función con tal de que cumpla una serie de condiciones. En primer lugar, debe cumplir la llamada condición de admisibilidad (Farge, 1992):

$$C_{\psi} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|}{\omega} d\omega < \infty \quad (3.3)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia, y  $\hat{\psi}(\omega)$  es la transformada de Fourier de la *wavelet* madre  $\psi(t)$ . Para una función integrable, esta condición implica que su promedio temporal debe ser nulo, y que su transformada debe anularse para la frecuencia igual a cero. Esta condición permite, de forma similar a la transformada de Fourier, la reconstrucción de la señal original a partir de su transformada *wavelet*, mediante la expresión:

$$f(t) = \frac{1}{C_{\psi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_{s,\tau} \psi_{s,\tau}(t)}{s^2} ds d\tau \quad (3.4)$$

En segundo lugar, si se quiere poder distinguir adecuadamente las distintas escalas de variación presentes y los instantes en los que se producen, la *wavelet* madre debe tener una buena localización en tiempos y en frecuencias o escalas; esto último implica que su transformada de Fourier debe mostrar un máximo de potencia espectral bien definido. Idealmente, la forma de la *wavelet* madre debería ser similar a la de los eventos existentes en la serie temporal que se pretenden localizar y caracterizar. Esto es así porque la expresión (3.1) puede interpretarse como una medida de la similitud entre la función *wavelet* de una escala determinada y la propia señal, es decir, los coeficientes de

la TW serán altos en aquellos intervalos y escalas en los que la serie tenga una componente espectral cercana a la escala de las *wavelets* “hijas”.

Puesto que el desarrollo de las metodologías de análisis *wavelet* se ha realizado simultáneamente durante los últimos 30 años desde muy diversos campos pertenecientes a las ciencias físicas, las matemáticas e ingenierías, no existe una clasificación concisa y sencilla de los distintos tipos de transformadas *wavelet* que se le pueden aplicar a una señal. Los distintos investigadores que adoptaron las técnicas *wavelet* las han ido modificando para adecuarlas a las distintas aplicaciones de su interés. Aun así existen algunos conceptos fundamentales que se mantienen en todas las metodologías desarrolladas, y que permiten distinguir distintos grupos de transformadas *wavelet* en función de diversos criterios. Una de las formas posibles de clasificación se realiza atendiendo a si las *wavelets* madre se definen en el campo **real o en el complejo**, dando lugar, respectivamente, a las **transformadas *wavelet* reales o complejas**. En general, las *wavelets* reales son usadas para detectar transiciones abruptas en la señal. Por su parte, en las transformadas *wavelet* complejas, la información de la amplitud de las oscilaciones ( $|F_{s,\tau}|$ ) puede separarse de la de su fase ( $\varphi_{s,\tau}$ ), como en la transformada de Fourier:

$$|F_{s,\tau}| = \sqrt{[\text{Re}(F_{s,\tau})]^2 + [\text{Im}(F_{s,\tau})]^2} \quad (3.5)$$

$$\varphi_{s,\tau} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(F_{s,\tau})}{\text{Re}(F_{s,\tau})}\right) \quad (3.6)$$

Como se explicará más adelante, las *wavelets* complejas permiten realizar el análisis de desfases entre distintas señales. Además, eligiendo una *wavelet* compleja cuyas partes real e imaginaria estén en cuadratura (es decir, desfasadas 90 grados entre sí), el módulo de la transformada constituye una evaluación de la energía de las oscilaciones independiente de la fase de las mismas (por el contrario, si se visualiza una *wavelet* real o únicamente la parte real de una *wavelet* compleja, los coeficientes de la *wavelet* cambian de signo continuamente en el eje de tiempos mostrando oscilaciones en cierto modo espurias, debidas al continuo cambio de fase de la señal).

Por otra parte, otra clasificación fundamental de las transformadas *wavelet* se realiza atendiendo al carácter **ortogonal o no ortogonal** de la base de funciones *wavelet* utilizada para realizar la transformada. Al utilizar una base de funciones ortogonal, la señal queda descompuesta en conjuntos de *wavelets* que son ortogonales (linealmente independientes) entre sí. La información capturada por una *wavelet* es completamente

independiente de la información capturada por otra. Si además el conjunto se normaliza para que la energía de cada miembro sea la unidad, la base se convierte en ortonormal. Las bases ortonormales de funciones *wavelet* cumplen la siguiente condición matemática de ortonormalidad:

$$\int \psi_{j,k}(t)\psi_{m,n}^*(t)dt = \delta_{j-m,k-n} \quad (3.7)$$

Por el contrario, si la base de funciones utilizada no forma un conjunto ortogonal, los distintos coeficientes de la transformada *wavelet* contienen información redundante entre sí. Generalmente, se utilizan conjuntos de *wavelets* ortogonales u ortonormales para realizar **transformadas *wavelet* discretas**, y conjuntos no ortogonales para realizar **transformadas *wavelet* continuas**. Estos dos tipos de transformadas constituyen el método de clasificación más generalizado, basado en el tipo de partición del plano tiempo-escala que se realiza:

- En las **transformadas *wavelet* discretas**, los parámetros  $s$  y  $\tau$  toman un conjunto de valores discretos obedeciendo ciertas reglas, que en determinados casos convierten al conjunto de funciones *wavelet* resultantes en una base ortogonal. La señal original se puede reconstruir así según la expresión (3.4) mediante la combinación lineal de un conjunto discreto de coeficientes y funciones *wavelet*. En cualquier caso, las funciones *wavelet* siguen siendo continuas en el tiempo.
- En las **transformadas *wavelet* continuas**, los parámetros de dilatación y traslación varían de forma continua en todo el espacio real, de manera que teóricamente se podría obtener un número infinito de coeficientes  $F_{s,\tau}$ , y toda la resolución necesaria tanto en tiempos como en frecuencias. En la práctica, dado que la transformada *wavelet* casi siempre se utiliza sobre series temporales muestreadas de forma discreta, existirá una limitación en el eje de tiempos, ya que las traslaciones más pequeñas a la hora de construir la base de funciones *wavelet* serán iguales a la resolución de la serie temporal,  $\Delta\tau$ . Por otra parte, el parámetro de escala también deberá variar de forma discreta si se quiere que el número de dilataciones sea lo suficientemente manejable a nivel computacional. A veces este tipo de transformadas se denominan transformadas *wavelet* continuas discretizadas en tiempos, o *discrete time continuous wavelet transform* (DT-CWT). Este es el tipo de análisis *wavelet* que se utilizará en todas las aplicaciones presentadas en esta tesis. En todo caso, el conjunto de traslaciones y dilataciones posibles se puede elegir de

forma arbitraria, y generalmente se obtiene información redundante ya que si la resolución en tiempos y en escalas es suficiente (mayor que la obtenida con un conjunto ortogonal u ortonormal de *wavelets*), los coeficientes  $F_{s,\tau}$  cercanos estarán altamente correlacionados.

### 3.1.2 La *wavelet* de Morlet.

En todo tipo de aplicaciones en las ciencias geofísicas se utiliza muy frecuentemente la *wavelet* de Morlet (Fig. 3.2a), consistente en una onda plana modulada por una función Gaussiana (Meyers et al., 1993; Wang & Wang, 1996; Torrence & Compo, 1998). Pertenece al tipo de *wavelets* complejas, y su expresión matemática es la siguiente:

$$\psi(t) = e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2} \quad (3.8)$$

En esta expresión  $\omega_0$  es la llamada frecuencia de base. Aunque la *wavelet* de Morlet no cumple completamente la condición de admisibilidad, se puede demostrar que para  $\omega_0 \geq 5$  los términos de corrección que deberían ser añadidos para asegurar la admisibilidad son insignificantes (Farge, 1992; Terradellas et al., 2001). La frecuencia de base utilizada en todas las aplicaciones presentadas en esta tesis doctoral es  $\omega_0 = 6$ .

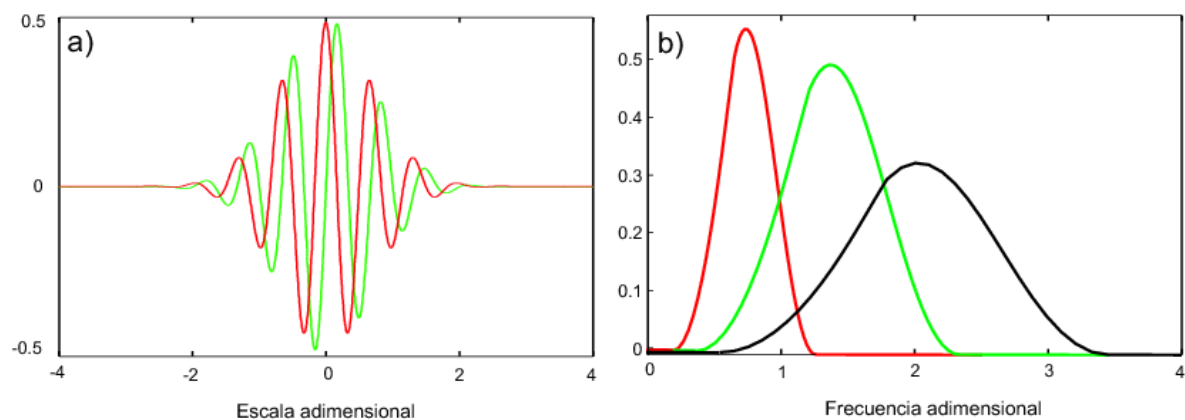


Figura 3.2: (a) Representación gráfica de la parte real (rojo) e imaginaria (verde) de la *wavelet* de Morlet con  $\omega_0=5$ , y (b) transformadas de Fourier de diversas funciones  $\psi_{s,\tau}(t)$  de Morlet con distintos parámetros de escala  $s$ .

A la hora de aplicar la TW, el concepto de escala y su relación con el periodo de la señal debe tratarse con sumo cuidado, puesto que a menudo ambos conceptos se mencionan como si fueran equivalentes. La escala está relacionada con la distancia entre las oscilaciones presentes en la serie, y por tanto en cierto sentido es un concepto equivalente al periodo y opuesto a la frecuencia, términos ambos que se reservan para las transformadas de Fourier. Sin embargo, ya que las *wavelets* no son funciones

totalmente periódicas, se llama periodo  $T$  de una *wavelet* dada al periodo Fourier aproximado que correspondería a las oscilaciones que describe la *wavelet*. Se puede encontrar la equivalencia entre periodos y escalas realizando la transformada *wavelet* de una función coseno de frecuencia conocida y encontrando la escala  $s$  con el coeficiente *wavelet* de mayor valor absoluto. Para algunos tipos de *wavelet* madre esta equivalencia se podrá expresar mediante una expresión analítica. Por ejemplo para la *wavelet* madre de Morlet, que tiene una buena localización en frecuencias (Fig 3.2b), la relación entre ambos parámetros es la siguiente (Meyers *et al.*, 1993; Torrence & Compo, 1998):

$$T = \frac{4\pi s}{\omega_0 + (2 + \omega_0^2)^{1/2}} \quad (3.9)$$

### 3.1.3 Energía de una señal y evaluación de flujos turbulentos mediante la transformada *wavelet*.

La TW cumple la condición la conservación de energía de la serie (Farge, 1992; Mallat, 1998):

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{2}{C_\psi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|F_{s,\tau}|^2}{s^2} ds d\tau \quad (3.10)$$

A partir de esta energía, se puede definir la densidad de energía *wavelet* por unidad de escala y de tiempo como:

$$e_{s,\tau} = \frac{2|F_{s,\tau}|^2}{C_\psi s^2} \quad (3.11)$$

En el caso de utilizar la *wavelet* de Morlet para generar la base de funciones *wavelet*, la sustitución en 3.10 de la ecuación 3.9 lleva a:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \frac{1}{C_\psi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{8\pi |F_{s,\tau}|^2}{[\omega_0 + (2 + \omega_0^2)^{1/2}] T^2} dT d\tau \quad (3.12)$$

Y por lo tanto la densidad de energía *wavelet* por unidad de tiempo y de periodo queda definida como:

$$e_{T,\tau} = \frac{8\pi |F_{s,\tau}|^2}{[\omega_0 + (2 + \omega_0^2)^{1/2}] T^2 C_\psi} \quad (3.13)$$

Estas expresiones se pueden generalizar para dos series temporales cualquiera. De este modo en Cuxart et al. (2002) se definió la llamada *I-density*:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g^*(t)dt = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2}{C_{\psi}} \frac{F_{s,\tau} G_{s,\tau}^*}{s^2} ds d\tau \quad (3.14)$$

donde  $F_{s,\tau}$  y  $G_{s,\tau}$  son los coeficientes de la transformada para cada escala  $s$  e instante temporal  $\tau$ . Esta integral se puede interpretar como una estimación de la correlación entre las dos series temporales calculada a partir de su descomposición *wavelet*. Si alguna de las dos series temporales es una componente de la velocidad, la covarianza adquiere el significado físico de flujo, en cuyo caso el término dentro de la doble integral representa el flujo por unidad de escala y de tiempo. De esta forma, la mayoría de los parámetros turbulentos calculados mediante la técnica de correlación turbulenta o *eddy covariance* tienen una versión análoga evaluada mediante la transformada *wavelet*. Por ejemplo, el flujo turbulento vertical de calor (ec. A.3 del APÉNDICE A) se definiría como:

$$H_{s,\tau} = c_p \rho \frac{2}{C_{\psi}} \frac{\Theta_{s,\tau} W_{s,\tau}^*}{s^2} \quad (3.15)$$

Donde  $W_{s,\tau}$  y  $\Theta_{s,\tau}$  son las transformadas *wavelet* de la velocidad vertical y de la temperatura. Estas expresiones se pueden integrar en intervalos concretos de escalas o periodos para conocer la aportación de las distintas bandas espectrales al flujo total. Por ejemplo, si se conoce el *gap* que marca el límite de la turbulencia se puede determinar el flujo turbulento total de forma alternativa al método de correlación turbulenta.

### 3.2 La descomposición multi-resolución.

El término multi-resolución se aplica a cualquier herramienta matemática de análisis de datos en la que estos son descompuestos en distintos subconjuntos que representan la información original con distinto grado de detalle. Se trata por tanto de una herramienta para el análisis multiescala, mediante la que es posible identificar las diferentes escalas de variación presentes en los datos originales, para así poder aislarlas y estudiarlas por separado. Existen diferentes técnicas metodológicas basadas en el análisis multi-resolución en multitud de campos independientes de la ingeniería, la física y las ciencias informáticas (por ejemplo, en el desarrollo de aplicaciones para el procesado de imagen y sonido, técnicas de compresión de datos, estudios de turbulencia o análisis geofísicos,

e incluso en la modelización y simulación de macromoléculas biológicas). En muchos casos el uso del término multi-resolución es la única semejanza entre las diferentes técnicas mencionadas. En este sentido, la misma transformada *wavelet* introducida en la sección anterior puede ser considerada como un caso particular de herramienta multi-resolución; muchas de las técnicas mencionadas utilizan la transformada *wavelet* para descomponer las señales de estudio en conjuntos ortogonales de señales independientes que la reproducen a distintas escalas. Igualmente, algunas técnicas multi-resolución como la que se va a introducir en esta sección pueden entenderse como casos particulares de transformadas *wavelet* discretas en base a determinadas bases de funciones ortogonales.

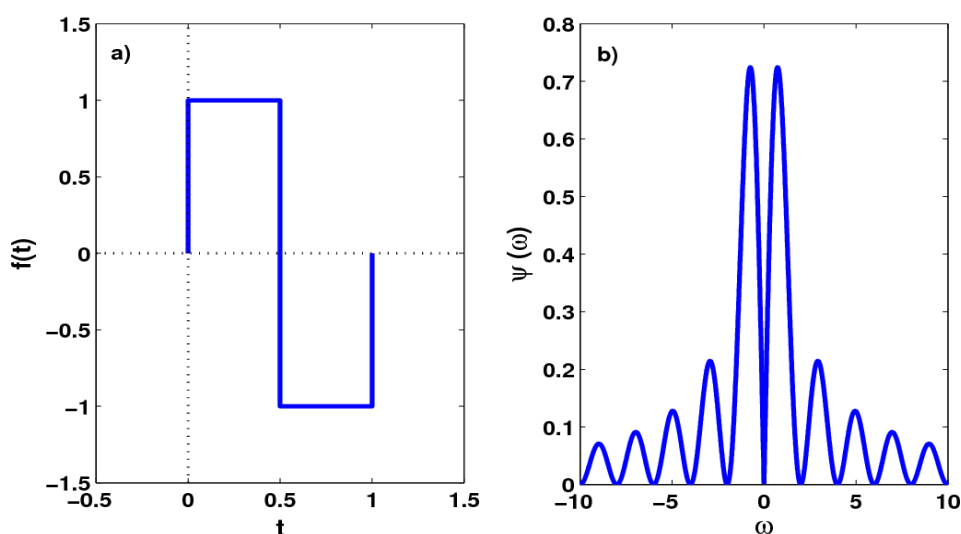


Figura 3.3: (a) Función escalón de Haar y (b) su transformada de Fourier.

Dentro del contexto de la micrometeorología y la capa límite atmosférica, la descomposición multi-resolución de los flujos o *Multi-Resolution Flux Decomposition* (MRFD) es una herramienta estadística multivariable y multiescala popularizada recientemente para el estudio de la turbulencia (Howell & Mahrt, 1997; Vickers & Mahrt, 2003; Voronovich & Kiely, 2007). Se aplica fundamentalmente para mejorar las estimaciones de los flujos turbulentos, ya que permite reducir la incertidumbre debida a la contaminación de los mismos por movimientos de mayor escala y naturaleza no turbulenta (como los tratados en 2.3.1), seleccionando adecuadamente el rango de escalas temporales de las fluctuaciones incluidas en la evaluación de los flujos. El método realiza la descomposición espectral y coespectral de las series temporales basándose en la transformada de Haar (Haar, 1910), que utiliza funciones de tipo

escalón para realizar las convoluciones (Fig. 3.3), en lugar de los senos y cosenos de la transformada de Fourier.

### 3.2.1 Algoritmo multi-resolución.

El método multi-resolución puede formularse matemáticamente de diversas formas. Ya se ha mencionado el paralelismo con la transformada de Fourier; este paralelismo también existe con la transformada *wavelet* desarrollada en la sección anterior, sin más que considerar las funciones escalón de Haar como un caso particular de las *wavelet* “madre”. Existen diversos algoritmos que pueden realizar la MRFD de forma sencilla y consumiendo pocos recursos computacionales. En cualquier caso, matemáticamente el método MRFD es equivalente a una substracción simple de los valores promedios de las series sobre ventanas temporales de longitud decreciente. El algoritmo que detallamos a continuación, esquematizado a su vez en la Fig. 3.4, no es el más rápido de entre los existentes, pero tiene la ventaja de ser bastante sencillo y permite comprender de forma intuitiva las particularidades de este método de análisis y su relación con la descomposición de Reynolds (EC). Se parte de dos series temporales simultáneas de longitud  $2^N$  (por ejemplo, velocidad vertical  $w$  y temperatura potencial  $\theta$ ), medidas cada  $\Delta t$  segundos, que son procesadas como sigue:

1. Primero, se resta a cada serie temporal su valor promedio, y se calcula la covarianza de las dos series. En el ejemplo, la covarianza obtenida es equivalente al flujo vertical de calor de las dos series. Nos referiremos a este flujo como *cumulative multi-resolution flux* o flujo multi-resolución acumulado en la escala temporal  $2^N \Delta t$  (abreviado con sus siglas en inglés,  $CMRF_N$ ). Este primer flujo sería equivalente al flujo EC calculado con  $2^N \Delta t$  como intervalo de promediado.
2. A continuación, ambas series temporales se subdividen en dos subseries, y a cada subserie se le resta su valor promedio.
3. Seguidamente, se calcula la covarianza total de las dos series temporales completas. El resultado es el flujo multi-resolución acumulado en la escala temporal  $2^{N-1} \Delta t$  (es decir,  $CMRF_{N-1}$ ). En el ejemplo, esto sería equivalente a calcular la covarianza de ambas parejas de subseries  $w-\theta$  y después calcular el promedio de los dos valores obtenidos.

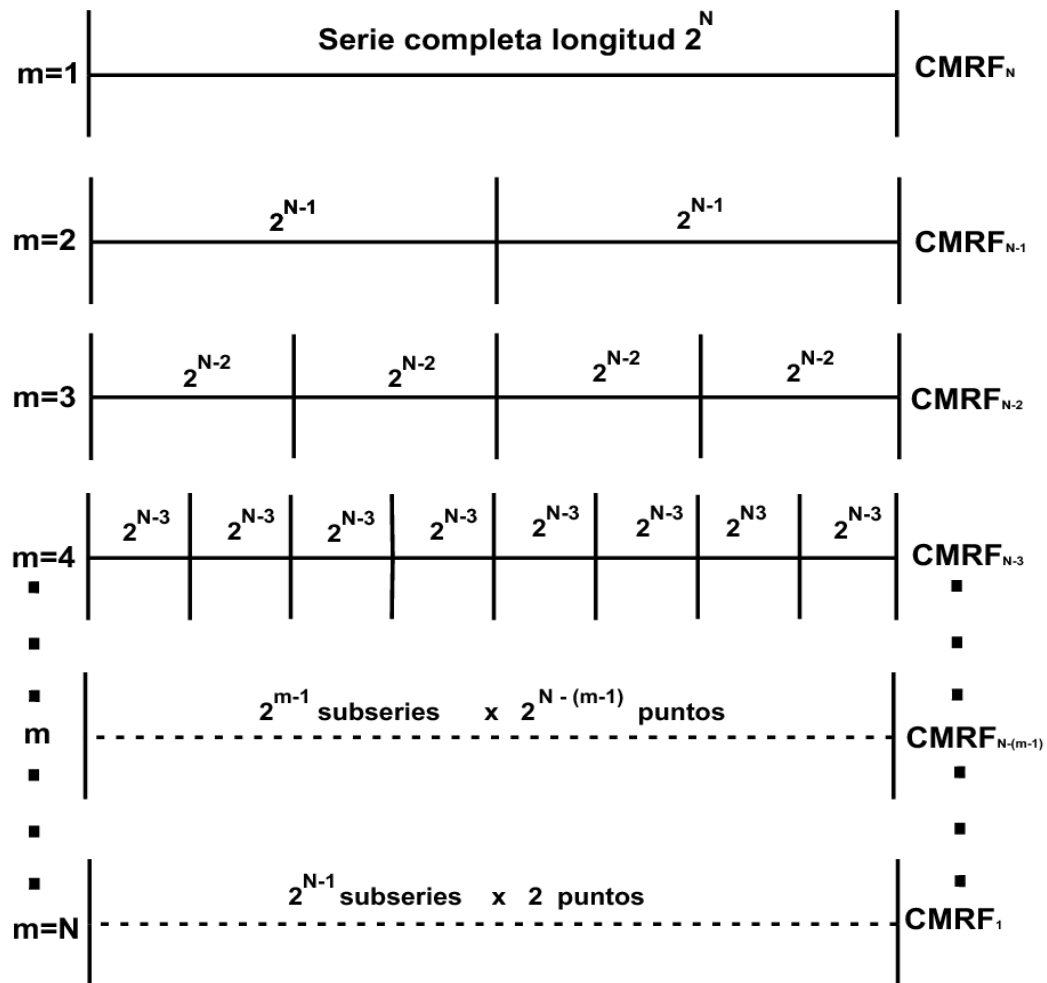


Figura 3.4: Esquema de la anidación de ventanas en el método multi-resolución.

4. Se vuelve a dividir en dos partes cada una de las subseries, y se extrae el valor medio de cada parte. La covarianza total de las dos series completas es el flujo multi-resolución acumulado en la escala temporal  $2^{N-2}$  ( $CMRF_{N-2}$ ). En el ejemplo, esto sería equivalente al valor promedio de las covarianzas de las 4 parejas de subseries  $w-\theta$ .
5. Se realiza una nueva iteración, hasta que las subseries formadas solo tienen dos valores, obteniendo  $CMRF_1$ .

Después de cada iteración, las dos series temporales completas conservan únicamente fluctuaciones de escala temporal inferior a la de la última ventana de promediado aplicada. Es decir, cada coeficiente  $CMRF_n$ , ( $n = 1, \dots, N$ ), se puede entender como el flujo EC promedio para todo el intervalo temporal  $2^N \Delta t$ , basado en ventanas de promediado de longitud  $2^n \Delta t$ . Por lo tanto, los coeficientes de  $CMRF_n$  solamente

contienen el flujo causado por fluctuaciones con escala temporal inferior a  $2^n \Delta t$ . La representación del flujo  $CMRF_n$  frente a la escala temporal  $2^n \Delta t$  es similar a los llamados *Ogives* o *curvas Ogive* (Desjardins et al., 1989; Friehe et al., 1991), pero sobre la base de una descomposición espectral de Haar en lugar de la transformada de Fourier. Si se calculan las diferencias entre coeficientes  $CMRF_n$  consecutivos, se obtiene así la descomposición coespectral del flujo multi-resolución o *multi-resolution flux cospectra* ( $MRFC_n$ ):

$$MRFC_n = CMRF_n - CMRF_{n-1}; \quad n = 1, \dots, N \quad (3.16)$$

teniendo en cuenta para el cálculo de  $MRFC_1$  que  $CMRF_0=0$ . De esta forma, al representar  $MRFC_n$  frente a  $2^n \Delta t$  se puede observar la contribución de cada rango de escalas temporales al flujo total (Fig. 3.5).

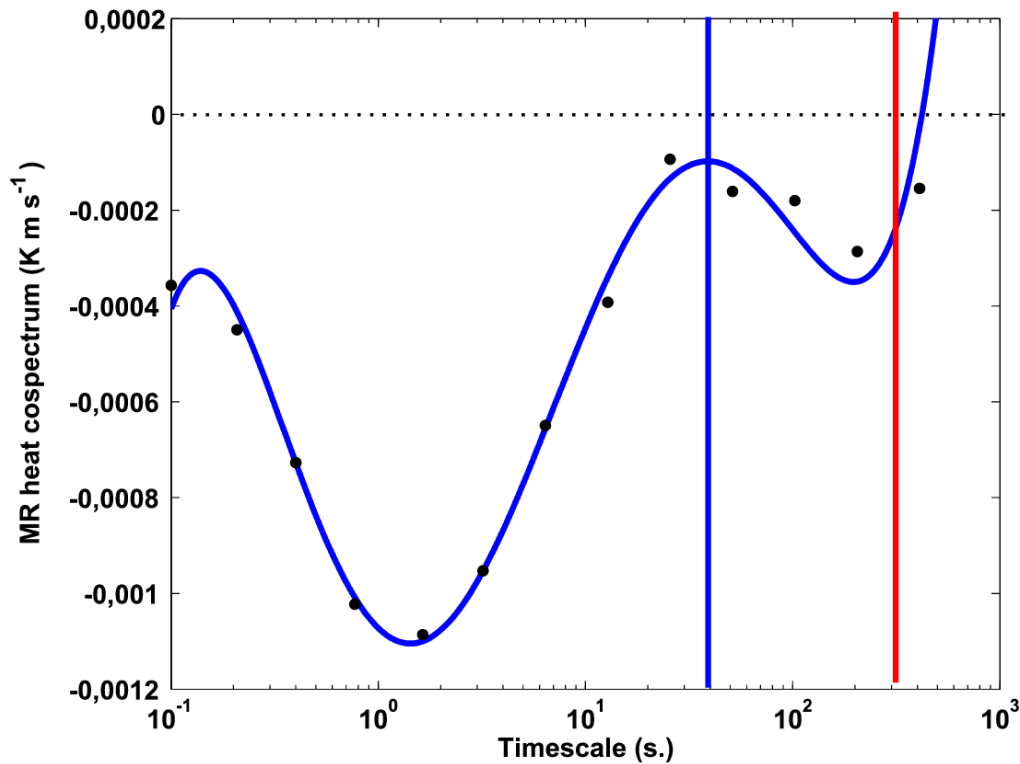


Figura 3.5: Ejemplo de un coespectro típico ( $MRFC_n$ ) correspondiente al flujo de calor turbulento en condiciones estables, realizado mediante la técnica MRFD. La escala temporal que caracteriza a los remolinos turbulentos medios se encuentra en torno a 1-2 segundos, y la posición del *gap* coespectral en torno a 30-40 segundos (línea azul vertical). También se muestra como referencia la posición de la ventana de promediado de 5 minutos frecuentemente utilizada en el método EC (línea roja).

A partir de los coespectros multi-resolución es posible inferir fácilmente varias características del flujo y de la turbulencia, especialmente bajo condiciones estacionarias (ver Fig. 3.5):

1. Un extremo local en el flujo (un máximo positivo o mínimo negativo en el coespectro), producido en cierta escala temporal, que caracteriza los remolinos turbulentos promedios.
2. Una escala temporal o conjunto de escalas temporales, mayor que la que caracteriza a los remolinos turbulentos promedios, donde la contribución al flujo es pequeña o nula. Esta es la escala temporal que separa la turbulencia de movimientos de mayor escala (movimientos de mesoescala o submesoescala como *meandering motions*, microfrentes y corrientes de gravedad, movimientos debidos a OGI, etc.).
3. La distribución de escalas temporales de los remolinos turbulentos, o aplicando la hipótesis de los remolinos congelados de Taylor para convertir escalas temporales en espaciales (Stull, 1988), su distribución de tamaño.

### 3.2.2 Determinación del *gap* espectral.

La escala temporal del *gap* en el coespectro del flujo de calor se puede determinar por separado para cada coespectro usando el algoritmo que se describe a continuación, basado en el utilizado por Voronovich & Kiely (2007), y creado específicamente para situaciones de estabilidad:

1. Se ajustan los coeficientes del coespectro a un polinomio de quinto orden.
2. Se determina la escala temporal correspondiente al máximo de turbulencia, que define al promedio de los remolinos turbulentos. Si se utiliza el coespectro del flujo de calor, éste suele corresponder al primer mínimo relativo de la función ajustada, localizado en escalas temporales en torno a 1-100 segundos.
3. El *gap* espectral se localiza en la escala temporal a la que pertenece la primera raíz, punto de inflexión o mínimo en el coespectro encontrados después del máximo de transferencia turbulenta.

### 3.3 Identificación y caracterización de fenómenos ondulatorios y otras estructuras coherentes.

Desde prácticamente el nacimiento de la meteorología moderna, y en muy diversas áreas de las ciencias atmosféricas, se han venido utilizando redes espaciales de medida

de temperatura, presión atmosférica, viento u otras magnitudes, conjuntos de radares meteorológicos, sondeos, etc., para estudiar mediante diversas técnicas las características fundamentales (velocidad y dirección de propagación, área afectada, extensión temporal, etc.) de diversos fenómenos meteorológicos. De esta forma se ha podido mejorar el conocimiento de multitud de procesos de escala sinóptica y mesoescala, como el paso de frentes fríos, la formación y propagación de tormentas, frentes de racha, líneas de turbonada, etc. (e.g.: Fujita, 1955; Bosart & Cussen, 1973; Azizan & Sheeba, 2005; Hilgendorf & Johnson, 1998; Adams-Selin & Johnson, 2010). En micrometeorología, este tipo de metodologías se han orientado fundamentalmente al análisis, a partir de series temporales simultáneas, de episodios ondulatorios en la capa límite: propagación de ondas de gravedad, solitones, ondas de Kelvin-Helmholtz, etc., utilizando diferentes técnicas sencillas, como la correlación cruzada o *cross-correlation* (Rees & Mobbs, 1988; Einaudi et al., 1989), *beamsteering* (Denholm - Price & Rees, 1999) u otros métodos de análisis (Nappo, 2002), todos ellos destinados a realizar la mejor estimación posible del tiempo de paso de la señal entre distintos pares de localizaciones espaciales. Todas estas técnicas tienen una desventaja importante: en ellas se hace necesario determinar previamente un intervalo temporal óptimo para el análisis a realizar, pero como estos métodos se aplican o bien en el dominio del tiempo o en el de las frecuencias, a menudo se hace muy difícil construir una ventana que no contenga otras oscilaciones distintas de la estructura que se está analizando. Tras probar el abanico de herramientas disponibles y evaluar sus limitaciones e inconvenientes, en nuestro grupo de investigación hemos venido utilizando durante los últimos años dos metodologías diferentes para este tipo de análisis, basadas en la transformada *wavelet* y que a continuación pasan a describirse.

### **3.3.1 Método basado en el análisis de fase de las transformadas *wavelet* complejas.**

Cuando se realiza la transformada *wavelet* de una señal utilizando una función compleja como *wavelet* “madre”, los coeficientes de la transformada *wavelet* de una serie temporal para cada instante  $\tau$  y escala  $s$ , contienen parte real y parte imaginaria. Tal es el caso de la *wavelet* de Morlet, tratada en la sección 3.1. A partir de los coeficientes es posible por tanto calcular la fase de la señal ondulatoria para cada escala e instante temporal. Se supone que la estructura a caracterizar permanece coherente a lo largo de su propagación a través de la red o *array* de instrumentos en superficie, y puede

asimilarse a una onda plana horizontal cuyos frentes de ondas (líneas o planos verticales de igual fase) atraviesan el emplazamiento. La señal ondulatoria medida en los distintos puntos del *array* producirá máximos espectrales en la transformada *wavelet* con determinados periodos característicos  $T$  (o frecuencias asociadas  $\omega$ ), y en cada instante las fases  $\varphi_i$  de los coeficientes de la transformada contendrán información sobre el paso de las estructuras coherentes a lo largo del *array*:

$$\varphi_i = k_x x_i + k_y y_i - \omega t \quad (3.17)$$

Aquí  $x_i$  e  $y_i$ , ( $i=1,2,3\dots n$ ) se refieren las posiciones de los  $n$  instrumentos en un plano horizontal sobre la superficie, y  $(k_x, k_y)$  son las componentes del vector número de onda horizontal,  $\vec{k}$ . Contando con instrumentos en un mínimo de tres posiciones de superficie, si se resuelve el sistema formado por las diferencias de fase entre los distintos puntos (Terradellas et al., 2001):

$$\begin{aligned} \varphi_2 - \varphi_1 &= k_x(x_2 - x_1) + k_y(y_2 - y_1) \\ \varphi_3 - \varphi_1 &= k_x(x_3 - x_1) + k_y(y_3 - y_1) \end{aligned} \quad (3.18)$$

se pueden obtener las componentes del vector  $\vec{k}$ , a partir de las cuales se puede deducir el resto de parámetros asociados a la estructura ondulatoria detectada (longitud de onda horizontal  $\lambda$ , velocidad de fase  $c$ , dirección de propagación  $d$ ):

$$\begin{aligned} \lambda &= 2\pi / |\vec{k}| \\ d &= \tan^{-1}(k_y / k_x) \\ c &= \lambda / T \end{aligned} \quad (3.19)$$

### 3.3.2 Método basado en la *cross-correlation* o correlación cruzada en el espacio *wavelet*.

Este método es un híbrido entre el método clásico de *cross-correlation* y el método *wavelet*, basado en determinar el máximo en la función de correlación en el espacio de la transformada *wavelet*, es decir, en un dominio de tiempo-frecuencia. La *cross-correlation* en el espacio *wavelet* fue descrita inicialmente en Gao & Li (1995) y Li & Nozaki (1997). El método aquí propuesto produce una solución única ( $\lambda$ ,  $c$ ,  $d$ ) para toda la ventana de análisis, y por lo tanto requiere una definición a priori de la misma, como en el método de *cross-correlation* más habitual. Sin embargo, ahora la definición de la ventana se lleva a cabo en un espacio de tiempo-frecuencia (o tiempo-periodo), donde

es más fácil excluir partes espurias de la señal que utilizando únicamente la señal original o su descomposición espectral.

Dadas las TW  $F_{s,\tau}$  y  $G_{s,\tau}$  de dos series temporales  $f$  y  $g$  de una determinada variable atmosférica medida en dos puntos distintos del espacio, y una vez aislada en la ventana  $(t_1:t_2, s_1:s_2)$  la parte de la señal que contiene el evento a analizar, este método se basa en la determinación del *lag* o intervalo temporal ( $\xi$ ) que maximiza la siguiente función de correlación cruzada *wavelet*:

$$f \circ g(\xi) = \int_{s_1}^{s_2} \int_{\tau_1}^{\tau_2} F_{s,\tau}^* G_{s,\tau+\xi} ds d\tau \quad (3.20)$$

Este intervalo temporal representa el tiempo que invierte cada frente de ondas de la estructura ondulatoria en atravesar el *array* desde un sensor a otro. Si se calculan los tiempos de viaje entre dos pares distintos de sensores, los parámetros de la onda se pueden determinar resolviendo un sistema de ecuaciones del cual se extrae la velocidad de fase de la onda y su dirección de propagación. La Figura 3.6 muestra un esquema del problema geométrico en el caso de contar con un *array* triangular de 3 sensores dispuestos en el espacio. En efecto, dado el frente de ondas dibujado en la figura, y sean  $t_{1-2}$  y  $t_{1-3}$  los tiempos de viaje del frente de ondas entre los puntos 1-2 y 1-3, (determinados mediante la maximización de las correspondientes funciones de correlación cruzada *wavelet*), la velocidad de fase se puede escribir indistintamente como:

$$c = \frac{d'_{1-2}}{t_{1-2}} = \frac{d_{1-2} \cos \alpha_1}{t_{1-2}}; \quad c = \frac{d'_{1-3}}{t_{1-3}} = \frac{d_{1-3} \cos(\beta - \alpha_1)}{t_{1-3}} \quad (3.21)$$

Donde  $\alpha_1$  es la dirección de propagación de la onda medida respecto al eje formado por los instrumentos 1-2,  $d'_{1-2}$  y  $d'_{1-3}$  representan la distancia entre el frente de ondas de la Fig. 3.6 y los instrumentos situados en 2 y 3, y  $\beta$  representa el ángulo formado por los lados 1-2 y 1-3 del triángulo.

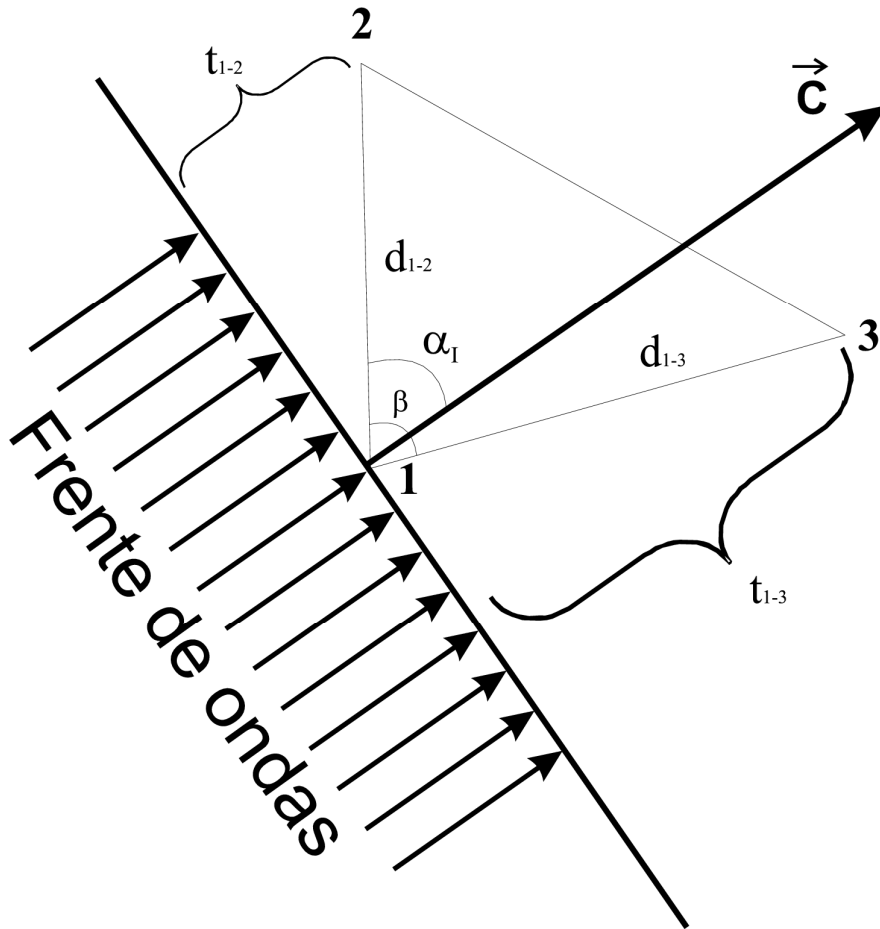


Figura 3.6: Geometría para la determinación de la velocidad de fase en el método basado en la correlación cruzada *wavelet*.

### **Velocidades de grupo.**

En ocasiones, además de la velocidad de fase, es interesante calcular la velocidad de grupo ( $c_g$ ) de las estructuras analizadas. Una forma sencilla de hacerlo consiste en evaluar el tiempo que tarda el máximo de la transformada *wavelet* en viajar entre distintos pares de sensores, como en Meyers et al. (1993). En Terradellas et al. (2001) se utiliza una extensión del método del análisis de fase descrito en la sección anterior para evaluar las velocidades de fase, pero requiere conocer con relativa precisión el periodo o escala asociada a la perturbación, lo cual no siempre es sencillo debido a la incertidumbre intrínseca de la transformada *wavelet*. Mediante la cross-correlación *wavelet* también se puede realizar una estimación de las velocidades de grupo. En lugar de utilizar la función representada en la ec. (3.20), se maximiza la función de cross-correlación de las densidades de energía *wavelet*, evaluando así los tiempos de viaje de la energía entre distintos pares de sensores:

$$e_{s,\tau}^f \circ e_{s,\tau}^g(\xi) = \frac{1}{C_{\Psi}^2} \int_{s_1\tau_1}^{s_2\tau_2} \frac{|F_{s,\tau} G_{s,\tau+\xi}|}{s^4} ds d\tau \quad (3.22)$$

### 3.4 – Algunas diferencias fundamentales entre la transformada *wavelet* y la descomposición multi-resolución.

Tanto la transformada *wavelet* como la descomposición multi-resolución introducidas en las anteriores secciones pueden sustituir a la metodología EC a la hora de evaluar los flujos turbulentos en la capa límite. Ambos métodos pertenecen al conjunto de técnicas de análisis multiescala, y por lo tanto son en principio igualmente válidos para estudiar las distintas escalas de variación presentes en una serie temporal, ya sean éstas atribuibles a fluctuaciones turbulentas, fenómenos coherentes, estructuras ondulatorias, etc. En esta sección se abordan algunos aspectos concretos sobre la eficiencia de ambos métodos y su idoneidad para el estudio de los distintos fenómenos de interés en micrometeorología, así como las diferencias sustanciales en el tipo de información que cada uno es capaz de aportar. En los estudios experimentales presentados en los capítulos subsiguientes será importante tener en cuenta estos aspectos a la hora de seleccionar el método de análisis más apropiado, y para acotar los límites en cuanto a las conclusiones que se podrán inferir de cada uno de ellos.

#### a) Eficiencia como filtros de frecuencia.

En primer lugar conviene plantearse las diferencias de ambos métodos en su actuación como filtro selector de frecuencias. En la Figura 3.7 (basada en una similar publicada en Cuxart et al., 2002) se muestran las funciones de transferencia normalizadas correspondientes a sendos filtros construidos a partir de la transformada *wavelet* y la descomposición multi-resolución, con frecuencia de corte  $1/T$ , actuando sobre una señal con similar contenido espectral en todas las frecuencias o periodos (ruido blanco). Debido a la correspondencia entre los métodos EC y MRFD, la curva de transferencia de este último es equivalente a la del primero construido mediante la descomposición de Reynolds y basado en ventanas de promediado de longitud temporal  $T$ . Como se observa, el rendimiento del filtro de Reynolds (MRFD - EC) es bastante pobre en comparación con la transformada *wavelet*, dejando pasar contenido espectral de escalas temporales varias veces mayores a la del tamaño de la ventana de promediado. Además es importante señalar que la eficiencia del promediado de Reynolds como filtro de

frecuencias muestra cierta dependencia con la fase de la señal a filtrar (o lo que es lo mismo, con la posición de los eventos periódicos relativa a los límites de la ventana). La curva de respuesta mostrada en la Fig. 3.7 es una curva promedio respecto de muchas realizaciones con distintas fases iniciales.

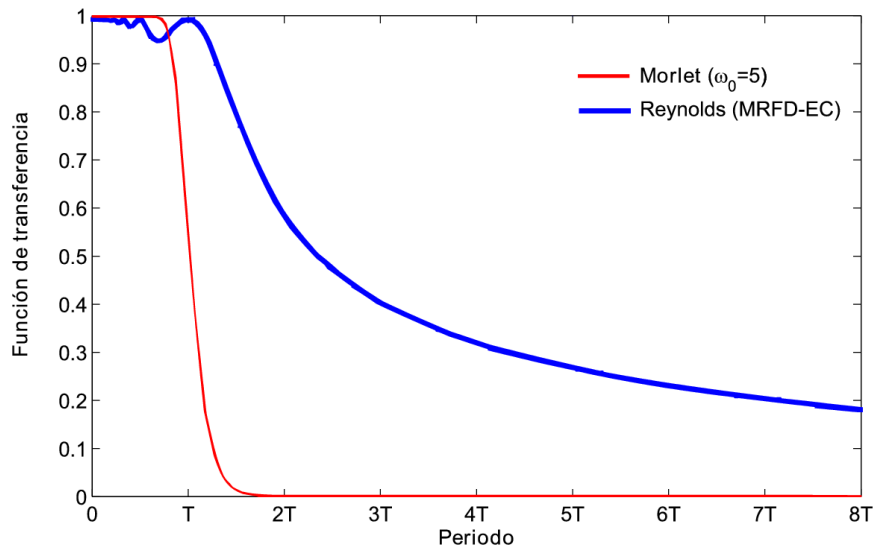


Figura 3.7: Comparación de la eficiencia de la transformada *wavelet* de Morlet y el filtro de Reynolds (MRFD- EC) como filtro de frecuencias.

De lo expresado anteriormente se concluye que tanto el método EC como la MRFD producirán estimaciones precisas de los flujos turbulentos cuando exista un *gap* espectral bien definido y suficientemente ancho, y la ventana de integración o de promediado se localice dentro del mismo. Por su parte, el filtro *wavelet* tiene mucha mayor eficiencia y su semejanza con un filtro perfecto -tipo escalón- es mucho mayor. Por ello, aunque también requerirá definir los límites espectrales de la turbulencia si se desea integrar los flujos turbulentos (ec. 3.14), el papel del *gap* no será tan determinante. Aunque su posición se determine sólo de forma aproximada o si se limita a un intervalo estrecho de escalas temporales, el error producido en los flujos turbulentos computados será más limitado comparado con el uso de las otras técnicas en una situación similar.

#### **b) Diferencia entre periodicidades y escalas temporales.**

En el análisis *wavelet* se utiliza por motivos históricos el parámetro de escala en lugar de hablar de frecuencias y periodos como en el caso de la transformada de Fourier, pero como se ha visto existe una correspondencia directa con el periodo de Fourier en el caso

de la *wavelet* de Morlet, debido a su buena localización en frecuencias (es decir, su transformada de Fourier es relativamente estrecha, ver Fig. 3.2b). Por otra parte, debe advertirse que los movimientos turbulentos no son eventos periódicos propiamente dichos (Tennekes, 1976), por lo cual hablar de periodos de las fluctuaciones turbulentas no resulta completamente adecuado. Por su parte, en el método MRFD (basado en la transformada de Haar), se usa el término “escala temporal”, que se relaciona con la amplitud temporal de las fluctuaciones presentes en una serie de datos, más que con la distancia temporal existente entre estas fluctuaciones. Este concepto está más en concordancia con la huella que dejan los movimientos turbulentos en las series temporales (un conjunto de fluctuaciones con un espectro de amplitudes temporales). Howell & Mahrt (1997) compararon coespectros turbulentos MRFD y Fourier a partir de medidas de turbulencia en capa límite a bordo de un avión, y detectaron un desplazamiento sistemático de los máximos espectrales hacia mayores escalas espaciales (y por tanto temporales) al utilizar la transformada de Fourier. Además, como señalan estos autores, en estudios de turbulencia el espaciado o distancia temporal entre los eventos locales podría por sí mismo constituir una periodicidad relevante de la serie temporal, lo cual haría ambigua la interpretación del máximo en el coespectro de Fourier. Por todo ello, a la hora de seleccionar una metodología para realizar la localización del *gap* espectral, es más adecuado elegir una como la MRFD, basada en la descomposición de Haar que estudia las amplitudes temporales de las fluctuaciones, que mediante una transformada como la *wavelet* de Morlet, en la que el concepto de escala se encuentra más ligado a la periodicidad de la señal.

### **c) Partición del espacio tiempo-escalas y principio de incertidumbre.**

Las dos metodologías que estamos comparando cubren el espacio tiempo-escalas de forma sustancialmente distinta, lo cual afecta a la representatividad de los resultados obtenidos. Ya se mostró en la sección 3.1 que la transformada *wavelet* continua utiliza una base de funciones localizada tanto en tiempos como en periodos o escalas (un ejemplo es la base de Morlet mostrada en la Fig. 3.2). Esto es, en principio se pueden calcular los coeficientes de la transformada *wavelet* para cualquier instante temporal  $\tau$  y cualquier escala de variación  $s$  (ec. 3.1), lo cual es muy útil para determinar con precisión las distintas periodicidades o escalas de variación relevantes en una serie temporal, y localizar los instantes concretos en los que se presentan estas periodicidades. Ya se ha mencionado que la *wavelet* madre más apropiada será aquella

que tenga su energía bien localizada en el tiempo y cuya transformada de Fourier también esté restringida a un intervalo de frecuencias lo más pequeño posible. En la práctica, ninguna *wavelet* madre  $\psi(t)$  podrá encontrarse perfectamente localizada en tiempos y en frecuencias, de modo que su energía estará dispersada a lo largo de un cierto intervalo de frecuencias y tiempos; el grado de dispersión se puede evaluar mediante la varianza de ambos parámetros:

$$\sigma_t^2 = \int_{-\infty}^{\infty} t^2 |\psi(t)|^2 dt \quad (3.23)$$

$$\sigma_\omega^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} (\omega - \eta)^2 |\hat{\psi}(\omega)|^2 d\omega \quad (3.24)$$

Donde  $\eta$  es la frecuencia central de la transformada de Fourier  $\hat{\psi}(\omega)$  de la *wavelet* madre. Puede demostrarse (Mallat, 1998) que al escalar y trasladar estas funciones para obtener las funciones  $\psi_{s,\tau}(t)$  sus respectivas varianzas en tiempos y en frecuencias se transforman como sigue:

$$\sigma_{t,s}^2 = s^2 \sigma_t^2 \quad (3.25)$$

$$\sigma_{\omega,s}^2 = \sigma_\omega^2 / s^2 \quad (3.26)$$

Es decir, la incertidumbre en tiempos aumenta con la escala de la *wavelet*, disminuyendo sin embargo la incertidumbre en frecuencias (ya se pudo observar en la Fig. 3.2b para la *wavelet* de Morlet que la dispersión en el campo espectral aumenta con la frecuencia).

El producto de las dos varianzas permanece constante e igual a  $\sigma_t \sigma_\omega$  para cualquier instante de tiempo y frecuencia, lo que constituye una formulación del principio de incertidumbre de Heisenberg (Mallat, 1998). Este resultado se puede interpretar mejor gráficamente mediante la Fig. 3.8, donde se muestra mediante un rectángulo el área en el que queda dispersada la energía de la *wavelet* para cada punto  $(\tau, \eta/s)$  del espacio tiempo-frecuencias. La anchura de este área en el eje de tiempos y de frecuencias viene dada por  $s\sigma_t$  y  $\sigma_\omega/s$  respectivamente. En resumen, para las frecuencias bajas o escalas altas ( $s \gg s_0$  en la figura), se tiene buena resolución espectral pero mala resolución

temporal; para las frecuencias altas (bajas escalas) la situación es la contraria: buena resolución en tiempos y mala en frecuencias.

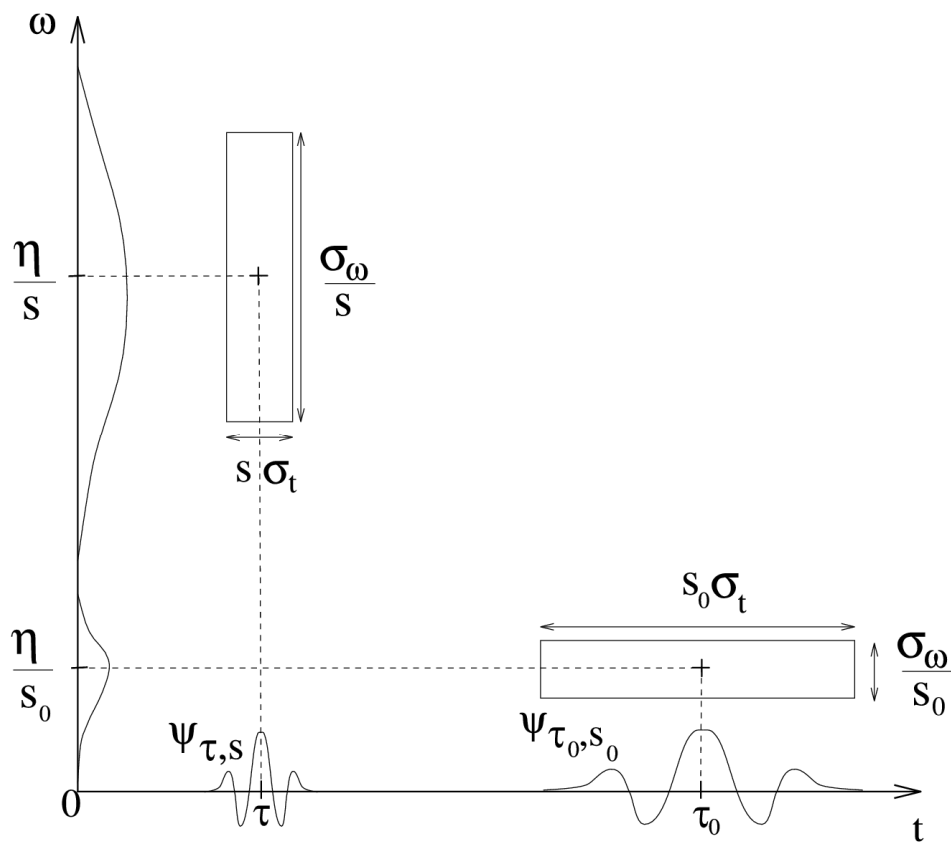


Figura 3.8: El principio de incertidumbre aplicado a la transformada *wavelet* (extraído de Mallat, 1998).

Por su parte, la partición del espacio tiempo-escalas provista por la metodología MRFD descrita en la sección 3.2 presenta importantes diferencias con lo discutido anteriormente. Por un lado, ya se ha destacado la severa discretización que realiza en el eje de escalas o de frecuencias, debido a la división de la serie temporal en secuencias diádicas. Cada escala temporal es el doble que la anterior, de modo que, a diferencia de la transformada *wavelet*, la metodología MRFD tiene mejor resolución en escalas (frecuencias) para las escalas bajas (frecuencias altas) que para las escalas altas (frecuencias bajas), como se puede observar en la Fig. 3.9.

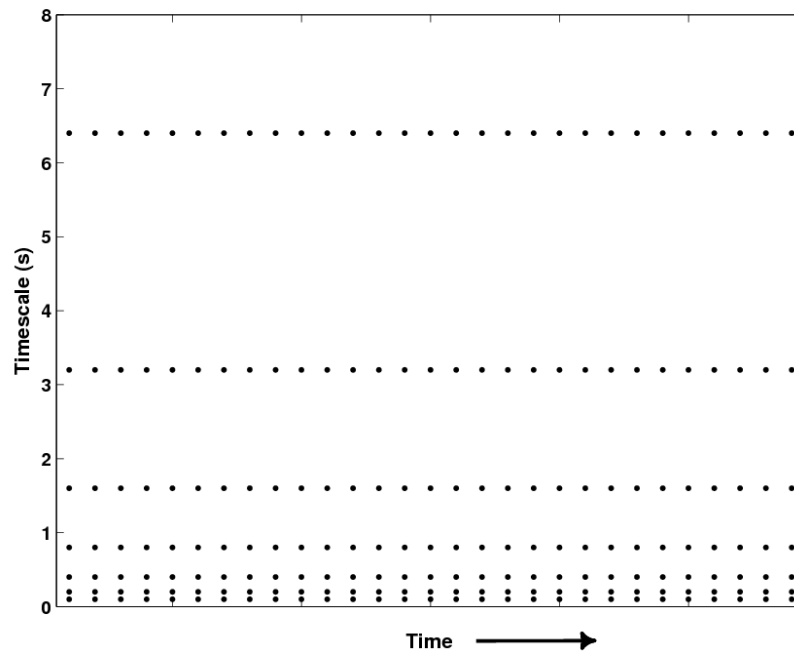


Figura 3.9: Ejemplo de discretización del espacio tiempo-escalas en la transformada MRFD.

Por otra parte, en cuanto a la discretización en el eje de tiempos, la metodología explicada en la sección 3.2 solo obtiene un único espectro o coespectro para cada sección de  $2^N$  puntos a la que se aplica. Para obtener la evolución temporal de los espectros y coespectros se realizarán múltiples análisis MRFD en ventanas de datos contiguas, como en la transformada de Fourier por ventanas (*windowed Fourier transform*). Para cada ventana se obtendrá así un espectro promedio representativo de todos los datos contenidos en ella. Por lo tanto, y a diferencia de la transformada *wavelet*, la resolución temporal será la misma para escalas grandes y pequeñas, e igual al tamaño de la ventana. En algunas ocasiones será interesante aumentar esta resolución temporal eligiendo ventanas que se encuentren solapadas entre sí durante un cierto tiempo. En tal caso, habrá de tenerse en cuenta, como se comentó en el apartado a) de esta sección, que la eficiencia del filtro de Reynolds depende de la fase o posición relativa de las fluctuaciones relevantes de la señal dentro de la ventana. En el caso de realizar solapamiento entre ventanas, será posible neutralizar en cierto grado esta dependencia realizando suavizado o *smoothing* calculando las medias móviles de los coeficientes para cada escala en la dirección del eje de tiempos.

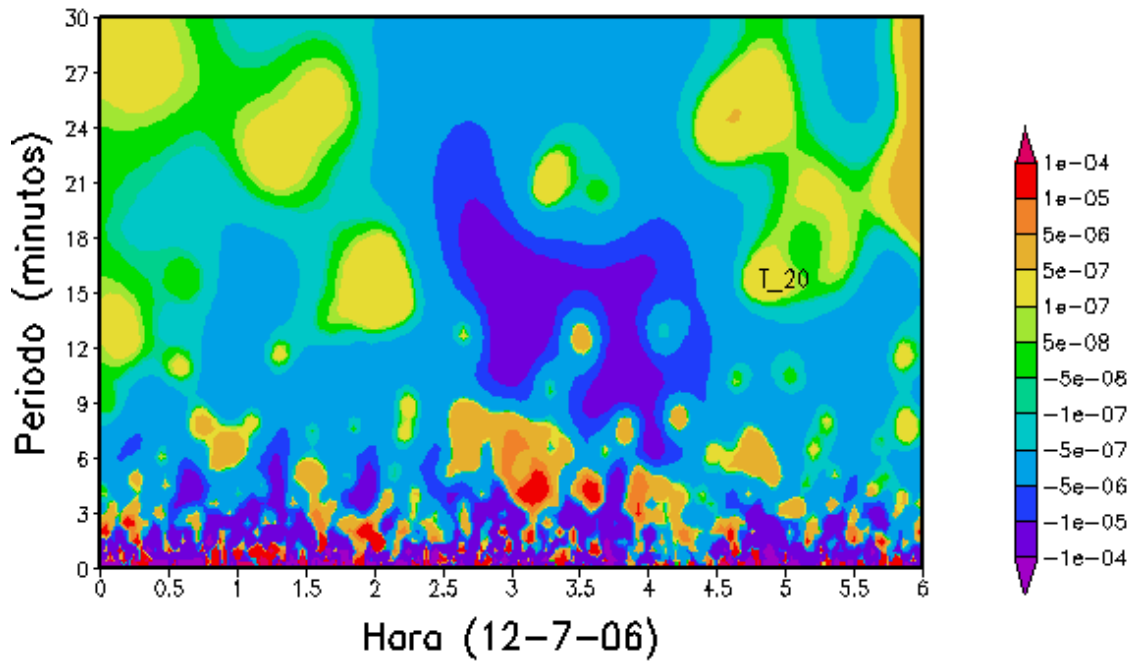


Figura 3.10: Descomposición *wavelet* del flujo turbulento de calor ( $\text{K m s}^{-2}$ ) en  $z=19.6\text{m}$  durante el evento ondulatorio que se analizará en el capítulo VII.

Como resumen de todo lo comentado, la transformada *wavelet* permite estimar los espectros y coespectros locales en cada punto de la serie. Con ella los remolinos turbulentos se pueden llegar a resolver casi individualmente, en lugar de realizar un promedio compuesto de la turbulencia en un determinado dominio temporal alrededor de un instante dado (como realiza la MRFD). Sin embargo, para determinadas aplicaciones, la mayor resolución ofrecida por la TW puede resultar problemática en el estudio de la turbulencia de más pequeña escala, de modo que puede ser preferible la información promediada temporalmente que proporciona el método MRFD. Por ejemplo, en una situación estable donde la transferencia vertical de calor en teoría debe ser descendente, siempre habrá una fracción de los remolinos turbulentos más pequeños que realizarán este transporte en sentido ascendente, ya sea por puro azar o por la propia dinámica de los movimientos turbulentos (por ejemplo, corrientes de retorno producidas en el seno de los remolinos turbulentos), lo cual podrá quedar reflejado en la transformada *wavelet* debido a su gran resolución temporal en las pequeñas escalas. Un ejemplo de ello se puede observar en la Fig. 3.10, correspondiente a un evento ondulatorio sobre una capa límite débilmente estable y con turbulencia bien desarrollada, que será analizado en detalle en un capítulo posterior. En ella se puede apreciar que en las escalas típicamente turbulentas (de 0 a 6 minutos), aunque el

transporte predominante es en sentido descendente (colores azulados), coexisten contribuciones ascendentes (colores rojizos) durante todo el periodo. De este modo, algunas características importantes del régimen turbulento pueden quedar ocultas por la resolución excesiva. La posición del máximo turbulento en los espectros y coespectros, así como la del *gap* que separa la turbulencia de los movimientos de mayor escala, no pueden determinarse tan fácilmente en las descomposiciones *wavelet* como en las MRFD: como se suele decir, en ocasiones los árboles no dejan ver el bosque. Por las razones expuestas, en principio es recomendable utilizar la transformada *wavelet* cuando se pretendan estudiar fenómenos coherentes con periodicidades altas, y el MRFD cuando se pretenda conocer en detalle el espectro promedio de la turbulencia y su variación en el tiempo.

#### **d) Rotaciones aplicables.**

En el análisis de datos de turbulencia atmosférica registrada mediante anemómetros sónicos, ya se ha mencionado en la sección 2.4.1 la necesidad de aplicar un esquema de rotación a las mediciones de estos instrumentos, para alinear correctamente el eje vertical de los mismos con la vertical real del lugar o con aquella que se defina según ciertos criterios, con el objeto de eliminar correlaciones espurias debido a una mala alineación del instrumento que puedan contaminar las estimaciones de los flujos turbulentos evaluados mediante la metodología EC. Al utilizar la transformada *wavelet* o la técnica MRFD para el análisis multiescala de la turbulencia también será necesario aplicar algún tipo de rotación, especialmente en el caso de que se pretenda realizar la integración de los resultados en las escalas turbulentas para obtener la estimación de los flujos verticales de calor y momento.

Como se ha indicado en el anterior apartado, en el análisis MRFD el espacio tiempo-escalas queda fraccionado o discretizado en el eje de tiempos en ventanas de longitud  $2^N \Delta t$ , a cada una de las cuales se le aplica de forma independiente la metodología MRFD especificada en el apartado 3.2. En un caso típico con anemómetros sónicos midiendo a 20 Hz suele elegirse  $N=14$ , obteniendo series de unos 13.65 minutos de longitud. En esta escala de tiempo en la mayoría de las ocasiones se podrá definir un viento medio lo suficientemente representativo de toda la ventana, para aplicar alguna de las rotaciones clásicas especificadas en 2.4.1. En el caso de utilizar un esquema de rotación tipo *planar fit*, esta ventana también será aceptable para realizar la última de las

rotaciones de este método, que alinea el sistema de coordenadas según la dirección del viento horizontal medio (previamente se habrá establecido el eje vertical para todo el conjunto de los datos). Por otra parte, en el caso de utilizar la transformada *wavelet*, existen ciertas limitaciones en cuanto a las rotaciones aplicables, que vienen originadas por varios aspectos. Por un lado, tanto en sus versiones discreta como continua, el coeficiente de la transformada *wavelet* para una escala y tiempo determinados surge de una convolución de toda la serie con la *wavelet* escalada y trasladada correspondiente. Pero como normalmente interesará analizar mediante la transformada *wavelet* varias horas de datos de forma conjunta, ninguna de las rotaciones clásicas será aplicable puesto que en general no se podrá definir un viento medio representativo de toda la serie. Sí será aplicable parcialmente la rotación *planar fit*, puesto que la definición del eje vertical se realiza a partir del plano paralelo a la superficie que siguen las líneas de corriente medias durante toda la campaña (la última rotación del *planar fit* no será aplicable puesto que sí requiere establecer un viento medio). Por este motivo no será posible obtener descomposiciones *wavelet* o integraciones de flujos turbulentos que involucren individualmente componentes laterales o longitudinales de la velocidad, como<sup>6</sup>  $\overline{uw}$ ,  $\overline{vw}$ ,  $\overline{uv}$ ,  $\overline{\theta w}$ , etc. Sin embargo, sí será posible realizar análisis *wavelet* de aquellas magnitudes invariantes ante transformaciones horizontales de coordenadas, como los flujos verticales de calor  $\overline{\theta w}$ , la velocidad de fricción  $u_* = (\overline{uw}^2 + \overline{vw}^2)^{1/4}$ , o la energía cinética  $KE = (1/2)(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$ ; esta última incluso sin realizar rotación alguna (se omite la referencia a la turbulencia en *KE* puesto que el análisis se puede extender hasta escalas no turbulentas).

L

<sup>6</sup> Se ha omitido el uso de variables con prima para referirse a las fluctuaciones turbulentas, reservado exclusivamente a los flujos determinados mediante la descomposición de Reynolds (EC).

## **CAPÍTULO IV**

# **CAMPAÑAS EXPERIMENTALES**

### **4.1 CIBA: el laboratorio atmosférico.**

La totalidad de los datos experimentales utilizados en esta tesis doctoral han sido obtenidos en campañas de campo realizadas en un mismo emplazamiento experimental, conocido como CIBA (41°49'N, 4°56'W, 840m), o Centro de Investigaciones de la Baja Atmósfera. Este es un centro co-gestionado por la Universidad de Valladolid y la Agencia Estatal de Meteorología (AEMET), situado sobre la meseta castellana, a unos 40km al noroeste de la ciudad de Valladolid, en la cuenca alta del río Duero. Esta cuenca es una extensa planicie con una altura media de unos 800m sobre el nivel del mar, casi totalmente rodeada por cordilleras montañosas con alturas típicas entre 2000 y 2500m sobre el nivel del mar (los Montes de León al noroeste, la Cordillera Cantábrica al norte, el extremo noroccidental del Sistema Ibérico al este, y el Sistema Central al sur), y con una abertura en dirección oeste a través de la cual el río Duero fluye hacia la costa Atlántica. Todos estos elementos geográficos se pueden apreciar en la Fig. 4.1. En el centro de esta cuenca, y a una distancia no inferior a 100km de las mencionadas cordilleras, se erige una altiplanicie muy extensa de unos 800km<sup>2</sup> que se eleva unos 40-60m sobre la cuenca del Duero, conocida como Montes Torozos (región enmarcada en rojo en la Fig. 4.1b), sobre la cual se sitúa el CIBA.

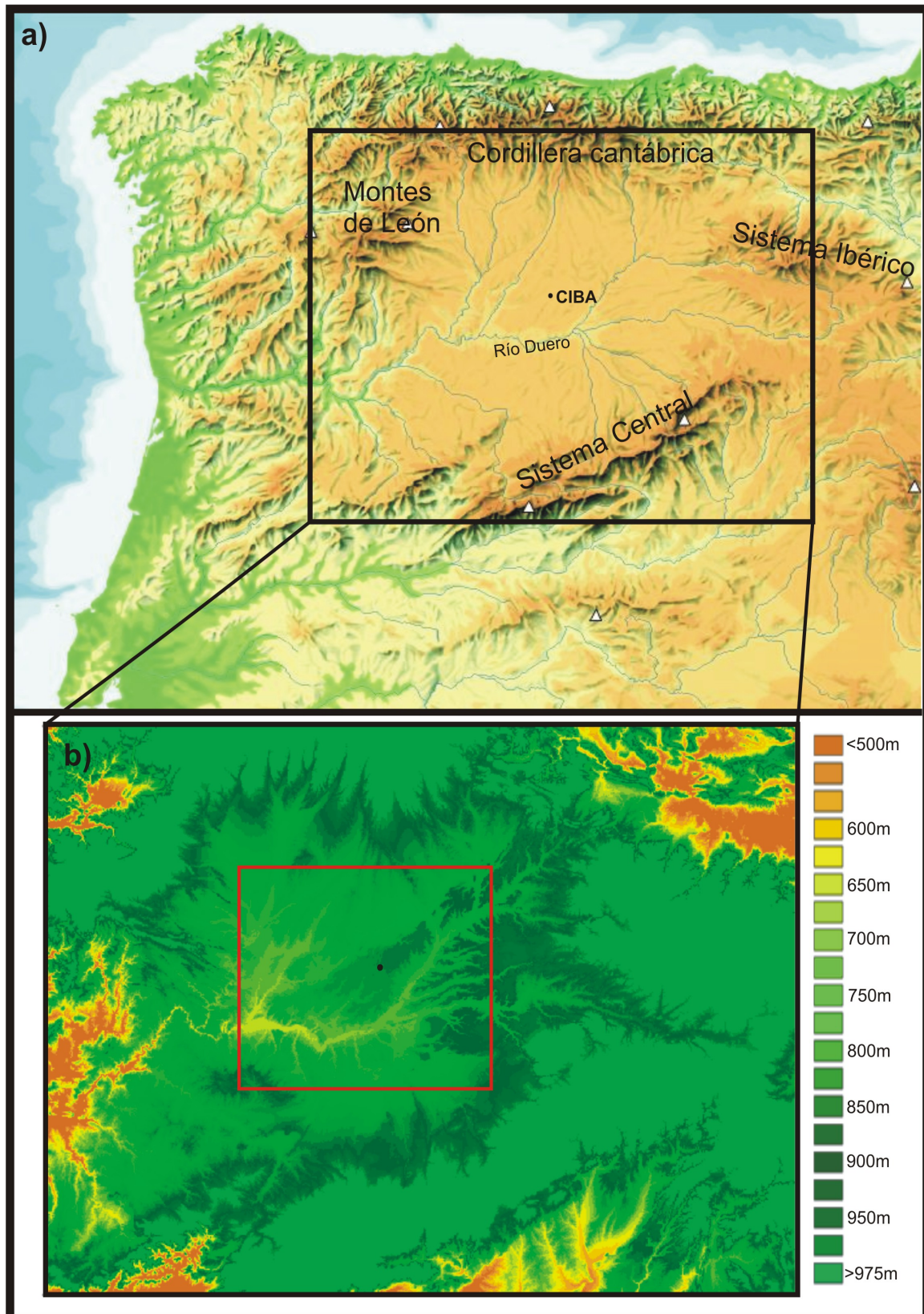


Figura 4.1: (a) Localización de la cuenca del Duero en la Península Ibérica y grandes accidentes orográficos que la rodean. (b) Localización de la altiplanicie de los Montes Torozos (tonos verde oscuro en el centro del recuadro rojo), altimetría de la orografía circundante y localización del CIBA (•).

La Figura 4.2a muestra un levantamiento topográfico de la región, obtenido mediante un modelo digital de elevación (DEM) de alta resolución. La mayor parte de su superficie, incluyendo los terrenos que rodean al CIBA, está dedicada a cultivos de cereales. La extrema homogeneidad de la altiplanicie la convierte en un emplazamiento ideal para estudios de capa límite atmosférica; no obstante, existen diversos factores locales y regionales a tener en cuenta a la hora de comprender las configuraciones de circulación atmosférica más habituales que se establecen en la altiplanicie:

#### a) Factores locales.

- Pendientes locales. A pesar de ser un terreno bastante regular, la totalidad de la altiplanicie se encuentra ligeramente inclinada, de modo que se distinguen dos pendientes fundamentales en el CIBA, esquematizadas en la Fig. 4.2b. La pendiente más importante tiene dirección NE-SW y acumula un desnivel de aproximadamente 30m en 50km ( $\Delta z/\Delta x=1/1700$ ), que se puede apreciar con claridad en la Fig. 4.2a. Además, en dirección NW-SE la altiplanicie se encuentra ligeramente “hundida” en su zona central, aunque el desnivel acumulado solo representa unos 5m entre el borde y el interior de la altiplanicie ( $\Delta z/\Delta x=1/6000$ ). Aunque ambas pendientes descritas son inferiores a  $1^\circ$ , pueden ser suficientes para generar flujos catabáticos y corrientes de drenaje si el grado de estabilidad es lo suficientemente intenso (Stull 1988; Maguire et al., 2006). Brost & Wyngaard (1978) y Mahrt (1981) mostraron que pendientes del orden de  $\Delta z/\Delta x=0.001-0.01$  son capaces de generar flujos de drenaje del orden de  $1-2 \text{ m s}^{-1}$ . La inclinación en regiones típicas de flujos catabáticos, como la llanura de Wangara (Australia) o las gran llanuras en USA está en torno a  $0.001-0.007$  (Stull, 1988).
- Canales de drenaje. En el borde suroeste de los Montes Torozos existen dos valles que conducen los cauces de dos pequeños ríos (el río Hornija y el Bajoz) hasta el nivel inferior fuera de la altiplanicie, desembocando finalmente en el Duero. En condiciones de estabilidad estos pequeños valles pueden actuar como canales de drenaje, estableciéndose corrientes de gravedad entre flujos de distinta densidad situados fuera y dentro de los Montes Torozos.

#### b) Factores regionales.

A una escala mayor, del orden de unos 100-200km, y en situaciones atmosféricas dominadas por altas presiones y escasos gradientes béricos, se suelen establecer una

serie de flujos de drenaje y circulaciones nocturnas de mesoescala a lo largo de toda la cuenca del Duero. Experimentalmente, hay pocos datos que permitan conocer los detalles de estas circulaciones (Martínez et al., 2010) y la manera en que interactúan entre ellas: en un ambiente establemente estratificado, los registros de viento de las estaciones meteorológicas automáticas, con sensores situados a 10m de altura sobre la superficie, generalmente contienen valores demasiado débiles y/o demasiado afectados por características topográficas de pequeña escala como para obtener un análisis de mesoescala lo suficientemente detallado. Sin embargo estas circulaciones han sido simuladas mediante los modelos MM5 y Meso-NH (Bravo et al., 2008; Martínez et al., 2010), para una noche con una situación sinóptica similar.

### **Terrenos e instalaciones del CIBA.**

En la Figura 4.3 se pueden observar los terrenos del CIBA y terrenos circundantes, mostrando la disposición de los edificios de servicio y dos de las instalaciones disponibles permanentemente en el centro y que han hecho posible la recogida de la mayor parte de los datos utilizados en esta tesis doctoral: la torre meteorológica de 100m y el perfilador de viento RASS-SODAR. Los terrenos del CIBA están cubiertos por hierba y arbustos distribuidos irregularmente y que pueden alcanzar alturas de hasta 80-100cm. Alrededor del CIBA predominan los campos de cereales, recolectados entre principios de verano y durante el otoño, por lo que las características de rugosidad del terreno no permanecen constantes (San José et al., 1985).

La torre meteorológica de 100m es la instalación más antigua de las que conforman el actual CIBA, y a su vez la más importante. Se trata de una estructura de hierro forjado y base triangular de 1.1m de lado, construida en el año 1980. Es la estructura más alta en España orientada a estudios atmosféricos. La instrumentación disponible, que consiste fundamentalmente en anemómetros sónicos y de cazoletas, veletas, termómetros de diversas características, higrómetros y sensores de presión, ha sido objeto de diversas revisiones a lo largo de la historia del CIBA, la más reciente en el año 2001 al ser concedida una subvención de fondos europeos para su modernización, por lo que se detallará de forma particularizada para cada una de las campañas experimentales que se describirán en las próximas secciones. Los vientos predominantes en el CIBA son de componente este, por lo cual la instrumentación siempre se dispone orientada hacia esta

dirección para evitar en la medida de lo posible que las medidas se vean afectadas por las distorsiones del flujo producidas por la presencia de la torre.

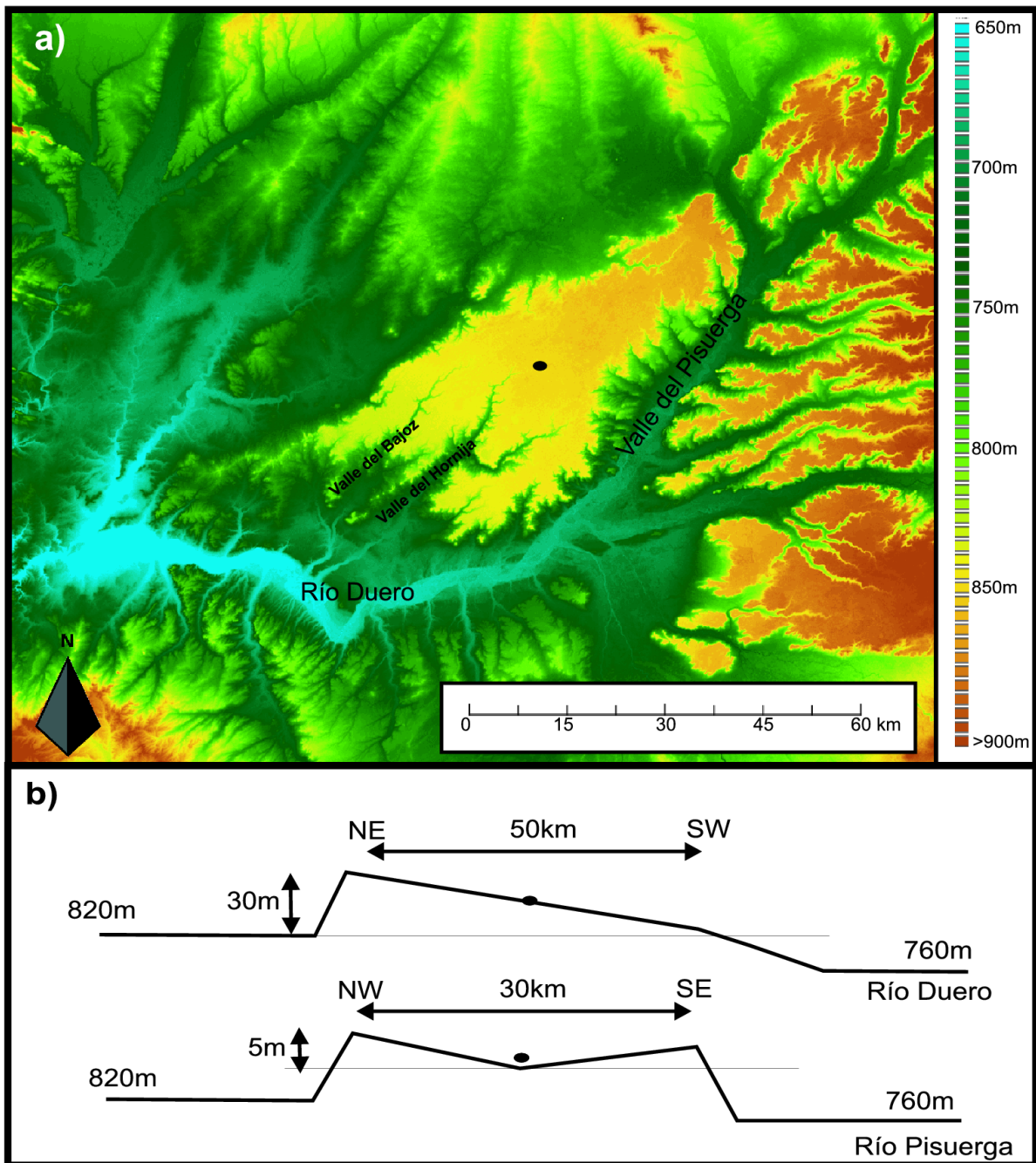


Figura 4.2: (a) Levantamiento topográfico de los Montes Torozos (región señalada en rojo en la Fig. 4.1b) obtenido mediante un modelo de digital de elevación del terreno (DEM), y localización exacta del CIBA sobre la altiplanicie (•). (b) Esquema representativo de las dos pendientes principales existentes en la altiplanicie de los Torozos (Cuxart et al., 2000b).

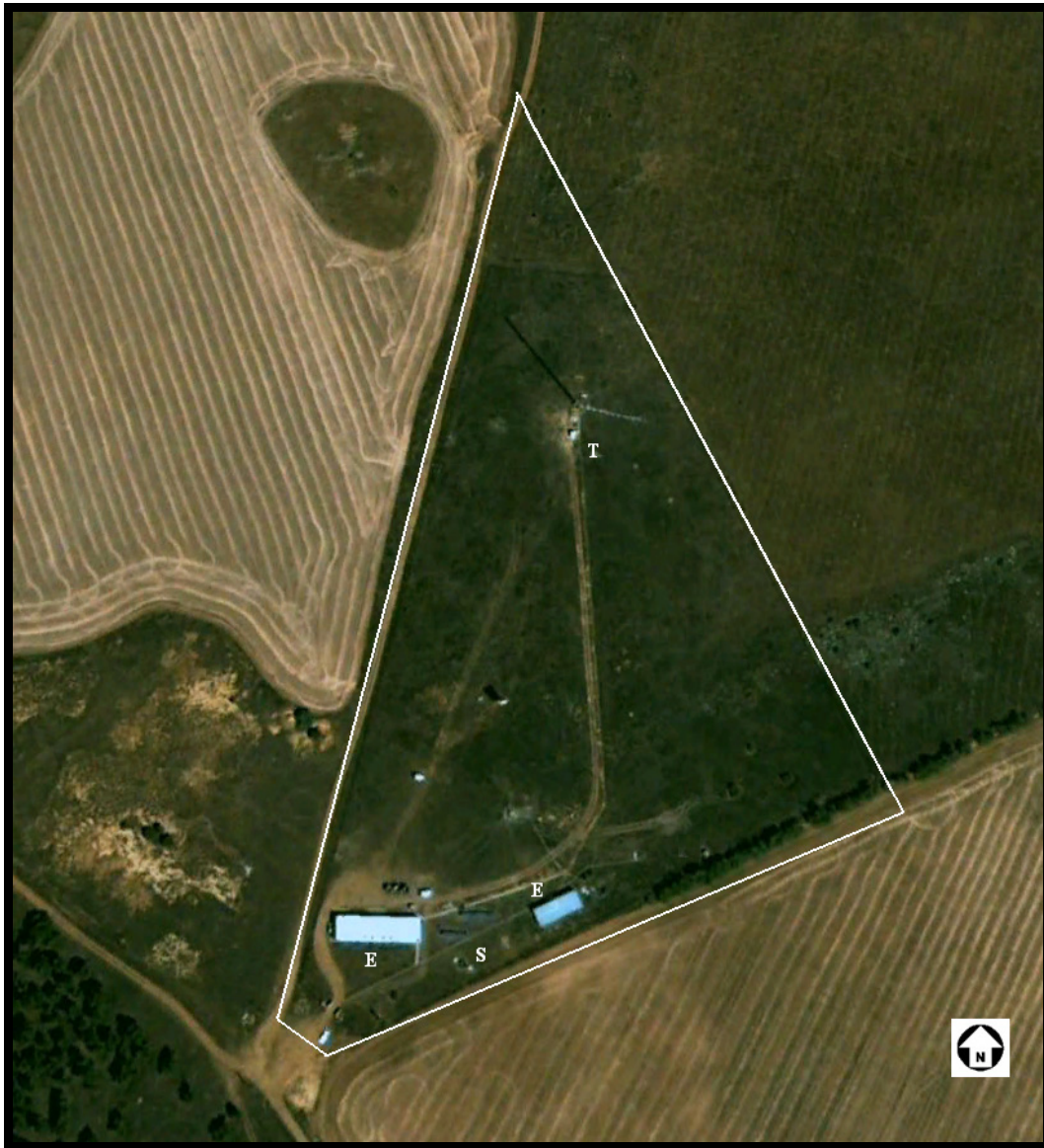


Figura 4.3: Los terrenos del CIBA y alrededores, incluyendo la localización de la torre meteorológica de 100m (T), el SODAR (S) y los edificios de servicio (E).

Por su parte, el perfilador de viento instalado actualmente en el CIBA es un RASS-SODAR modelo DSDPA.90-24 de la casa METEK GMBH. El conjunto está formado por tres antenas de emisión-recepción: una antena acústica y dos de radio. El sistema RASS (*Radio Acoustic Sounding System*) permite determinar el perfil vertical de la velocidad del sonido, del cual se deriva el perfil de temperatura virtual, puesto que esta última es función de la velocidad del sonido. La antena acústica emite una secuencia monocromática de pulsos hacia la atmósfera, cuya velocidad depende de la temperatura de las capas de aire que atraviesan. Esta velocidad se va monitorizando continuamente mediante la emisión de una señal de radio, que al ser parcialmente retrodispersada (*backscattering*) al variar el índice de refracción del aire como consecuencia de las

variaciones de presión inducidas por el pulso acústico, permite medir de forma indirecta el desplazamiento Doppler en la frecuencia del pulso acústico y determinar su velocidad. Por su parte, el SODAR (*SOund Detection And Ranging*) funciona de un modo similar, emitiendo una secuencia de pulsos acústicos que son parcialmente reflejados por la masa de aire en movimiento, cuya dirección y velocidad se determina midiendo la diferencia de frecuencia entre los pulsos emitidos y recibidos. El conjunto RASS-SODAR instalado en el CIBA es capaz de realizar mediciones de viento y temperatura virtual con una resolución de 20m en la vertical, llegando en las mejores condiciones hasta los 500 m de altura. La calidad de la señal viene determinada por las condiciones atmosféricas y se evalúa a partir de determinados parámetros de calidad y ratios de señal-ruido, que determinan los estratos en los que no se puede obtener las medidas con el suficiente nivel de confianza.

## **4.2 La campaña SABLES98.**

En el año 1998, y gracias a la financiación obtenida tras la concesión de diversos proyectos de investigación a las entidades participantes, se pudo llevar a cabo en las instalaciones del CIBA la campaña SABLES98 (*Stable Atmospheric Boundary Layer Experiment in Spain*), una de las primeras grandes campañas experimentales de investigación de la capa límite atmosférica en España (Cuxart et al., 2000b). En su planificación y realización participaron diversos investigadores y estudiantes de doctorado del extinto Instituto Nacional de Meteorología (actual AEMET), la Universidad de Barcelona, la Universidad Politécnica de Cataluña, la Universidad de Sheffield y el instituto danés *Risø National Laboratory*.

La torre meteorológica de 100m fue reinstrumentada para la ocasión, con instrumentos suministrados y calibrados por el *Risø National Laboratory*. Se instalaron quince termopares, tres anemómetros sónicos, un sensor de humedad de respuesta rápida, un sensor infrarrojo de temperatura superficial, un radiómetro y un barómetro. Además de estos también se contó con otros dispositivos de respuesta más lenta: 5 anemómetros de cazoletas, tres termómetros de resistencia de platino, tres veletas para conocer la dirección del viento, y dos sensores de humedad adicionales. La Tabla 4.1 muestra un resumen de la instrumentación de esta torre y sus características de operación.

<b>Instrumento</b>	<b>Altura (m)</b>	<b>Frecuencia de muestreo (Hz)</b>	<b>Umbral de sensibilidad</b>	<b>Precisión</b>
<b>Anemómetros sónicos</b>	5.8-13.5-32	20	15mm/s para u,v 4mm/s para w	±3%
<b>Veletas</b>	10-20-100	5	1m/s	±3%
<b>Anemómetros de cazoleta</b>	3-10-20-50-100	5	0.5m/s	± 0.2 m/s
<b>Termistores</b>	10	1		±0.1°C
<b>Termómetros de resistencia de platino</b>	10-20, 20-50	1		±0.1°C
<b>Termopares</b>	0.22-0.88-2- 3.55-5.55-8- 10.88-14.22-18- 22.22-26.88-32- 37.55-43.55-50	5		±0.03°C

Tabla 4.1: Instrumentación de SABLES98.

También se dispuso de un minisodar Sensitrón, y de un globo cautivo capaz de realizar sondeos hasta 1km de altura sobre la superficie, y tres anemómetros de cazoletas situados a poca altura en los vértices de un triángulo equilátero de unos 200m de lado alrededor de la Torre, con el objetivo de detectar posibles fenómenos ondulatorios propagándose a lo largo del CIBA. El umbral de sensibilidad de estos anemómetros resultó ser demasiado alto para las condiciones en las que suelen producirse estos fenómenos (vientos flojos junto a la superficie), por lo que finalmente sus medidas no se pudieron utilizar para detectar y caracterizar las ondas de gravedad.

La campaña SABLES98 se centró en mediciones nocturnas realizadas del 10 al 28 de septiembre de 1998. La duración aproximada de las noches en esta época del año es de unas 12 horas. La campaña se puede dividir claramente en tres periodos, en función de las condiciones sinópticas predominantes, y del análisis preliminar del grado de estabilidad local alcanzado durante las distintas noches de la campaña (Cuxart et al., 2000b):

- **Del 10 al 13 de septiembre.** Predominio de vientos intensos, cielo cubierto pero sin llegar a producirse precipitaciones. Situación ligada a un sistema de bajas presiones centrado al norte del Océano Atlántico. Este periodo fue propicio para obtener medidas de la capa límite en condiciones de estratificación cercana a la neutralidad.

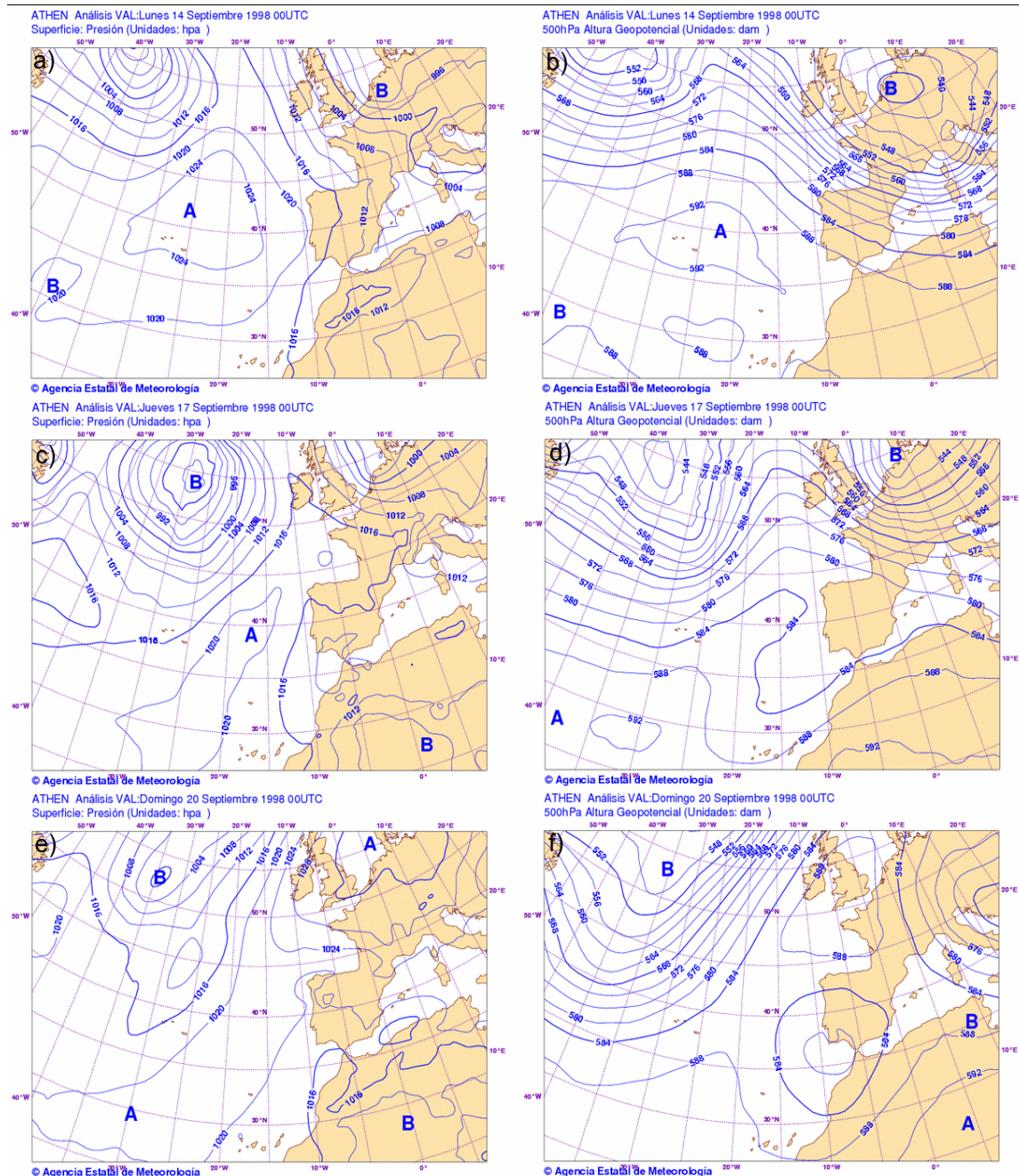


Figura 4.4: Análisis de la presión atmosférica al nivel del mar y del geopotencial en 500hPa según el modelo operativo HIRLAM a las 0000 UTC durante diversos días del periodo S de SABLES98.

- Del 14 al 21 de septiembre.** Este periodo de tiempo fue considerado el más propicio para el estudio de la CLE, y será el periodo más utilizado en los resultados que se presentan en esta tesis. Durante el mismo, al que nos referiremos en lo sucesivo como periodo S, el anticiclón de las Azores extendió hacia España su área de influencia, especialmente a lo largo de la mitad norte de la península, marcada por una cuña anticiclónica durante casi todo el periodo (Figs. 4.4a,c&e). La situación en altura, tras desplazarse hacia el este la vaguada (Fig. 4.4b) responsable

de la inestabilidad y vientos más intensos durante los días previos, estuvo marcada por un flujo preferentemente zonal (Fig. 4.4d) que produjo escaso forzamiento, hasta la formación de una depresión en altura al final del periodo, afectando sobre todo al sur de la península. La situación descrita produjo vientos suaves del nordeste y cielos predominantemente despejados, asociados a una inversión de subsidencia en torno a los 2000 metros de altitud. En este periodo las características predominantes de la CLA en el CIBA fueron la presencia de estratificación estable, una importante cizalla del viento sobre todo en los días centrales del periodo, y la frecuente formación de inversiones superficiales en los momentos de estabilidad más acusada.

- **Del 22 al 28 de septiembre.** En este periodo un sistema de bajas presiones ejerció su influencia sobre la península, produciendo vientos predominantes del oeste. La cobertura nubosa fue variable, y hubo algunas precipitaciones en los últimos días del periodo. El grado de estabilidad osciló entre moderadamente estable a neutral.

### **4.3 La campaña SABLES2006.**

En el año 2006, con la experiencia acumulada en la anterior campaña y los trabajos posteriormente desarrollados, el grupo de Micrometeorología y Variabilidad Climática de la Universidad Complutense de Madrid, organizó y llevó a cabo una nueva campaña, con el objetivo de recopilar un nuevo conjunto de datos micrometeorológicos en condiciones estables. En esta ocasión las mediciones tuvieron lugar a finales del mes de junio y primeros días de julio, coincidiendo con el inicio de la estación estival, por lo que se pudo caracterizar la capa límite en el CIBA durante la época del año en la que las noches son más cortas y la insolación puede llegar a ser más prolongada. La campaña fue diseñada para solventar algunas de las deficiencias detectadas en el análisis de resultados de SABLES98, particularmente en lo referente al estudio y caracterización de la formación y propagación de estructuras coherentes (ondas de gravedad, inestabilidades de Kelvin-Helmholtz, etc.). Como se mencionó en el apartado 4.2, el *array* de anemómetros de cazoletas desplegado en superficie durante aquella campaña resultó no ser lo suficiente sensible para detectar y caracterizar este tipo de fenómenos. Para corregir este problema se sustituyeron los 3 anemómetros de cazoletas por 3 microbarómetros PAROSCIENTIFIC adquiridos específicamente para SABLES2006. Como se explicó en la sección 2.4.2, estos instrumentos son capaces de registrar variaciones de presión del orden de las centésimas de hPa, que es una resolución adecuada para el rango típico de amplitudes de las fluctuaciones de presión producidas

por las ondas de gravedad más frecuentes en la capa límite estable (0.01-0.1 hPa, Nappo, 2002). El estudio de las fluctuaciones de presión se ha convertido en uno de los métodos más frecuentes para la detección y caracterización de las ondas de gravedad (Nappo, 2002), y existen múltiples campañas experimentales en las que se han utilizado las fluctuaciones de presión medidas simultáneamente por instrumentos desplegados en *arrays* de superficie para detectar ondas de gravedad y determinar sus parámetros fundamentales (Cheung & Little, 1990; Grivet-Talocia et al., 1999; Rees et al., 2000). Al ser la presión atmosférica una variable que integra los efectos sobre toda la columna atmosférica, la elección de estos instrumentos frente a otros (como por ejemplo los anemómetros sónicos, que usualmente tienen un umbral de sensibilidad mucho más bajo que los de cazoletas), permite detectar y estudiar no sólo los fenómenos ondulatorios producidos cerca de la superficie, sino también aquéllos que se producen a muchos metros del suelo, y que a menudo no afectan a otras variables atmosféricas intensivas como la velocidad o la temperatura.

#### **Instalación y configuración de los microbarómetros.**

Los microbarómetros (en adelante microbarómetros *A*, *B* y *C*) quedaron instalados alrededor de la torre, a 1.5m sobre la superficie, en los vértices de un triángulo no regular, de unos 200m de lado (Fig. 4.5a). Las coordenadas geográficas de los tres vértices, necesarias para poder aplicar las técnicas de caracterización de ondas descritas en la sección 3.3, se obtuvieron mediante un sistema profesional de posicionamiento GPS de alta precisión (Tabla 4.2). También se dispuso de 3 microbarómetros adicionales, propiedad de AEMET, que se instalaron en la torre a 20, 50 y 100 metros de altura. Estos instrumentos ya habían sido utilizados durante la campaña CASES99 (Poulos et al., 2002). En la sección 2.4.2.2 de esta tesis doctoral ya se describió con mayor detenimiento los detalles sobre el funcionamiento interno de estos aparatos.

<b><u>Microbarómetro</u></b>	<b><u>Longitud (<math>\lambda</math>)</u></b>	<b><u>Latitud (<math>\phi</math>)</u></b>	<b><u>X (m)</u></b>	<b><u>Y (m)</u></b>
<b>A</b>	4°55'59.64590''	41°48'49.85476''	0	0
<b>B</b>	4°55'51.37523''	41°48'50.93846''	191.6	29.1
<b>C</b>	4°55'57.05412''	41°48'56.86631''	64.7	214.9

Tabla 4.2: Localización geográfica de los microbarómetros, en longitud-latitud ( $\lambda, \phi$ ) y según el eje cartesiano de la Fig. 4.5a ( $X, Y$ ).

En la campaña SABLES2006 se modificaron los parámetros de integración para asegurar una frecuencia de muestreo aproximada de 2Hz. Esta configuración permite

obtener una buena resolución temporal y a su vez registrar fluctuaciones de presión del orden de  $0.002\text{hPa}$ , suficiente para registrar correctamente cualquier tipo de onda de gravedad y gran parte de las fluctuaciones de presión turbulentas, aunque parte del espectro turbulento se pierde al quedar por encima de la frecuencia de muestreo (la frecuencia de Nyquist es de  $1\text{Hz}$ ). Los seis microbarómetros utilizados en la campaña se encontraban conectados a una computadora industrial ubicada cerca de la torre, a través de una tarjeta multiplexora con seis puertos de serie RS485. Las series de presión se almacenaron en archivos independientes mediante un software de adquisición de datos, incorporando a cada medición la hora GMT (UTC) del reloj interno de la computadora. La sincronización temporal de las medidas resulta imprescindible para poder evaluar correctamente los desfases entre los distintos fenómenos coherentes registrados en distintos microbarómetros, aplicando las metodologías descritas en la sección 3.3.

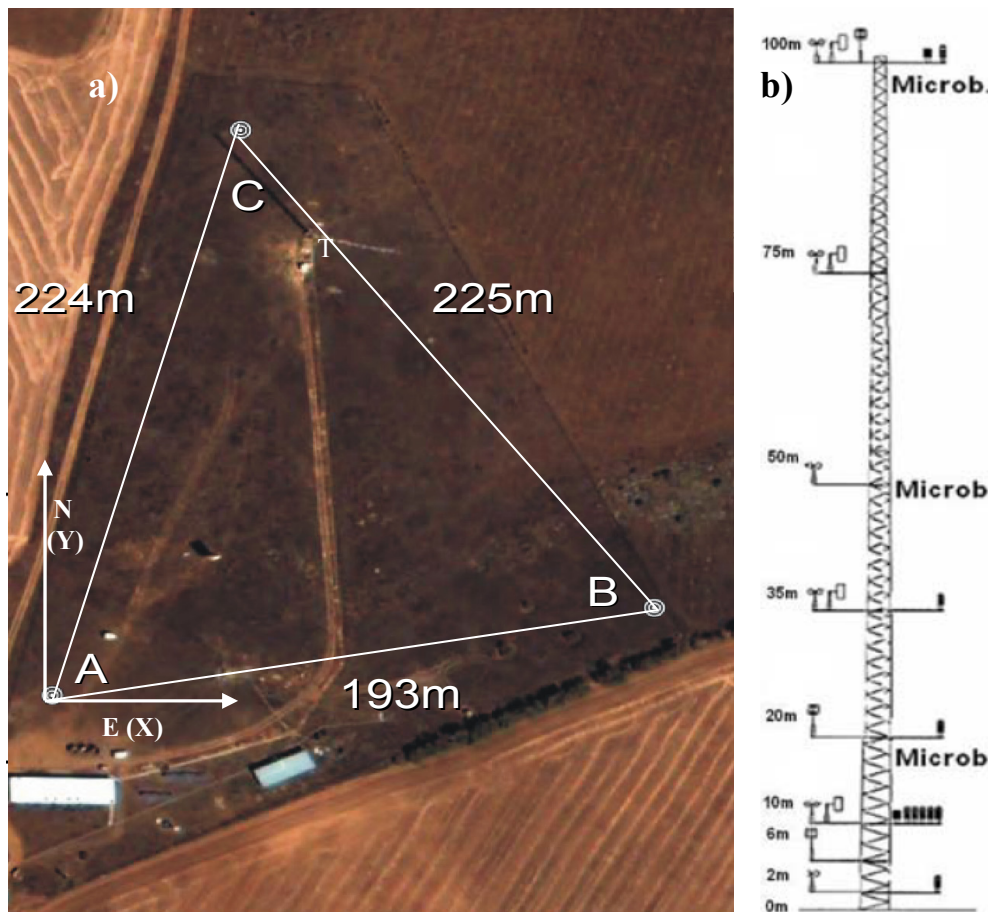


Figura 4.5: (a) El triángulo de microbarómetros desplegado en SABLES2006, mostrando la posición de la torre (T) y el sistema de coordenadas empleado. (b) Esquema de la torre de 100m tras su reinstrumentación.

**Base de datos.**

El resto de instrumentación empleada durante la campaña es similar a la utilizada en SABLES98, incluyendo el perfilador de viento RASS-SODAR y los sondeos periódicos con globo cautivo. Sin embargo la instrumentación y el sistema de adquisición de datos de la torre fueron renovados en el año 2001 mediante un proyecto financiado con fondos europeos FEDER, por lo que el tipo, número y disposición de los distintos instrumentos (ver Fig. 4.5b y Tabla 4.3) varía sustancialmente respecto a la anterior campaña (más detalles en Conangla, 2005; Conangla et al., 2008). En la Fig. 4.6 se pueden observar diversos detalles del despliegue instrumental en SABLES2006.

<b>Instrumento</b>	<b>Altura en torre o posición en superficie (m)</b>	<b>Frecuencia de muestreo (Hz)</b>	<b>Periodo disponible</b>
<b>Anemómetros sónicos torre (permanentes)</b>	19.6-96.6	20	Del 9/06 al 6/07 y del 11/07-1200GMT al 14/07-1800GMT
<b>Anemómetro sónico GILL</b>	3	21	Del 21/06 al 29/06 y del 1/07 al 6/07
<b>Anemómetro sónico USA-1</b>	2m en vértice C	20 (10 Hz hasta el 21/06)	Del 10/06 al 14/07-1700GMT
<b>Veletas</b>	9.6-34.6-74.6-98.6	5	Del 9/06 al 6/07 y del 11/07-1200GMT al 14/07-1800GMT
<b>Anemómetros de cazoletas</b>	2.3-6*-9.6-12*-34.6-51*-74.6-98.6	5	Del 9/06 al 6/07 y del 11/07-1200GMT al 14/07-1800GMT
<b>Termómetros de resistencia de platino</b>	2.3-10.5-20.5-35.5-97.5	1	Del 9/06 al 6-07 y del 11/07-1200GMT al 14/07-1800GMT
<b>Microbarómetros torre</b>	20-50-100	2	Del 9/6-1500GMT al 14/07-1800GMT y del 26/07-1200GMT hasta diciembre de 2006
<b>Microbarómetros (array)</b>	1.5	2	Del 9/6-1500GMT al 14/07-1800GMT
<b>Higrómetros</b>	10 - 97	1	Del 9/06 al 6-07 y del 11/07-1200GMT al 14/07-1800GMT
<b>RASS-SODAR</b>	Superficie	Según nivel de calidad y postproceso	Del 19/06-0000GMT al 13/07-0000GMT.

Tabla 4.3: Detalles del conjunto de datos experimentales recopilados en SABLES2006. Los niveles señalados con \* se corresponden a la instrumentación antigua de la torre.

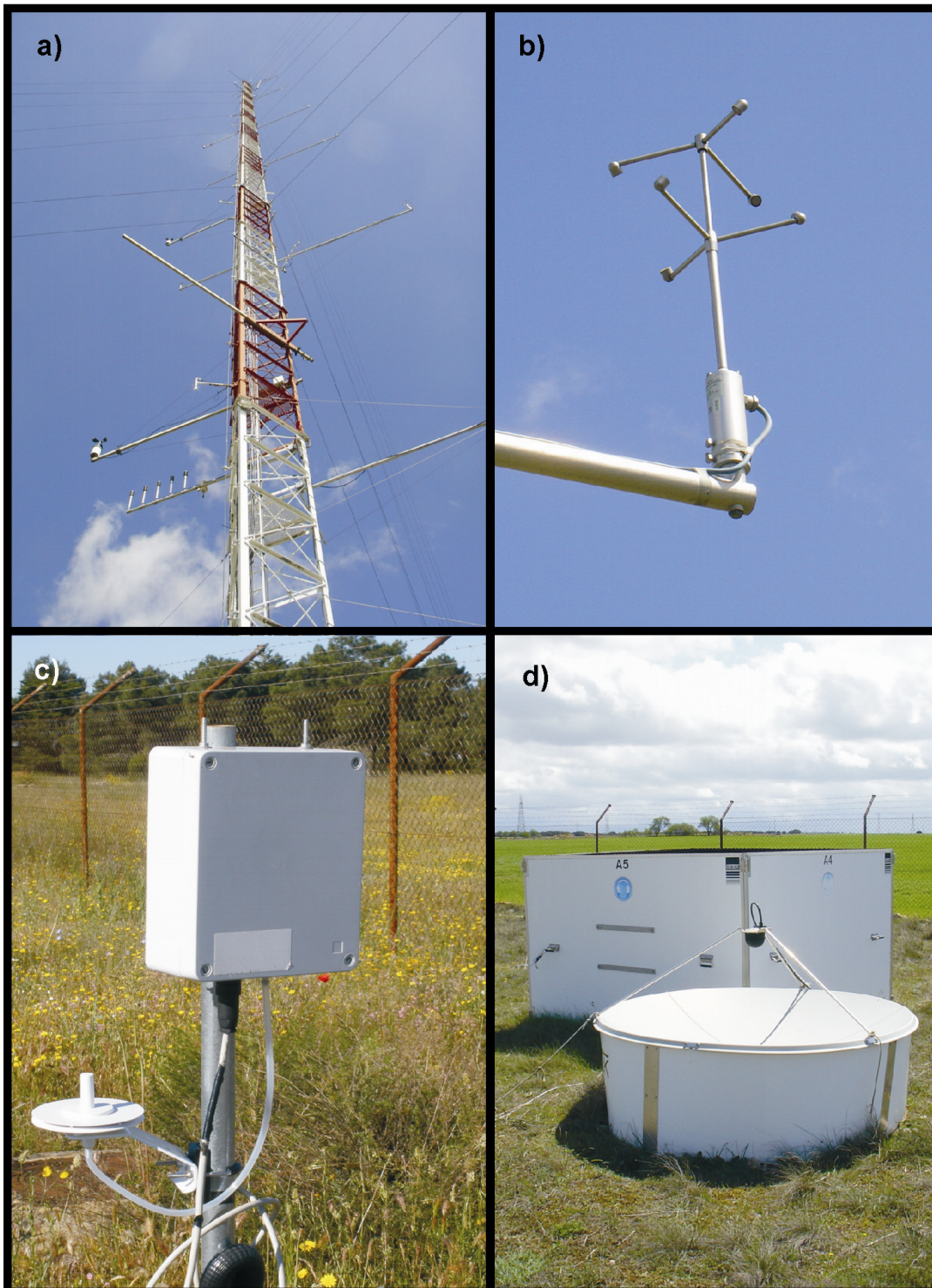


Figura 4.6: Detalle del despliegue instrumental en SABLES2006: (a) Torre meteorológica, (b) anemómetro sónico, (c) microbarómetro de superficie y su puerto estático, y (d) vista parcial del conjunto RASS-SODAR.

Las mediciones comenzaron el 9 de junio y se prolongaron hasta el 14 de julio, si bien no todos los instrumentos estuvieron disponibles durante todo el periodo. El conjunto de datos recabados durante la campaña constituye una base de datos que comprende más

de 2Gb de archivos. En la Tabla 4.3 se detalla la instrumentación disponible en la torre de 100m y en superficie, la instrumentación especialmente desplegada para la campaña, y los periodos de medida disponibles en la base de datos de la campaña. Los niveles señalados con \* son aquéllos que pertenecen a la instrumentación antigua de la torre (previa a la reinstrumentación en el año 2001), que quedó instalada en el extremo oeste de la torre como instrumentación de soporte. El mantenimiento de estos instrumentos ha sido menor que el de los nuevos, sin embargo se pudo determinar mediante un control de calidad la aceptable precisión de los anemómetros, que serán utilizados en algunos resultados presentados en esta tesis para poder obtener perfiles verticales de viento de mayor precisión y resolución. A lo indicado en esta tabla, hay que añadir los más de 70 sondeos con globo cautivo realizados cada hora entre las 1900GMT y las 0600GMT (cuando las condiciones así lo permitieron), durante las noches del 20 al 30 de junio. Este periodo central constituye el **periodo de observación intensiva** de la campaña. Durante el mismo, como en el periodo S de la anterior campaña, la situación atmosférica en superficie estuvo marcada por un escaso forzamiento a escala sinóptica, de nuevo con el anticiclón de las Azores introduciendo su cuña anticiclónica hacia el cantábrico (Figs. 4.7a&c), y retirándose al final del periodo (Fig. 4.7e). Por el contrario, en niveles altos no existió una dorsal en altura que aportara estabilidad, y durante parte del periodo la península se vio influenciada por diversas vaguadas no muy profundas (Figs. 4.7b,d&e) asociadas depresiones localizadas cerca de las Islas Británicas. Esta situación facilitó los movimientos verticales convectivos en la península, donde la actividad tormentosa no fue infrecuente, dado que en esa época del año el calentamiento diurno en capas bajas es muy intenso. Durante las noches del 19 y el 24 de junio se produjeron varias tormentas en las inmediaciones del CIBA.

Durante el periodo de observación intensiva, todo el equipo de investigadores estuvimos presentes verificando el correcto funcionamiento de los instrumentos y realizando los ajustes oportunos, para asegurar que la disponibilidad de datos durante este periodo fuera la máxima posible. Asimismo, se estableció un sistema de turnos rotatorios para realizar los mencionados sondeos, con la inestimable ayuda del equipo de colaboradores formado por diversos miembros de los servicios centrales de AEMET, del grupo de Micrometeorología y Variabilidad Climática de la UCM y de la facultad de Ciencias del Medio Ambiente de la Universidad de Castilla-La Mancha. Los sondeos alcanzaron alturas típicas entre 500 y 900m en función de las condiciones meteorológicas (por

seguridad, se llevaban a cabo únicamente si la velocidad del viento a 100m indicada por la torre era inferior a los  $7-8 \text{ m s}^{-1}$ , y se abortaban cuando la velocidad registrada por la sonda superaba los  $9-10 \text{ m s}^{-1}$ ).

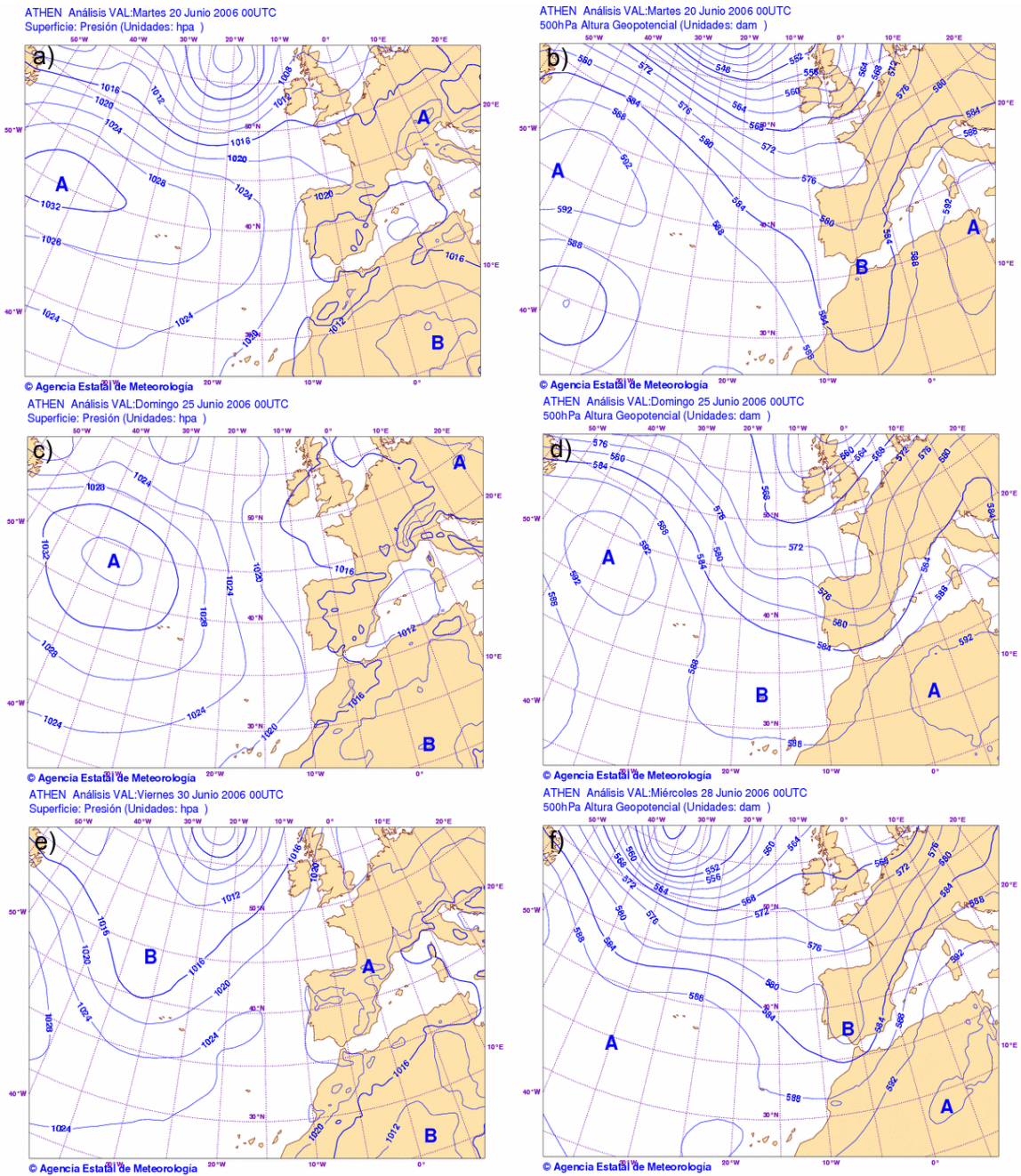


Figura 4.7: Análisis de la presión atmosférica al nivel del mar y del geopotencial en 500hPa según el modelo operativo HIRLAM a las 0000 UTC durante diversos días del periodo de observación intensiva de la campaña SABLES2006.

## CAPÍTULO V

# ANÁLISIS DEL PERIODO ESTABLE DE SABLES98<sup>4</sup>

### 5.1 Introducción.

En este capítulo se presentan algunos resultados obtenidos durante la primera parte del doctorado, previa a la realización de la campaña SABLES2006 y a la explotación del nuevo conjunto de datos obtenidos. Los trabajos realizados durante esa etapa investigadora se enmarcan en un contexto, en cierto modo, más tradicional dentro de la investigación experimental de la capa límite atmosférica, previo al aprendizaje de técnicas de estudio más potentes como las presentadas en el capítulo III, y a su desarrollo y perfeccionamiento dentro del grupo de investigación, para su adaptación a las necesidades concretas de nuestros proyectos.

Todos los resultados presentados en las próximas secciones se basan en el cálculo de diversos parámetros turbulentos y de estabilidad mediante la aplicación del método EC basado en ventanas de promediado de 5 minutos, y bajo un esquema tradicional de triple

---

<sup>4</sup> Gran parte de los resultados presentados en este capítulo están basados en el artículo: Yagüe, C., Viana, S., Maqueda, S. and Redondo, J. M. (2006): Influence of stability on the flux-profile relationships for wind speed,  $\phi_m$ , and temperature,  $\phi_h$ , for the stable atmospheric boundary layer. *Nonlinear Processes in Geophysics*, **13**, 185-203.

rotación del eje de coordenadas (ver sección 2.4.1). Será por tanto necesario considerar todos los aspectos discutidos en los capítulos II y III relativos a este tipo de procesado de los datos, especialmente en lo referente a la potencial inclusión de movimientos distintos a los turbulentos en la estimación de los flujos. A pesar de que las metodologías más modernas han demostrado su supremacía frente a estas herramientas más tradicionales, en micrometeorología estas últimas siguen siendo ampliamente utilizadas, fundamentalmente por su mayor simplicidad, facilidad de cálculo y menores requerimientos computacionales. Por lo tanto su uso no debe restar validez a los resultados obtenidos mediante las mismas, siempre que se tengan en cuenta sus limitaciones a la hora de interpretar los resultados, cosa que es poco habitual, incluso en la bibliografía más reciente.

En primer lugar, se analizará brevemente la evolución de la CLA durante los diversos días del periodo S de SABLES98 (ver sección 4.2). Seguidamente se estudiará la relación entre los distintos parámetros turbulentos y de estabilidad, para conocer el grado de variabilidad de los mismos durante la campaña, y determinar qué relaciones son más importantes. Estas dos secciones sirven de introducción para la tercera y última, en la que se evalúan las funciones de semejanza de momento y de calor,  $\phi_m$  y  $\phi_h$ .

## **5.2 Evolución de las condiciones micrometeorológicas durante el periodo S.**

En esta sección se profundizará en las condiciones atmosféricas y la evolución de la estabilidad registradas durante el periodo para el que se van a evaluar las funciones de semejanza (ecs. 2.23 y 2.24). Las Figuras 5.1 y 5.2 muestran la evolución de la velocidad y dirección del viento, así como la evolución de  $Ri_g$  y  $TKE$  (recuérdese que la definición de estos y otros parámetros se encuentra en el APÉNDICE A), en distintos niveles de la torre. Únicamente se muestran los periodos nocturnos entre las 1800 UTC y las 0600 UTC. A pesar de que las condiciones sinópticas fueron similares durante todo el periodo S, la CLE muestra distintas características de noche a noche, poniendo de relieve la importancia de los efectos locales en el CIBA en condiciones estables. Durante casi todo el periodo,  $Ri_g$  se mantiene positivo en los tres niveles, y a menudo con valores supercríticos ( $Ri_g > 0.25$ ). Durante algunos intervalos de tiempo  $Ri_g$  puede tomar valores muy pequeños, especialmente en  $z=32\text{m}$ , donde incluso llegan a obtenerse valores negativos. Estos periodos están probablemente asociados a turbulencia elevada,

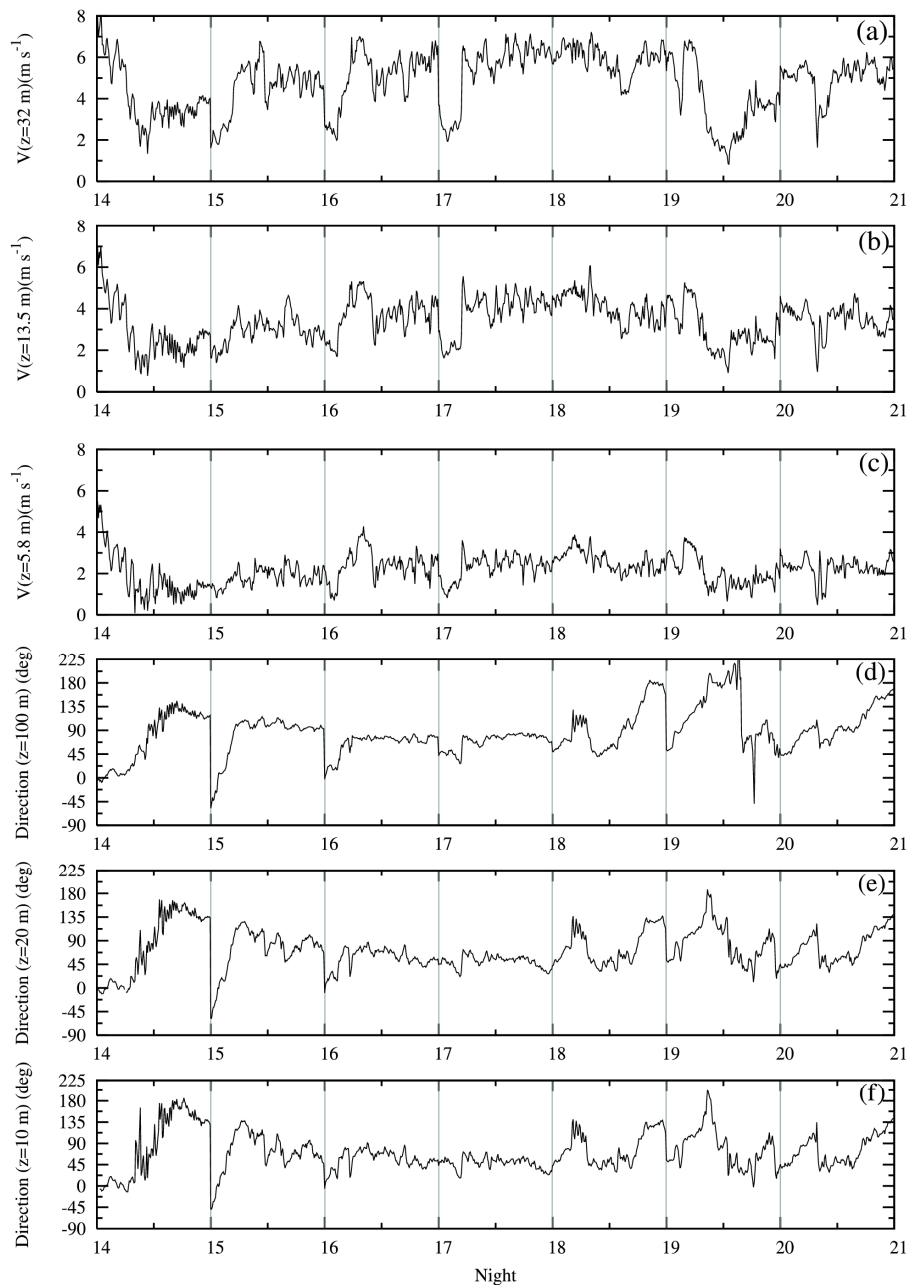


Figura 5.1: Evolución de la velocidad del viento en (a)  $z=32\text{m}$ , (b)  $z=13.5\text{m}$  y (c)  $z=5.8\text{m}$ , y de la dirección del viento en (d)  $z=100\text{m}$ , (e)  $z=20\text{m}$  y (f)  $z=10\text{m}$  durante las noches del periodo S. Las líneas verticales separan noches individuales (de 1800 a 0600 UTC).

desacoplada de los niveles inferiores donde persiste la estabilidad. También destaca el frecuente carácter intermitente de la turbulencia reflejado en la evolución de  $TKE$  en los distintos niveles, con frecuentes *bursts* o estallidos de turbulencia. Esta intermitencia puede aparecer asociada al mencionado desacople de los niveles superiores (e.g.: noche del 14 al 15 en torno a las 0000 UTC, Figs. 5.2a&d), o afectando a un estrato atmosférico más extenso (e.g.: noches del 16 o 18). La velocidad del viento en  $z=5.8\text{m}$  es inferior a  $3\text{m s}^{-1}$  durante la mayoría de las noches en este periodo, y controla muy

bien el grado de estabilidad, de modo que  $Ri_g$  es inferior a su valor crítico cuando está por encima de  $2 \text{ m s}^{-1}$ , tomando valores supercríticos cuando el viento es inferior. La intensidad de la mezcla turbulenta (e.g.:  $TKE$  en Fig. 5.2f) está por tanto muy influenciada por el viento cercano a la superficie.

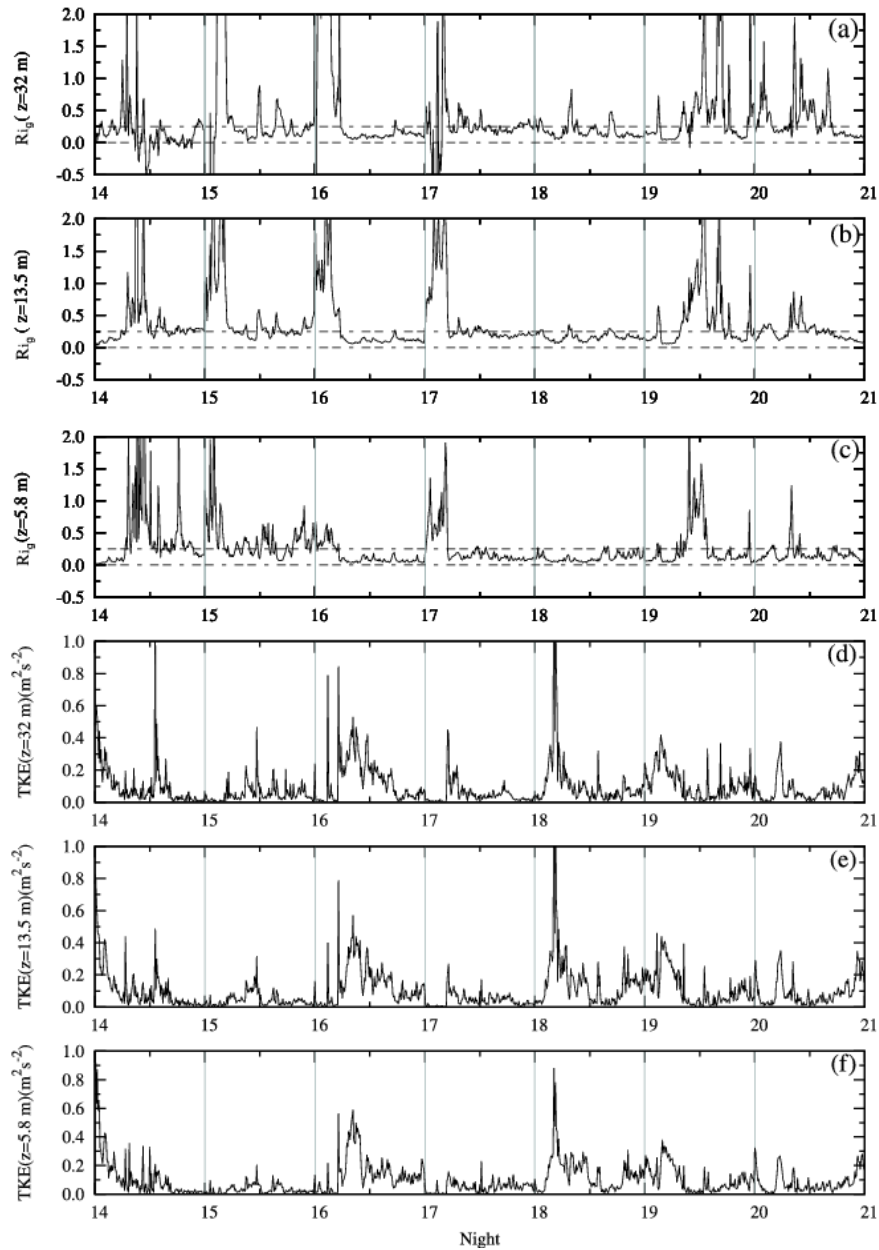


Figura 5.2: Evolución de  $Ri_g$  en (a)  $z=32\text{m}$ , (b)  $z=13.5\text{m}$  y (c)  $z=5.8\text{m}$ , y de  $TKE$  en (d)  $z=32\text{m}$ , (e)  $z=13.5\text{m}$  y (f)  $z=5.8\text{m}$  durante el periodo S.

Durante la mayoría de las noches de este periodo (14, 15, 16, 18, 19 y 20 de septiembre), la dirección del viento gira de N o NE hacia E o SE durante las primeras horas de la noche (Figs. 5.1d-f). Las noches del 14, 15 y 16,  $Ri_g$  registra valores supercríticos durante estos periodos, especialmente en  $z=13.5\text{m}$ . Giros similares se han

observado frecuentemente en el emplazamiento, y pueden atribuirse al mencionado dominio de las circulaciones locales en situaciones de estabilidad moderada a fuerte. Debido a la configuración geográfica de los Montes Torozos descrita en la sección 4.1 (pendientes locales, valles cercanos), los flujos de drenaje y corrientes catabáticas son muy frecuentes. Generalmente llevan a circulaciones nocturnas del NE en el CIBA (dirección de la pendiente predominante). En el caso que nos ocupa, la dirección que toma el viento es más del E e incluso del SE, que no coincide con la de la pendiente principal, lo que puede ser un indicio de la confluencia de factores adicionales en el ámbito de la mesoescala o sub-mesoescala. Por ejemplo, pequeñas diferencias en las características de los distintos terrenos pueden producir tasas de enfriamiento diferente, forzando circulaciones locales de pequeña escala. La mayor parte de los terrenos en los Montes Torozos se explotan para cultivos de cereales, que se recolectan durante el verano o principios del otoño, por lo cual estos forzamientos pueden variar bajo situaciones sinópticas semejantes en las distintas épocas del año.

### **5.3 Relación entre parámetros turbulentos y de estabilidad.**

En esta sección, investigaremos el diferente comportamiento de los parámetros turbulentos calculados en función del grado de estabilidad. Los resultados se mostrarán casi siempre mediante gráficas de doble eje logarítmico, debido al amplio rango de valores que toman estos parámetros dentro de la CLE. Por otra parte, debido a que en ocasiones la dispersión existente en los resultados puede ser alta por la acción de diversos factores, como errores en la estimación de los gradientes de velocidad y temperatura, intermitencia de la turbulencia, ruptura de ondas, etc. (Howell & Sun, 1999; Sun et al., 2004), es aconsejable el uso de valores medios y barras de error en las representaciones. Para ello, en los gráficos mostrados en esta sección se han agrupado los resultados según distintos intervalos de la variable presentada en el eje de abscisas. Debido al uso de los ejes logarítmicos, es necesario utilizar la media y la desviación estándar geométricas en lugar de las aritméticas para representar los resultados del agrupamiento y la amplitud de las barras de error. Por otra parte, diversos estudios (e.g. Howell & Sun, 1999) han mostrado que la dispersión obtenida en el cálculo de este tipo de parámetros tiende a aumentar con la altura, por lo que únicamente se mostrarán los resultados obtenidos para el anemómetro sónico inferior ( $z=5.8\text{m}$ ). Los intervalos usados para los promedios y el número de puntos dentro de cada intervalo (entre paréntesis) para las distintas variables son los siguientes:

- $Ri_g$ : <0.05 (58), 0.05-0.075 (151), 0.075-0.1 (129), 0.1-0.15 (180), 0.15-0.20 (106), 0.20-0.25 (57), 0.25-0.5 (121), 0.5-0.75 (33), 0.75-10 (39).
- $u_*$  (en  $\text{m s}^{-1}$ ): 0.01-0.025 (55), 0.025-0.05 (152), 0.05-0.075 (137), 0.075-0.1 (130), 0.1-0.15 (184), 0.15-0.2 (118), 0.2-0.3 (77), 0.3-0.6 (21).

Más del 60% de los intervalos de 5 minutos del periodo S presentan un valor de  $Ri_g > 0.1$  (siendo el 22% del total valores supercríticos con  $Ri_g > 0.25$ ), lo que da una idea de las condiciones de estabilidad moderada y fuerte predominantes durante el periodo S de la campaña.

### 5.3.1 Influencia de la velocidad de fricción $u_*$ sobre otros parámetros turbulentos.

La Figura 5.3 muestra la influencia de  $u_*$  sobre los coeficientes de intercambio turbulento ( $K_m$  &  $K_h$ ),  $TKE$  y la velocidad del viento en  $z = 5.8\text{m}$ . Tanto  $K_m$  como  $K_h$  están bien controlados por  $u_*$  (especialmente para valores grandes de  $u_*$ , donde la dispersión es pequeña y por tanto las barras de error son más cortas), mostrando una dependencia casi lineal en esta representación logarítmica. Cuando la estabilidad es muy fuerte, la cizalla del viento disminuye (y por tanto  $u_*$ ), reduciéndose el transporte turbulento de momento y calor, con valores cercanos a los de la difusión molecular ( $10^{-4} \text{m}^2\text{s}^{-1}$ ). Valores tan bajos de  $K_m$  y  $K_h$  son más frecuentes en la capa límite de altas latitudes (Yagüe et al., 2001), donde las condiciones de estabilidad pueden llegar a ser más extremas. La dispersión de estas figuras es mayor para valores pequeños de  $u_*$ , lo que indica que en situaciones de fuerte estabilidad los forzamientos superficiales no son los únicos parámetros implicados, pudiendo producirse también turbulencia, a menudo desacoplada de la superficie, a través de otros procesos, como los asociados a la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, o la ruptura de OGI. Asimismo, la energía cinética turbulenta está igualmente bien controlada por  $u_*$ , que muestra un comportamiento análogo a  $K_m$  y  $K_h$  (Fig. 5.3c). Nótese que la buena correlación entre  $K_m$  y  $u_*$  en la Fig. 5.3a puede estar en parte inducida por la *self-correlation* mencionada en el capítulo II (siendo  $\overline{u'w'}$  la variable compartida). Durante los últimos años diversos autores han venido alertando sobre la importancia de este fenómeno, que puede llevar a encubrir las verdaderas dependencias físicas entre distintos parámetros de interés en la CLA, incluso produciendo falsas correlaciones contrarias a las de naturaleza física, con el consiguiente riesgo de dar lugar a parametrizaciones erróneas. No parece ser este el caso, dado que  $K_h$  y  $TKE$  (que no tienen variables compartidas con  $u_*$ ) también muestran correlaciones muy buenas con  $u_*$  (Figs. 5.3b&c), lo que indica que la

correlación física entre  $u_*$  y estas variables turbulentas es muy intensa. Por lo tanto, no es de esperar que la contribución de la correlación artificial en la Fig. 5.3a sea de gran relevancia. En la siguiente sección se analizará un caso en el que la *self-correlation* puede jugar un papel determinante en la relación existente entre el número de Prandtl y  $Ri_g$ .

En la Tabla 5.1 se muestran los resultados del ajuste por mínimos cuadrados de  $K_m$ ,  $K_h$  y  $TKE$  frente a  $u_*$  según una función potencial  $y = \eta u_*^\chi$  (las curvas correspondientes al ajuste se muestran como rectas sobre la Fig. 5.3). En los tres casos se obtiene un exponente  $\chi$  superior a 1, de modo que pequeñas variaciones de la velocidad de fricción pueden suponer variaciones importantes en estos parámetros. Los coeficientes de correlación ( $R$ ) son altos y cercanos a la unidad, en parte por haber partido de los valores promediados por intervalos para realizar los ajustes, aunque se ha comprobado que si estos se realizan a partir de toda la nube de puntos experimentales, se obtienen parámetros del ajuste similares.

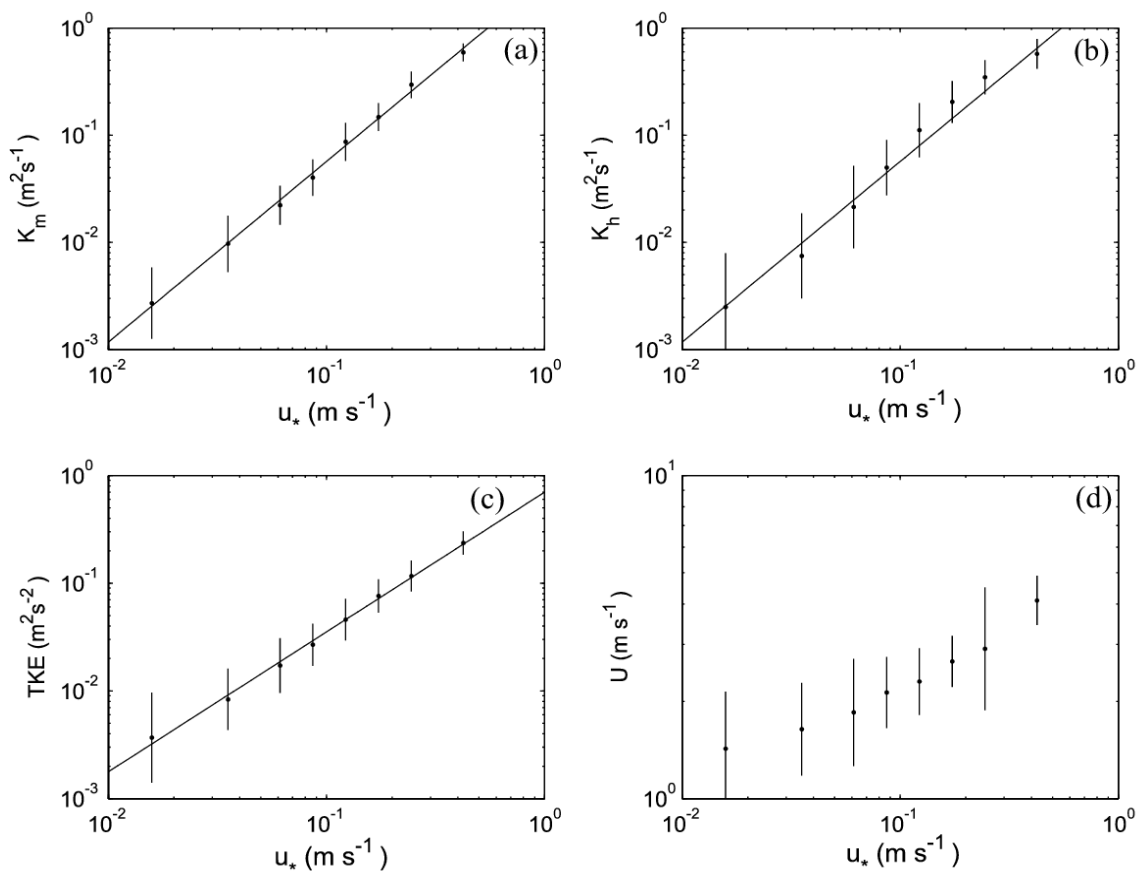


Figura 5.3: Dependencia de (a)  $K_m$ , (b)  $K_h$ , (c)  $TKE$  y (d) la velocidad del viento evaluados en  $z=5.8\text{m}$  con la velocidad de fricción. Las líneas continuas en (a), (b) y (c) muestran los ajustes lineales de los datos.

Por último, se observa en la Fig. 5.3d que la relación entre la velocidad del viento y  $u^*$  está mucho peor definida; aunque se aprecia de nuevo correlación positiva, es lógico que la dispersión sea grande ya que la velocidad del viento estará afectada por muchas otras causas más allá de la cizalla.

	$\eta$	$\chi$	$R$
$K_m$	2.74	1.68	0.997
$K_h$	3.69	1.78	0.990
$TKE$	0.70	1.30	0.996

Tabla 5.1: Ajustes potenciales de  $K_m$ ,  $K_h$  y  $TKE$ .

### 5.3.2 - Relación entre las difusividades turbulentas y el número de Richardson.

Las Figuras 5.4a&b muestran la influencia de  $Ri_g$  sobre  $K_m$  y  $K_h$ . Independientemente del grado de estabilidad, la dispersión es considerablemente mayor que en las figuras de la anterior sección. Esto se debe a que, mientras que  $Ri_g$  es un parámetro de estabilidad modulado tanto por efectos mecánicos como térmicos,  $u^*$  únicamente se ve influido por las propiedades mecánicas de la CLA, al ser una estimación de la resistencia aerodinámica a la fricción. Además, en diversos estudios se menciona que la incertidumbre es mayor a la hora de determinar parámetros térmicos (Handorf et al., 1999; Yagüe et al., 2001), debido a diversos factores, como una peor precisión en la evaluación de los gradientes de temperatura respecto a los de viento (Duynderke, 1999), la no-estacionariedad del flujo debido a la intermitencia de la turbulencia en la CLE, o el mayor error relativo en la estimación de gradientes de temperatura potencial cercanos a cero con estratificaciones casi neutrales. En cualquier caso, la influencia general de  $Ri_g$  sobre  $K_m$  y  $K_h$  es claramente apreciable, pudiéndose establecer tres niveles distintos de estabilidad según los datos extraídos:

- Estratificación débil ( $Ri_g \leq 0.06$ ):  $K_m$  y  $K_h$  decrecen lentamente según aumenta la estabilidad.
- Estabilidad moderada ( $0.06 < Ri_g \leq 0.25$ ): Es un régimen de transición en el que  $K_m$  y  $K_h$  decrecen más rápidamente, disminuyendo más de un orden de magnitud.
- Estabilidad fuerte ( $Ri_g > 0.25$ ):  $K_m$  aparentemente vuelve a aumentar con  $Ri_g$ , aunque hay que tener en cuenta que hay una gran dispersión en este rango de estabilidad. Por su parte,  $K_h$  se mantiene constante, dejando de estar afectado por los cambios en la estabilidad dentro de este régimen.

Estas figuras sugieren un comportamiento diferenciado de los dos coeficientes de difusividad turbulenta entre una capa límite casi neutral y una fuertemente estratificada. En la primera, los valores medios de  $K_h$  son mayores que los de  $K_m$ , que comienza a descender antes que  $K_h$  según aumenta  $Ri_g$ . En condiciones muy estables se da el comportamiento opuesto, puesto que  $K_m$  no llega a tomar valores tan bajos como  $K_h$ . Este comportamiento diferenciado entre ambos tipos de intercambio turbulento se puede apreciar mejor en la representación del número de Prandtl inverso,  $(Pr^{-1})$ , Fig. 5.4c), que llega a tomar valores por debajo de 0.5 ( $Pr > 2$ ) en el régimen más estable. Bajo un régimen puramente turbulento y gobernado por efectos locales, la relación entre ambos flujos de calor y de momento no debería en principio depender de la estabilidad; en caso contrario, debe existir un mecanismo adicional distinto de la pura difusión turbulenta afectando a la transferencia de calor y a la de momento de forma diferencial (Anderson, 2009). Por otra parte, diversos estudios realizados en otros emplazamientos (Kondo et al., 1978; Wittich & Roth, 1984; Yagüe & Cano, 1994a; Yagüe et al., 2001), y mediante simulaciones numéricas (Schumann & Gerz, 1995) han mostrado un comportamiento similar al aquí mostrado. Zilitinkevich et al. (2007) también muestra el consenso general respecto a este comportamiento según diversas simulaciones LES y DNS, experimentos de laboratorio y campañas de campo (ver la Fig. 1 de dicho artículo, y las referencias allí mencionadas), y propone un esquema de cierre turbulento que lo cumple, basado en ecuaciones de balance de energía y de masa. Generalmente, el mecanismo que introduce este distinto comportamiento entre  $K_h$  y  $K_m$  suele atribuirse a la habitual existencia de OGI en el régimen de alta estabilidad. Mientras que estas ondas permiten la transferencia de momento mediante correlaciones entre la presión y la velocidad (según justifican los términos de presión de las ecuaciones de Navier-Stokes), no transfieren calor ni escalares verticalmente (Monin & Yaglom, 1975; Stull, 1988; Nappo, 2002), salvo si sufren interacciones no lineales o si se inestabilizan y rompen generando turbulencia. También se ha sugerido que la divergencia radiativa nocturna podría afectar a la difusividad turbulenta de calor  $K_h$  forzando el perfil térmico o la transferencia de calor  $\overline{\theta'w'}$  sin apenas afectar a  $K_m$ , si bien el análisis de Anderson (2009) sugiere que el impacto efectivo sobre  $K_h$  sería despreciable.

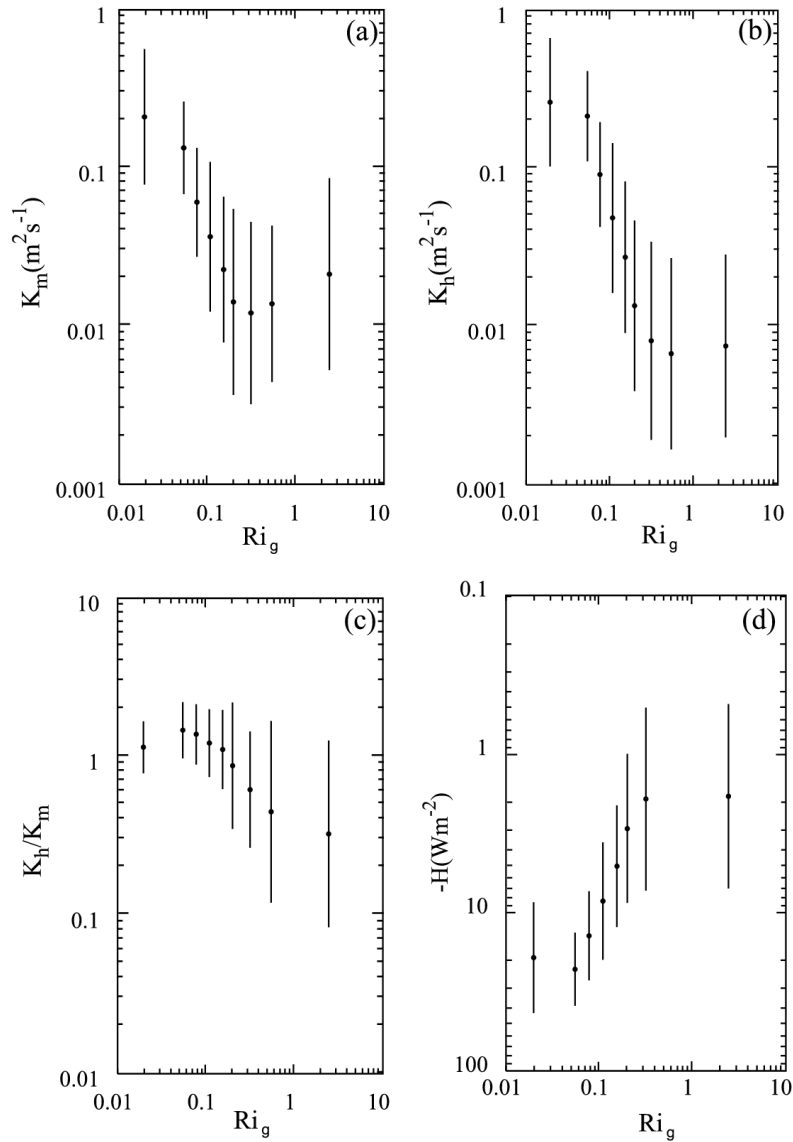


Figura 5.4: Dependencia de (a)  $K_m$ , (b)  $K_h$ , (c)  $K_h/K_m$  y (d)  $H$  con  $Ri_g$ .

Por otra parte, debe señalarse que  $Pr$  y  $Ri_g$  comparten en sus definiciones tanto el gradiente vertical de temperatura como el de velocidad, por lo que todos los resultados mencionados pueden encontrarse influenciados por efectos de *self-correlation*. Recientemente, Grachev et al. (2007) y Esau & Grachev (2007) han mostrado, a partir de datos de la campaña SHEBA, que el comportamiento de  $Pr$  con la estabilidad tiene una gran dependencia de la definición del número de Richardson elegida: por ejemplo, al estudiar la relación entre  $Pr$  y  $Ri_f$ , en la que la variable compartida (el cociente  $\overline{\theta'w'}/\overline{u'w'}$ ) produce una relación funcional inversa a la de  $Pr$  y  $Ri_g$ , obtienen para altos valores de  $Ri_f$  un comportamiento inverso ( $Pr < 1$ ) al obtenido entre  $Pr$  y  $Ri_g$ . El efecto *self-correlation* sería igualmente responsable de las desviaciones respecto a la relación canónica ( $Pr \approx 1$ , ec. 2.31) obtenidas en el trabajo mencionado en el límite de

estratificación neutral, mostrando de nuevo comportamientos distintos según la variable ( $Pr > 1$  para  $Ri_g$  y  $Pr < 1$  para  $Ri_f$ ). Por otra parte, Anderson (2009) desarrolla una técnica para el estudio de  $Pr$  frente a  $Ri_g$  que evita la influencia directa de la *self-correlation*, realizando el ajuste por regresión de ambas variables en función del cociente que comparten ( $\partial\theta/\partial z / \partial\bar{u}/\partial z$ ), obteniendo resultados en línea con los mostrados en este trabajo. Por su parte, más recientemente Sorbjan (2010) y Sorbjan & Grachev (2010) han mostrado resultados experimentales procedentes de la campaña SHEBA en contra de lo aquí mostrado. Estos autores reportan  $Pr < 1$  para valores supercríticos de  $Ri_g$  (es decir, condiciones tan estables como las aquí mostradas), pero en las que siempre persiste un cierto grado de turbulencia continua, en parte porque imponen la condición de un viento mínimo en superficie. Al usar datos con turbulencia continua, filtrarán en cierto grado la actividad ondulatoria en alta estabilidad, que como se ha indicado se ha postulado como posible inhibidora de la transferencia vertical turbulenta de calor bajo estas condiciones. La disparidad de todos los resultados referenciados indica que la parametrización del número de Prandtl en régimen de estabilidad sigue siendo de momento un tema abierto que es necesario clarificar para obtener una mejor representación de la CLE en este régimen.

### 5.3.3 Evolución del flujo de calor turbulento bajo distintos grados de estabilidad.

Bajo condiciones de estratificación estable, el flujo turbulento de calor  $H$  estará dirigido hacia la superficie, tomando valores negativos. La Figura 5.4d muestra la evolución de  $H$  con  $Ri_g$ . Según Mahrt et al. (1998), en el límite de estratificación neutra ( $Ri_g \approx 0$ ), las fluctuaciones de temperatura serán pequeñas debido a la estructura térmica homogénea en la vertical, y por tanto el flujo turbulento de calor ha de anularse o ser muy pequeño. Este extremo no se aprecia en la figura, probablemente porque existen muy pocos puntos con estabilidad neutra o lo suficientemente débil dentro del periodo S utilizado en estas gráficas. Bajo el régimen de estabilidad débil, la temperatura aumentará ligeramente con la altura, y como la turbulencia es relativamente intensa y se desarrolla de forma continua, se establecerá un ligero flujo de calor descendente que se intensifica según se refuerza la estratificación térmica (ya que las fluctuaciones de temperatura serán mayores al aumentar el gradiente vertical de temperatura). Al alcanzar un cierto nivel de estabilidad ( $Ri_g \approx 0.06$  en nuestros resultados), el flujo vertical de calor alcanza su máximo valor. A partir de entonces, para valores más altos de  $Ri_g$  la tendencia se invierte; aunque la estratificación térmica es más fuerte (y por tanto hay más calor en

altura potencialmente disponible para ser transmitido hacia niveles inferiores), el mecanismo de propagación -es decir, la turbulencia- resulta inhibido por la propia estratificación, por lo que en este régimen el flujo turbulento de calor disminuye con la estabilidad.

El máximo en el flujo de calor para  $Ri_g \approx 0.06$  coincide con aquel en el que  $K_m$  y  $K_h$  se reducen bruscamente en las Figs. 5.4a&b, y refleja un comportamiento similar al obtenido por Mahrt et al. (1998) en el análisis de los datos de la campaña *Microfronts* utilizando el parámetro de estabilidad  $z/L$  en lugar de  $Ri_g$ . Según Mahrt, la posición de este máximo no es universal, y marca el límite de validez entre la formulación de Monin-Obukhov en la que las variables medias y turbulentas adimensionalizadas se pueden determinar en base a parámetros superficiales ( $z/L$ ), y el inicio del *local scaling* (ver sección 2.3.3.1), en el que habrán de parametrizarse en función de la estabilidad local ( $z/\Lambda$ ). Como se trata en cierta medida de un desacople de estas variables respecto de la superficie, el máximo en cuestión debería depender del nivel donde se evalúa. Para un valor de  $L$  que produzca este desacople, si  $z_1 < z_2$  el máximo se localizará antes a alturas menores ( $z_1/L < z_2/L$ ). En Mahrt et al. (1998), la posición del máximo aumentaba con la altura desde  $z/L=0.02$  a 3m hasta  $z/L=0.06$  a 10m, obteniéndose en ambos casos el mismo valor para  $L$  ( $\approx 150$ m). En Grachev et al. (2005) también se encontró una dependencia con la altura  $z$  pero únicamente utilizando el parámetro de estabilidad local en lugar de  $z/L$ , así como en Conangla et al. (2008). En el trabajo de Grachev se obtuvo el máximo para  $z/\Lambda \approx 0.02$  en  $z=2$ m, y para  $z/\Lambda \approx 0.1$  en  $z=5$  y  $z=14$ m, deduciéndose en todos los casos valores diferentes para  $\Lambda$ . A partir de la gráfica de dispersión  $Ri_g$ - $z/L$  de nuestros datos evaluados en  $z=5.8$ m (no se muestra), se ha determinado que  $Ri_g = 0.06$  se corresponde con  $z/\Lambda \approx 0.2$ . Este valor es más alto que las estimaciones de Mahrt y más cercano al valor encontrado por Malhi (1995) en  $z=9$ m ( $z/L = 0.225$ ). Estos datos sugieren que el valor del parámetro de estabilidad asociado a la máxima transferencia turbulenta vertical de calor en una atmósfera estable no muestra una dependencia universal con la altura.

#### **5.4 Evaluación de las funciones adimensionales de semejanza de momento y calor.**

Las relaciones exploradas hasta este momento resultan interesantes fundamentalmente desde un punto de vista cualitativo, y nos permiten conocer los regímenes turbulentos

diferenciados establecidos en el CIBA en función de los distintos rangos de estabilidad. Algunas de las relaciones establecidas también pueden tener su aplicación desde un punto de vista práctico o cuantitativo en el desarrollo de parametrizaciones de capa límite. Los esquemas de cierre de turbulencia de algunos modelos actuales pueden resolver explícitamente la  $TKE$  u otras variables turbulentas, por lo que las relaciones establecidas entre  $TKE$ ,  $K_m$ ,  $K_h$  y  $u^*$  o  $Ri_g$  pueden resultar útiles en el pronóstico de estas variables y su utilización, por ejemplo, en modelos de difusión de contaminantes, LES, etc. Por otra parte, la mayoría de los modelos operativos de área global utilizan cierres de turbulencia de primer orden, que no resuelven explícitamente  $TKE$ ,  $K_m$  o  $K_h$ . En tal caso podrían aplicarse las parametrizaciones obtenidas frente a  $Ri_g$  de forma indirecta, puesto que este parámetro puede obtenerse fácilmente como variable de postproceso.

En esta sección se presentan los resultados de la evaluación de las funciones de semejanza de momento y de calor,  $\phi_m$  y  $\phi_h$ , a partir de los datos de SABLES98. Como ya se señaló en el capítulo II, estas funciones constituyen una herramienta fundamental para obtener estimaciones de los flujos turbulentos superficiales en función de los gradientes medios de velocidad y temperatura, de uso muy extendido en todo tipo de modelos numéricos de predicción meteorológica, de dispersión de contaminantes, etc. El estudio se ha realizado en el contexto del *local scaling* (ver sección 2.3.2.1), es decir, utilizando los valores locales de los gradientes verticales, los flujos turbulentos y la estabilidad ( $\zeta=z/\Lambda$ ) en las tres alturas en las que se dispone de anemómetros sónicos ( $z=5.8\text{m}$ ,  $z=13.5\text{m}$  y  $z=32\text{m}$ ).

Los resultados obtenidos se resumirán agrupándolos en cuatro sub-secciones. En las dos primeras, se analizará la influencia de la estabilidad local  $\zeta$  sobre las funciones adimensionales de momento y de calor. Posteriormente se estudiará la relación entre los dos parámetros de estabilidad,  $Ri_g$  y  $\zeta$ . Finalmente, se mostrarán las relaciones entre  $\phi_m$ ,  $\phi_h$  y  $Ri_g$ . De nuevo se usarán ejes logarítmicos en gran parte de las figuras para presentar los resultados, ya que muchos de los parámetros se extienden a lo largo de varios órdenes de magnitud. Además y para mejorar su interpretación, algunos resultados se han agrupado por intervalos de  $z/\Lambda$ . Salvo indicación expresa, éstos intervalos son: ( $<0.05$ ), (0.05-0.1), (0.1-0.2), (0.2-0.3), (0.3-0.4), (0.4-0.5), (0.5-0.7), (0.7-1), (1-1.5), (1.5-2), (2-3), (3-4.5), (4.5-7), (7-10), (10-15), (15-20), (20-30), ( $>30$ ). Atendiendo al criterio de Mahrt (1999) y a los resultados obtenidos en la Fig. 5.4d, los resultados se comentarán definiendo los siguientes grados de estabilidad:

- Estabilidad débil:  $\zeta \leq 0.1$
- Estabilidad moderada:  $0.1 < \zeta \leq 1$
- Estabilidad fuerte:  $\zeta > 1$

#### 5.4.1 Función adimensional de momento ( $\phi_m$ ).

La Figura 5.5 muestra la relación entre  $\phi_m$  y  $\zeta$  para todo el periodo S de SABLES98 en las tres alturas estudiadas (5.8m, 13.5m y 32m), junto con tres de las funciones de referencia más utilizadas (Businger et al., 1971; Businger modificada por Högström, 1988; y Webb, 1970). Los datos presentan cierta dispersión, que tiende a aumentar con la altura; en  $z=32\text{m}$  (Fig. 5.5c), muchos de los puntos experimentales quedan lejos de las funciones de referencia. Esta dispersión puede atribuirse al hecho de que la teoría de semejanza asume una turbulencia estacionaria, pero la CLE es frecuentemente no estacionaria debido a diversos factores (ruptura de ondas, flujos catabáticos y de drenaje, etc.) que incrementan el carácter intermitente de la turbulencia (Klipp & Mahrt, 2004). Todos estos fenómenos se presentaron en mayor o menor medida durante el periodo S, como se discutió en la sección 5.2. Zilitinkevich (2002) sugiere diversos factores que pueden contribuir a una mayor dispersión en los datos, destacando la anisotropía de los remolinos turbulentos en condiciones estables, y el posible efecto de la baroclinicidad (este último factor se analiza con más detalle mediante LES en Zilitinkevich & Esau, 2003).

Según aumenta la estabilidad ( $\zeta$ ), la turbulencia intermitente es más frecuente, y los flujos se desacoplan de sus valores de superficie (Yagüe & Redondo, 1995), apareciendo el régimen de estratificación *z-less*<sup>5</sup> (Nieuwstadt, 1984a,b):  $\zeta$  deja de controlar el flujo de momento y  $\phi_m$  tiende a estabilizarse. Nieuwstadt explica este *levelling-off* como el límite de validez del *local scaling* cuando  $z/A \rightarrow \infty$ . La estratificación estable inhibe los movimientos verticales y por consiguiente disminuye la longitud de escala de la turbulencia: cuando esta longitud se hace mucho más pequeña que la altura  $z$ , la turbulencia deja de sentir la presencia del suelo y como

---

<sup>5</sup> Ya se ha mencionado en la sección 2.3 la diversidad de concepciones del régimen *z-less* en la literatura científica. En la adaptación a esta tesis del artículo original (Yagüe et al., 2006), se ha respetado el uso del concepto *z-less* allí empleado, que lo asocia con una nivelación o *levelling off* de cualquier variable adimensionalizada, en línea con las argumentaciones de Nieuwstadt (1984a,b), e incluyendo así ambos gradientes adimensionales de momento y de calor. Al final de la sección 5.4 se ha incluido un nuevo apartado discutiendo las implicaciones de los resultados obtenidos teniendo en cuenta las ideas sobre el régimen *z-less* alcanzadas más recientemente.

consecuencia la dependencia explícita con  $z$  desaparece. Puesto que bajo condiciones tan estables el tamaño de los remolinos se hace proporcional a  $\Lambda$ , y no a  $z$ , en el ámbito del  $z$ -less esto implica que las funciones adimensionales alcanzarán un valor constante. Para estabilidades suficientemente altas ( $\Lambda$  pequeño pero  $z/\Lambda$  alto), el desacople de la superficie se podrá producir en alturas relativamente bajas que pueden estar fuera de la capa superficial.

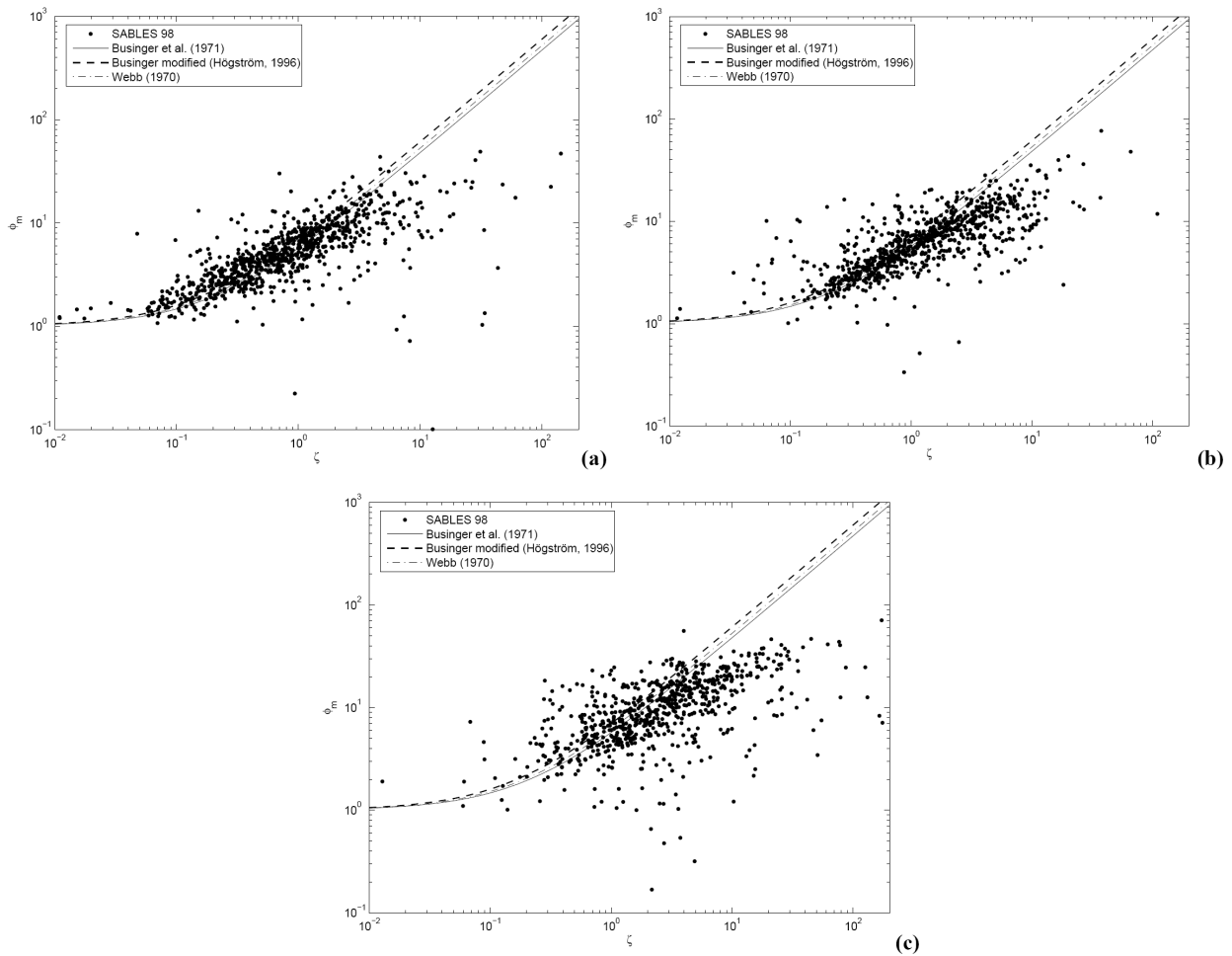


Figura 5.5: Valores puntuales de  $\phi_m$  frente a  $\zeta$  evaluados durante todo el periodo S mediante promedios de  $5'$  en: (a) 5.8m, (b) 13.5m y (c) 32m. Se muestran a efectos comparativos las funciones empíricas establecidas por otros autores.

Es más fácil apreciar todos estos aspectos agrupando los datos según los intervalos de  $\zeta$  especificados previamente (Fig. 5.6). Se han agrupado varios intervalos allí donde los intervalos originales contenían muy pocas muestras: el primer intervalo para  $z=13.5$ m es  $\zeta < 0.1$ , y para  $z=32$ m,  $\zeta < 0.2$ ; por otra parte el último intervalo para  $z=5.8$ m y  $z=13.5$ m es  $\zeta > 15$ , y para  $z=32$ m,  $\zeta > 30$ . La mayor correspondencia entre los resultados y las funciones de referencia se produce en  $z=5.8$ m para estabilidades débiles a moderadas,

donde las barras de error son más cortas y las funciones de referencia quedan dentro de las mismas. Es en este nivel más cercano al suelo donde la mayor parte de los datos se encontrarán dentro de la capa superficial, que es el ámbito de aplicación de la formulación original de la teoría de Monin-Obukhov (basada en flujos superficiales, es decir, sin extensión *local scaling*). Högström (1988) obtuvo el *levelling-off* de  $\phi_m$  en  $0.5 < \zeta < 1$ , aunque con pocos puntos experimentales y gran dispersión. Howell & Sun (1999) obtuvieron el mismo comportamiento para  $\zeta=0.5$  en  $z=10\text{m}$ , independientemente de la longitud de promediado utilizada para evaluar los flujos turbulentos según la metodología EC. Handorf et al. (1999), utilizando datos experimentales de la capa límite antártica obtuvieron el *levelling-off* a partir de  $\zeta=0.8$  en  $z=4.2\text{m}$ , aunque con gran dispersión en los datos, mientras que en  $z=1.7\text{m}$  la cantidad de datos no fue suficiente para establecer este comportamiento. Cheng & Brutsaert (2005) obtuvieron con datos de la campaña CASES99 (Poulos et al., 2002) un comportamiento lineal en ambas funciones adimensionales hasta  $\zeta=0.8$ , tendiendo para estabildades mayores a un valor constante cercano a 7. Más recientemente, en Zilitinkevich et al. (2007) y Zilitinkevich & Esau (2007) se propone un esquema de cierre turbulento orientado a CLEs que predice un crecimiento continuo de las funciones de semejanza (sin *levelling-off*), obteniendo buena correspondencia con valores de  $\phi_m(\zeta)$  y  $\phi_h(\zeta)$  procedentes de la campaña SHEBA y de simulaciones LES, si bien ni el esquema de cierre ni el modelo LES tienen en cuenta los transportes de momento y calor debido a la existencia de OGI. Las ondas internas, junto con otra serie de procesos como movimientos serpenteantes o *meandering motions* tampoco tenidos en cuenta en estos estudios, son una de las principales responsables de que la CLE muestre frecuentemente un carácter no estacionario. Mahrt (2007) indica que en una CLE no estacionaria la eficiencia del transporte de momento aumenta (disminuyendo por tanto  $\phi_m$ ). Este aumento se produce fundamentalmente a través de procesos de desacople-acople de los estratos atmosféricos cercanos al suelo respecto de los procesos de superficie, producidos frecuentemente en los regímenes más estables. Inicialmente, la reducción de la cizalla a nivel mesoescalar incrementa rápidamente  $Ri_g$ , produciendo un descenso de la turbulencia que produce el mencionado desacople. Este desacople incrementa localmente la cizalla entre las capas desacopladas y las subyacentes, disminuyendo  $Ri_g$  y propiciando un aumento transitorio en el transporte turbulento de momento, que no se produce bajo condiciones estacionarias.

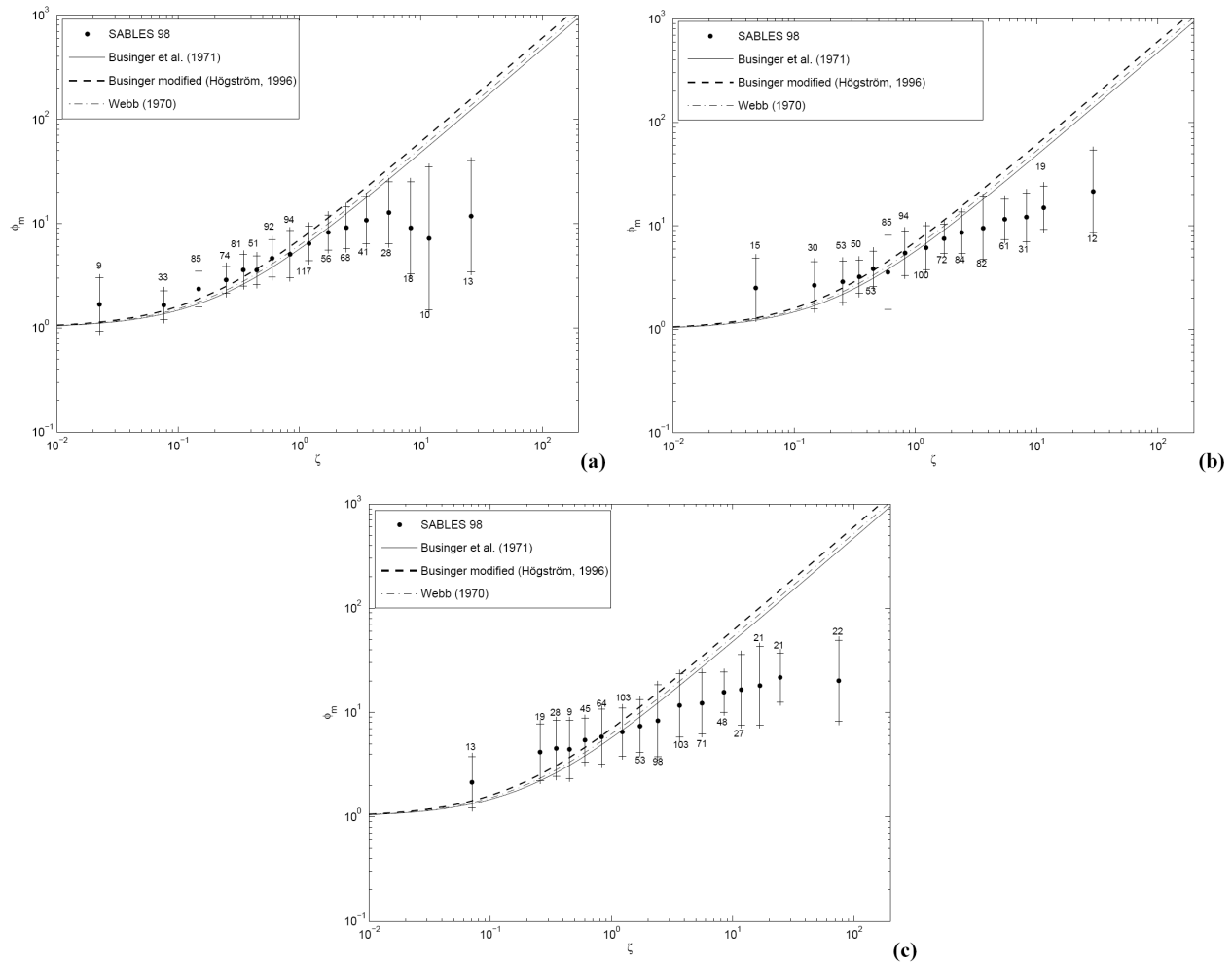


Figura 5.6: Igual que la Figura 5.5, pero con promedios y barras de error. El número de puntos incluidos en cada intervalo de  $\zeta$  promediado se muestra por encima o por debajo de la barra de error.

Otro resultado a destacar es que, en los tres niveles analizados, los valores agrupados obtenidos en SABLES98 sobreestiman ligeramente los valores obtenidos mediante las funciones de referencia para aproximadamente  $\zeta < 1$ , y los subestiman para valores superiores del parámetro de estabilidad. El límite  $\zeta = 1$  supone  $z = A$ , esto es, cuando la longitud de Obukhov local (la altura de la subcapa de influencia dinámica) es igual a la altura donde se evalúa  $\phi_m$  (5.8m, 13.5m y 32m). En los puntos a la izquierda de  $\zeta = 1$  ( $A > z$ ), el nivel de medida queda dentro de esta subcapa, al contrario que los puntos a la derecha ( $z > A$ ), por lo que bajo este último régimen el desacople con la superficie será más probable, la intermitencia aumentará, y habrá mayor tendencia hacia la estratificación  $z$ -less (Nieuwstadt, 1984a, b). Esto es algo a tener en cuenta al utilizar las funciones empíricas para evaluar los flujos superficiales de momento y de calor en la capa límite estable. En la mayoría de las ocasiones se utilizan funciones de semejanza lineales (ver la Tabla 2.1); en el caso de estabilidades fuertes esto puede derivar en

errores importantes en el cálculo de estos flujos. Muchos modelos numéricos utilizados en estudios de dispersión de contaminantes, predicción meteorológica, etc., utilizan las funciones de Businger et al. (1971) u otras similares (Webb, 1970; Dyer, 1974) para calcular distintos parámetros en la capa superficial, como  $u_*$ ,  $\theta_*$ ,  $L$ , etc.:

$$u_* = \frac{kz}{\phi_m} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (5.1)$$

$$\theta_* = \frac{kz}{\phi_h} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (5.2)$$

de modo que al sobreestimar los valores de  $\phi_m$  y  $\phi_h$  (lo que ocurre para estabildades fuertes como se muestra en la Fig. 5.6), se subestiman estos parámetros, así como los flujos calculados a partir de ellos (Louis, 1979). Como consecuencia de esta subestimación, el enfriamiento superficial puede resultar varios grados inferior a los valores observados. Algunos modelos climáticos (Noguer et al., 1998) muestran este problema en las estaciones y en los lugares geográficos donde la capa límite atmosférica es extremadamente estable, como sucede durante el invierno en latitudes polares.

Por otra parte si se compara la Fig. 5.6a (5.8m) con la Fig. 5.6c (32m) se puede observar que el nivel inferior contiene muchos más puntos con  $\zeta < 0.1$  que el nivel superior, dándose el comportamiento contrario para los puntos con  $\zeta > 1$ . Esto indicaría una tendencia general hacia un aumento de la estabilidad con la altura (al menos evaluada mediante el parámetro  $\zeta$ ), asociado a lo expresado en el párrafo anterior (para un determinado espesor  $\Lambda$  de la subcapa dinámica, los niveles más altos tendrán más tendencia a quedarse fuera de ella).

Los valores agrupados de  $\phi_m$  en las tres alturas parecen ser significativamente mayores que las funciones de referencia en los intervalos más bajos de  $\zeta$ . Sin embargo, debe tenerse en cuenta que, dado que los datos proceden de un periodo muy estable (periodo S) estos intervalos contienen pocos puntos (por ejemplo, sólo 9 puntos con  $\zeta < 0.05$  en  $z=5.8m$ ). Si se amplía el periodo analizado añadiendo el resto de las noches del 10 al 26 septiembre (Fig. 5.7), con mucha mayor presencia de estabilidad débil o indiferente, los valores medios con  $\zeta$  bajo se ajustan mucho mejor a las funciones de referencia, especialmente en los dos niveles inferiores (Figs. 5.7a&b). Como se mostrará en la sección siguiente, este efecto también se produce, incluso de forma más intensa, en el caso de  $\phi_h$ . El escaso número de puntos con  $\zeta$  bajo en el periodo S es insuficiente para obtener una estadística importante en ese régimen. Además, estos puntos del periodo S

en régimen de neutralidad o muy débil estabilidad se produjeron en el contexto de un periodo con un grado general de estabilidad mucho mayor.

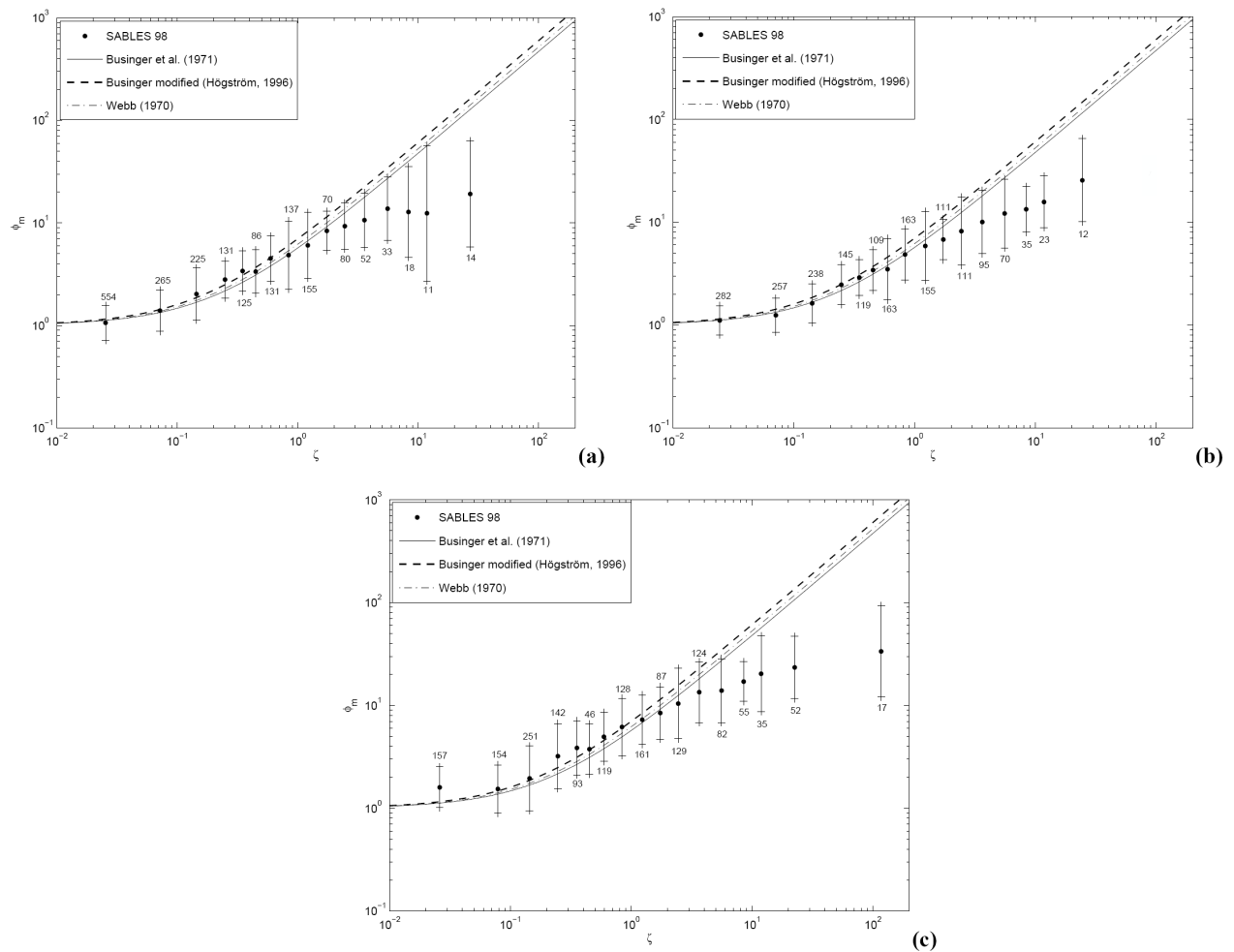


Figura 5.7: Igual que la Figura 5.6, pero ampliando el periodo de estudio (noches del 10 al 26 de septiembre).

El comportamiento general de  $\phi_m$  en aumento con la estabilidad hasta un valor de  $\zeta \approx 1-2$ , seguido de *levelling-off*, está de acuerdo con otras funciones experimentales determinadas por otros autores (Forrer & Rotach, 1997; Howell & Sun, 1999; Yagüe et al., 2001; Klipp & Mahrt, 2004; Cheng & Brutsaert, 2005), y respaldan la teoría *z-less*, inicialmente propuesta por Wyngaard (1973) y extendida por Nieuwstadt (1984a,b).

Por último, se han realizado tres ajustes por mínimos cuadrados de la forma  $\phi_m = a + \beta_1 \zeta$  a partir de los datos del periodo S mostrados en la Figura 5.6, para  $\zeta < 2$  en los tres niveles estudiados. Los coeficientes se muestran en la Tabla 5.2. Se puede observar que los resultados son distintos en cada nivel, lo que de nuevo indica la importancia de utilizar el *local-scaling* incluso para estabilidades débiles o moderadas en el contexto global de un periodo estable. El ajuste lineal con los errores más bajos y coeficiente de

correlación más cercano a la unidad se obtuvo en el nivel inferior (5.8 m), y es a su vez el más cercano a la función de Businger et al. (1971). En todo caso es importante mencionar que si se realizan los ajustes a partir de los datos sin promediar (Fig. 5.5) los coeficientes de correlación son considerablemente inferiores, aunque los parámetros de los ajustes son similares a los anteriores (ver Tabla 5.3).

Es importante mencionar que Klipp & Mahrt (2004) utilizando datos de la campaña CASES99 mostraron que la correlación entre  $\phi_m$  y  $\zeta$  en condiciones estables está fuertemente influenciada por la ya mencionada *self-correlation* (la variable compartida es  $u_*$ , como se deduce de las ecuaciones 2.22 y 2.23). Esta auto-correlación se produce para todos los valores de  $\zeta$  pero es más importante para valores grandes, donde la dispersión de los datos es mayor. Por ello propusieron que la reducción de  $\phi_m$  por debajo del comportamiento lineal en situaciones de fuerte estabilidad podría ser atribuible a la *self-correlation*. También hicieron notar que si se sustituye  $\zeta$  por  $Ri_g$  como parámetro de estabilidad, los resultados podrían estar menos influenciados por el mencionado efecto, ya que, aunque sigue existiendo una variable compartida (el gradiente vertical de la velocidad del viento), su influencia es mucho menor que en  $\zeta$ , ya que el rango de valores que suele tomar este gradiente es relativamente pequeño comparado con el de  $u_*$ . En la sección 5.4.4 se analizará la dependencia entre las funciones de semejanza y  $Ri_g$ .

Nivel	$a$	$\Delta a$	$\beta_l$	$\Delta\beta_l$	$R$
5.8m	2.05	0.17	4.05	0.22	0.9883
13.5m	2.69	0.2	3.17	0.25	0.9779
32m	3.9	0.5	3.0	0.5	0.9078

Tabla 5.2: Ajustes lineales de  $\phi_m$  frente a  $\zeta$ , a partir de los valores promediados con  $\zeta < 2$ . Los coeficientes del ajuste son  $a$  y  $\beta_l$ ;  $\Delta a$  y  $\Delta\beta_l$  son sus errores asociados, y  $R$  el coeficiente de correlación lineal.

Nivel	$a$	$\Delta a$	$\beta_l$	$\Delta\beta_l$	$R$
5.8 m	2.17	0.14	3.96	0.17	0.6537

Tabla 5.3: Ajuste lineal de  $\phi_m$  en  $z=5.8m$  a partir del conjunto de datos sin promediar con  $\zeta < 2$ .

### 5.4.2 Función adimensional de calor ( $\phi_h$ ).

En esta sección se analiza la dependencia de  $\phi_h$  con el parámetro de estabilidad  $\zeta$ . Como se muestra en la Fig. 5.8, los resultados contienen más dispersión que en el caso de  $\phi_m$ , lo que podría deberse a varias causas, algunas de ellas ya apuntadas al principio de la sección 5.3.2. Handorf et al. (1999) obtuvieron valores de  $\phi_h$  muy altos en  $z=4.2\text{m}$  para  $\zeta < 0.01$ , comparado con los previstos por las funciones lineales, pero no aportaron ninguna explicación. Por su parte, en el estudio de Yagüe et al. (2001) sobre la CLE antártica con datos procedentes de la base de Halley, también se mostró mayor dispersión en  $\phi_h$  que en  $\phi_m$ , así como valores anormalmente altos de  $\phi_h$  en condiciones

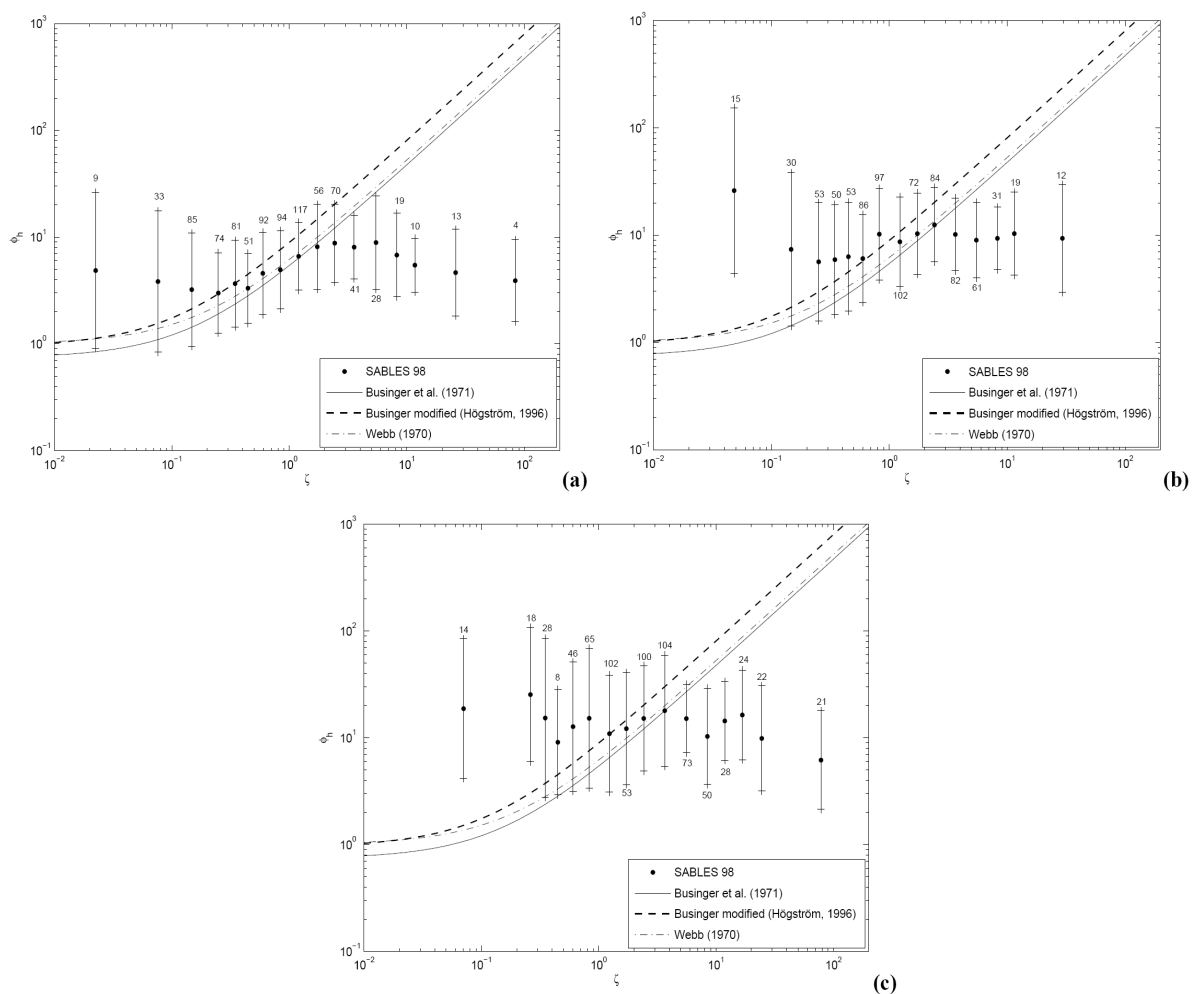


Figura 5.8:  $\phi_h$  frente al parámetro de estabilidad agrupado en intervalos, durante el periodo S, evaluado en (a) 5.8m, (b) 13.5m y (c) 32m. Se muestran a efectos comparativos las funciones empíricas establecidas por otros autores.

casi neutrales. En el artículo de Baas et al. (2006) se explica que las diferencias en la dispersión mostrada por  $\phi_m$  y  $\phi_h$  se deben a que la primera se encuentra mucho más afectada por el fenómeno de *self-correlation*. El motivo es que la correlación espuria

asociada a la variable compartida  $u^*$ , actúa en el mismo sentido que la relación funcional natural entre  $\phi_m$  y  $\zeta$  en condiciones estables, dado que aparece en el denominador de ambas expresiones. De este modo, la *self-correlation* refuerza artificialmente la dependencia lineal entre  $\phi_m$  y  $\zeta$ . Por su parte, en el caso de  $\phi_h$  y  $\zeta$ , la variable compartida ( $\theta^*$ ) aparece respectivamente en el denominador y el numerador de ambas expresiones. Como se justifica en el mencionado artículo, ello actúa oponiéndose a la supuesta dependencia lineal de  $\phi_h$  con  $\zeta$ , lo que se traduce en un aumento artificial de la dispersión de los datos.

Por lo tanto y debido a esta mayor dispersión en la Fig. 5.8, cualquier comentario sobre la relación entre  $\phi_h$  y la estabilidad ha de tomarse con mayor cautela que en el caso de  $\phi_m$ . En  $z=5.8\text{m}$  existe un acuerdo razonable con las funciones experimentales para estabildades entre  $0.2 \leq \zeta \leq 2$ . Sin embargo, por debajo de esa estabilidad,  $\phi_h$  es considerablemente mayor que las funciones de Businger y demás autores (ha de tenerse en cuenta que algunos de estos intervalos con  $\zeta$  pequeño se han promediado a partir de pocos datos y pueden ser estadísticamente poco significativos). Como en el caso de  $\phi_m$ ,  $\phi_h$  tiende a nivelarse -es decir, permanecer aproximadamente constante- en el intervalo de mayor estabilidad, para  $\zeta > 2$ . En los niveles más altos ( $z=13.5\text{m}$  y  $z=32\text{m}$ ), existe muy poca correspondencia entre nuestros resultados y las funciones de Businger u otros autores, incluso para estabildades intermedias ( $0.2 \leq \zeta \leq 2$ ). De nuevo sorprenden especialmente los valores tan altos de  $\phi_h$  para estabildades débiles o cercanas a la neutralidad ( $\zeta \leq 0.2$ ). Analizando los intervalos concretos del periodo S en los que se localizan estos valores tan anómalos, se ha encontrado que tienden a corresponderse con situaciones de turbulencia no estacionaria, en las que la CLA presenta una estructura complicada, con turbulencia intermitente y frecuente presencia de OGI's (Nai-Ping et al., 1983; Rees et al., 2000). Si se incorporan a estas gráficas los resultados para el resto de noches fuera del periodo S, se observa una concordancia mucho mayor con las funciones experimentales de la literatura (Fig. 5.9), especialmente en el nivel más bajo, mientras que en  $z=13.5$  y  $z=32\text{m}$  los resultados siguen estando por encima de las curvas de referencia; tal y como se indicó anteriormente (Duynerke, 1999; Howell & Sun, 1999), los gradientes de temperatura potencial se encuentran peor definidos (y por tanto se evalúan con mayor incertidumbre) en situaciones cuasi-neutrales y en los niveles más altos. Con respecto a la nivelación producida en  $\phi_h$  para la estabilidad más grande ( $\zeta > 1$ -

2 aproximadamente), se observa que el comportamiento es similar al obtenido en el caso de  $\phi_m$ , tanto si se limita el análisis al periodo S (Fig. 5.8) como si se consideran todos los datos de la campaña.

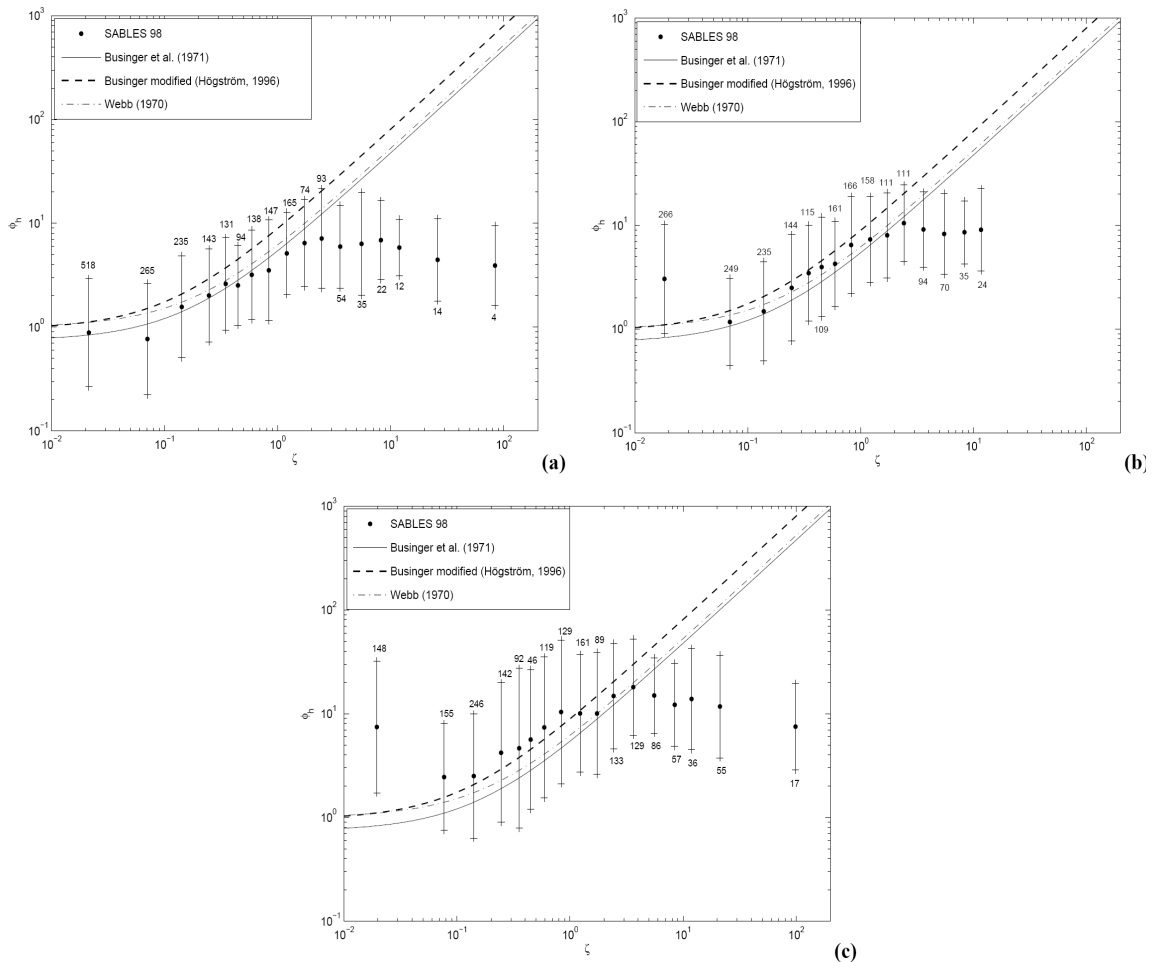


Figura 5.9: Igual que la Figura 5.8, pero ampliando el periodo de estudio (noches del 10 al 26 de septiembre).

### 5.4.3 Relación entre el número de Richardson del gradiente $Ri_g$ y el parámetro de estabilidad $\zeta$ .

Nieuwstadt (1984a) consideró la relación entre  $Ri_g$  y  $\zeta$  como otro ejemplo del *local scaling*. Como se vio en la sección 2.2.5, es posible deducir la relación funcional  $Ri_g = f(z/\Lambda)$  a partir de las definiciones de  $\phi_m$  y  $\phi_h$  (ec. 2.29). La Figura 5.10 muestra esta dependencia en  $z=5.8\text{m}$ , evaluada a partir de la mencionada ecuación para cada punto del periodo S (Fig. 5.10a) y también tras promediar los datos según los intervalos de  $\zeta$  definidos (Fig. 5.10b). Estos resultados son compatibles con los datos mostrados por Nieuwstadt (1984a). Se muestran a efectos comparativos las relaciones empíricas obtenidas introduciendo en la ec. (2.29) las funciones  $\phi_m$  y  $\phi_h$  obtenidas por varios autores. Estas relaciones muestran una asíntota horizontal para  $Ri_g \approx 0.2$ , que representa

un valor crítico a partir del cual la transferencia turbulenta continua deja de producirse. Otros estudios (Kondo et al. 1978; Ueda et al., 1981) que utilizaron el número de Richardson del flujo ( $Ri_f$ ) en lugar de  $Ri_g$ , obtuvieron este valor crítico para  $Ri_f = 0.143$  y  $Ri_f = 0.1$ , respectivamente. El parámetro  $Ri_f$  está relacionado con  $Ri_g$  y el cociente entre las difusividades turbulentas:  $Ri_f = Ri_g K_h/K_m$ . Tal y como se discutió en la sección 5.3.2,  $K_h/K_m$  tiende a ser menor que la unidad para estabilidades altas, lo que justifica que el  $Ri_f$  crítico sea inferior al  $Ri_g$  crítico. A pesar de la gran dispersión de nuestros resultados, las funciones de referencia (Webb, 1970; Businger et al., 1971; Högstöm, 1996) quedan dentro de las barras de error. Al igual que con las funciones de semejanza, el parámetro adimensional  $Ri_g$  tiende a un valor constante en el límite de valores altos de  $z/A$ , lo que de nuevo es compatible con el concepto de estratificación  $z$ -less según Nieuwstadt (1984a,b).

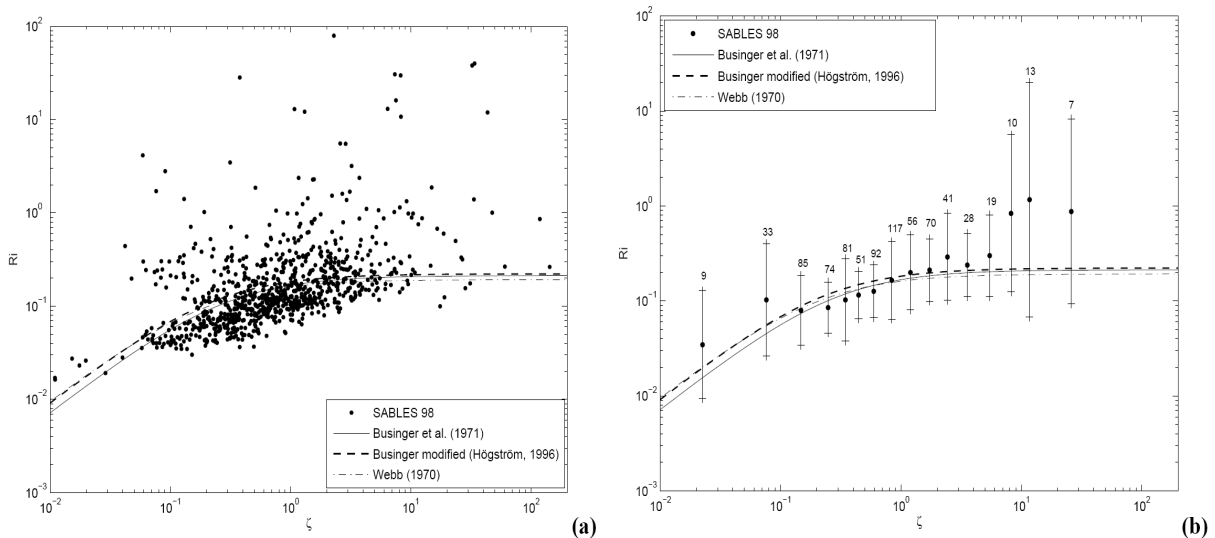


Figura 5.10:  $Ri_g$  frente a  $\zeta$  durante el periodo S en  $z=5.8\text{m}$ : (a) datos puntuales, y (b) representación por intervalos de  $\zeta$ . Se incluyen las relaciones funcionales derivadas de las funciones de semejanza de diversos autores.

#### 5.4.4 Relación entre las funciones de semejanza y el número de Richardson del gradiente.

En esta sección se explora la dependencia de  $\phi_m$  y  $\phi_h$  con la estabilidad al sustituir  $\zeta$  por  $Ri_g$  como parámetro de estabilidad. Como se comentó anteriormente, este cambio puede potencialmente reducir el efecto de la *self-correlation* (Klipp & Mahrt, 2004). Los resultados se muestran en las Figs. 5.11 y 5.12 utilizando los datos nocturnos de toda la campaña, para aumentar el rango de estabilidades representadas.

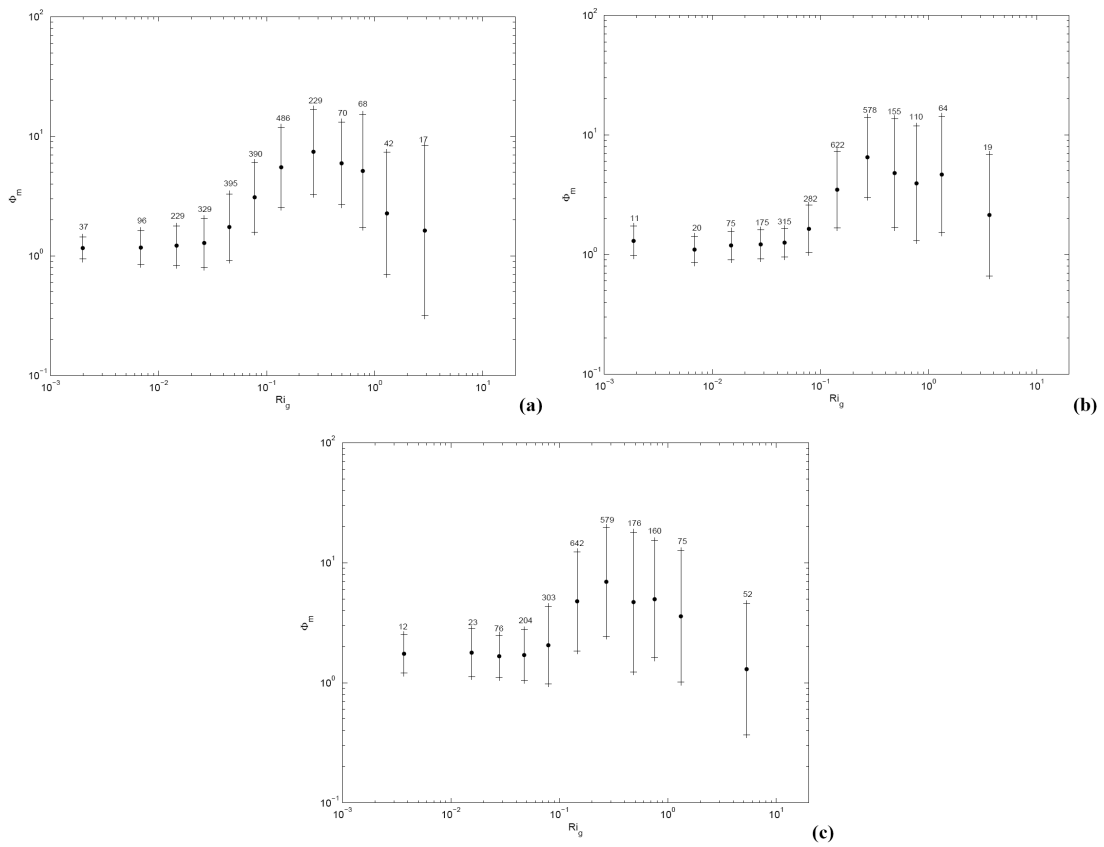


Figura 5.11:  $\phi_m$  en función de  $Ri_g$  a partir de todas las noches de la campaña evaluado en: (a) 5.8m, (b) 13.5m y (c) 32m.

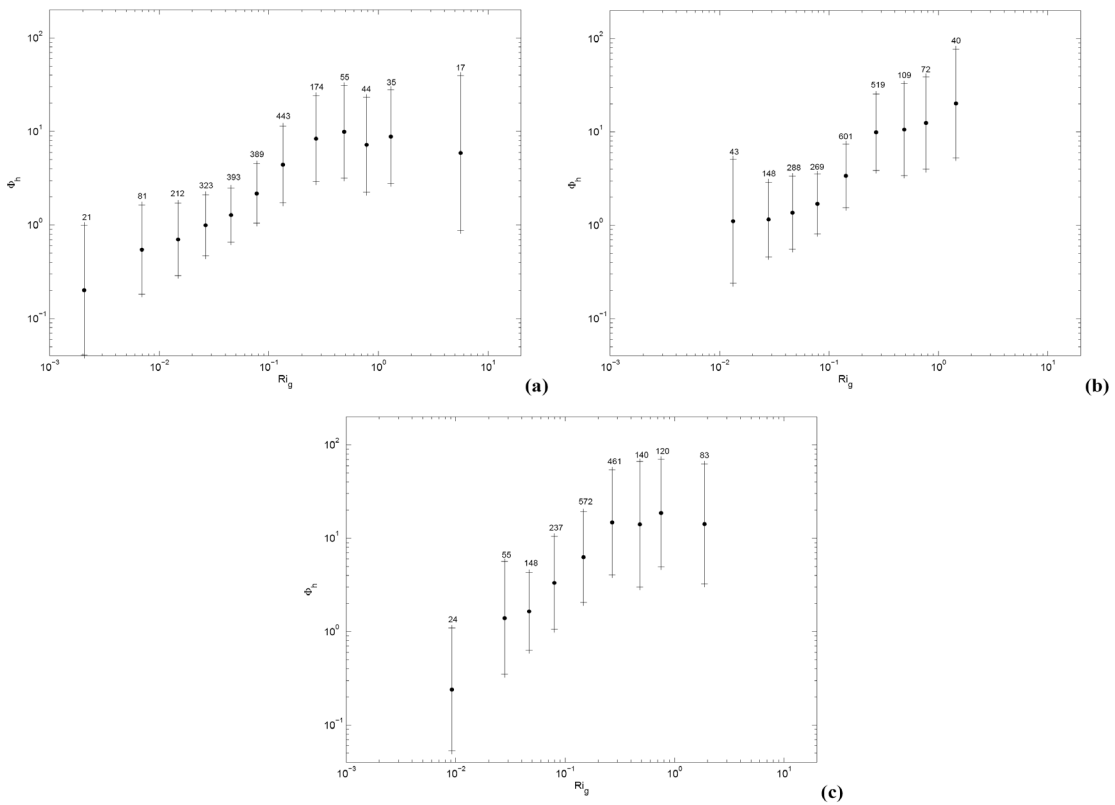


Figura 5.12:  $\phi_h$  en función de  $Ri_g$  a partir de todas las noches de la campaña evaluado en: (a) 5.8m, (b) 13.5m y (c) 32m.

Para las estratificaciones más débiles ( $Ri_g < 0.1$ ),  $\phi_m$  no sufre grandes cambios, mientras que  $\phi_h$  muestra una clara pendiente positiva. En este rango se tiene que  $\phi_m/\phi_h > 1$ , alcanzando aproximadamente la unidad cuando  $Ri_g \approx 0.1$ . Como se deduce fácilmente y ya fue indicado en la sección 2.2.5, los ratios entre las funciones de semejanza y las difusividades turbulentas se relacionan como  $\phi_m/\phi_h = K_h/K_m$ , por lo que se sigue que la transferencia turbulenta de calor es mayor que la de momento en este rango de estabildades débiles o casi neutras.

Por su parte, para estabildades superiores ( $Ri_g > 0.1$ ),  $\phi_m$  aumenta con la estabildad y después se mantiene constante o incluso tiende a disminuir, mientras que  $\phi_h$  aumenta hasta valores superiores que  $\phi_m$ , para después mantenerse aproximadamente constante. En este rango,  $\phi_m/\phi_h < 1$ , lo que equivale a mayor transferencia de momento que de calor. Este resultado, que ya fue observado y justificado en la sección 5.3.2 (Fig. 5.4c), queda enmascarado por la mayor dispersión y *self-correlation* si se utiliza  $\zeta$  en lugar de  $Ri_g$  como parámetro local de estabildad.

#### 5.4.5 Comentarios respecto al régimen de estratificación *z-less*.

Gran parte de la controversia generada alrededor del régimen *z-less* se debe a la forma poco detallada y a menudo ambigua en la que ha sido referenciado desde su origen, partiendo de la idea intuitiva y ampliamente consensuada sobre la pérdida de importancia de la altura  $z$  en una atmósfera lo suficientemente estable. Como se mostró en la sección 2.3.2.2, Wyngaard (1973) demostró que la consecuencia de eliminar  $z$  del conjunto de variables que rigen el comportamiento de la baja atmósfera es una dependencia lineal de  $\phi_m$  y  $\phi_h$  respecto a  $\zeta$ , que por tanto iría en contra de la interpretación del *levelling off* como muestra de la validez de la hipótesis *z-less* realizada en las anteriores secciones. Esta interpretación se debe fundamentalmente a Nieuwstadt (1984a), que menciona explícitamente: “*in the limit of  $z/\Lambda \rightarrow \infty$ , all dimensionless combinations which result from local scaling approach a constant value. This result is known as *z-less stratification*””. En todo caso, este autor únicamente muestra datos experimentales que avalan este comportamiento para la difusividad de momento adimensionalizada:*

$$\phi_{K_m} = \frac{K_m}{\tau^{1/2} \Lambda} \quad (5.3)$$

No resulta extraño que obtuviera este resultado, pues se puede deducir fácilmente del comportamiento  $\phi_m \propto z/\Lambda$  obtenido por Wyngaard. En efecto, manipulando un poco la anterior expresión, recordando las definiciones de  $K_m$  y  $\tau$  e introduciendo la dependencia entre  $K_m$  y  $\phi_m$  ( $K_m = kz u_* / \phi_m$ ) que se deduce de las ecs. (2.18a) y (2.23), se tiene:

$$\phi_{K_m} = \frac{K_m}{\tau^{1/2} \Lambda} = \frac{kz u_* / \phi_m}{\rho^{1/2} u_* \Lambda} = \frac{kz / \Lambda}{\rho^{1/2} \phi_m} = \frac{k}{\rho^{1/2}} \frac{z / \Lambda}{cte z / \Lambda} = cte' \quad (5.4)$$

Posiblemente, la mayor facilidad de acceso a los dos trabajos de Nieuwstadt (publicados en revistas de alto índice de impacto) frente al de Wyngaard (publicado como capítulo individual en el libro *Workshop in Micrometeorology*) sea responsable de gran parte de la dispersión creada posteriormente en torno a este asunto. Muchos autores (incluido el propio Wyngaard) afirman que el *z-less* se refleja en que diversas cantidades adimensionalizadas alcanzan valores constantes con el parámetro de estabilidad local (por ejemplo: Nieuwstadt, 1984a,b; Arya, 2001; Pahlow et al., 2001; Yagüe et al., 2001;2006; Foken, 2008). Sin embargo no todos los autores hablan de las mismas magnitudes adimensionalizadas: como se concluye en el trabajo de Hong (2010), que pone de relevancia la disparidad de interpretaciones en la literatura, este es un tema abierto y no existe un comportamiento universal de todas las variables adimensionalizadas (medias, de estabilidad o turbulentas) con la estabilidad local  $z/\Lambda$ , aunque hay una mayor tendencia a describir el *levelling-off* para las magnitudes turbulentas adimensionalizadas localmente (como hizo Nieuwstadt con la difusividad de momento adimensionalizada, ec. 5.3). Como se ha visto, esto correspondería a una relación lineal entre las funciones de semejanza y  $z/\Lambda$  en el régimen *z-less*, en contra de la interpretación realizada en las secciones anteriores.

En todo caso, y aunque los resultados obtenidos para SABLES98 no den soporte a la hipótesis de estratificación *z-less* tal y como es actualmente concebida de forma mayoritaria, sí es necesario poner de relieve que las condiciones de estabilidad asociadas al *level-off* de las funciones de semejanza denotan la entrada en un régimen de alta estabilidad bien diferenciado del resto, en el que es lógico suponer que el tamaño de los *eddies* no está controlado por la altura sobre la superficie. Por otra parte, hay que señalar la facilidad con la que pueden contaminarse los flujos turbulentos evaluados mediante EC debido a la inclusión en los mismos de movimientos no turbulentos como los asociados a ondas u otros fenómenos de mayores escalas, si el periodo de

promediado no se elige de forma adecuada. Como se estudiará más en detalle en la sección 4 del siguiente capítulo, esta circunstancia se hace particularmente relevante en los regímenes de mayor estabilidad, debido además a la dificultad instrumental existente en la medición de los flujos turbulentos tan pequeños característicos de los mismos. Si se analizan los distintos resultados publicados referentes al régimen *z-less* teniendo en cuenta las técnicas empleadas en cada caso para el cálculo de los flujos turbulentos, se puede concluir que el diferente comportamiento encontrado en  $\phi_m$  y  $\phi_h$  (dependencia lineal o pro-*z-less* frente a *level-off*) o en variables turbulentas adimensionalizadas (*level-off* pro-*z-less* frente a aumento con  $z/A$ ) en el régimen de alta estabilidad, podría justificarse por una deficiente evaluación de los parámetros turbulentos involucrados. Por ejemplo, ya Nieuwstadt (1984a) tuvo que filtrar las series temporales con un filtro pasa alta de 0.01Hz (eliminando así gran parte de los movimientos no turbulentos) para poder obtener el comportamiento descrito en la ec. (5.4): curiosamente, los resultados no filtrados mostrados en ese mismo artículo muestran una tendencia lineal de  $\phi_{Km}$  con  $z/A$ , que sería equivalente al *levelling-off* de  $\phi_m$  (como surge al sustituir  $\phi_m = \text{cte}$  en la ec. 5.4). Igualmente, el comportamiento anti-*z-less* (creciente con  $z/A$ ) obtenido por Pahlow et al. (2001) para las varianzas adimensionalizadas de las tres componentes de la velocidad utilizando tiempos de promediado entre 20 y 30 minutos, se convierte en comportamiento pro-*z-less* en Basu et al. (2006), en el que repiten estos cálculos reduciendo los tiempos de integración.

En lo que respecta a la tendencia hacia el *levelling-off* obtenida en los resultados para  $\phi_m$  y  $\phi_h$  presentados en los apartados anteriores, es fácil demostrar que una sobreestimación en la evaluación de los parámetros turbulentos locales utilizados para evaluar estas funciones puede actuar en el sentido de subestimarlas y sobreestimar  $z/A$ , efectos ambos que actuarían en sentido opuesto a la tendencia lineal *z-less* y acercando estas funciones hacia el *levelling-off*. En la Fig. 5.13 se demuestra este efecto para  $\phi_h$  suponiendo una sobreestimación del flujo de calor cinemático  $\overline{\theta'w'}$ . Aunque en principio el error asociado a las fluctuaciones no turbulentas en el método EC puede conducir tanto a sobreestimar como a subestimar los flujos turbulentos, se mostrará en el siguiente capítulo (sección 6.3) que, al menos en el CIBA, la tendencia predominante actúa precisamente sobreestimando el flujo  $\overline{\theta'w'}$ . En los capítulos VII y VIII de esta tesis doctoral se presentarán ejemplos concretos que muestran la importancia de filtrar correctamente estas componentes no turbulentas de los flujos.

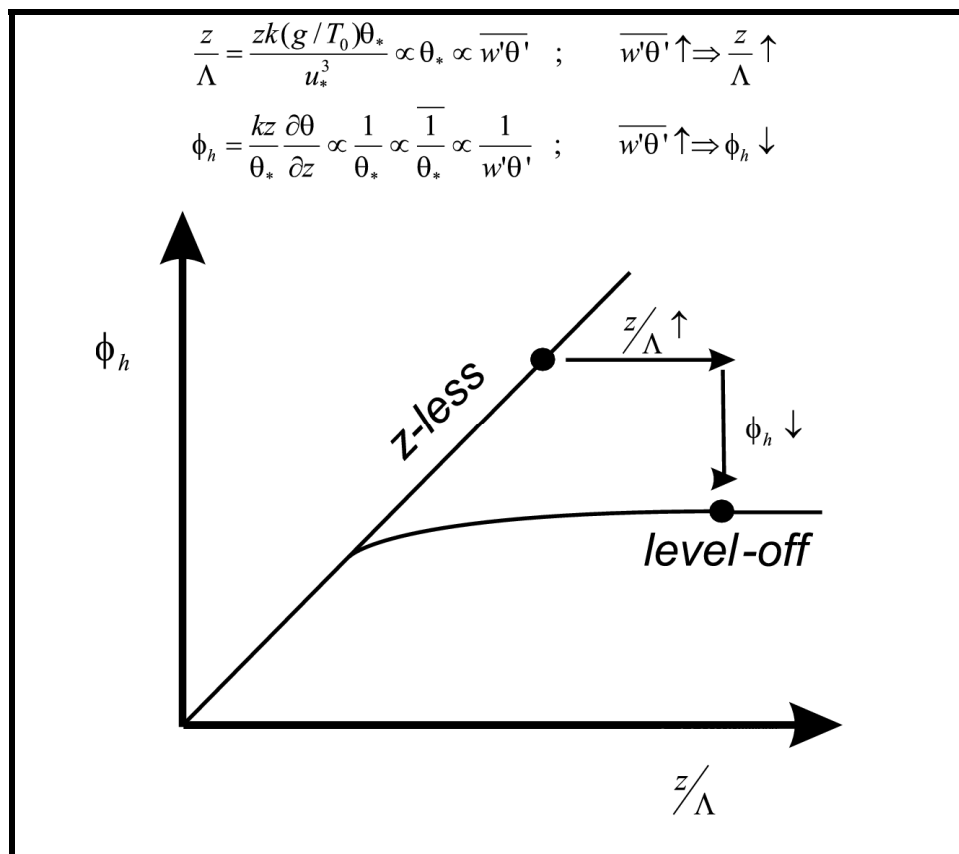


Figura 5.13: Desplazamiento desde *z-less* hacia *level-off*.

## 5.5 Resumen y conclusiones.

- La evolución temporal de los parámetros turbulentos muestra que la mezcla turbulenta ( $TKE$ ,  $K_m$ ,  $K_h$ ) está altamente correlacionada con la velocidad del viento cerca de la superficie, que también ejerce un gran control sobre el grado de estabilidad ( $Ri_g$ ) en las capas más bajas.
- $K_m$  y  $K_h$  están bien controlados por la velocidad de fricción, quedando muy inhibidas ( $\leq 0.01 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ) para los valores más bajos de  $u_*$ .
- El estudio de la influencia de  $Ri_g$  sobre  $K_m$  y  $K_h$  ha permitido establecer tres regímenes de estabilidad (débil, moderada y fuerte) en función del ritmo de decrecimiento de estos coeficientes de intercambio con la estabilidad (decrecimiento lento, decrecimiento rápido, *levelling-off*).
- En el estudio del número de Prandtl inverso, tanto en su evaluación directa como a través de las funciones de semejanza, se ha observado que en SABLES98 disminuye por debajo de la unidad al pasar desde el régimen de estabilidad débil a estabilidad fuerte. Entre las diversas causas destacan el carácter no estacionario de la

turbulencia, su intermitencia y las causas que la favorecen en el régimen más estable, y la presencia de ondas de gravedad. La revisión de la literatura más reciente sobre esta dependencia no permite afirmar que este sea un comportamiento universal, pudiendo verse especialmente afectada por la *self-correlation* entre  $Pr$  y los distintos parámetros de estabilidad. En todo caso, es necesario profundizar en esta distinta eficiencia en la transferencia turbulenta de momento y calor en el régimen de alta estabilidad, si se quiere mejorar la parametrización de los coeficientes de intercambio turbulento en estas condiciones, evitando ante todo usar esquemas demasiado simplistas que consideren un número de Prandtl constante bajo cualquier condición (Cuxart et al., 2000a).

- Se ha podido localizar en torno a  $Ri_g=0.06$  el máximo en la transferencia turbulenta de calor hacia la superficie evaluada en  $z=5.8\text{m}$ . De la comparación con los resultados de otros estudios no se ha podido extraer ninguna evidencia de una dependencia universal del mismo con la altura.
- $\phi_m$  y  $\phi_h$  aumentan con la estabilidad para estabilidades débiles y moderadas; para mayores estabilidades ( $\zeta > 1-2$ ) tienden a nivelarse y permanecer casi constantes. En este rango las diferencias con las funciones de referencia son sustanciales, dándose la mayor correspondencia en el nivel más bajo ( $z=5.8\text{m}$ ), probablemente porque el carácter intermitente de la turbulencia es menor cuanto más cerca de la superficie.
- Las pendientes de los ajustes lineales de  $\phi_m$  frente a  $z/\Lambda$  disminuyen con la altura, lo cual subraya la importancia de utilizar el *local-scaling* incluso para rangos de estabilidad débil a moderada.
- La fiabilidad de los modelos numéricos como los de circulación general, de área limitada y los modelos de dispersión puede verse afectada si se utilizan las funciones de semejanza tradicionales para estabilidades por encima de  $\zeta \approx 1-2$ , al inducir una sobreestimación de  $\phi_m$  y  $\phi_h$  y por tanto subestimar los flujos turbulentos superficiales.
- En algunos intervalos del periodo S (especialmente en los niveles superiores) se ha encontrado para algunos puntos con valores pequeños del parámetro de estabilidad ( $\zeta < 0.1$ ), valores inesperadamente altos de  $\phi_h$ , más propios de regímenes más estables. Estos casos pueden deberse a la influencia de OGI's y otros fenómenos de mesoescala (corrientes de densidad, etc.), y al régimen de turbulencia intermitente

que pueden inducir, produciendo episodios locales y breves de mezcla turbulenta, en un contexto de mayor estabilidad que la sugerida por  $z/\Lambda$ .

- El comportamiento de las funciones de semejanza en altas estabilidades no se ha podido determinar con suficiente precisión. La fiabilidad de los resultados se ve comprometida por el uso de estimaciones de los flujos turbulentos con demasiada incertidumbre, con el potencial de encontrarse contaminados por componentes de escalas no turbulentas.
- Se ha realizado una revisión bibliográfica sobre el concepto *z-less*, justificando la diversidad de criterios existente a la hora de interpretarlo, y proponiendo una explicación a los resultados anti-*z-less* mostrados en este capítulo y en los trabajos de otros autores.



## **CAPÍTULO VI:**

# **RESULTADOS GLOBALES DE LA CAMPAÑA SABLES2006<sup>6</sup>**

### **6.1 Características generales de la capa límite estable durante la campaña.**

En esta sección se analizan diez noches consecutivas (del 21 al 30 de junio) pertenecientes al **periodo de observación intensiva** de SABLES2006, para estudiar el comportamiento general de las variables medias y turbulentas. En las Figuras 6.1 a 6.4 se muestra la evolución de las variables meteorológicas básicas, la estabilidad y los parámetros turbulentos (promedios EC cada 5 minutos). Para cada noche el periodo elegido ha sido de 1800 a 0600 UTC, lo que incluye la transición de condiciones diurnas a nocturnas (la puesta de sol en el CIBA se produce alrededor de las 2000 UTC y el amanecer alrededor de las 0500 UTC durante la época del año en la que tuvo lugar la campaña).

---

<sup>6</sup> Gran parte de los resultados presentados en este capítulo se basan en las siguientes publicaciones: Yagüe, C., Viana, S., Maqueda, G., Lazcano, M. F., Morales, G. and Rees, J. M. (2007): A study on the nocturnal atmospheric boundary layer: SABLES2006. *Física de la Tierra*, **19**, 37-53. Disponible online en: <http://revistas.ucm.es/fis/02144557/articulos/FITE0707110037A.PDF>

Viana, S., Yagüe, C., Maqueda, G. and Morales, G. (2007): Study of the surface pressure fluctuations generated by waves and turbulence in the nocturnal boundary layer during SABLES2006 field campaign. *Física de la Tierra*, **19**, 55-71. Disponible online en: <http://revistas.ucm.es/fis/02144557/articulos/FITE0707110055A.PDF>

Como se aprecia en la Fig. 6.1c, el aire cercano a la superficie sufre un enfriamiento notable, de más de 15°C durante la mayor parte de las noches, aunque el grado de estabilidad alcanzado va variando cada noche (Fig. 6.2a). Durante determinadas noches de la campaña (21, 22 y 26-29 de junio) la evolución es similar, desarrollándose antes de la puesta de sol una inversión térmica en superficie (Fig. 6.2c), junto con vientos ligeros y una cizalla del viento reducida (Fig. 6.1a).

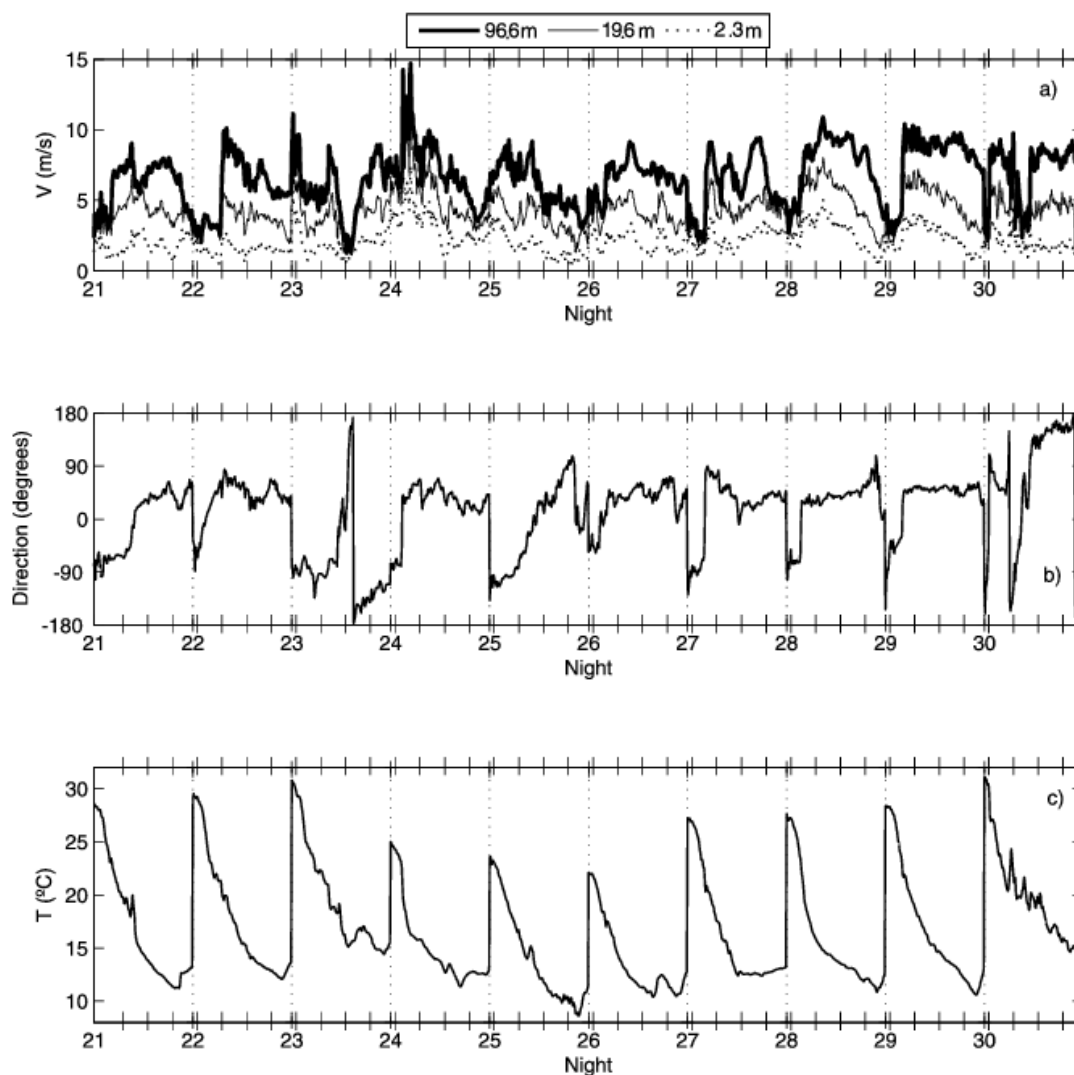


Figura 6.1: Evolución de (a) la velocidad del viento en  $z=2.3$ , 19.6 y 96.6m, (b) la dirección del viento en  $z=9.6$ m y (c) la temperatura en  $z=2.3$ m, durante los periodos de 1800 a 0600 UTC del 21 al 30 de junio de 2006. El intervalo entre las marcas en el eje horizontal es de 3 horas, y las marcas dobles indican las 1800 UTC.

La situación descrita se mantiene hasta cierto tiempo después de la puesta de sol, cuando la inversión superficial se ve fuertemente reducida (Fig. 6.2c), coincidiendo con un fuerte aumento de la velocidad y la cizalla del viento, que rola a dirección NE (Fig. 6.1b). Esta transición se produce bruscamente durante algunas de las noches (27-28-29

de junio alrededor de las 2000 UTC), y más despacio otras (21-22 de junio). Una vez más, estas corrientes constituyen la manifestación en el CIBA del conjunto de circulaciones locales y de drenaje que se desarrollan en la cuenca del Duero y sobre los Montes Torozos, bajo las condiciones de débil forzamiento sinóptico que predominaron durante los días analizados (Fig. 4.7). Las pequeñas variaciones en el calentamiento diurno preexistente y en el régimen de estabilidad desarrollado entre las distintas noches y en las distintas regiones circundantes al CIBA modulan la velocidad e intensidad de la transición entre los dos regímenes. Estas circulaciones y sus efectos sobre la CLA en el CIBA serán tratadas con mayor profundidad en el capítulo VIII.

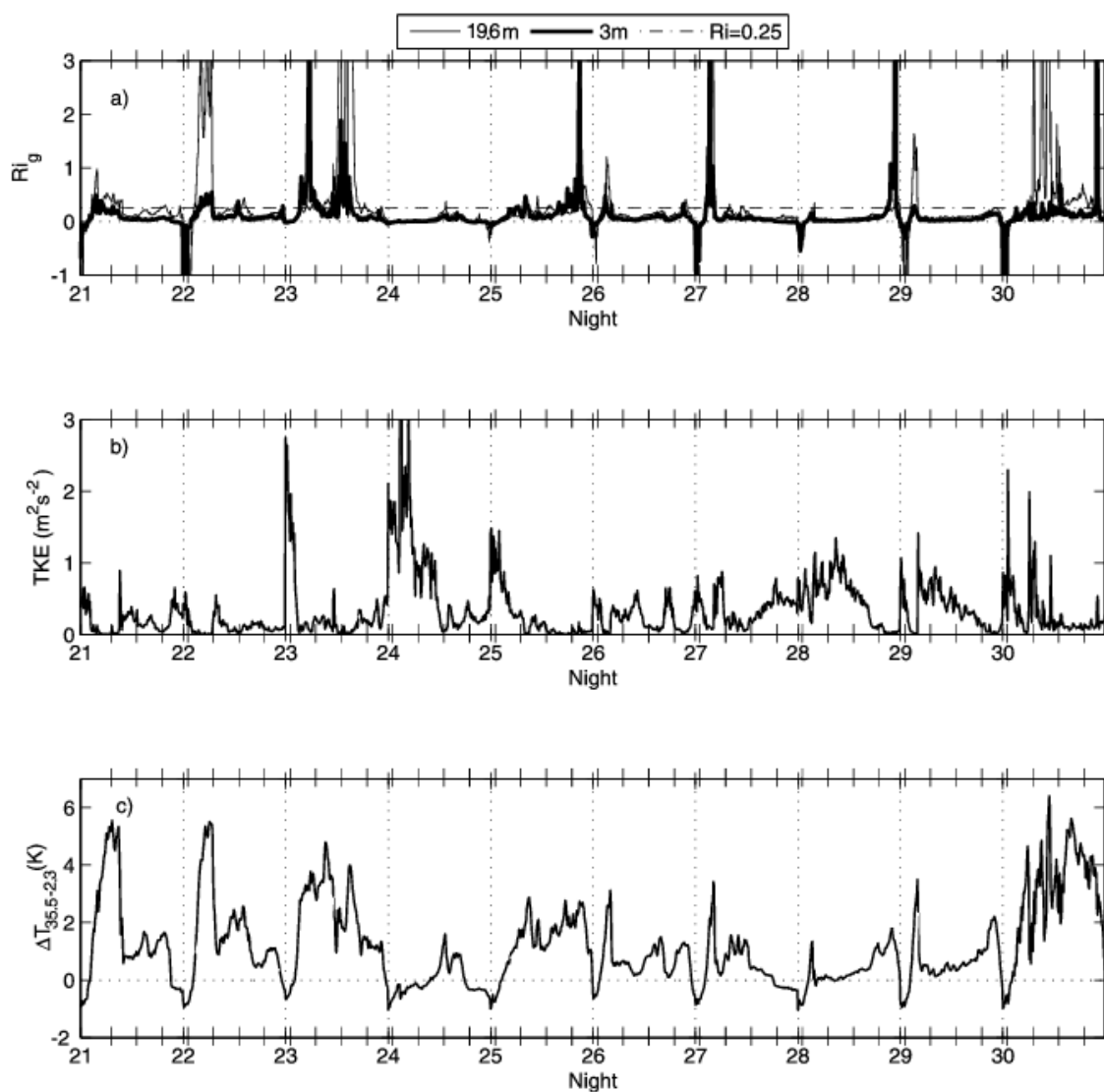


Figura 6.2: Evolución de (a)  $Ri_g$  en  $z=3m$  y  $z=19.6m$ , (b) TKE en  $z=3m$ , y (c) inversión térmica entre 35.5m y 2.3m.

En concordancia con la entrada del viento del NE, la velocidad de enfriamiento aumenta, como se comprueba a la vista de las pendientes de las curvas de temperatura

mostradas en la Fig. 6.1c, que son más pronunciadas cuando se produce el cambio en la dirección del viento y aumento de la cizalla. Estas corrientes catabáticas o de densidad enfrían la CLA alrededor del CIBA más allá de la tasa de enfriamiento nocturno debido a los efectos radiativos. Además es frecuente observar estallidos o *bursts* turbulentos en  $TKE$  y  $u^*$  coincidiendo con la llegada del flujo catabático (Figs. 6.2b y 6.4b), que potencian la mezcla turbulenta y producen valores grandes (Fig. 6.4a) del flujo descendente de calor sensible ( $>40 \text{ W m}^{-2}$ ), lo que ayuda a disminuir la inversión térmica de superficie. Por otra parte, los coeficientes de intercambio turbulento de momento y calor ( $K_m$  y  $K_h$ ) dan cuenta del grado de mezcla producida en la CLE (Figs. 6.3a&b) y de los distintos ordenes de magnitud que se llegan a alcanzar (de  $10^0$  a  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ). Las discontinuidades se deben a la presencia de flujos contra-gradiente que producen valores negativos en estos coeficientes. Algunos autores relacionan este hecho con la presencia de ondas de gravedad en la CLE (lo cual se estudiará más en detalle en las siguientes secciones y en los capítulos VII-VIII).

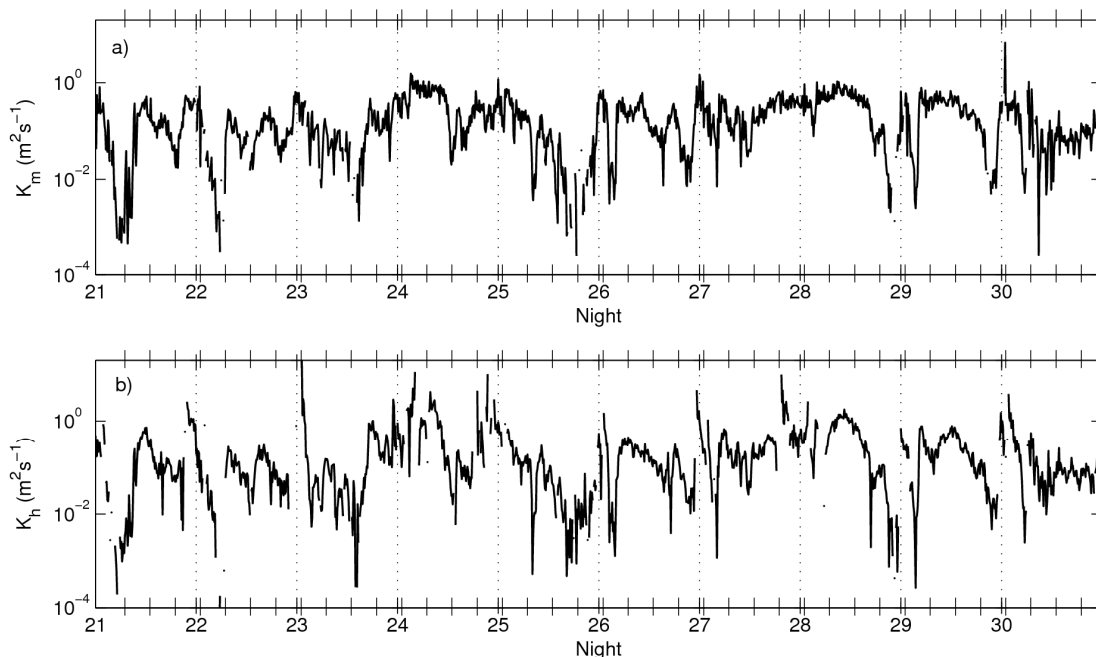


Figura 6.3: Evolución de los coeficientes de intercambio de (a) calor y (b) momento en  $z=3\text{m}$ .

Según los flujos catabáticos observados y la evolución de  $Ri_g$  en  $z=3\text{m}$  y  $z=19.6\text{m}$  (Fig. 6.2a), las noches del periodo estudiado pueden separarse en dos grupos principales. El primer grupo (21, 22 y 26-29 de junio) comprende las noches en las que se alcanzó un grado de estabilidad débil o moderada, con vientos catabáticos importantes, y valores de  $Ri_g$  fundamentalmente por debajo de su valor crítico, salvo por el intervalo de la noche previo a la incidencia de los catabáticos, en el que la escasa cizalla del viento (con

valores de  $u^*$  inferiores a  $0.05 \text{ m s}^{-1}$ , Fig. 6.4b) y el incipiente enfriamiento superficial tienden a producir un grado de estabilidad superior al alcanzado durante el resto de la noche. En el segundo grupo, correspondiente a las noches del 23, 25 y 30 de junio, el grado de estabilidad oscila entre moderada y fuerte, con valores supercríticos de  $Ri_g$  ( $>0.25$ ) durante las horas centrales de la noche. Queda fuera de esta división la noche del 24 de junio, en la que el paso de una pequeña vaguada o perturbación en altura produjo cierta inestabilidad de mesoescala, registrándose una intensa tormenta durante las primeras horas de la noche, que produjo una capa límite muy mezclada, con estratificación prácticamente neutral durante la mayor parte de la noche.

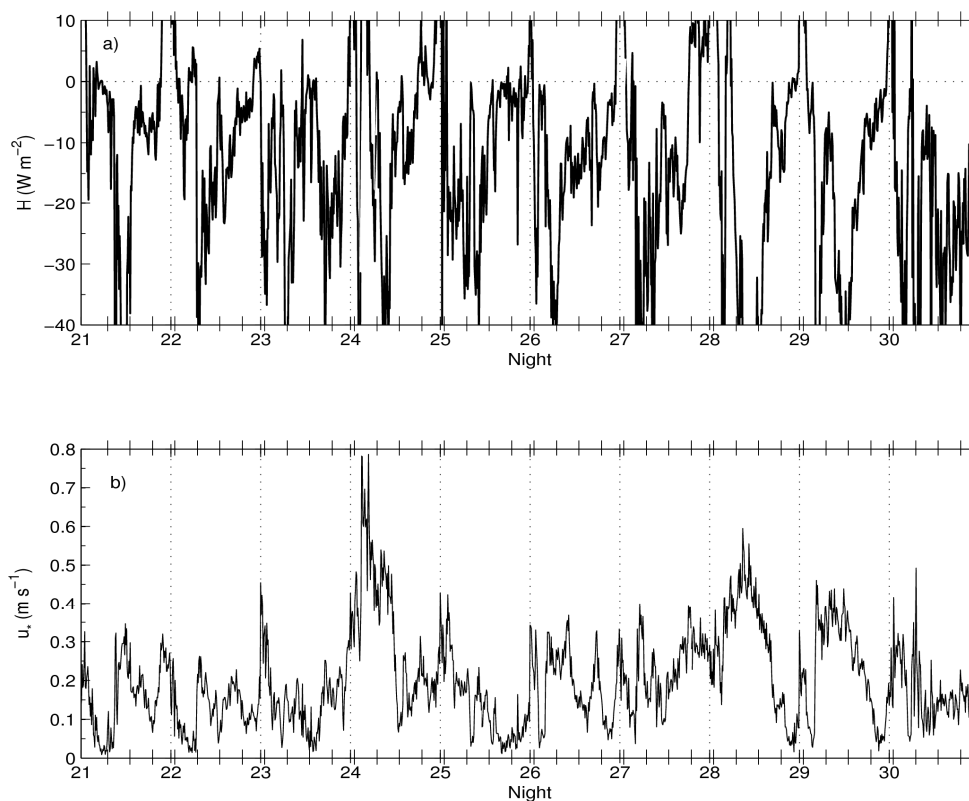


Figura 6.4: Evolución de: (a) flujo vertical de calor turbulento  $H$  y (b)  $u^*$  en  $z=3\text{m}$ .

## 6.2 Impacto de las condiciones turbulentas en la CLE sobre las fluctuaciones de presión.

Como se mencionó en la sección 2.4.2, el grado de conocimiento alcanzado sobre el espectro de las fluctuaciones de presión en el rango de escalas turbulentas es muy limitado si se compara con la relativamente buena comprensión que se tiene sobre las oscilaciones periódicas de presión en las escalas típicas en las que se presentan las OGI, y aún más respecto de las variaciones de presión debidas a estructuras de mesoescala o a tendencias de alcance sinóptico.

Durante el análisis del conjunto de observaciones experimentales obtenidas en SABLES2006 se ha puesto mayor énfasis en el estudio de las fluctuaciones de presión de más baja frecuencia, fruto de lo cual surgieron los diversos estudios de fenómenos ondulatorios presentados en Viana (2007) y Viana et al. (2007) y los que se presentarán en los capítulos VII y VIII. No obstante, puesto que la práctica totalidad de registros ondulatorios analizados también contienen fluctuaciones de mayor frecuencia originadas por la turbulencia, en esta sección se intentará correlacionar la intensidad de estas fluctuaciones rápidas de la presión atmosférica con el grado de turbulencia desarrollada en la CLA, con el objetivo de mejorar nuestra capacidad de interpretación de los registros microbarométricos, cuyo uso está relativamente poco extendido en los estudios de CLA. Para ello se ha desarrollado una metodología para estudiar la relación entre las fluctuaciones rápidas de la presión atmosférica (la mayoría de las cuales se espera estén causadas por la turbulencia) y los parámetros turbulentos y de estabilidad evaluados a partir de observaciones en la torre.

### 6.2.1 Varianza integrada de alta frecuencia ( $\sigma_{P70}$ ).

Una de las formas más sencillas de analizar la relación turbulencia-presión que queremos estudiar es calculando la desviación cuadrática media o la varianza de las series de presión, como en Shaw et al. (1990). Puesto que la correlación fundamental entre la presión y el campo de viento cerca de la superficie se debe a la componente de alta frecuencia de las series de presión, en el mencionado estudio la dispersión en los resultados disminuía al pre-filtrar las series de presión mediante una ventana *running-mean* o media móvil de unos 40s de amplitud. Sin embargo, ya se ha destacado (ver sección 3.4a) las deficiencias del operador de promediado a la hora de filtrar frecuencias (Denholm-Price & Rees, 1998). Como alternativa, en este estudio se ha procedido a realizar un filtro de frecuencias mediante la transformada de Fourier. Cada transformada de Fourier se ha realizado a partir de series de presión de 30 minutos, aplicando el método *spectral splicing* (Kaimal & Finnigan, 1994), que permite determinar un espectro suavizado de cada serie de datos. A partir de los coeficientes  $S(\omega)$  del espectro de presión, se determina la *varianza parcialmente integrada*:

$$\sigma_{P70s}^2 = \int_{\omega_c}^{\omega_N} S(\omega) d\omega \quad (6.1)$$

Esta varianza describe la contribución de las frecuencias más altas (periodos inferiores a 70s) a la varianza total de las subseries de 30 minutos. El límite de integración utilizado

( $\omega_c=1/70 \text{ s}^{-1}$ ) permite excluir las posibles contribuciones por parte de las fluctuaciones de presión generadas por las estructuras ondulatorias de periodos del orden del minuto o superior). Por conveniencia, utilizaremos la raíz cuadrada de esta varianza,  $\sigma_{P70}$ , que representa la contribución de alta frecuencia a la desviación típica de la presión.

### 6.2.2 Relación entre los parámetros turbulentos y $\sigma_{P70}$ .

La Figura 6.5 muestra la dependencia de  $\sigma_{P70}$  evaluado para un microbarómetro de superficie ( $z=1.5\text{m}$ ) frente a distintos parámetros de turbulencia y estabilidad ( $TKE$ ,  $u_*$ ,  $z/L$  y  $Ri_g$ ) evaluados en  $z=3\text{m}$  durante los periodos nocturnos de SABLES2006. Las sub-series de 30 minutos utilizadas para evaluar  $\sigma_{P70}$  se han creado con solapamientos cada 15 minutos, para aumentar el número de puntos experimentales. Puesto que los parámetros turbulentos y de estabilidad mencionados se han calculado mediante la técnica EC con ventanas de promediado de 5 minutos, cada valor de  $\sigma_{P70}$  se asigna al valor medio de los parámetros durante los 15 minutos centrales de cada sub-serie. Además de la nube de puntos, también se muestran los datos agrupados por intervalos de la variable en abscisas (cada intervalo contiene aproximadamente el mismo número de pares de datos individuales), mediante promedios y barras de error calculados igual que en capítulos anteriores. Las Figuras 6.5a&b muestran que  $\sigma_{P70}$  aumenta progresivamente con  $TKE$  y  $u_*$ . Cuando el nivel de turbulencia es muy pequeño ( $TKE < 0.1\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ,  $u_* < 0.1\text{m s}^{-1}$ ),  $\sigma_{P70}$  se reduce hasta valores del orden del error sistemático de los microbarómetros (0.001hPa). Los datos de la Fig. 6.5a muestran una buena dependencia lineal si se pasa a ejes logarítmicos (no se muestra), lo cual concuerda con la relación lineal obtenida por Shaw et al. (1990) entre la desviación cuadrática media de la velocidad del viento y las desviaciones típicas de series de presión filtradas. Esta relación lineal se puede justificar en base a la ecuación de Poisson para la presión:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = -\rho \left[ 2 \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u'_i u'_j - \overline{u'_i u'_j}) + \frac{g}{T} \frac{\partial \theta'_i}{\partial x_i} \delta_{i3} \right] \quad (6.2)$$

Los tres términos en la parte derecha representan, respectivamente, la contribución a las fluctuaciones de presión debida a la interacción de la turbulencia con la cizalla, a la interacción de la turbulencia con sí misma, y a las perturbaciones térmicas originadas por el calentamiento del suelo (Katul et al., 1996). En la versión integrada de esta ecuación, todos los términos contienen una velocidad al cuadrado, excepto por el tercer término (de flotabilidad). Para los microbarómetros situados en superficie ( $z=1.5\text{m}$ ) este

término se podrá despreciar, dado que casi siempre se encontrarán dentro de la subcapa de influencia dinámica ( $z < L$ ), donde los efectos dinámicos dominan sobre los términos. De esta forma se puede concluir que las fluctuaciones rápidas de presión cerca del suelo están causadas fundamentalmente por interacciones de tipo dinámico (Kraichnan, 1956; Panton & Lineberger, 1974), sobre todo relacionadas con la cizalladura del viento.

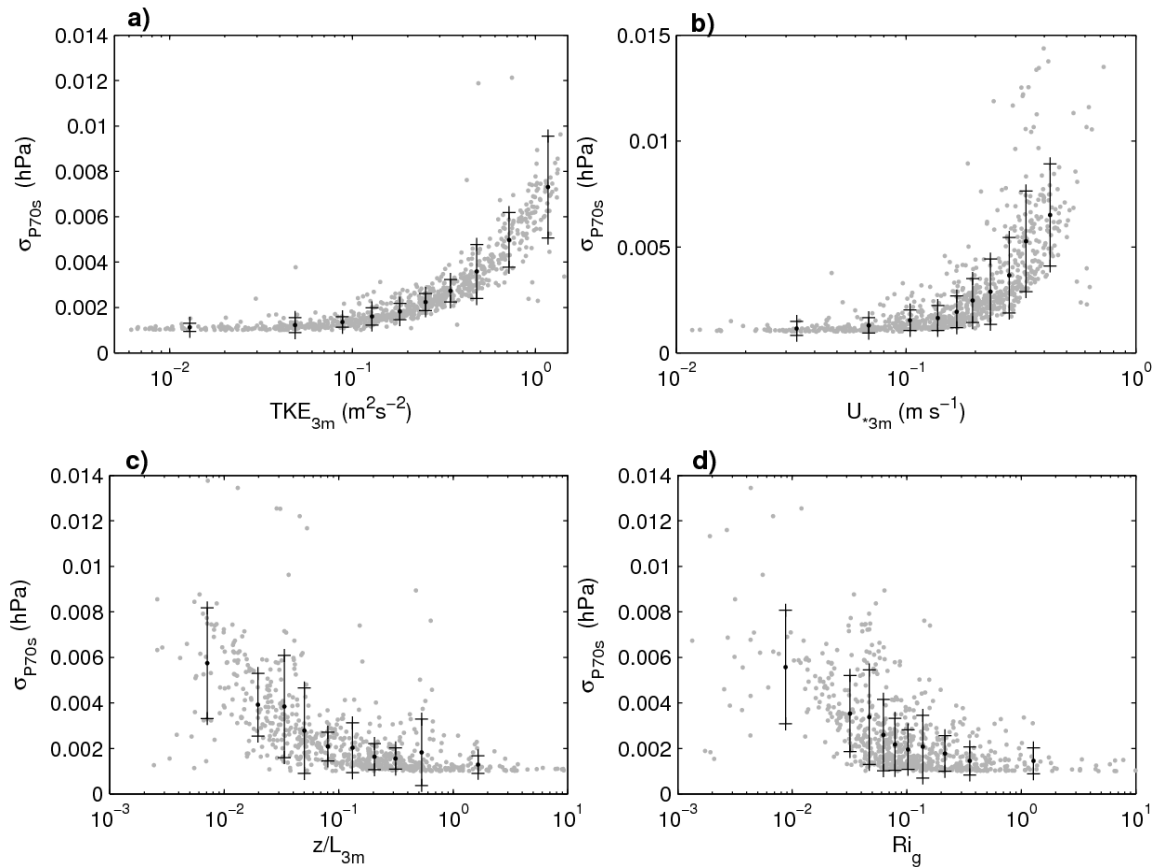


Figura 6.5: Dependencia de  $\sigma_{P70}$  con (a)  $u_*$ , (b)  $TKE$ , (c)  $z/L$  y (d)  $Ri_g$  evaluados en  $z=3m$ .

En cuanto al comportamiento de  $\sigma_{P70}$  con  $z/L$  y  $Ri_g$  (Figs. 6.5c&d), ambos muestran una dependencia con  $\sigma_{P70}$  opuesta a la de  $TKE$  y  $u_*$ , tal y como era de esperar, puesto que ambos parámetros incluyen en su denominador los efectos asociados a la cizalla. Sin embargo, también contemplan el grado de estabilidad térmica en sus definiciones. En la práctica, y debido a la mencionada prevalencia de los efectos dinámicos sobre los térmicos en la subcapa con  $z < L$ , esto conlleva una mayor dispersión en las Figs. 6.5c&d comparado con las que relacionan  $\sigma_{P70}$  con  $TKE$  y  $u_*$ , ya que variaciones en  $z/L$  o  $Ri_g$  producidas únicamente por cambios en el grado de estabilidad térmica no tendrán demasiado impacto en  $\sigma_{P70}$ . La dispersión afecta especialmente a valores bajos de  $Ri_g$  y  $z/L$ . Cuando  $z/L \ll 1$ , la subcapa dinámica abarca un estrato atmosférico de mayor espesor, y el nivel de medida se encontrará bien inmerso en esta capa ( $z \ll L$ ). Según

aumenta  $z/L$ ,  $L$  disminuirá hasta valores comparables al nivel de medida  $z$  ( $z/L \approx 1$ ,  $z \approx L$ ), y los efectos térmicos irán ganando en importancia. En el límite  $z/L > 1$  ( $z > L$ ), estos efectos pasan a controlar las fluctuaciones de presión tanto como los efectos dinámicos; bajo este régimen ya no será posible despreciar el último término de la ec. 6.2, quedando  $\sigma_{P70}$  muy bien controlado por  $z/L$ . Esta argumentación puede ser extendida para explicar la dispersión en  $Ri_g$ , puesto que ambos parámetros de estabilidad están vinculados por la teoría de semejanza (eq. 2.29).

En la Figura 6.6, donde se muestra  $\sigma_{P70}$  frente a  $K_m$  y  $K_h$  también en  $z=3\text{m}$ , se observa de nuevo dependencia positiva entre  $\sigma_{P70}$  y los parámetros de turbulencia. En el cálculo de los promedios y barras de error se han excluido los valores negativos de  $K_m$  y  $K_h$ , que representan flujos contra-gradiente, aunque sus valores puntuales se han mantenido en las figuras. Como se mencionó previamente, los flujos contra-gradiente se han relacionado tradicionalmente con procesos de ruptura de ondas de gravedad (Nai-Ping et al., 1983; Chimonas, 1995; Yagüe & Redondo, 1995), que únicamente se pueden propagar sobre estratos atmosféricos estables, y sin gran actividad turbulenta. En nuestros resultados, los casos de flujo de momento contra-gradiente ( $K_m < 0$ ) están casi siempre asociados con valores muy bajos de  $\sigma_{P70}$  (es decir, aparecen en situaciones en las que las fluctuaciones de presión no están dominadas por variaciones de alta frecuencia), lo que podría interpretarse como un signo de la frecuente ocurrencia de episodios de OGI en SABLES2006.

En la figura análoga para  $K_h$  puede observarse que, aunque los casos contra-gradiente con  $|K_h|$  pequeño siguen asociados a valores muy bajos de  $\sigma_{P70}$ , aquéllos con  $|K_h| > 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  muestran extrañamente valores de  $\sigma_{P70}$  del mismo orden que los puntos co-gradiente de ese rango. Nótese que, para valores grandes de  $K_h$ , esta figura muestra más dispersión que la de  $K_m$ . Como se mencionó en el capítulo V, la mayor dispersión en la evaluación de parámetros térmicos respecto a los dinámicos en la capa límite se ha encontrado en diversos estudios no relacionados con las fluctuaciones de presión (Duykerke, 1999; Yagüe et al., 2001; 2006), y generalmente se atribuye, entre otras causas, a la menor precisión existente a la hora de determinar los gradientes de temperatura respecto de los gradientes de velocidad. Esta explicación también podría dar cuenta de los valores contra-gradiente anómalos con  $\sigma_{P70}$  alto mencionados al principio de este párrafo: los gradientes locales de temperatura potencial, que aparecen en el denominador de la expresión mediante la que se evalúa  $K_h$  (ec. 2.19), pueden

tomar valores muy próximos a cero en el rango de menor estabilidad, y su estimación a partir de los ajustes log-lineales (ver APÉNDICE A) puede tomar ocasionalmente valores negativos si el ajuste no es muy preciso, produciendo en el segundo caso valores espurios de flujos contra-gradiente.

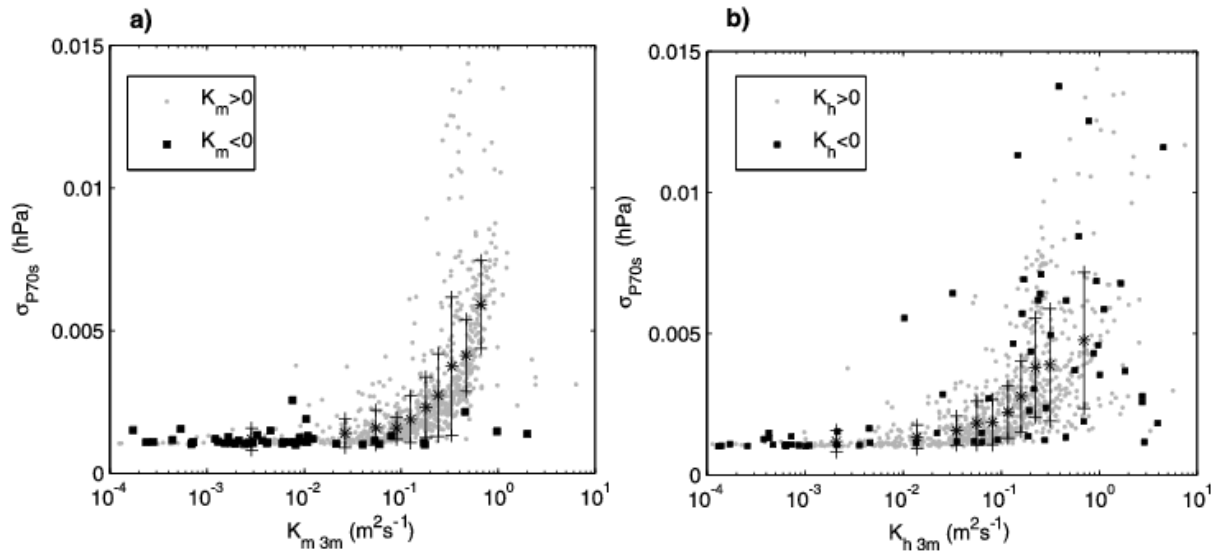


Figura 6.6: Dependencia de  $\sigma_{P70s}$  con (a)  $K_m$  y (b)  $K_h$ . Las barras de error se han calculado únicamente con los valores positivos de los coeficientes (puntos grises). Los puntos más oscuros corresponden a flujos contra-gradiente.

### 6.3 Estadísticas globales del espectro turbulento en SABLES2006.

Como ya ha quedado reflejado en los capítulos teóricos y de metodología, el estudio de la turbulencia en base a la descomposición de Reynolds y el análisis EC no permite conocer los parámetros internos de la turbulencia – es decir, el reparto energético entre las distintas escalas en las que se desarrolla. El análisis multi-resolución es una de las herramientas más adecuadas para estudiar estos aspectos, si bien requiere un procesamiento de datos más laborioso y complicado. La metodología descrita en la sección 3.2, además de ser computacionalmente costosa, puede requerir cierta supervisión a la hora de determinar la escala temporal del *gap*, puesto que los distintos algoritmos para definir la posición del *gap* no producirán resultados o estos serán poco fiables en un determinado porcentaje de los casos. Existe una gran diversidad de procesos que pueden perturbar el régimen turbulento estacionario en una CLE, destruyendo el espectro idealizado de la turbulencia. Entre ellos se pueden mencionar la inhibición de la turbulencia y su desacople de la superficie, su coexistencia con movimientos de sub-mesoescala o *meandering motions* actuando en escalas similares (solapándose ambos espectros), la generación de fenómenos ondulatorios como ondas de gravedad y solitones (y en

ocasiones el colapso o ruptura de estas estructuras ondulatorias, como en los procesos de inestabilidad de Kelvin-Helmholtz) actuando en distintas escalas temporales o espaciales y produciendo contribuciones tanto co-gradiente como contra-gradiente. Además, en las situaciones más estables con un régimen turbulento más inhibido, puede suceder que la propia resolución espacial y temporal de los instrumentos así como sus umbrales de sensibilidad, sean insuficientes para el estudio de la turbulencia, al encontrarse gran parte de la misma desplazada hacia escalas temporales y espaciales demasiado pequeñas. Los espectros obtenidos estarán afectados por el llamado *aliasing* (consistente en la acumulación de parte la energía espectral no resuelta sobre las escalas resueltas más cercanas; Stull, 1988).

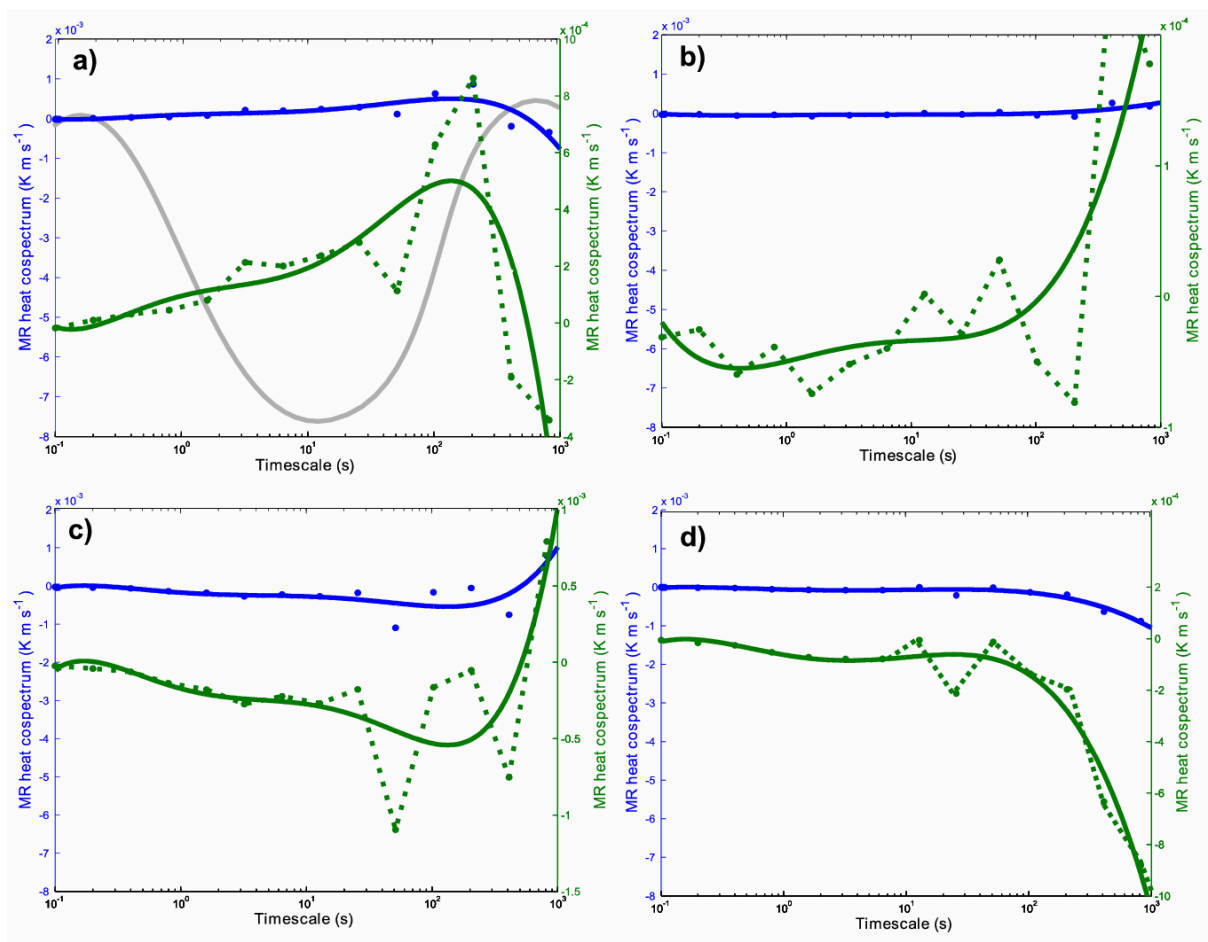


Figura 6.7: Ejemplos de espectros irregulares por turbulencia irresoluble, *aliasing* y contribuciones sub-mesoescala. En azul: Descomposición MR del flujo de calor (puntos) y sus ajustes polinómicos (líneas), comparados con un espectro de referencia (línea gris en (a)). En verde: Las mismas descomposiciones MRFD (líneas discontinuas) y sus ajustes (líneas continuas), con escalas (ejes de ordenadas a la derecha) adecuadas a sus magnitudes.

El *aliasing*, junto con la perturbación en el otro extremo del espectro debida a los mencionados efectos de sub-mesoescala y ondas (cuya contribución relativa sobre el espectro será mucho mayor que en condiciones más turbulentas), confiere una gran

componente aleatoria a los espectros y coespectros multi-resolución. En la Figura. 6.7 se muestran diversos ejemplos de estas situaciones, en las que el espectro determinado tiene una apariencia plana (puntos y líneas azules en la figura) si se compara con los obtenidos en situaciones con turbulencia más desarrollada (línea gris en Fig. 6.7a). Representados a una escala más adecuada a su magnitud (puntos y líneas discontinuas de color verde), muestran una apariencia muy irregular, muy alejada del espectro idealizado mostrado en la Fig. 3.5, que impide determinar correctamente parámetros como la posición del *gap* o el tamaño medio de los *eddies*.

Aunque en la explotación de SABLES2006 se han realizado las descomposiciones MRFD y la determinación del *gap* para todas las noches y anemómetros sónicos disponibles, únicamente se ha realizado la supervisión visual de los resultados para el anemómetro situado en  $z=19.6\text{m}$  (por este motivo los resultados en los apartados anteriores se han basado en la metodología EC en lugar de MRFD). En la Figura 6.8 se muestran las frecuencias absolutas de la distribución del *gap* y los *eddies* medios a lo largo de las distintas escalas temporales durante toda la campaña (en los casos en los que se pudieron determinar correctamente). El análisis de estos histogramas permite extraer algunas conclusiones importantes sobre el espectro de la turbulencia:

- Durante los periodos estables de la campaña, la posición media del *gap* se sitúa en torno a 100-200 segundos.
- El 10% del tiempo el *gap* se localiza por encima del tiempo típico de promediado en la metodología EC (300 segundos). En estos casos esta metodología podría estar subestimando el grado de transferencia turbulenta.
- La escala temporal de los *eddies* medios se encuentra entre 1 y 10 segundos en el 60% de los casos.
- La distribución de los *eddies* medios es bimodal, con un máximo secundario para escalas temporales en torno a 0.1 segundos (el equivalente a la frecuencia de Nyquist en el análisis MRFD midiendo a 20Hz), que representa en torno al 20% del total de datos. Teniendo en cuenta el efecto *aliasing*, debe interpretarse que el 20% del tiempo la turbulencia se encuentra muy inhibida y limitada a escalas muy pequeñas, en las que es irresoluble mediante los instrumentos disponibles durante la campaña.

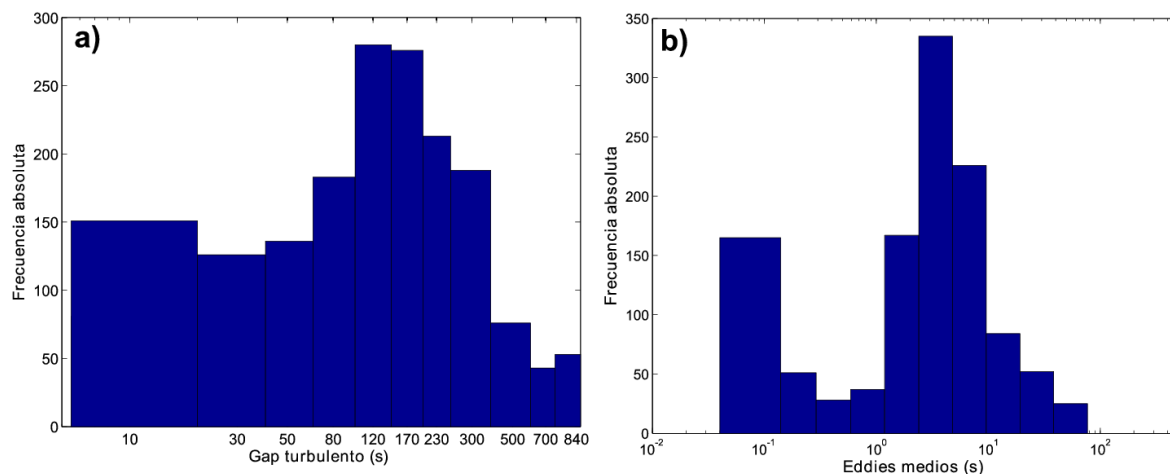


Figura 6.8: Histogramas de la escala temporal del *gap* (a) y de los *eddies* medios (b) para el anemómetro localizado en  $z=19.6\text{m}$  durante la campaña SABLES2006.

Por último, se ha evaluado cuál es el grado de sobreestimación/subestimación del flujo vertical de calor (únicamente en condiciones de estabilidad o flujo de calor hacia la superficie) al utilizar la metodología tradicional EC (con una ventana de promediado de 300 segundos) en lugar de la integración del coespectro hasta la escala temporal del *gap* como se realiza en el método MRFD. El objetivo es conocer si el error cometido tiene más tendencia a subestimar o a sobreestimar el flujo, y determinar si el error muestra algún tipo de dependencia con la intensidad del flujo o la localización del *gap*. Los resultados se muestran en la Fig. 6.9. De su análisis y relación con los histogramas de la figura anterior se pueden concluir diversos aspectos:

- La mayoría de los puntos individuales se organizan en torno a la línea de error nulo (esto se aprecia especialmente en la Fig. 6.9b). Esto indica que, aunque el 90% del tiempo el *gap* es inferior a 300s y por tanto el método EC tendrá propensión a capturar componentes no turbulentas del flujo, en gran parte de los casos ello no supondrá errores de gran importancia.
- Según se hace patente al agrupar los resultados por intervalos y con barras de error, cuando el método EC produce errores importantes, tiende más frecuentemente a sobreestimar que a subestimar los flujos turbulentos (todos los puntos agrupados quedan por encima de la línea de error nulo en la Fig. 6.9b). Cuando el *gap* es muy superior a 300s (por tanto el método EC podría estar filtrando parte de la turbulencia), no se observa una tendencia a subestimar.
- La sobreestimación del método EC es más frecuente e intensa cuando decae la turbulencia (parte derecha de la Fig. 6.9b) y el *gap* se desplaza hacia escalas más

pequeñas (parte izquierda en la Fig. 6.9a). El error medio sólo supera el 10% cuando el *gap* es inferior a 100s, aumentando rápidamente según el *gap* decrece.

- El hecho de que cuando el *gap* y el flujo de calor real son muy pequeños (y por tanto el método EC captura esencialmente componentes no turbulentas) el error predominante suponga una sobreestimación del flujo, otorga un cierto carácter determinista a esta componente no turbulenta durante la campaña, aunque con el conjunto limitado de datos analizados no es posible saber si se debe a un único fenómeno o a varios, y tampoco si depende del emplazamiento (Mahrt, 2010).

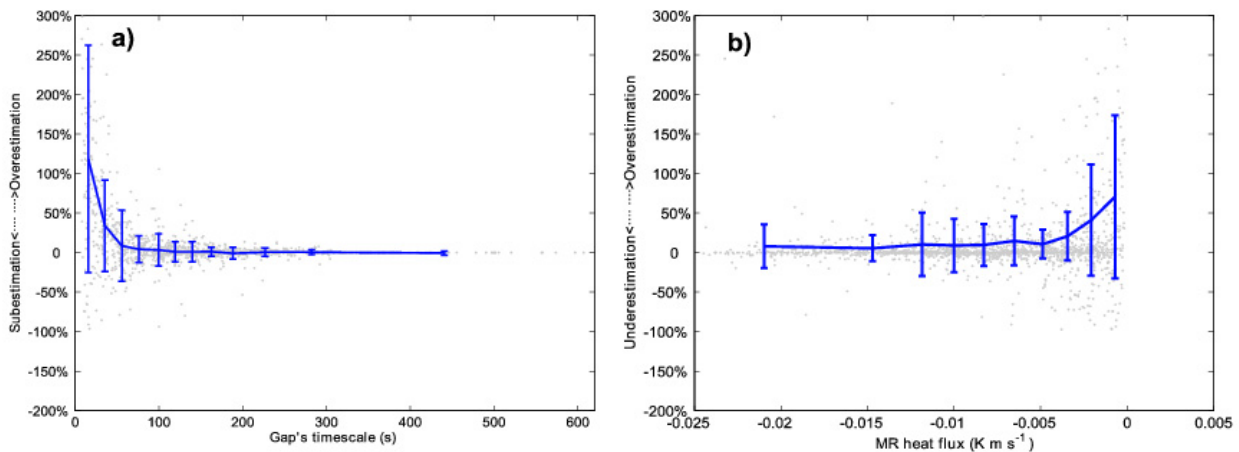


Figura 6.9: Error relativo porcentual en la evaluación del flujo turbulento vertical de calor en  $z=19.6\text{m}$  mediante EC frente a MRFD ( $100 \overline{w'\theta'} / \overline{w\theta}_{MR}$ ), en función de: (a) la escala temporal del *gap* y (b) el flujo vertical de calor.

## 6.4 Resumen y conclusiones.

En este capítulo se han presentado algunos resultados globales de la campaña SABLES2006, relativos a la evolución general de la capa límite a lo largo de 10 noches consecutivas, el grado de estabilidad alcanzado, las características generales de la turbulencia desarrollada durante las distintas noches de la campaña, su relación con las fluctuaciones rápidas en la presión superficial medida a alta resolución, y las propiedades estadísticas más relevantes del espectro turbulento. A continuación se resumen las principales conclusiones del estudio:

- El grado de estabilidad durante los periodos nocturnos de la campaña osciló entre la estratificación neutral y la fuerte estabilidad. Debido a la ausencia de grandes forzamientos a escala sinóptica, la evolución durante gran parte de las noches vino marcada por el desarrollo de flujos catabáticos y corrientes de drenaje en toda la cuenca del Duero, y su interacción y organización según las características

topográficas locales, que terminan por manifestarse en los Montes Torozos como un flujo de componente E que incide sobre el CIBA poco después del ocaso provocando un aumento de la cizalla y destrucción parcial de la inversión superficial. La irrupción de estos flujos produjo frecuentes *bursts* o estallidos de turbulencia proporcionales a su intensidad.

- La influencia de estos flujos no está clara durante las noches más estables (23, 25 y 30 de junio), en las que  $Ri_g$  tiende a permanecer en valores supercríticos, alcanzando los parámetros turbulentos ( $K_m$ ,  $K_h$ ,  $u^*$ ,  $H$ ) sus valores mínimos, y con turbulencia intermitente presente durante toda la noche.
- En condiciones de estabilidad entre neutral y moderada, la intensidad de las fluctuaciones rápidas (turbulentas) de la presión en superficie está muy bien controlada por el grado de cizalla existente en la subcapa de influencia dinámica, observándose una clara proporcionalidad entre  $\sigma_{P70}$  y  $u^*$  o  $TKE$ . Se ha podido determinar una dependencia lineal entre  $TKE$  y  $\sigma_{P70}$ , que encaja con relaciones similares establecidas por otros autores.
- Al explorar la dependencia entre  $\sigma_{P70}$  y los parámetros clásicos de estabilidad ( $z/L$  y  $Ri_g$ ), se observa que en el régimen de estabilidad moderada a fuerte las fluctuaciones turbulentas de la presión son muy sensibles a variaciones de los mismos. Según disminuye el grado de estabilidad, estos parámetros pierden influencia en  $\sigma_{P70}$  (la dispersión de los datos aumenta). El grado de estratificación térmica (englobado en estos parámetros) pierde importancia en los regímenes de estabilidad débil o neutral debido al aumento del espesor de la subcapa de influencia dinámica.
- Los coeficientes de intercambio turbulento de momento y de calor controlan  $\sigma_{P70}$  de manera similar a  $TKE$  y  $u^*$ . Se registraron frecuentemente flujos contra-gradiente que en el caso de  $K_m$  se producen con valores muy pequeños de  $\sigma_{P70}$  independientemente de la magnitud de estos valores, lo que es compatible con la idea de que se trata de episodios locales y muy breves de mezcla intensa producidos en un contexto global de alta estabilidad y turbulencia muy inhibida asociados a actividad ondulatoria y con posible ruptura de ondas.
- En las estimaciones de los flujos EC, el impacto del filtrado de parte de la señal turbulenta cuando el *gap* supera ampliamente a la ventana de promediado es marginal. Ello supone que el uso de ventanas fijas de promediado en la técnica EC bajo situaciones de turbulencia continua será adecuado en gran parte de los casos.

- El error más frecuente e importante en la estimación de los flujos turbulentos mediante la técnica EC conduce a una sobreestimación del flujo turbulento en condiciones de fuerte estabilidad, en las que la turbulencia se encuentra muy inhibida, y el *gap* muy desplazado hacia escalas pequeñas. Esto indica que la parte no turbulenta del espectro muestra una tendencia a producir flujo de calor descendente, cuya causa última no se ha podido establecer.
- En los casos descritos en el punto anterior, aunque la descomposición multi-resolución permite excluir las escalas no turbulentas en las integraciones de los espectros y coespectros, surgirá un error asociado al desplazamiento del espectro hacia escalas no resolubles por los instrumentos utilizados en SABLES2006, y al efecto *aliasing*.

## **CAPÍTULO VII**

# **FENÓMENOS ONDULATORIOS EN SABLES2006 I: ONDA DE GRAVEDAD DE MESOESCALA SOBRE ATMÓSFERA DÉBILMENTE ESTRATIFICADA<sup>8</sup>**

### **7.1 Introducción.**

Las OGI constituyen uno de los fenómenos atmosféricos más frecuentes, representando una importante fuente de forzamiento atmosférico, al poder interactuar con una gran diversidad de procesos atmosféricos desde la escala sinóptica hasta la microescala, dado el gran rango de frecuencias, longitudes de onda y velocidades que pueden presentar. La energía y momento que pueden llegar a desarrollar pueden transferirse al flujo medio (Nappo, 2002) o disiparse en forma de turbulencia (Einaudi & Finnigan, 1993; Smedman et al., 1995), pudiendo acentuar el carácter intermitente de la turbulencia en la CLE, especialmente si estas ondas se inestabilizan y rompen. Como se recoge en el capítulo II y en el APÉNDICE B, el marco general para su estudio es la teoría lineal de ondas (Gossard & Hooke, 1975), surgida tras linealizar las ecuaciones primitivas de un

---

<sup>8</sup> Este capítulo contiene los resultados presentados en el artículo:  
Viana, S., Yagüe, C. and Maqueda, G., (2009): Propagation and effects of a mesoscale gravity wave over a weakly-stratified nocturnal boundary layer during the SABLES2006 field campaign. *Boundary-Layer Meteorol.*, **133**, 165-188.

fluido irrotacional no viscoso, de la cual se deducen una serie de relaciones de polarización entre las componentes del viento, la temperatura, la presión y la densidad del aire, que se han utilizado frecuentemente en la detección de OGI's en experimentos de laboratorio y de campo.

Casi todos los trabajos sobre OGI's estudian sus efectos sobre los fenómenos atmosféricos de escalas similares a la de las ondas tratadas. Por ejemplo, las OGI's con periodos y longitudes de onda más grandes, capaces de propagarse horizontalmente cientos o miles de kilómetros, se estudian generalmente desde un enfoque sinóptico o mesoescalar, centrándose en su interacción con las nubes y la precipitación (Koch & O'Handley, 1997), o su relación con vientos intensos capaces de producir daños importantes (Bosart & Cusen, 1973; Pecnick & Young, 1984). Generalmente estas ondas se originan bajo condiciones muy determinadas, como la existencia de determinados patrones atmosféricos de gran escala (Uccellini & Koch, 1987), actividad convectiva de mesoescala (Böhme et al., 2004) o tormentas (Uccellini, 1975), y se propagan sobre gruesos y extensos estratos atmosféricos alejados de la superficie. También es frecuente la aparición de OGI's con periodos y longitudes de onda más pequeños y de menor extensión espacial sobre estratos atmosféricos estables, entre las que destacan aquéllas producidas en la baja atmósfera sobre CLNs o sobre CLEs persistentes en regiones polares, que suelen estudiarse desde un enfoque micrometeorológico (King et al., 1987; Rees et al., 2001; Sun et al., 2004). Uno de los aspectos clave que más se han abordado es la interacción de las ondas con el flujo medio y la turbulencia (Stewart, 1969; Chimonas, 1999), y el carácter intermitente conferido a esta última. En una serie de artículos publicados a partir de 1981, Einaudi & Finnigan abordaron el acoplamiento onda-turbulencia (ver Einaudi & Finnigan, 1993 y las referencias allí contenidas). Sun et al. (2004) y Cheng et al. (2005) estudiaron la difusión turbulenta asociada a la ruptura de ondas y a procesos de inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, y en Nappo et al. (2008) se muestran los efectos de una onda de gravedad en la dispersión de penachos de contaminantes. Sin embargo, aún no se ha llegado a comprender suficientemente gran parte de las interacciones onda-turbulencia, y por tanto aún queda lejos (si es que llega a ser posible) la formulación de una teoría capaz de dar cuenta de la mezcla turbulenta en presencia de estos fenómenos.

Por otra parte, no existen muchos trabajos que aborden los efectos locales (y micrometeorológicos) originados por la propagación de una onda de gravedad de mesoescala a lo largo de un determinado emplazamiento. Sin embargo, incluso si el

estrato atmosférico donde la onda está confinada queda lejos del suelo, los vientos en superficie pueden verse forzados por los gradientes locales de presión establecidos por la onda. De este modo, el régimen de vientos y la cizalla en la baja atmósfera pueden verse afectados, produciendo cambios en la estratificación de la capa límite, e induciendo un régimen turbulento distinto, en el que la contribución al transporte vertical por parte de las distintas escalas de movimiento puede verse modificada.

En este capítulo se analiza en profundidad un intenso episodio de onda de gravedad de mesoescala observado en el CIBA durante la noche del 11 de julio de la campaña SABLES2006. Todos los microbarómetros instalados en el CIBA registraron fluctuaciones periódicas de gran amplitud, muy bien correlacionadas con la velocidad y dirección del viento. El evento tuvo un gran impacto sobre la estructura de la CLA, con un aumento de la estabilidad, supresión de los movimientos turbulentos, interrupción del LLJ, y fluctuaciones periódicas de temperatura del orden de 3-4 K. El objetivo de este capítulo es realizar una descripción completa de estos efectos, poniendo especial énfasis en el estudio de las interacciones onda-turbulencia, y encontrar una explicación apropiada para el proceso de generación, mantenimiento y propagación de la onda, en base a la teoría lineal de ondas. El análisis se inicia con una descripción general de las condiciones atmosféricas en el CIBA durante la noche de estudio. Después se derivan los parámetros de la onda a partir del *array* de microbarómetros, mediante el análisis de fase *wavelet* descrito en el capítulo III. Se continúa analizando los efectos locales inducidos por la irrupción de la onda en el emplazamiento experimental, y las condiciones que permitieron el mantenimiento y propagación de la onda. Finalmente, se analiza la interacción onda-turbulencia a partir de la descomposición multi-resolución de los registros de los distintos anemómetros sónicos.

## **7.2 Descripción general de la noche.**

En esta sección se describe brevemente la situación sinóptica predominante sobre la Península Ibérica durante la jornada del 11 de julio y las condiciones nocturnas establecidas en el CIBA. El análisis sinóptico de las 0000 UTC en superficie provisto por el modelo del ECMWF (Fig. 7.1a) muestra una cuña de altas presiones asociadas a un potente anticiclón atlántico localizado al norte de las Azores. Hay una baja de origen térmico desarrollándose en el suroeste de la península. La circulación en altura sobre la península (Fig. 7.1b) tiene un débil gradiente de geopotencial, con una débil circulación ciclónica sobre el mencionado centro de bajas presiones. El canal infrarrojo del satélite

Meteosat de 2ª generación (MSG), muestra la formación de algunas células convectivas en las inmediaciones de la baja durante la tarde previa y la primera parte de la noche (Fig. 7.1c), viajando en dirección norte. Debido a la ausencia de forzamiento dinámico significativo en niveles medios, estas células apenas produjeron precipitaciones importantes durante su ciclo de vida, como se pudo comprobar a través de las acumulaciones de la red de radares de AEMET (no se muestra): la región con actividad más cercana al CIBA se encuentra a unos 300-500 km en dirección sur. La red de detección de descargas eléctricas detectó rayos en estas zonas. En el emplazamiento experimental los cielos se mantuvieron parcialmente cubiertos durante la tarde y las primeras horas de la noche, fundamentalmente con nubosidad de tipo medio y alto, con su base por encima de los 2500m (esta información proviene de los informes METAR del vecino aeropuerto de Villanubla, situado a unos 10 km al SE del CIBA). La Fig. 7.1d muestra un aumento brusco producido en la absorción infrarroja sobre la región, aproximadamente a la hora en que el frente de onda alcanza la región de los Montes Torozos, lo que sugiere que una de las mencionadas células convectivas pudo formarse al llegar el flujo ondulatorio a la región.

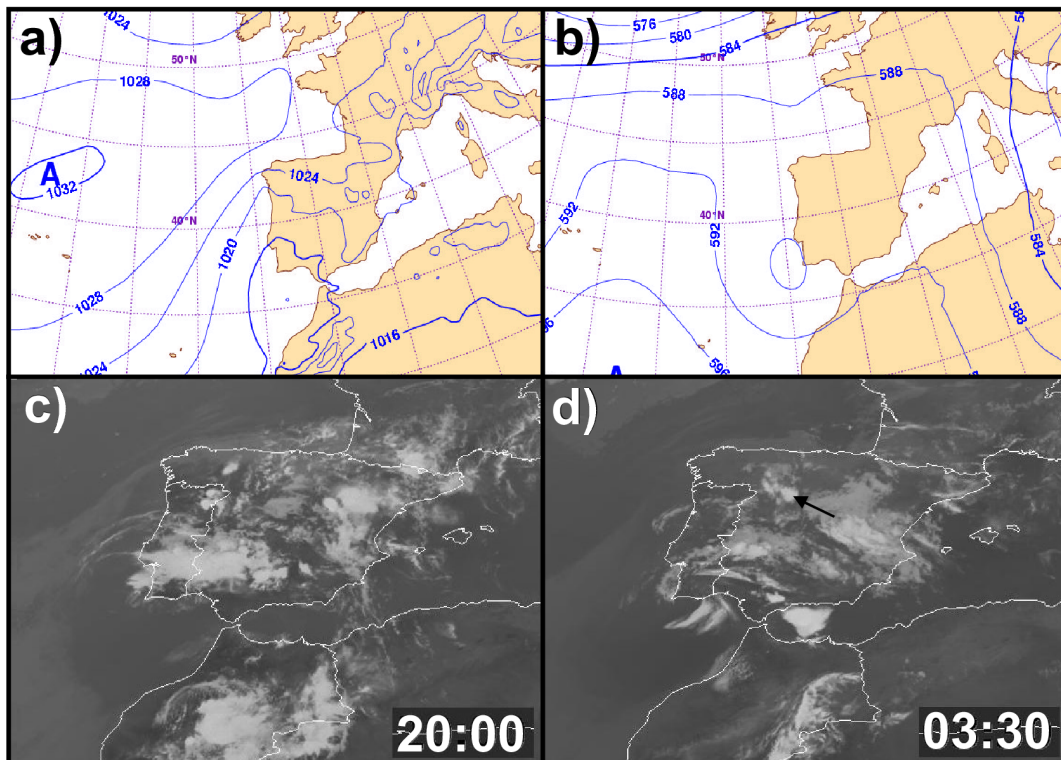


Figura 7.1: (a) Análisis de la presión atmosférica al nivel del mar y (b) del geopotencial en 500hPa según el modelo operativo del ECMWF a las 0000 UTC del 11 de julio, e imágenes del canal infrarrojo del satélite MSG (c) a las 2000 UTC del 11 de julio y (d) a las 0330 UTC del 12 de julio. La flecha marca la posición aproximada del CIBA.

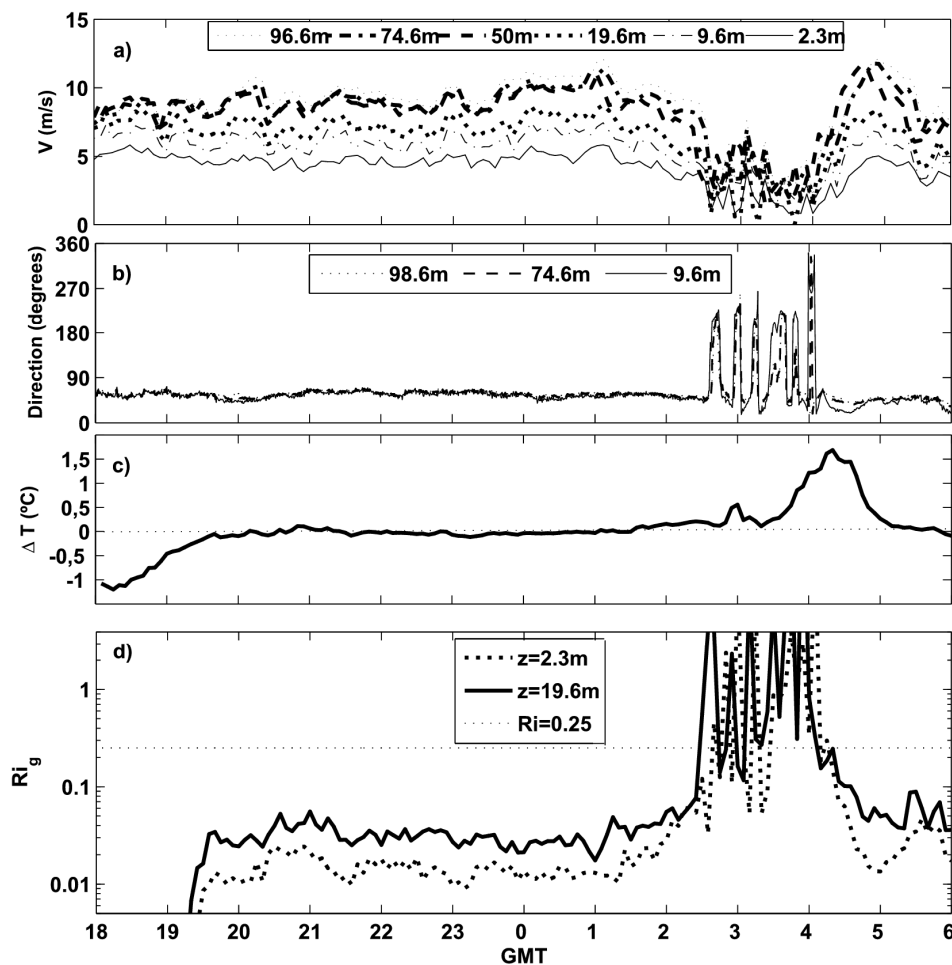


Figura 7.2: (a) Velocidad y (b) dirección del viento en distintos niveles de la torre meteorológica de CIBA, (c) diferencia de temperatura entre 35.5m y 2.3m y (d) número de Richardson del gradiente en 19.6m y 2.3m durante la noche del 11 de julio.

En conjunto, la situación sinóptica descrita justifica el hecho de que la noche analizada en este estudio fuera probablemente una de las menos estables de la campaña. Durante el día, el gradiente de presiones en superficie favoreció un flujo general de componente E sobre la cuenca del Duero y en general toda la mitad norte de la meseta. Este gradiente fue lo suficientemente intenso como para mantener una estratificación prácticamente neutral durante casi toda la noche. Como se detalló en el capítulo anterior, la situación predominante durante el resto de la campaña vino marcada por vientos más débiles y un moderado enfriamiento superficial que tendieron a generar una CLN con estabilidad moderada ya desde el final de la tarde, con circulaciones catabáticas o de drenaje desde el nordeste, capaces de ir modulando el grado de estratificación alcanzado (Yagüe et al., 2007; Viana et al., 2008). En contraste, durante la presente noche, la transición vespertina desde la capa límite diurna, dominada por la convección, hacia las condiciones nocturnas, tuvo lugar suavemente y sin cambios

bruscos en el régimen mesoescalar de circulaciones ni en el grado de estratificación. La cizalla del viento fue intensa a lo largo de los primeros metros sobre la superficie, y no se formó inversión térmica junto al suelo (Fig. 7.2a&c); a partir de las 2000 UTC, la estratificación se mantiene débilmente estratificada o cuasi-neutral, con  $0 < Ri_g < 0.1$  (Fig. 7.2d).

Los efectos de la propagación de la onda de gravedad de mesoescala a lo largo del emplazamiento experimental son claramente observables entre las 0230 y las 0430 UTC en todas las variables mostradas en la Fig. 7.2. Entre estos efectos cabe destacar las oscilaciones periódicas producidas en la velocidad y en la dirección del viento, la disminución generalizada de la cizalla en todos los niveles, y el desarrollo de una inversión térmica de hasta 1.5°C entre 2.3 y 35.5m, con el consiguiente aumento en la estabilidad de estratificación evaluada a través de  $Ri_g$ . Todos estos efectos serán analizados más en detalle en sucesivas secciones de este capítulo.

### 7.3 Parámetros de la onda y su extensión mesoescalar.

En la Figura 7.3a se muestra la presión absoluta registrada por uno de los microbarómetros de superficie durante la noche estudiada. En ella se puede distinguir claramente una fluctuación periódica aproximadamente entre las 0230 y 0430 UTC. La forma de la oscilación y los límites temporales del evento ondulatorio se pueden observar más claramente en la Fig. 7.3b, donde se muestra la misma señal después de retirar las componentes de tendencia sinóptica y de “marea barométrica” (Chapman & Lindzen, 1970; Hamilton, 1980) mediante un filtro Butterworth de primer orden y frecuencia de corte  $\omega_c = (3600s)^{-1}$ , es decir, aquéllas con periodo superior a 1 h. La amplitud máxima de las oscilaciones llega a ser de casi 0.5hPa, un orden de magnitud mayor que el asociado a la mayoría de ondas de gravedad en la CLE (Nappo, 2002; Viana et al., 2007). La apariencia de estas fluctuaciones es prácticamente idéntica en el resto de microbarómetros del *array* superficial y en los situados a 20, 50 & 100m (no se muestra). Como la presión en superficie integra todos los efectos producidos sobre la columna atmosférica, el hecho de que el fenómeno quede reflejado de la misma manera en todos los niveles indica que la mayor parte de los movimientos atmosféricos atribuibles al paso de la onda de gravedad se produjeron por encima de los 100m.

Por otra parte, en todas estas series se observa que tienden a desaparecer durante el evento ondulatorio las fluctuaciones más pequeñas y rápidas debidas a la turbulencia

que predominan durante el resto de la noche, quedando así una señal de presión más suavizada (compárese por ejemplo la Fig. 7.6c con la parte no ondulatoria de la Fig. 7.3b). En el estudio de Einaudi & Finnigan (1993) se describió un efecto similar, que fue atribuido a la acción combinada de dos efectos distintos. Por un lado, la amplitud de las perturbaciones debidas a las ondas de gravedad supera en al menos un orden de magnitud a las contribuciones turbulentas, que son del orden de  $\rho u_*^2$  según se puede deducir del segundo término en la parte derecha de la ec. (6.2). Por otro lado, la contribución a la presión por parte de las fluctuaciones de velocidad y de temperatura producidas sobre toda la columna atmosférica induce un *bias* o sesgo hacia frecuencias más bajas en la presión superficial local.

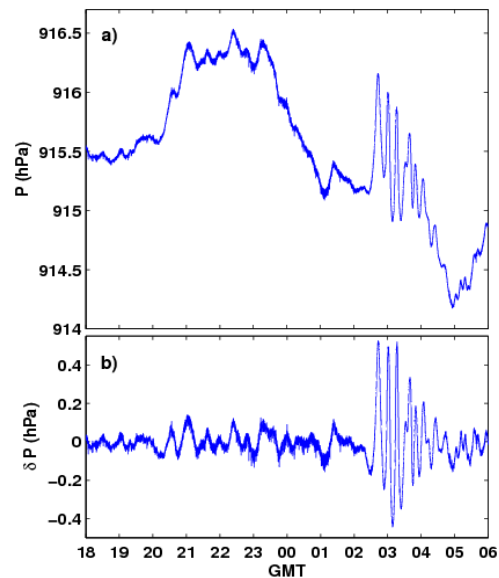


Figura 7.3: (a) Presión absoluta en superficie durante la noche del evento ondulatorio y (b) fluctuaciones de presión en superficie tras filtrar las componentes sinópticas y de marea barométrica.

Las transformadas *wavelet* de las series de presión observadas por el *array* de microbarómetros en superficie muestran un intenso máximo espectral localizado en escalas en torno a 16-17 minutos (Fig. 7.4a). Para profundizar en las características de la onda se ha utilizado la metodología descrita en la sección 3.3.1. En principio, se podría proceder seleccionando los coeficientes *wavelet* correspondientes al instante y periodo concreto en el que se registra el máximo en las transformadas y resolver con ellos el sistema descrito en la ec. 3.18, para determinar a continuación los parámetros de la onda (ec. 3.19). Sin embargo, es más aconsejable seleccionar una región del plano  $t$ - $T$  (tiempo-periodo) alrededor del máximo espectral, y solucionar el mencionado sistema para cada trío de coeficientes *wavelet* en cada instante y periodo contenidos en esa

región. De esta forma, los parámetros de la onda pueden representarse en función del tiempo y del periodo (Figs. 7.4b-d). Si estos parámetros varían lentamente en las inmediaciones del máximo de la transformada *wavelet*, sus valores concretos pueden determinarse de forma más precisa; por el contrario, la existencia de grandes gradientes en los mismos puede indicar que las estructuras detectadas en cada punto del *array* de superficie siguen una evolución independiente, lo que suele ser síntoma de que la estructura analizada se corresponde con una señal espuria (Terradellas et al., 2001) que no mantiene su coherencia al trasladarse horizontalmente. Según los parámetros mostrados en la Fig. 7.4b-d, se puede concluir que la estructura ondulatoria se propagó de manera coherente en dirección NE, con un periodo en torno a los 14-17 minutos, velocidad de fase de 8.5 - 9 m s<sup>-1</sup> y longitud de onda entre 8 y 9 kilómetros.

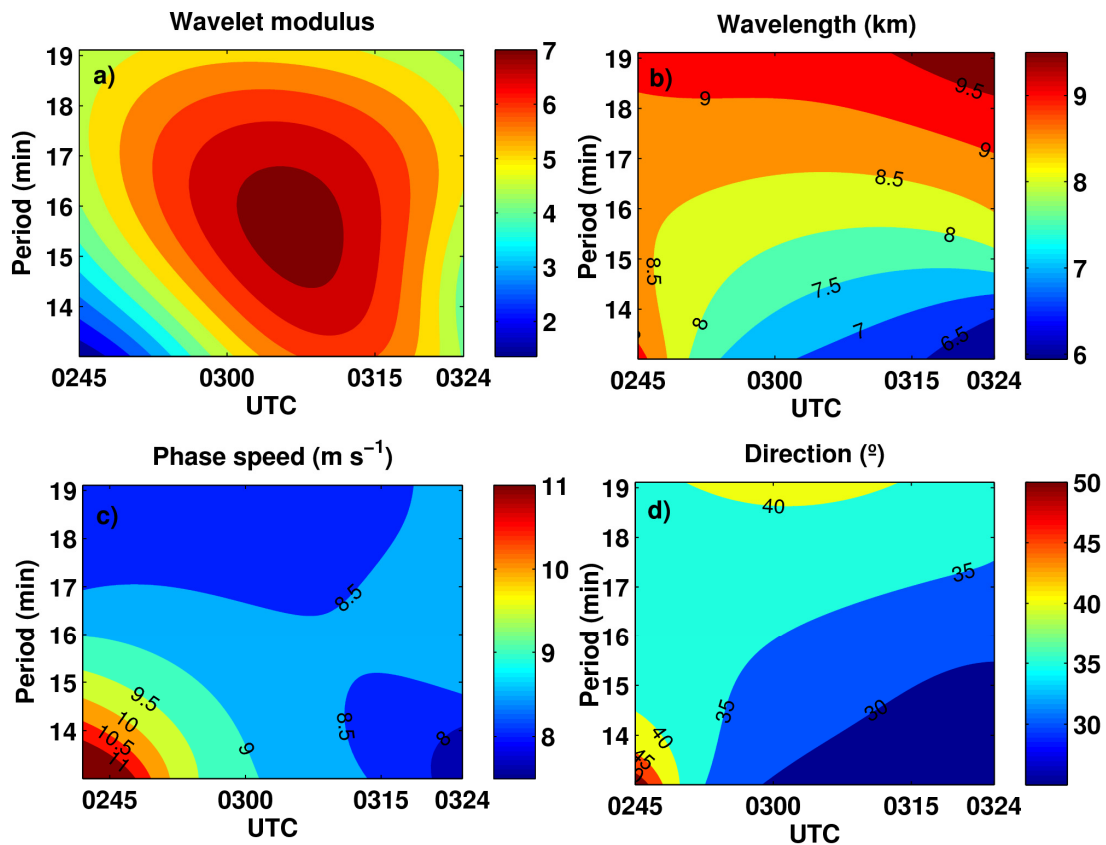


Figura 7.4: (a) Módulo de la transformada *wavelet*, (b) longitud de onda, (c) velocidad de fase y (d) dirección de propagación (referida al norte geográfico) de la estructura coherente detectada el 12 julio a las 0215 UTC.

Los datos analizados hasta el momento sugieren que la señal detectada, tanto por su gran amplitud, extensión temporal y carácter casi monocromático, lejos de ser debida a un evento local producido en las inmediaciones del CIBA, refleja una estructura ondulatoria de mayor escala que involucra un amplio estrato atmosférico y un área geográfica al menos de extensión mesoescalar. Por ello, antes de proseguir con el resto

del estudio en base a mediciones locales, es interesante intentar realizar una estimación del tamaño del área afectada por la propagación de la onda. Para ello se recopilaron los registros de presión atmosférica procedentes de diversas estaciones de la red de AEMET situadas en las cercanías de los Montes Torozos (Fig 7.5a). La escasa resolución temporal de estas estaciones (un solo dato cada 10 minutos) impide observar la forma de la onda con tanto detalle como en la Fig. 7.3, aunque sí que es posible observar el salto de presión que marca la llegada de la perturbación a cada estación (similar al registrado en el CIBA en torno a las 0230 UTC, Fig. 7.3a), y su desplazamiento a lo largo de las distintas estaciones. La Figura 7.5b muestra estas series temporales

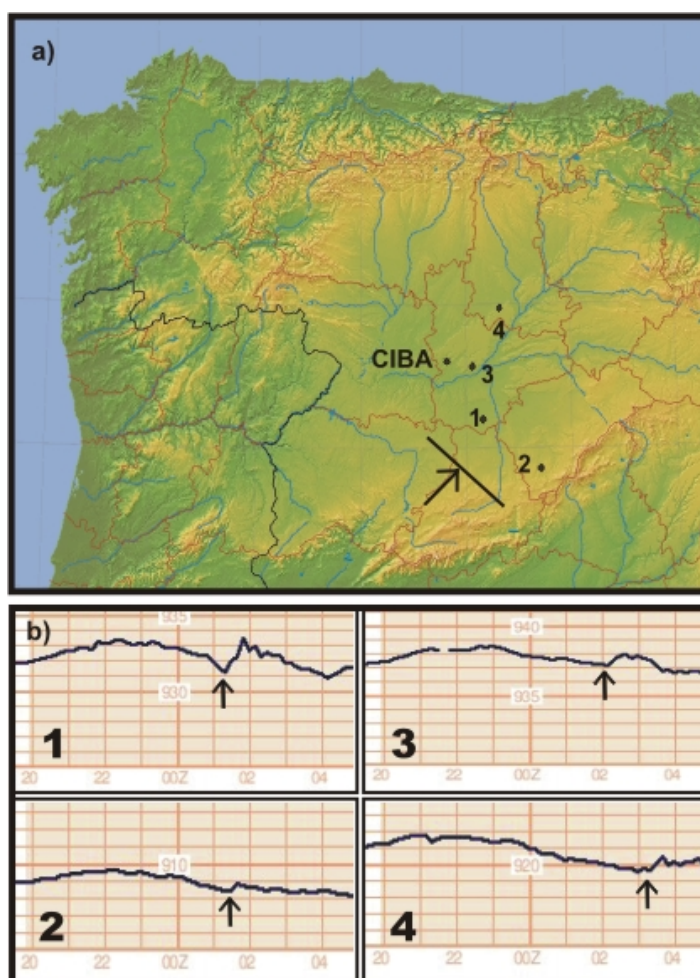


Figura 7.5: (a) Localización de las estaciones automáticas de AEMET cercanas al CIBA: (1:Olmedo, 2:Segovia, 3:Valladolid, 4:Autilla del Pino). La flecha y línea oblicua representan un frente de ondas avanzando en dirección SW-NE. (b) Registros de presión atmosférica de las distintas estaciones automáticas alrededor del CIBA. Se indica mediante flechas verticales la llegada del frente de ondas a cada estación.

ordenadas de acuerdo con el tiempo de llegada del salto de presión (que se indica por una flecha sobre cada registro). Si se analizan detenidamente los tiempos de llegada de

la perturbación a las distintas estaciones y su ubicación en la meseta castellana, se puede concluir que a nivel mesoescalar la propagación de la onda también se produce en dirección NE, a lo largo de una distancia de al menos 200 km. La perturbación invierte casi dos horas en viajar desde la estación 1 a la estación 4, separadas por casi 70 km a lo largo del eje SW-NE. La velocidad de fase que se deduce de estos datos es coherente con los resultados locales y más precisos obtenidos mediante la metodología *wavelet*, e indica que la onda mantuvo su carácter coherente durante la mayor parte de su propagación a lo largo de la región.

#### 7.4 Efectos locales inducidos en el emplazamiento experimental.

En esta sección se describen con mayor detalle los efectos locales producidos en el CIBA como consecuencia de la propagación de la onda, comparando las observaciones con los pronósticos de la teoría lineal de ondas. En la Fig. 7.6a-c se muestran los promedios minutales de velocidad y dirección del viento en diversos niveles de la torre, y las fluctuaciones de presión registradas durante el evento. El viento, hasta entonces del NE según la tendencia sinóptica, invierte su dirección cada pocos minutos en respuesta a la llegada de la onda, cuya velocidad de fase como se indicó en la sección anterior también queda dirigida de SW a NE. Las fluctuaciones de velocidad y de presión se encuentran en fase, de modo que el flujo es del NE durante los mínimos y del SW en los máximos, con breves periodos de calma durante los cambios de régimen. De acuerdo con las ecuaciones de polarización de Taylor-Goldstein recogidas en el APÉNDICE B, las ondas de gravedad que se propagan a lo largo de una región de la atmósfera capaz de mantenerlas, producen fluctuaciones ( $\delta U$ ) en la componente del viento proyectada sobre el vector velocidad de fase (esto es,  $U = |\vec{V}| \cos \alpha$ , donde  $\alpha$  es el ángulo entre  $\vec{V}$  y el vector número de onda  $\vec{k}$ ). Estas fluctuaciones de viento y las fluctuaciones de presión en superficie  $\delta p$  están relacionadas mediante la expresión:

$$\delta U = \frac{\delta p}{\rho(c - U)} \quad (7.1)$$

En la mayoría de situaciones, los vectores  $\vec{V}$  y  $\vec{k}$  no se encontrarán alineados, de manera que la onda inducirá fluctuaciones únicamente en una parte de la velocidad media, oscilando la dirección del viento alrededor de su valor medio con mayor o menor amplitud en función del valor de  $\alpha$ . Sin embargo, en este caso de estudio el flujo sinóptico y la onda tienen direcciones casi opuestas, de modo que la confrontación

durante el evento es total, y las fluctuaciones de la velocidad afectan a todo el vector viento ( $\alpha \approx 180^\circ$ ,  $|U| \approx |\vec{V}|$ ), lo que explica el fuerte acoplamiento existente entre las

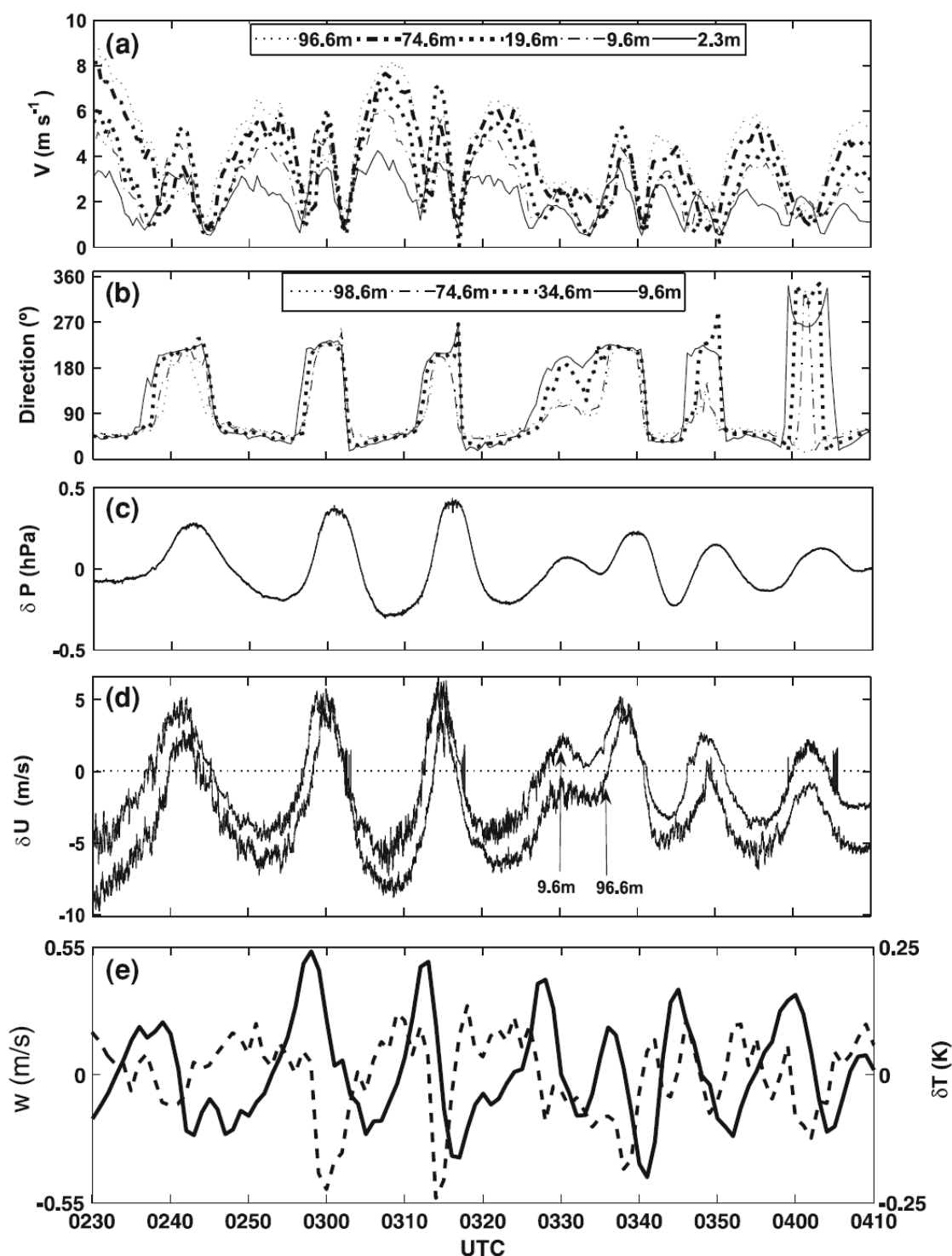


Figura 7.6: Promedios minutales de (a) la velocidad y (b) la dirección del viento en distintos niveles de la torre, (c) fluctuaciones de presión de superficie, (d) componente  $U$  de la velocidad proyectada en la dirección de propagación de la onda en  $z=9.6$  y  $z=96.6$  m y (e) velocidad vertical (línea sólida) y fluctuaciones de temperatura (línea punteada) en  $z=96.6$  m.

fluctuaciones de presión y el viento durante el evento ondulatorio. Teniendo en cuenta el valor de  $c$  determinado anteriormente, la amplitud aproximada de las fluctuaciones de presión ( $\delta p \approx 50 \text{ Pa}$ , Fig. 7.3b) y considerando que el viento medio  $U$  promediado durante todo el evento resulta ser cercano a cero, la ec. 7.1 predice fluctuaciones  $\delta U \approx 5 \text{ m s}^{-1}$ , valor que está en sintonía con los valores mostrados en la Fig. 7.6d. En cambio, no se cumplen tan bien otras relaciones de cuadratura de la teoría lineal de ondas: Por ejemplo, teóricamente la temperatura o la humedad han de encontrarse desfasadas un cuarto de ciclo ( $\pi/2$ ) respecto de la velocidad vertical, lo que solo se cumple en algunos intervalos del episodio, a la vista de la Fig. 7.6e.

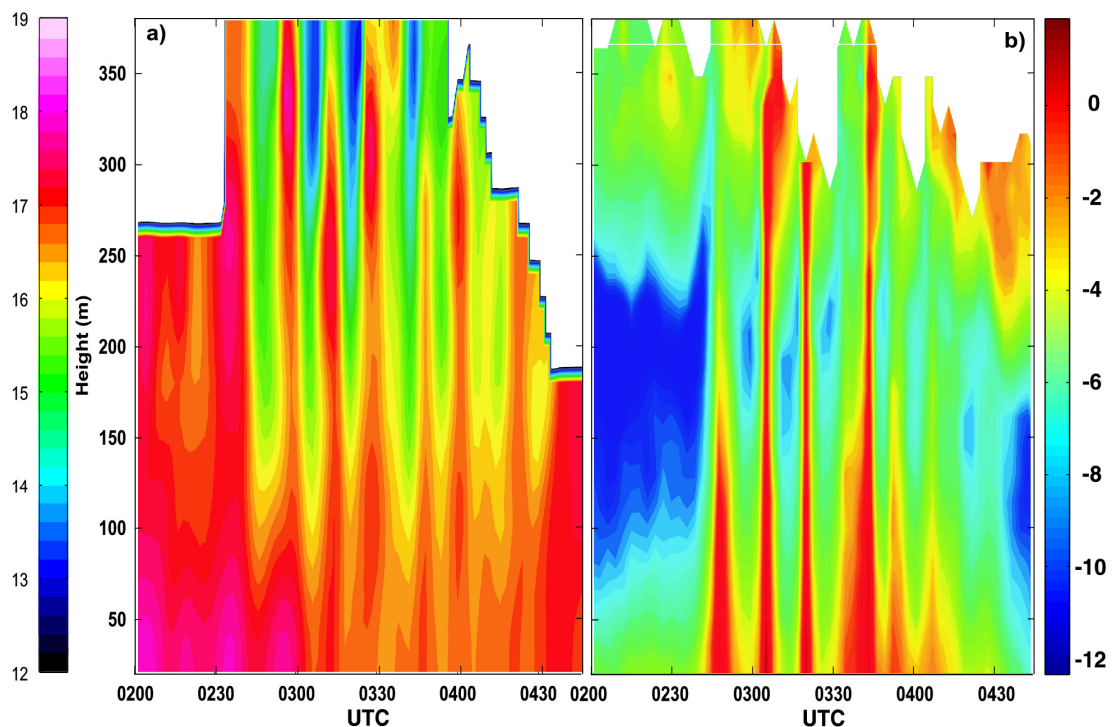


Figura 7.7: Evolución en altura de (a) la temperatura (en Celsius) y (b) la componente de la velocidad del viento proyectada sobre el vector  $\vec{k}$  ( $U$ , en  $\text{m s}^{-1}$ ). Los valores negativos representan vientos del NE mientras que los valores positivos son del SW.

Gracias a la información proporcionada por el RASS-SODAR es posible estudiar el evento ondulatorio por encima de la torre meteorológica. Las Figuras 7.7a&b muestran la evolución de los perfiles de temperatura y de la componente  $U$  del viento hasta unos 350 m sobre la superficie. Durante la noche, el flujo sinóptico hacia el SW (viento del NE) generó un LLJ con su máximo alrededor de los 220-250 metros (de valor negativo al tratarse de la proyección sobre el vector  $\vec{k}$ ). La amplitud de las fluctuaciones de temperatura crece con la altura, llegando a un máximo de hasta  $4\text{-}5^\circ \text{ C}$  a 300-350m. Por el contrario, la amplitud de las fluctuaciones de velocidad se mantiene en casi toda la

capa atmosférica analizada por el RASS-SODAR. Como consecuencia de ello, los intervalos en los que el flujo del NE se invierte a SW son más breves cuanto más cerca del máximo del chorro (Fig. 7.7b).

### 7.5 La guía de ondas.

Las ondas de gravedad de extensión mesoescalar pueden producir movimientos verticales de gran amplitud a lo largo de estratos atmosféricos muy extensos tanto en la horizontal como en la vertical, desarrollando así enormes cantidades de energía. Independientemente del proceso responsable de la iniciación de la onda, es necesario que exista algún mecanismo adicional para mantenerla activa. De otra forma la energía de estas ondas se disiparía poco después de su formación al propagarse éstas verticalmente (Lindzen & Tung, 1976; Uccellini & Koch, 1987). En determinados episodios de ondas de gravedad iniciados por fenómenos de convección profunda y prolongada, las enormes cantidades de calor latente liberadas en los cumulonimbos suponen una fuente continua de energía que permite mantener estas ondas activas durante horas. Estas a su vez pueden actuar modulando la actividad convectiva; en ocasiones se generan estructuras en movimiento espaciadas regularmente. Este tipo de perturbaciones, con longitudes de onda del orden del centenar de kilómetros y velocidades de fase del orden de varios metros por segundo, se conocen como *wave-CISK*, (*convective instability of the second kind* o “inestabilidad convectiva de segunda clase”, Lindzen & Tung, 1976). En cambio, si la convección generadora de las OGI es débil y poco profunda, o si éstas se han formado por algún otro mecanismo de los mencionados en la sección 2.3.1, es necesario que exista al menos una capa en la que las ondas puedan reflejarse y así poder continuar su propagación horizontal sin grandes pérdidas de energía, como en una guía de ondas. Este mecanismo, conocido como *wave-ducting*, ha sido estudiado de forma teórica en numerosos trabajos, como por ejemplo los de Jones (1968a,b), Lindzen & Tung (1976), Chimonas & Hines (1986), Uccellini & Koch (1987) y Wang & Lin (1999), así como en estudios de campo (Ralph et al., 1993; Fritts et al., 2003; Böhme et al., 2004, etcétera). Las propiedades básicas de una guía de ondas se deducen directamente a partir de la ecuación de Taylor-Goldstein (ver APÉNDICE B):

$$\frac{d^2 \hat{w}}{dz^2} + m^2 \hat{w} = 0 \quad (7.2)$$

Donde  $m$  es el número de onda vertical, definido como:

$$m^2 = \frac{N_{BV}^2}{c_I^2} + \frac{\bar{U}_{zz}}{c_I} - k^2 - \frac{1}{4H_*^2} \quad (7.3)$$

siendo  $c_I = c - U$  la velocidad de fase intrínseca relativa a la componente ( $U$ ) del flujo medio paralela a la dirección de propagación,  $U_{zz}$  la derivada segunda de  $U$  respecto a  $z$ , y  $H_*$  una altura de escala de la atmósfera. El número de onda vertical  $m$  toma valores reales en regiones donde la propagación de la onda es posible, y valores complejos en regiones donde las ondas se atenúan rápidamente y no se propagan (ondas evanescentes). Por lo tanto la primera y más importante propiedad para que exista una guía de ondas es mostrar valores positivos de  $m^2$  a lo largo de una capa atmosférica lo suficientemente profunda. Mediante la ecuación (7.3) se ha podido evaluar el perfil vertical de  $m^2$  a partir de los datos extraídos del RASS-SODAR y de los parámetros de la onda ( $c, \vec{k}$ ) derivados en la sección anterior. Los perfiles medios de viento y temperatura durante el evento no son representativos del estado “no perturbado” sobre el que se produce la propagación de la onda, por lo que se han utilizado en su lugar los correspondientes al intervalo entre las 0100-0200 UTC, es decir, anteriores al evento ondulatorio. En este intervalo el perfil de temperatura está disponible únicamente hasta unos 300 m debido a la incapacidad del RASS-SODAR de medir datos de temperatura de suficiente calidad por encima del LLJ. En cualquier caso, evaluando en detalle la contribución relativa de los diferentes términos de la ecuación se puede concluir que la mayor parte de la contribución a  $m^2$  en cada nivel se debe a la curvatura del perfil de viento (segundo término de la ecuación 7.3): puesto que la onda avanza en contra del viento sinóptico, el cuadrado de la velocidad de fase intrínseca es muy grande, y el primer término a la derecha en la ecuación es pequeño, independientemente del valor de la frecuencia de Brunt-Väisälä. Por lo tanto, los errores causados por la extrapolación de los gradientes de temperatura por encima de 300m serán muy pequeños. Los resultados se muestran en la Fig. 7.8, donde se puede observar que el perfil vertical de  $m^2$  es positivo por encima de 60m, con máximos en torno a 80m y en 250m (que coincide con el máximo del LLJ). En principio se esperaría que  $m^2$  continuara siendo positivo al menos hasta el límite de medida del RASS-SODAR, en torno a 350-380m, donde las fluctuaciones periódicas de temperatura aún son intensas durante el evento (Fig 7.7); sin embargo a partir de 360m de altura  $m^2$  toma valores negativos. Posiblemente, y en vista del gran peso que tiene la curvatura del perfil de viento sobre este parámetro, la

fiabilidad de los resultados a partir de 250-300m se vea resentida debido a un descenso en la calidad de los datos de viento medidos por el SODAR por encima del LLJ.

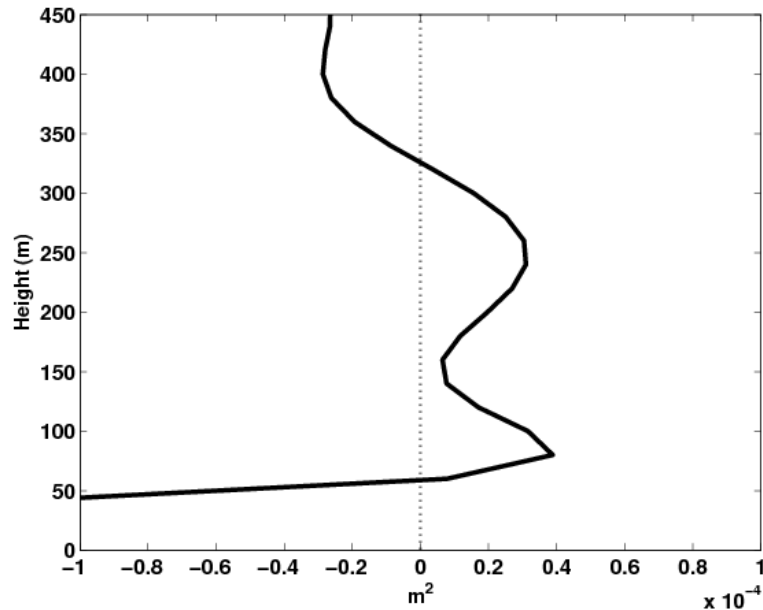


Figura 7.8: Perfil vertical del cuadrado del número de onda vertical.

En resumen, la estructura analizada consiste en una onda de gravedad propagándose horizontalmente sobre un LLJ dirigido en sentido opuesto. Es un caso singular comparado con la mayoría de los ejemplos de ondas de gravedad de mesoescala descritos en la literatura, que suelen propagarse en la misma dirección que el flujo medio (o al menos con una componente importante de la velocidad de fase alineada con el mismo). Chimonas & Hines (1986) realizaron un estudio analítico sobre las condiciones que permiten establecer guías de ondas en una atmósfera establemente estratificada con máximos o mínimos de viento relativos a la velocidad de fase de la onda (mecanismo de *doppler ducting*). Según argumentaron, este mecanismo debía estar disponible para una parte del espectro de ondas de gravedad admitido por un estado atmosférico en particular. Aunque no llegaron a estudiar el caso concreto obtenido en nuestro estudio (onda propagándose contra un LLJ fluyendo en dirección contraria), su estudio analítico es invariante ante transformaciones del sistema de coordenadas, pudiendo transformar un máximo de viento en un mínimo de viento (o como el caso que nos ocupa, un nivel de viento mínimo en un máximo de viento en el sentido de velocidades negativas). No está entre los objetivos de este estudio realizar un análisis detallado sobre el espectro de ondas de gravedad admitido por las condiciones atmosféricas existentes en nuestro caso de estudio. Sin embargo, creemos que el

mecanismo propuesto por estos autores es el más plausible para explicar el ejemplo presentado en este caso de estudio, frente otros mecanismos propuestos basados en la coexistencia de determinadas condiciones dinámicas y térmicas, como un espesor mínimo para la guía de ondas, la existencia de una capa condicionalmente inestable sobre la misma, interacciones con niveles críticos, confluencia de determinados patrones atmosféricos de escala sinóptica en superficie y en niveles medios y altos de la atmósfera, etc. (Eom, 1975; Lindzen & Tung, 1976; Uccellini & Koch, 1987; Koch et al., 1993; Koch & O'Handley, 1997; Koch & Saleeby, 2001).

### **7.6 Interacción ondas-turbulencia.**

La mayor parte de las ondas de gravedad observadas en CLEs se producen en conjunción con un cierto grado de actividad turbulenta. En ausencia de actividad ondulatoria, la intensidad y la extensión vertical y temporal de los movimientos turbulentos quedan controladas fundamentalmente por las condiciones atmosféricas de fondo (velocidad y cizalla del viento, perfil de temperatura, etc.). Por el contrario, en presencia de ondas suelen registrarse valores altos del número de Richardson, que no permiten la producción de turbulencia homogénea y continua, de modo que las condiciones no estacionarias del flujo, y los campos instantáneos de velocidad y temperatura modificados por los movimientos asociados a la onda, se convierten en la principal causa de generación de turbulencia. La dinámica de la interacción entre las ondas de gravedad y la turbulencia se ha abordado en numerosos estudios experimentales y teóricos durante las últimas décadas. Estas interacciones fueron analizadas, a partir de observaciones de campo, en los trabajos de Einaudi & Finnigan (1981,1993), Finnigan & Einaudi (1981), Finnigan et al. (1984) y Finnigan (1988), en los que se realiza una separación explícita de cada variable del flujo en sus componentes media, ondulatoria, y turbulenta (esto es,  $a = \bar{a} + \tilde{a} + a'$ ). Sin embargo, para que esta triple descomposición pueda aplicarse con éxito es necesario que la onda observada se comporte de forma aproximadamente monocromática por un periodo de tiempo lo suficientemente largo, lo cual es una condición bastante restrictiva, que se cumple en muy pocas ocasiones en la atmósfera real. Además, como apunta Chimonas (1999), las componentes ondulatorias de la descomposición pueden en ocasiones verse contaminadas por contribuciones espurias de carácter no ondulatorio (e.g., interfases de distinta temperatura que en ocasiones pueden ser desplazadas periódicamente por encima y por debajo del nivel de medida por el movimiento ondulatorio).

En esta sección se presentan los resultados de la aplicación de la metodología MRFD para estudiar el impacto de la propagación de la onda sobre la estructura de la turbulencia. Como se detalló en la sección 3.2, esta herramienta permite observar simultáneamente las distintas escalas temporales que contribuyen al transporte vertical de momento y de calor, y su evolución temporal durante la noche. Como en las representaciones *wavelet* de secciones anteriores, presentaremos los resultados mediante figuras tiempo-escala, que en este caso mostrarán cómo evoluciona la contribución de cada escala temporal al parámetro turbulento representado. En la Figura 7.9 se presenta el análisis MRFD correspondiente al flujo vertical de calor en  $z=19.6\text{m}$  durante la noche. Cada sección vertical de estas figuras puede interpretarse como el espectro o coespectro MRFD instantáneo (como en la Fig. 3.5). Los colores azules representan las contribuciones negativas (co-gradiente), y los tonos rojizos, las contribuciones positivas o contra-gradiente. En todas las figuras MRFD presentadas en este capítulo se ha realizado el análisis mediante series temporales de 820 segundos ( $\approx 2^{14}$  valores a 20Hz) previamente rotadas aplicando la rotación *planar-fit* descrita en la sección 2.4.1 de esta tesis. Las series se formaron quedando solapadas cada 60 segundos, para poder obtener una mayor resolución en el eje de tiempos.

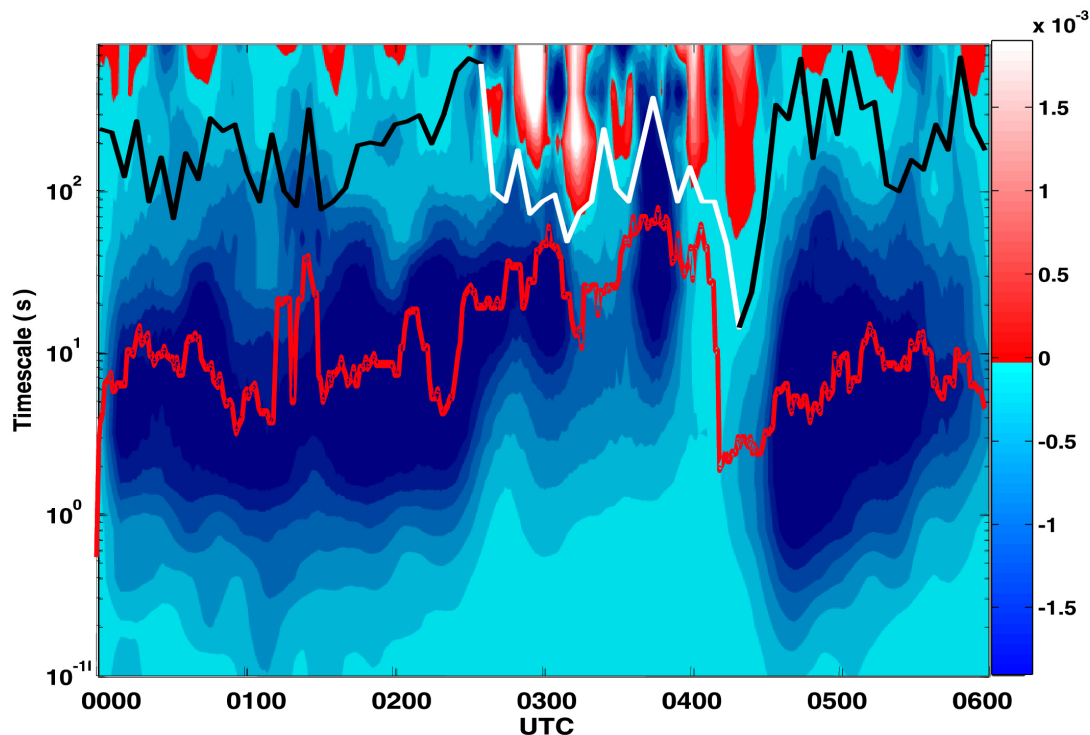


Figura 7.9: Descomposición multi-resolución correspondiente al flujo de calor (en  $\text{m s}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) evaluado en  $z=19.6\text{m}$ . La línea negra-blanca y la línea roja muestran la evolución temporal del *gap* espectral y de los remolinos turbulentos medios, respectivamente.

El régimen turbulento nocturno muestra condiciones cuasi-estacionarias hasta las 0230 UTC. La intensa cizalla del viento por debajo del LLJ y la pequeña fuerza restauradora de la flotabilidad debida a la ligera estabilidad térmica existente cerca de la superficie suponen las condiciones idóneas para que se establezca una transferencia turbulenta de calor hacia la superficie, continua y cuasi-estacionaria, como ya se justificó en la sección 5.3.3 con datos de la anterior campaña (ver fig. 5.4d). La posición media de los máximos coespectrales (línea roja en la Fig 7.9) indica que la escala temporal típica de los *eddies* bajo este régimen es de unos 10s. Por su parte, el *gap* (línea negra), determinado según el algoritmo descrito en la sección 3.2.2, se localiza en torno a 200 s aproximadamente. Este régimen turbulento se recupera después de las 0430 UTC, cuando la onda de mesoescala ya ha abandonado el emplazamiento.

Las características descritas así como otras que se mostrarán a continuación concuerdan razonablemente bien con los conocimientos actuales sobre CLEs débilmente estratificadas, tanto a nivel experimental como en modelización LES (Jiménez & Cuxart, 2005; Beare et al., 2006; Cuxart & Jiménez, 2007), aunque algunas características atribuidas a estos regímenes cuasi-neutrales y con viento intenso, como las referidas a la organización de los remolinos más grandes (de hasta 100m de longitud característica) en *streaks* o "calles" alargadas en la dirección del viento medio, no se pueden verificar mediante observaciones en un punto del espacio (Andrén et al., 1994; Drobinski & Foster, 2003).

Los efectos causados por la propagación de la estructura ondulatoria a lo largo del CIBA se hacen evidentes a partir de las 0230 UTC. El flujo vertical de calor en  $z=19.6\text{m}$  debido a las escalas típicamente turbulentas ( $<100\text{s}$ ) disminuye, lo cual no es extraño ya que la estabilidad cerca de la superficie aumenta durante el evento (Fig. 7.2c). No está claro sin embargo por qué las escalas turbulentas más pequeñas ( $<10\text{s}$ ) se ven más afectadas que las que quedan en torno a 10-100 segundos, que en algunos momentos (por ejemplo a las 0300 y 0345 UTC) muestran valores similares a las horas previas. Como consecuencia de esto, la escala temporal correspondiente a los remolinos turbulentos medios (línea roja en la Fig. 7.9), es superior que en las horas previas durante la mayor parte de este periodo. Una explicación posible es la siguiente: durante el evento ondulatorio, la mayor estabilidad hace que estos remolinos sean más pequeños, pero también se mueven más despacio ya que la velocidad del viento es inferior que en las horas previas. Si la disminución relativa del tamaño de los eddies ( $r$ ) es inferior a la disminución relativa de la velocidad, usando la hipótesis de Taylor

( $\tau = r/V$ ) será de esperar un aumento en su escala temporal. Mahrt & Vickers (2006) describieron un comportamiento similar al comparar los coespectros MRFD bajo regímenes de turbulencia fuerte y débil.

Antes de las 0230 UTC y después de las 0430 UTC, el flujo de calor debido a escalas temporales más grandes que el *gap* espectral es pequeño. Como la onda no está activa durante estos periodos, el pequeño intercambio vertical de calor producido en estas escalas representa una contribución espuria debida a movimientos de mesoescala, que en principio pueden tomar uno u otro signo independientemente de los gradientes locales (ver sección 2.3.1c). En este caso, salvo por algunos valores positivos (contra-gradiente), el flujo total debido a estas escalas temporales es ligeramente negativo. Posiblemente los remolinos turbulentos más grandes (con escalas temporales del orden del *gap* espectral) se solapan en cierta medida con este tipo de movimientos, introduciendo un cierto *bias* hacia las contribuciones negativas (o co-gradiente). En cambio, durante el evento ondulatorio, los movimientos asociados a la onda tienen una contribución extraordinaria en las escalas temporales superiores a los máximos turbulentos del coespectro. Estas contribuciones se solapan con las puramente turbulentas a lo largo de las escalas en torno a 100s, razón por la cual la estimación del *gap* espectral durante este periodo (la línea blanca en la Fig. 7.9) no es muy fiable. El flujo de calor de origen ondulatorio cambia de signo cada pocos minutos de forma irregular. Esta parte de los coespectros podría interpretarse como el valor instantáneo del flujo de calor ondulatorio ( $\overline{\tilde{w}\tilde{\theta}}$ ) según la descomposición triple referida al principio de esta sección. Finnigan et al. (1984) y Einaudi & Finnigan (1993) también encontraron valores de  $\overline{\tilde{w}\tilde{\theta}}$  contra-gradiente en su análisis de distintas ondas de gravedad registradas en el BAO (*Boulder Atmospheric Laboratory*).

En el nivel superior de la torre ( $z=96.6\text{m}$ ), el flujo de calor turbulento es mucho más débil durante la mayor parte de la noche (Fig. 7.10). Puesto que los gradientes de viento y de temperatura son mucho menores en este nivel que cerca de la superficie, la mayor parte de los coespectros MRFD individuales que componen la figura muestran un aspecto bastante plano. Cuando el flujo de calor turbulento es tan débil, la precisión de los anemómetros sónicos es de gran importancia para resolver el espectro de los movimientos turbulentos correctamente. Además, como las velocidades verticales involucradas son muy pequeñas, el error relativo es mayor. Como consecuencia, la forma real del coespectro turbulento no queda bien definida, y no es posible identificar

correctamente la posición de los máximos turbulentos del *gap* coespectral (por ello no se muestra la estimación de estos parámetros en la Fig. 7.10).

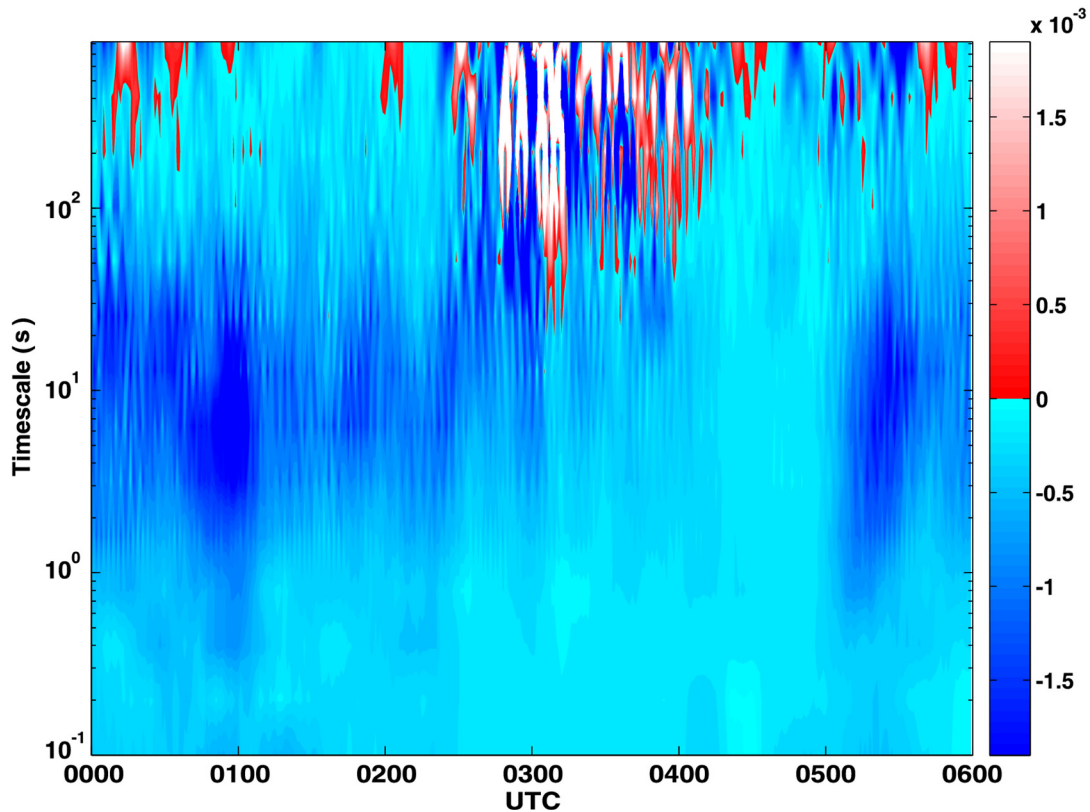


Figura 7.10: Descomposición multi-resolución del flujo de calor (en  $\text{m s}^{-1} \text{K}^{-1}$ ) en  $z=96.6\text{m}$ .

Durante el evento ondulatorio, el flujo de calor debido a la onda constituye la contribución más relevante en  $z=96.6\text{m}$ . También se alternan valores positivos y negativos, pero en este nivel la intensidad de estas fluctuaciones es significativamente más alta que en  $z=19.6\text{m}$ . Se corresponde con el flujo causado por las series temporales desfasadas de temperatura y velocidad vertical mostradas en la Fig. 7.6e. Curiosamente, aunque el desfase entre ambas variables no permanece estacionario, la componente ondulatoria del flujo de calor en la Fig. 7.10 cambia de signo con una periodicidad cercana a la mitad del periodo de la onda, como correspondería a dos señales ondulatorias desfasadas  $\pi/2$ . En niveles por encima de la torre, en los que las fluctuaciones periódicas de temperatura (y, presumiblemente, las de la velocidad vertical) son mucho más intensas (Fig. 7.7a), esta componente periódica del flujo podría ser mucho más fuerte y homogénea que en  $z=96.6\text{m}$ , donde ambas señales son débiles. Por otra parte, en una onda monocromática y homogénea, el flujo vertical de calor debido a la onda, integrado a lo largo de un múltiplo de su periodo, debería anularse como predice la teoría lineal de ondas. Sin embargo, la onda aquí estudiada, como la

mayoría de las ondas de gravedad observadas en la atmósfera, lejos de las experiencias de laboratorio bajo condiciones controladas, no es totalmente monocromática (la periodicidad en el registro de presión cambia después de las 0320 UTC, Fig. 7.6c), ni produce interacciones completamente lineales (si así fuera, variables como las de la Fig. 7.6e serían completamente sinusoidales). Por todo ello, la transferencia vertical total de calor debida a la onda puede ser distinta de cero.

Las figuras 7.11 y 7.12 muestran los espectros multi-resolución correspondientes a la velocidad de fricción y a la energía cinética en  $z=19.6\text{m}$ . En el contexto de la descomposición multi-resolución, las varianzas y covarianzas utilizadas para evaluar estos parámetros según la metodología EC se sustituyen por los respectivos espectros y coespectros MRFD: las variables con prima se sustituyen por los subíndices que indican la escala temporal de las fluctuaciones:

$$u_{*\tau} = [(-uw)_{\tau}^2 + (-vw)_{\tau}^2]^{1/4} \quad (7.4)$$

$$KE_{\tau} = \frac{1}{2} [(u^2)_{\tau} + (v^2)_{\tau} + (w^2)_{\tau}] \quad (7.5)$$

Se ha eliminado la referencia a la turbulencia en la definición de la ecuación 7.5 puesto que el espectro se puede prolongar hasta escalas no turbulentas. Los resultados mostrados en estas figuras para las escalas y periodos de tiempo no ondulatorios son consistentes con el régimen turbulento (posición del *gap*, escala media de los remolinos turbulentos, etc.) descrito en la Fig. 7.9. La velocidad de fricción y la energía cinética turbulenta durante estos periodos (es decir, sus componentes espectrales en las ecuaciones 7.4-7.5 integradas hasta el *gap* espectral) toman valores superiores (no se muestra) que durante otras noches de la campaña en las que la estabilidad era del mismo orden pero el régimen de viento se encontraba dominado por circulaciones de mesoescala (i.e., flujos catabáticos y otras corrientes de drenaje) producidas a escala de la cuenca del Duero (Viana et al., 2008).

Por su parte, durante el evento ondulatorio y para las escalas temporales típicamente turbulentas ( $<100\text{s}$ ),  $u_{*\tau}$  muestra algunas diferencias con respecto al flujo de calor. La disminución en la cizalla del viento disminuye la velocidad de fricción en mayor medida que el flujo de calor turbulento: aunque sigue existiendo cierto solapamiento entre las contribuciones ondulatorias y turbulentas, los límites entre ambas se pueden intuir más fácilmente que en la descomposición del flujo de calor. Por otro lado, los

movimientos inducidos por la onda producen grandes contribuciones en el espectro de la velocidad de fricción, especialmente de 0230 a 0330 UTC y en las escalas temporales a partir de 200 s (la contribución en esta región sobrepasa varias veces el fondo de escala de la figura). Es importante subrayar que durante el evento, estas contribuciones surgen debido a las grandes oscilaciones periódicas de la componente horizontal del

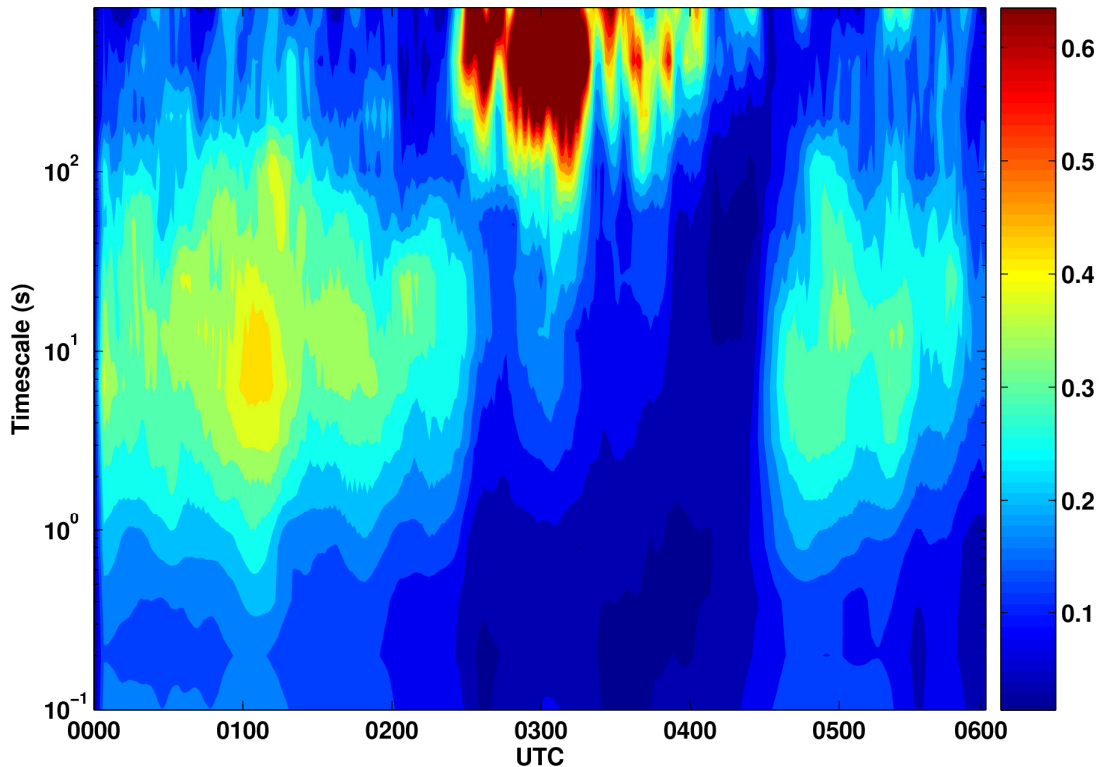


Figura 7.11: Descomposición multi-resolución de la velocidad de fricción en  $z=19.6\text{m}$  ( $\text{m s}^{-1}$ ). Los colores rojos más oscuros representan las contribuciones por encima del  $0.6 \text{ m s}^{-1}$ .

viento (de unos  $10 \text{ m s}^{-1}$  de amplitud). Por lo tanto, estos valores realmente no tienen mucho que ver con la cizalla del viento, que es lo que estima en un principio la velocidad de fricción. Como era de esperar, estas fluctuaciones también producen grandes contribuciones a la energía cinética (Fig. 7.12), principalmente en escalas mayores que 100 s, con valores en torno a  $2\text{-}5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ , también por encima del fondo de escala de la figura. Todo ello subraya la importancia de un correcto filtrado de las contribuciones no turbulentas al evaluar parámetros turbulentos en presencia de ondas. En la práctica, casi nunca se puede conseguir un filtrado perfecto, y además parte de la señal turbulenta puede perderse en el proceso si ésta se solapa en las mismas escalas con la señal ondulatoria. Sin embargo, puesto que la contribución ondulatoria suele ser al menos un orden de magnitud más grande que la turbulenta, el filtrado es crucial para poder evitar valores extremadamente grandes de estos parámetros, y estallidos o *bursts*

espurios que puedan llevar a malas interpretaciones del régimen turbulento.

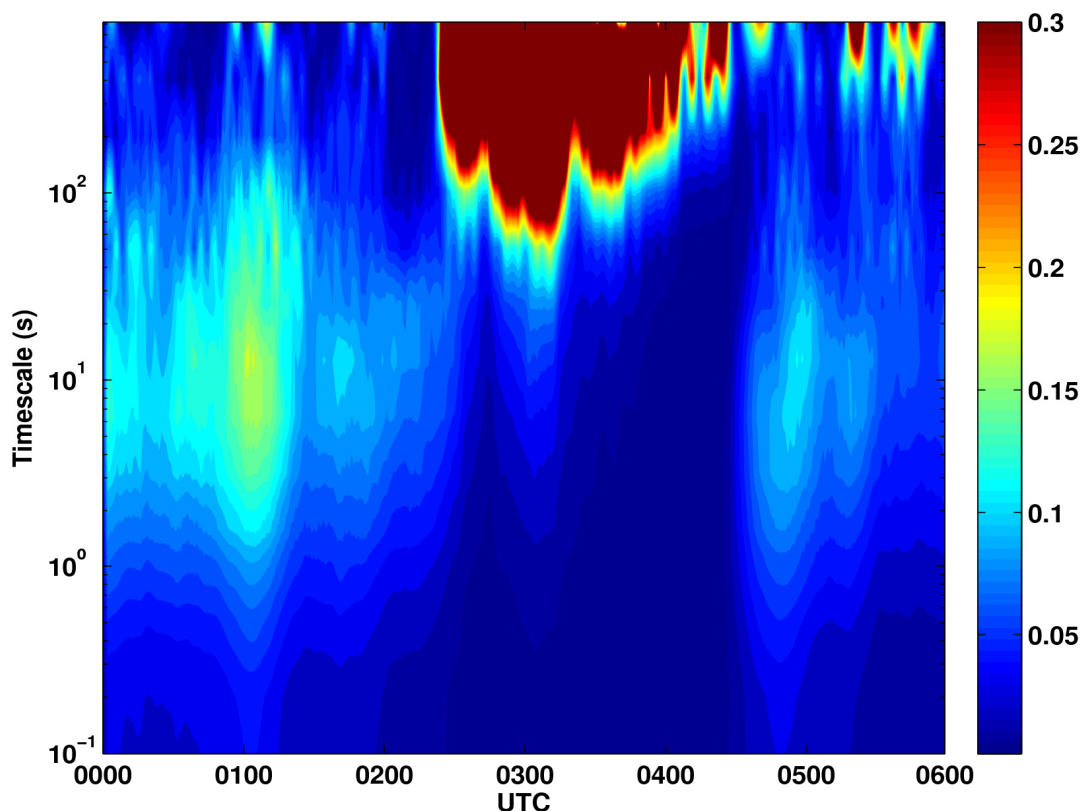


Figura 7.12: Descomposición multi-resolución de la energía cinética (en  $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) en  $z=19.6\text{m}$ . El color rojo más oscuro representa contribuciones alrededor de  $2\text{-}5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ .

## 7.7 Resumen y conclusiones.

En este capítulo se ha realizado un estudio micrometeorológico completo sobre un episodio de onda de gravedad de mesoescala de gran intensidad. La onda, detectada durante la campaña SABLES2006, se produjo durante una noche con un marcado forzamiento sinóptico en superficie caracterizado por vientos de componente E en el norte de la Península Ibérica (viento del NE en el CIBA), y en altura por una meso-baja situada al S. En conjunto constituyen unas condiciones desfavorables para el desarrollo de una CLE en la región de estudio, por lo que la inversión térmica nocturna desarrollada fue muy débil, y las condiciones fueron cercanas a la neutralidad de estratificación, aunque durante el evento se produjeron transitoriamente condiciones de estabilidad moderada con  $Ri_g > 0.25$ .

Partiendo de las características de la onda en el ámbito de la mesoescala, el análisis se ha ido enfocando progresivamente hacia las características más locales y de menor escala. La onda se propagó de SW a NE a lo largo de varios cientos de kilómetros, y su tiempo de vida fue superior a las 2 horas. La amplitud máxima de las fluctuaciones

periódicas de presión (0.5hPa) es un orden de magnitud superior al de las ondas más frecuentes detectadas en la CLE. Estas fluctuaciones de presión se han utilizado para determinar los parámetros de la onda. Además, se detectaron fluctuaciones periódicas de temperatura aumentando su amplitud con la altura y alcanzando los 4-5 K a unos 300-350m.

Las características observadas se ajustan razonablemente bien a las predicciones de la teoría lineal de ondas, especialmente en los niveles superiores. La evolución con la altura del número de onda vertical confirma la existencia de condiciones propicias para el mantenimiento energético de la onda, y su consiguiente propagación en la horizontal (*wave ducting*) en niveles inferiores a unos 350m. Se ha podido identificar el mecanismo (*doppler ducting*) responsable de la amplia duración y extensión espacial del evento ondulatorio, según el cual la onda pudo conducirse sobre un máximo de viento de un LLJ dirigido en sentido contrario a su dirección de propagación (es decir, sobre un mínimo de viento según el sistema de coordenadas de la onda), a pesar del escaso grado de estabilidad térmica preexistente.

Por último, se ha aplicado la descomposición multi-resolución para estudiar las distintas contribuciones espectrales a los flujos de calor, energía cinética y velocidad de fricción, y localizar la posición del *gap*. El régimen turbulento se vio alterado profundamente por la llegada de la onda al CIBA, con un decaimiento generalizado de la turbulencia debido al aumento local de la estabilidad y disminución de la cizalla, siendo más apreciable en los parámetros puramente dinámicos (velocidad de fricción y energía cinética). El análisis del flujo de calor ha mostrado que la inhibición no afectó por igual a todo el espectro de remolinos turbulentos, aumentando la escala temporal media de los mismos, que se solapan con otros movimientos no turbulentos de escala temporal similar al periodo de la onda, lo que impide establecer una separación clara entre fluctuaciones turbulentas y ondulatorias durante su paso por CIBA.

## **CAPÍTULO VIII**

# **FENÓMENOS ONDULATORIOS EN SABLES 2006 II: GENERACIÓN DE ONDAS DE GRAVEDAD EN LA CIMA DE UN FLUJO CATABÁTICO<sup>9</sup>**

### **8.1 Introducción.**

Tal y como ya se detalló en el capítulo II, los flujos catabáticos o corrientes de gravedad son circulaciones de mesoescala comúnmente generadas por el enfriamiento radiativo diferencial de las masas de aire cercanas al suelo en terrenos inclinados. Cuando no existe un forzamiento sinóptico importante y el gradiente de presiones en superficie es débil, la estructura y evolución de la CLN está regida por procesos locales y de mesoescala entre los que se encuentran muy frecuentemente los mencionados catabáticos o corrientes de gravedad (Cuxart et al., 2007; Martínez et al., 2010). Estos flujos han venido estudiándose incluso desde tiempos anteriores a la meteorología moderna (e.g.: Fournet (1840), que explicó el mecanismo asociado a las brisas de montaña), y a partir de diversos puntos de vista: estudios teóricos u observacionales (e.g. Simpson, 1982; 1997; Rottman & Linden, 2001), simulaciones (Thyer, 1966;

---

<sup>9</sup> Este capítulo contiene los resultados presentados en el artículo:  
Viana, S., Terradellas, E. and Yagüe, C. (2010): Analysis of gravity waves generated at the top of a drainage flow. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3949-3966. DOI: 10-1175/2010JAS3508.1.

Parish, 1984; Banta & Gannon, 1995; Cuxart et al., 2007), experimentos de laboratorio (Ellison & Turner, 1959; Simpson, 1969; Simpson & Linden, 1989; Patterson et al., 2006), etc. También se han llevado a cabo varias campañas experimentales diseñadas específicamente para su estudio, como el programa ASCOT (*Atmospheric Studies in Complex Terrain*) realizado en Colorado, USA (Doran, 1993; Poulos et al., 2000), o el programa VTMX (*Vertical Transport and Mixing*, Doran et al., 2002).

Como ha venido abordándose en los capítulos previos, otro de los aspectos clave en la evolución de la CLN es la generación y propagación de OGI, que debido a la gran diversidad de fenómenos que pueden producirlas, aparecen en un amplio rango de escalas temporales y espaciales, constituyendo un fenómeno complejo con un alto grado de variabilidad y tendencia a producir interacciones no lineales. Generalmente, los efectos producidos por un episodio de OGI en un determinado lugar no suelen reproducirse por otras OGI de características similares, y menos aún en otros emplazamientos. Además, los rangos de escalas espaciales y temporales en los que se suelen desarrollar pueden coincidir con los de otro gran número de procesos de mesoescala, que a menudo dotan a la CLE de un carácter no estacionario en escalas temporales del orden de una hora o menos (Mahrt, 2007; 2010; Acevedo & Mahrt, 2010). Algunos de estos procesos son bien conocidos, como los flujos catabáticos, microfrentes, solitones, etc. Sin embargo, otros son de origen desconocido, como los movimientos serpenteantes (Belušić & Güttler, 2010), modos horizontales, etc. Incluso los remolinos turbulentos más grandes pueden presentar escalas temporales similares a las de estos fenómenos, en cuyo caso la separación efectiva de las componentes medias, turbulentas y ondulatorias del movimiento no es posible (Vickers & Mahrt, 2003; Voronovich & Kiely, 2007; Viana et al., 2009), lo que impide estudiar las interacciones entre las mismas.

La irrupción inicial de los flujos catabáticos y los repentinos cambios en la velocidad y dirección del viento pueden producir desplazamientos verticales de masas de aire respecto de su posición de equilibrio, pudiendo así constituir un mecanismo de generación de ondas de gravedad. Aunque muchos estudios mencionan la existencia de oscilaciones periódicas en flujos catabáticos (e.g.: Gryning et al., 1985; Helmis & Papadopoulos, 1996; Van Gorsel et al., 2004; Bastin & Drobinski, 2005), pocos autores mencionan explícitamente la generación de OGI por parte de los mismos, entre los que se encuentran Chemel et al. (2006) y Hertzog et al. (2008). En todo caso, McNider (1982) ya introdujo los efectos de flotabilidad en su modelo teórico sobre las corrientes

de gravedad. En los trabajos de Poulos et al. (2000, 2007) se expone la hipótesis de que las fluctuaciones de presión debidas a las OGI se transmiten hacia la superficie a través de la columna atmosférica, y la alteración producida en el gradiente horizontal de presiones termina por transmitirse al flujo catabático de superficie. Por su parte, en Nappo et al. (2008) se muestran indicios de OGI minutos después del establecimiento de una corriente densidad, aunque el análisis se centró en su impacto en los estadísticos turbulentos y en la difusión de penachos de contaminación, dejando de lado una posible relación entre la onda y la corriente de densidad. En el estudio presentado en este capítulo, se analiza un evento en el que la irrupción de un flujo catabático en el CIBA durante una de las noches de la campaña SABLES2006, induce la generación de OGI en la cima de la masa fría, sobre el estrato que la separa de la masa de aire preexistente. El objetivo de este trabajo es profundizar en el mecanismo responsable de la generación de este tipo de OGI, y estudiar su interacción con los procesos de transferencia turbulenta. La mayoría de modelos numéricos operativos actuales (incluidos los de mesoescala), todavía no son capaces de representar este tipo de situaciones de forma precisa, por lo que se resiente la calidad de las simulaciones en las aplicaciones en las que se requiere una evaluación precisa de la mezcla turbulenta (e.g.: predicción de temperaturas mínimas, régimen de viento cercano al suelo, formación de nieblas, niveles de calidad de aire, etc.).

En primer lugar, se analizan las observaciones de la torre, incluyendo las diferencias de presión entre distintos niveles registradas mediante los microbarómetros, que mejoran la interpretación de otras variables atmosféricas, dando una imagen detallada de la entrada del catabático, y mostrando la formación de OGI en la cima. A continuación se estudian los parámetros principales de estas ondas en base a la metodología de correlación cruzada *wavelet* presentada en el capítulo III, y se comparan los resultados con las características del propio catabático. Por último, también se analizan los flujos de calor y de momento, tanto a escalas turbulentas como ondulatorias, para conocer su evolución y la interacción entre ambos tipos de movimiento.

## **8.2 Descripción general de la noche e irrupción de la corriente de drenaje.**

La situación sinóptica durante la noche del 22 al 23 de junio de 2006 estuvo dominada por un centro de altas presiones al NW de las islas Azores, afectando a gran parte del

Atlántico en latitudes medias, con un débil gradiente de presiones sobre la Península Ibérica, tal y como se puede apreciar en el análisis de superficie a las 0000 UTC del modelo HIRLAM a 0.5° de resolución (Fig. 8.1).

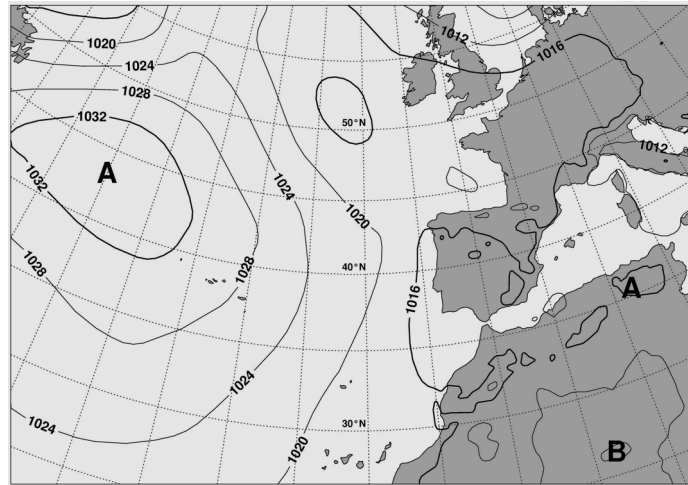


Figura. 8.1: Análisis de la presión atmosférica al nivel del mar para el 23 de junio a las 0000 UTC según el modelo HIRLAM.

Bajo este tipo de condiciones con escaso forzamiento sinóptico, tal y como se ha mostrado en diversos ejemplos en los capítulos V y VI, se observa frecuentemente en el CIBA un giro brusco en la dirección del viento (Yagüe et al., 2007), normalmente entre unas decenas de minutos y algunas horas después de la transición al régimen estable nocturno. En cualquier caso, durante la noche que nos ocupa se produjo una rápida reorganización de los campos dinámicos y térmicos poco después del ocaso (que tuvo lugar a las 1958 UTC). En los distintos niveles de la torre (Figs. 8.2a&b) se aprecia durante la tarde un viento débil del NW que gira a N y NE después de la puesta de sol, a un ritmo que sugiere la presencia de una oscilación inercial. El enfriamiento radiativo superficial produjo una inversión térmica de casi 5° C entre la base y la cima de la torre de 100 m. Por otra parte, el intenso gradiente local de presiones registrado durante la tarde y principio de la noche, evaluado a partir de los registros de presión de los tres microbarómetros de superficie, disminuye progresivamente (Fig. 8.3). Esta misma evolución se repitió durante otras noches con condiciones sinópticas similares, lo que subraya la importancia de este tipo de variaciones a escala local en situaciones de escaso forzamiento sinóptico.

El giro del viento mencionado anteriormente se produjo en torno a las 2130 UTC, al incidir sobre el CIBA un flujo moderado de componente E ( de unos  $10\text{ m s}^{-1}$  en la cima de la torre). La masa de aire es varios grados más fría que el aire que reemplaza, sobre todo en niveles altos de la torre (Fig. 8.2c), lo que destruye parcialmente la inversión

térmica; además es sustancialmente más húmeda (Fig. 8.2d). Los cambios descritos sugieren la llegada de un flujo catabático. Sin embargo, la ausencia de pendientes pronunciadas en los alrededores y la distancia superior a 100km hasta las

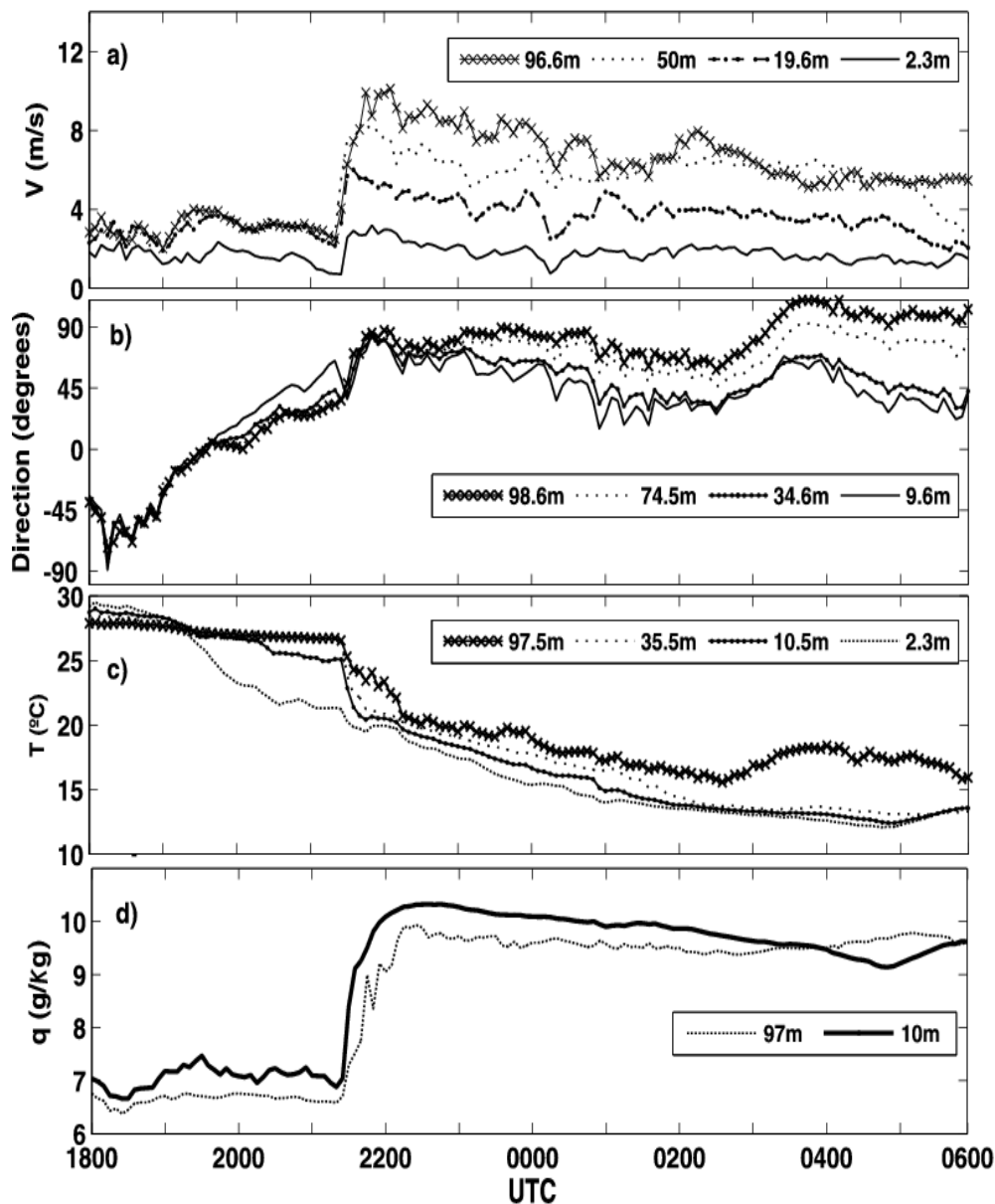


Figura 8.2: (a) Velocidad y (b) dirección del viento, (c) temperatura y (d) humedad específica en distintos niveles de la torre durante la noche del 22 al 23 junio de 2006.

montañas más cercanas llevan a descartar un flujo de drenaje puro. Estudios previos basados en distintos modelos de mesoescala (Bravo et al., 2008; Cuxart, 2008; Martínez et al., 2010) han mostrado que bajo condiciones de escaso forzamiento sinóptico, se establecen en la cuenca del Duero una serie de flujos de drenaje y de circulaciones nocturnas de distintas escalas espaciales y temporales, que van interaccionando y organizándose durante la noche. Las simulaciones muestran que estas circulaciones

típicamente originan un flujo del NE sobre la altiplanicie de los Torozos (ver Fig. 1 en Martínez et al., 2010), lo que concuerda con lo observado en el CIBA durante la noche del 22 al 23 de junio y otras noches similares de la campaña. Lamentablemente, como se mencionaba en la sección 4.1, no existen evidencias observacionales completas de estas circulaciones a lo largo de toda la cuenca, debido a que en condiciones estables los registros de viento de las estaciones meteorológicas automáticas de la red de AEMET o similares, con anemómetros a 10m sobre la superficie, incluyen valores demasiado débiles, a menudo por debajo de la velocidad umbral de los sensores, o que se encuentran afectados por características muy locales del terreno donde se encuentran, elementos topográficos de pequeña escala, etc.

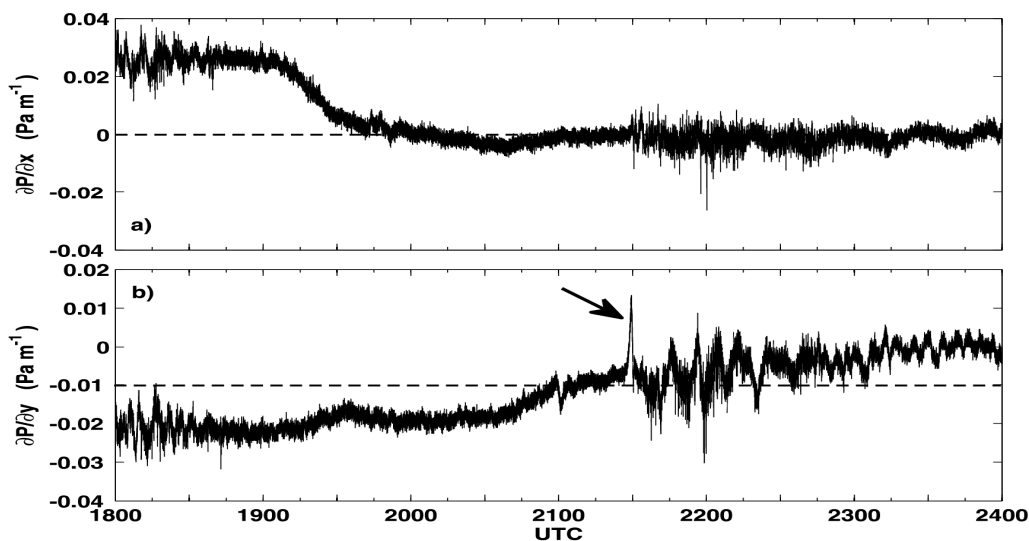


Figura 8.3: Componentes (a) zonal y (b) meridional del gradiente horizontal de presiones durante la primera mitad de la noche evaluadas a partir del *array* horizontal de microbarómetros. La flecha marca la entrada del flujo catabático.

### 8.3 Resultados obtenidos a partir de los microbarómetros de la torre.

Como ya se discutió en el capítulo II, la presión atmosférica estática no es una variable local del flujo, sino que depende de toda la columna atmosférica, también en el caso de fluctuaciones de presión de tipo turbulento, que pueden verse afectadas por perturbaciones muy alejadas del punto en el que se mide (Monin & Yaglom, 1975). Esta propiedad se puede aprovechar cuando se dispone de varios microbarómetros dispuestos a distintas alturas: el análisis de las diferencias de presión entre distintos niveles permite aislar los fenómenos producidos entre los mismos. Las dos series temporales inferiores de la Fig. 8.4a representan las diferencias de presión entre los tres niveles de microbarómetros ( $\Delta P_{50-100}$  y  $\Delta P_{20-50}$ ). En ellas es claramente visible la irrupción de la masa fría, en forma de un salto de presión producido hacia las 2130 UTC, que indica

una caída repentina de la temperatura del aire en esas capas (el salto también se observa en la serie superior,  $P_{100}$ ). Esta irrupción produce un incremento en la densidad de

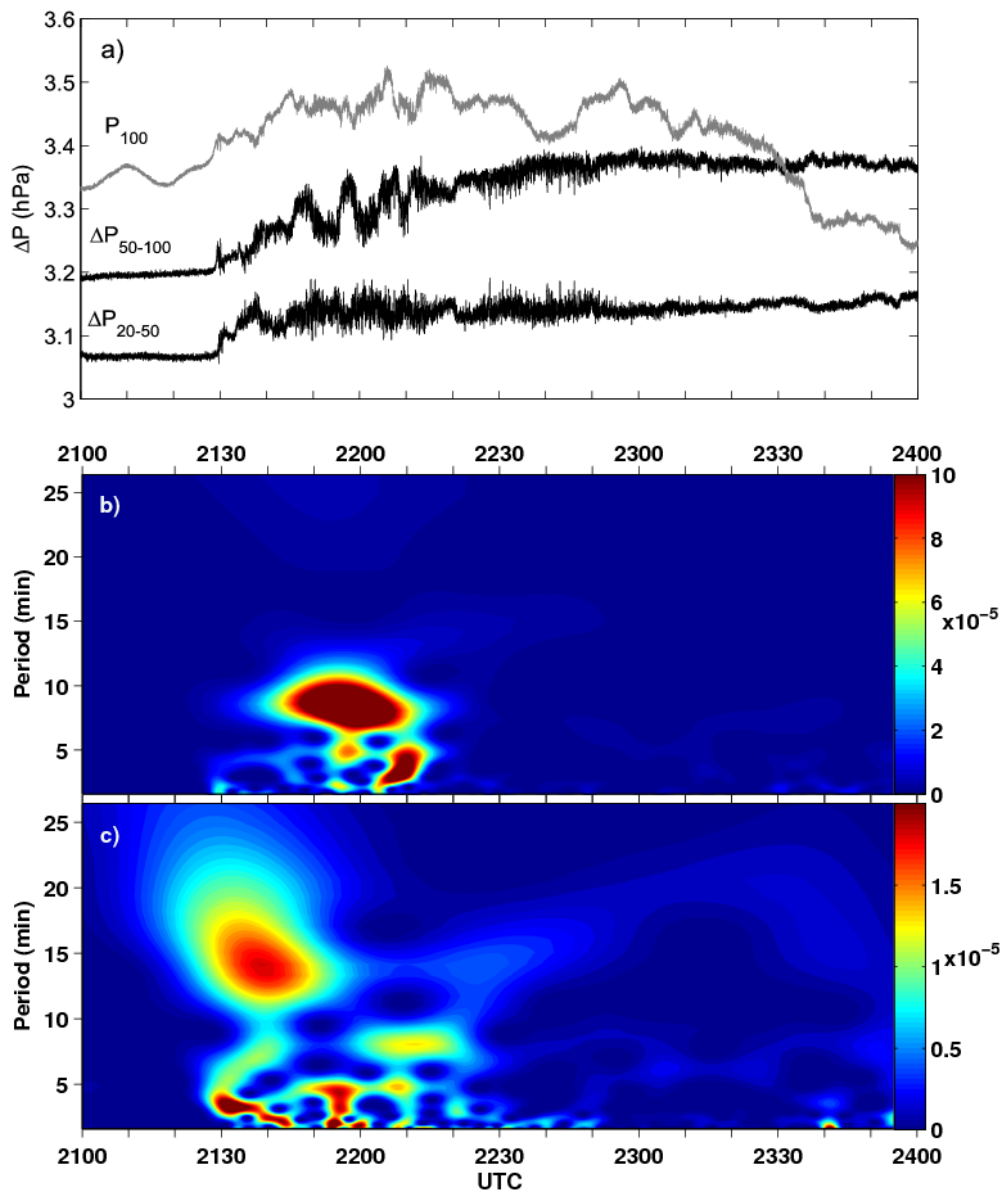


Figura 8.4: (a)  $P_{100}$  (-905.5 hPa),  $\Delta P_{50-100}$  (-1.6 hPa) y  $\Delta P_{20-50}$  durante la noche del 22 de junio, y transformadas *wavelet* de (b)  $\Delta P_{50-100}$  y (c)  $\Delta P_{20-50}$ .

energía *wavelet* de  $\Delta P_{20-50}$  (Fig. 8.4c) y de la presión en superficie (no se muestra), afectando a un gran rango de periodicidades entre 1 y 20 minutos debido a su carácter no oscilatorio. Aunque la masa fría irrumpe muy bruscamente en el CIBA, la incertidumbre intrínseca asociada a la transformada *wavelet* (ver sección 3.4 de esta tesis) aumenta el intervalo temporal afectado. Por el contrario, la transformada *wavelet* de  $\Delta P_{50-100}$  no muestra signos del mencionado incremento, lo que indica que el espesor inicial de la corriente fría no es mucho mayor que 50 m. Mediante la técnica de

correlación cruzada en el espacio *wavelet* (sección 3.3.2) aplicada al *array* de superficie, se ha podido determinar que la corriente fría incidió desde el norte ( $350^\circ$ ) con una velocidad de grupo de en torno a  $6.2\text{ m s}^{-1}$ , en consonancia con el brusco incremento en la componente meridional del gradiente de presión (indicado con una flecha en la Fig. 8.3b) registrado en el momento de la irrupción.

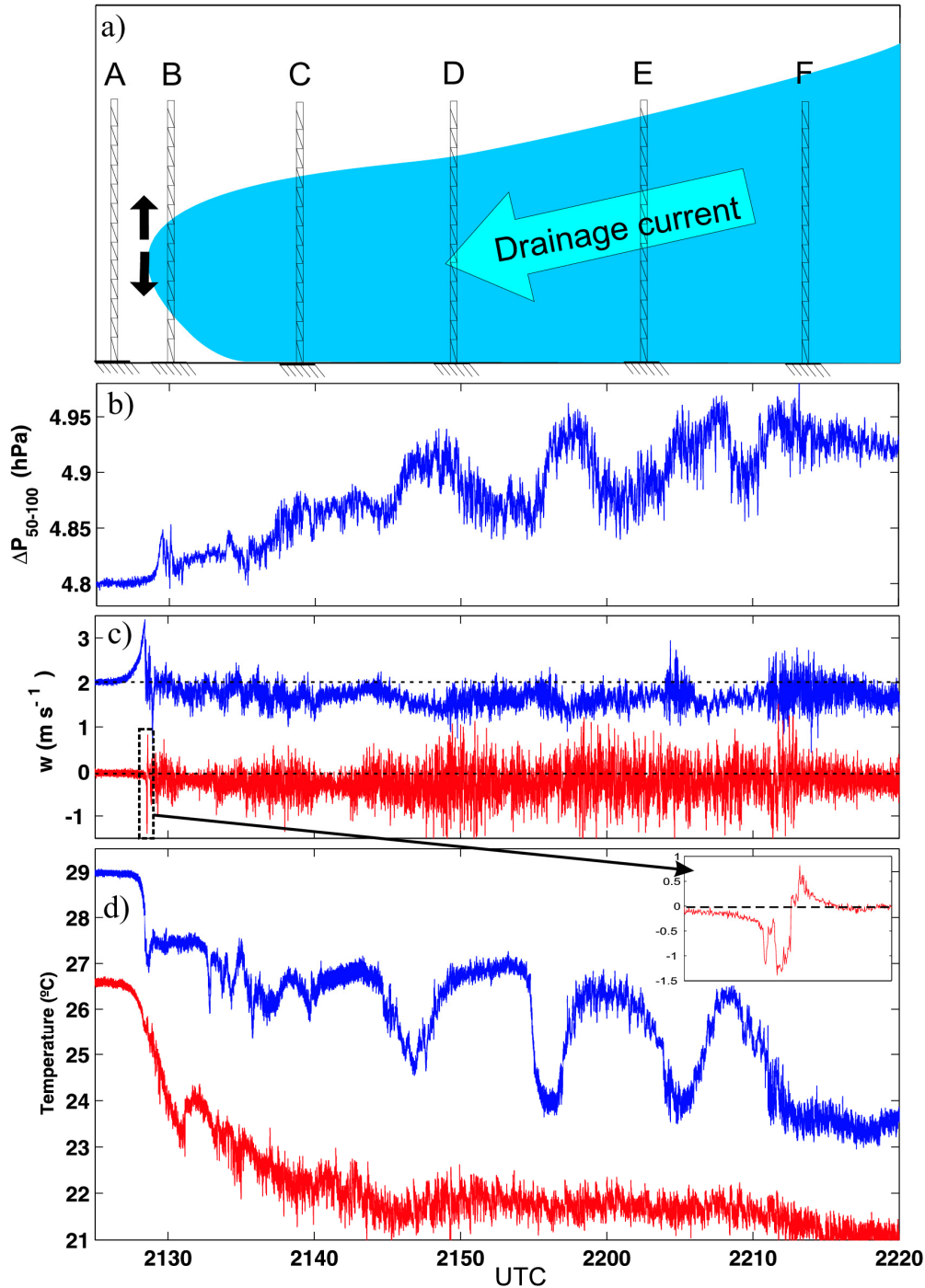


Figura 8.5: (a) Corte transversal de la corriente fría y posición de la torre meteorológica relativa a la misma en las cuatro fases descritas. (b)  $\Delta P_{50-100}$ , (c) velocidad vertical en  $z=19.6\text{ m}$  (abajo) y  $96.6\text{ m}$  ( $+2\text{ m s}^{-1}$ , arriba), y (d) temperatura virtual medida por los anemómetros sónicos en  $z=19.6\text{ m}$  (abajo) y  $96.6\text{ m}$  ( $+2^\circ\text{C}$ , arriba).

Tras la irrupción inicial de la corriente de drenaje, las series temporales de presión comienzan a mostrar trazas de OGI, fundamentalmente en  $\Delta P_{50-100}$  y su transformada *wavelet* (Figs. 8.4a&b), que tiene un pico intenso de unos 9 minutos de periodo, centrado sobre las 2200 UTC. Como se mostrará a continuación, tras adquirir cierta destreza en su interpretación, los periodogramas *wavelet* de estas series de presión y sus diferencias permiten extraer información muy valiosa acerca de los fenómenos locales que tienen lugar en la CLA. En este caso han permitido establecer un modelo conceptual sobre la irrupción de la corriente fría y las OGIs que ésta produce. En la Figura 8.5a se esquematiza la entrada de la corriente fría en el CIBA mediante un corte vertical, con la posición de la torre de 100m respecto a esta en distintos instantes del proceso. La corriente de drenaje recuerda a la imagen clásica de un frente frío. Las figuras inferiores (Figs. 8.5b-d) muestran las series temporales de presión, velocidad vertical y temperatura en distintos niveles. La secuencia temporal de la irrupción es la siguiente:

- A.** La corriente de drenaje aún no ha llegado al CIBA. Todas las variables permanecen estables.
- B.** La masa fría incide sobre el CIBA. Inicialmente, afecta a niveles por debajo de los 50m sobre la superficie (la temperatura desciende bruscamente en  $z=19.6\text{m}$ ). El aire desplazado en estos niveles se ve impulsado hacia arriba (se puede apreciar la corriente ascendente en la serie de velocidad vertical en  $z=96.6\text{m}$  poco antes de las 2130 UTC, Fig. 8.5c), produciendo un primer salto en la temperatura en  $z=96.6\text{m}$ , atribuible a la llegada de este aire más frío de capas inferiores. Igualmente, también se aprecia una ligera corriente descendente en  $z=19.6\text{m}$  (ver la región ampliada), por lo que se concluye que la corriente fría irrumpe produciendo divergencia neta en sus niveles intermedios.
- C.** La corriente fría se va extendiendo hacia niveles por encima de  $z=50\text{m}$ , causando un aumento progresivo de  $\Delta P_{50-100}$ .
- D, E, F.** Se generan ondas de gravedad en la cima de la corriente fría, algo por debajo de  $z=100\text{m}$ , tal y como se aprecia en la serie temporal de  $\Delta P_{50-100}$ . Simultáneamente, comienzan a observarse periódicamente anomalías de temperatura en  $z=96.6\text{m}$ , debidas a que la frontera entre la corriente fría y el aire más cálido que queda por debajo son impulsados por el flujo ondulatorio por encima y por debajo de ese nivel. Estos saltos de temperatura se han recogido en

diversos estudios (Einaudi & Finnigan, 1993; Chimonas, 1999). Inicialmente se observan pulsos breves de anomalías negativas de temperatura que indican que el grueso de las oscilaciones ondulatorias se producen por debajo. Posteriormente, según aumenta el espesor de la corriente fría, la frontera entre las dos masas se va acercando al nivel de medida, y las anomalías positivas de temperatura van tomando más tiempo. Finalmente, la corriente fría se hace mucho más profunda que la altura de la torre, que queda completamente sumergida en ella, y así las oscilaciones térmicas cesan en torno a las 2215 UTC.

Los microbarómetros de superficie también registraron fluctuaciones periódicas de presión similares a las mostradas en la Fig. 8.5b. El análisis de correlación cruzada *wavelet* muestra que las ondas se propagaban desde el norte ( $20^\circ$ ) con una velocidad de fase de  $6.5\text{m s}^{-1}$ , y una longitud de onda de casi 3500m. La frecuencia de Brunt-Väisälä estimada de forma aproximada a través del perfil de temperatura predice fluctuaciones con un periodo de al menos 3 minutos. El periodo observado es también compatible con el mínimo (5 minutos) para una atmósfera isoterma (Nappo, 2002).

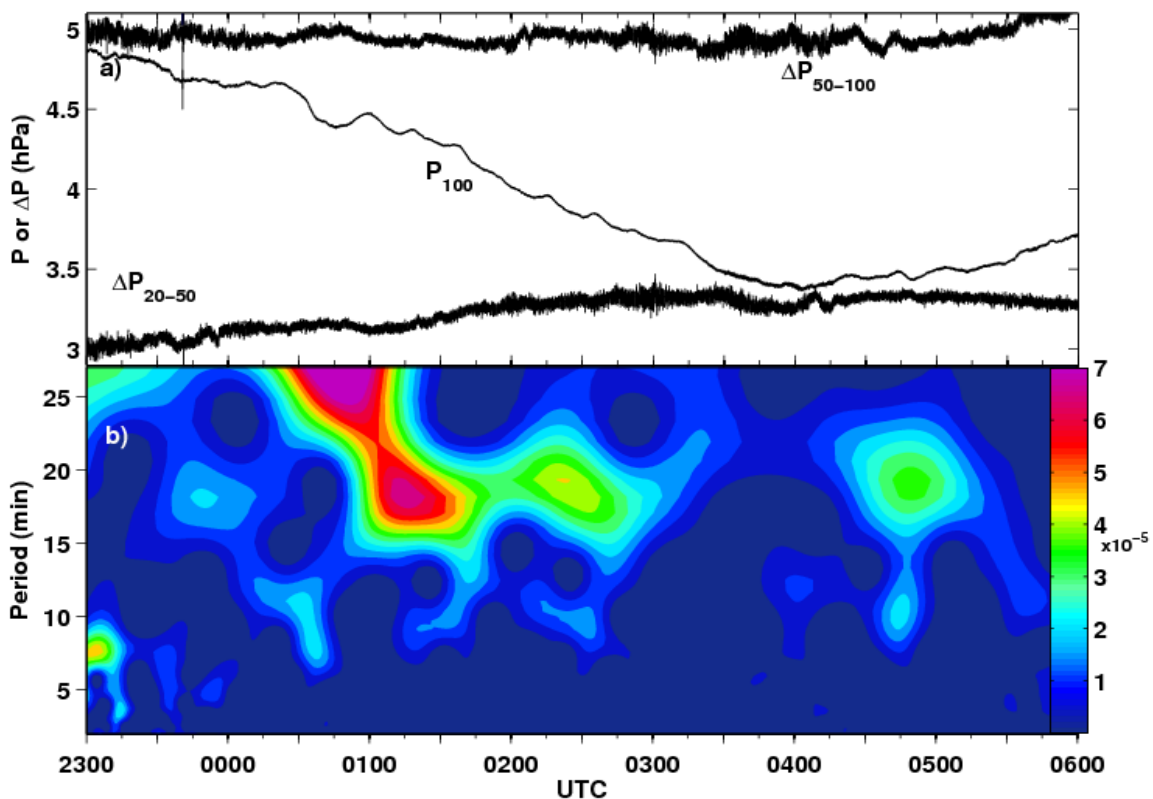


Figura. 8.6: (a)  $\Delta P_{50-100}$  (-1.6hPa),  $\Delta P_{20-50}$  y  $P_{100}$ , y (b) densidad de energía *wavelet* de  $P_{100}$  (en  $\text{hPa}^2\text{s}^{-1}$ ).

Tipo de evento	Hora (UTC)	Periodo (min)	$c$ y/o $c_g$ , ( $dir^{10}$ )	$\lambda$ (sólo en ondas)
<b>Irrupción del flujo catabático</b>	2130	2-10 min	$c_g = 6.3 \text{ m s}^{-1}$ ( $dir=351^\circ$ )	--
<b>Onda de gravedad sobre la frontera entre masas de aire</b>	2145-2215	9.2 min	$c = 6.2 \text{ m s}^{-1}$ ( $dir=20^\circ$ ) $c_g = 6.5 \text{ m s}^{-1}$ ( $dir=351^\circ$ )	3400 m
<b>Onda de gravedad por encima de 100m</b>	0050-0140	18 min	$c = 7.2 \text{ m s}^{-1}$ ( $dir=2^\circ$ )	7800 m
<b>Onda de gravedad entre 50m y 100m</b>	0140-0220	10 min	$c = 8.3 \text{ m s}^{-1}$ ( $dir=14^\circ$ )	5000 m

Tabla 8.1: Eventos analizados mediante la correlación cruzada en el espacio *wavelet*.

Después de las 2230 UTC,  $\Delta P_{50-100}$  y  $\Delta P_{20-50}$  permanecen casi constantes (Fig. 8.6a), dando cuenta de la estructura homogénea y casi estacionaria de la inversión de temperatura por debajo de 100m (la tasa de enfriamiento radiativo es aproximadamente la misma en todos los niveles de 2230 a 0230 UTC, Fig. 8.2c). Al encontrarse la cima de la corriente fría bien por encima de los 100m, las fluctuaciones de presión observadas previamente en  $\Delta P_{50-100}$  se han desplazado hacia niveles superiores y solo se aprecian en  $P_{100}$ , superpuestas en la tendencia sinóptica (Fig. 8.6a).

Los registros del RASS-SODAR muestran que la corriente de drenaje ha formado un LLJ con su máximo de viento en torno a los 160m, y que las dos masas de aire, antes bien definidas, se han ido mezclando hasta formar una transición más suave entre 180 y 200m. La consecuencia de esto es que las ondas de gravedad ya no se encuentran limitadas verticalmente sobre la frontera en torno a los 100m, pudiéndose propagar más libremente a lo largo del catabático, reaccionando ante las distintas condiciones locales, lo que en conjunto supone un comportamiento menos monocromático. La transformada *wavelet* de  $P_{100}$  muestra oscilaciones intermitentes con varios máximos de periodicidades entre 15 y 20 minutos (Fig. 8.6b). Algunos de estos eventos se han analizado mediante la correlación cruzada *wavelet*, obteniéndose parámetros similares a los de las ondas originales detectadas a las 2200 UTC (en la Tabla 8.1 se resumen todos

<sup>10</sup> En este capítulo, en lugar de indicar la dirección de propagación de las ondas ( $d$ ), se usa el convenio meteorológico especificando las direcciones de procedencia ( $dir=d+180^\circ$ ), para facilitar la comparación entre la dirección de las ondas y la del flujo catabático.

los eventos analizados). En algunos momentos, la amplitud de las fluctuaciones presión en  $z=100\text{m}$  disminuye durante algunos minutos y a su vez reaparecen las fluctuaciones en las capas inferiores (por ejemplo, sobre las 0140-0220 UTC en  $\Delta P_{50-100}$ , o a las 0400 UTC en  $\Delta P_{50-100}$  y  $\Delta P_{50-100}$ , Fig. 8.6a). Esto sugiere que ocasionalmente las ondas de gravedad se desplazan hacia niveles por debajo de  $z=100\text{m}$ . Los parámetros asociados (última fila en la Tabla 8.1) están de acuerdo con esta hipótesis: la dirección es similar a la de las ondas “madre” pero su periodo es inferior, ya que se encuentran sobre capas atmosféricas con mayor estratificación, como explica la teoría lineal de ondas (Stull, 1988; Nappo, 2002; APÉNDICE B).

#### 8.4 Flujos turbulentos y de baja frecuencia.

En esta sección se analizan distintos parámetros micrometeorológicos como los flujos de calor o la energía cinética mediante las metodologías MRFD y TW. Se ha evaluado la transferencia vertical de calor  $(w\theta)_\tau$  y la energía cinética  $(KE)_\tau$  durante toda la noche aplicando la descomposición MRFD sobre subseries de 820 segundos solapadas cada 60s, y aplicando la rotación *planar-fit*, como en la sección 7.6. Los resultados se muestran en las Figs. 8.7 y 8.8.

Comenzamos estudiando la turbulencia en los niveles más bajos (Fig. 8.7), donde suele haber mayor cizalla y los espectros y coespectros están mejor definidos. El análisis de esta figura permite detallar diversas características sobre la evolución del espectro turbulento en  $z=19.6\text{m}$ . En primer lugar, la masa fría viene precedida por un periodo de turbulencia muy inhibida, debido a que, aunque el enfriamiento radiativo ya ha generado una inversión térmica por debajo de  $z=10.5\text{m}$ , el gradiente de temperatura y la cizalla del viento alrededor de  $z=19.6\text{m}$  es nulo o muy pequeño (Figs. 8.2a&c), quedando restringida la turbulencia a un estrato de pocos metros sobre la superficie. Tras la irrupción de la masa fría, el viento y su cizalla aumentan considerablemente al menos hasta  $z=96.6\text{m}$ . Además, aunque se produce un brusco enfriamiento de toda la capa, la inversión térmica entre 2.3m y 97.5m queda distribuida más homogéneamente, estableciéndose un flujo turbulento de calor descendente. El espectro de la turbulencia adquiere la apariencia típica de CLEs con estratificación débil o moderada (Vickers & Mahrt 2003; Viana et al., 2008; 2009), con contribuciones máximas (asociadas a los *eddies* medios) en escalas temporales en torno a los 10s (Figs. 8.7a&b hacia las 2130-2200 UTC). Este flujo perdura durante el resto de la noche, aunque es más intenso justo tras la irrupción de la corriente fría, y se ve reducido temporalmente de 2330 a 0100

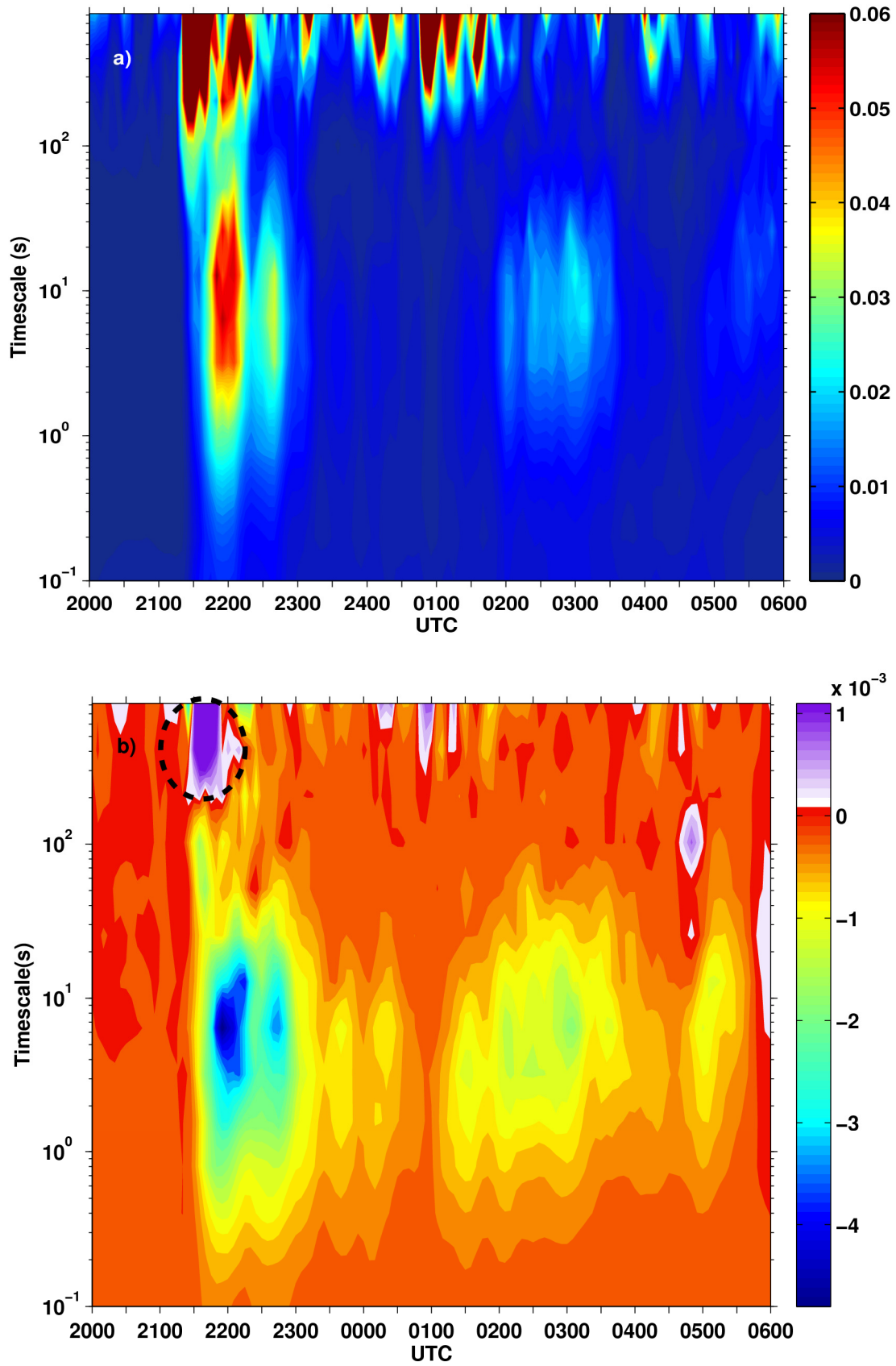


Figura 8.7: Descomposición multi-resolución de (a) la energía cinética (en  $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) y (b) el flujo vertical de calor (en  $\text{K m s}^{-1}$ ) evaluados en  $z=19.6\text{m}$  desde las 2000 a las 0600 UTC.

UTC. Durante la mayor parte de la noche, el *gap* que separa la turbulencia de los movimientos de mesoescala se ubica entre 50 y 200 s (su posición se puede intuir aproximadamente a partir de la Fig. 8.7b). Este resultado es similar al obtenido en el capítulo anterior (Viana et al., 2009), en ausencia de inversión térmica pero con similares valores para la cizalla del viento.

Alrededor de las 2125 UTC y durante algunos minutos, se observan contribuciones contra-gradiente a los flujos de calor para las escalas temporales más altas, entre 200 y 800 s aproximadamente (ver área encerrada en un círculo en la Fig. 8.7b). Estos flujos son atribuibles a la acción combinada, aunque físicamente independiente, de: a) el descenso brusco de temperatura en  $z=19.6\text{m}$ , de casi  $5^\circ\text{C}$ , registrado de 2128 a 2140 UTC, y b) el movimiento descendente establecido dentro de la corriente de drenaje en  $z=19.6\text{m}$  (la velocidad vertical del viento registrada en esa altura (Fig. 8.5c) es fundamentalmente negativa después de las 2130 UTC). Los flujos multi-resolución calculados a partir de las series de temperatura y velocidad vertical que contengan dichos eventos, conectarán las anomalías negativas de  $\theta$  y  $w$ , produciendo un flujo transitorio de calor que, al contrario que el turbulento, no se debe a la estratificación térmica, sino a la advección horizontal fría originada por la entrada de la corriente de densidad.

La situación en  $z=96.6\text{m}$  es totalmente diferente (Fig. 8.8). La turbulencia generada después de la llegada de la corriente fría es mucho más débil que en  $z=19.6\text{m}$ , y se prolonga durante menos tiempo: se aprecia principalmente en el análisis del flujo de calor, pero únicamente perdura durante unos minutos alrededor de las 2200 UTC (Fig. 8.8b). Sin embargo, las contribuciones a los coespectros se reparten más homogéneamente en un rango amplio de escalas temporales entre 1 y 15s: la forma del coespectro de calor turbulento es muy platicúrtica durante este periodo, y prácticamente plana durante el resto de la noche. Esto se debe, por una parte, a que los gradientes verticales de viento y temperatura son inferiores en este nivel (por lo cual el calor transferido verticalmente será muy pequeño), y por otra parte, a la incapacidad de los anemómetros sónicos de resolver correctamente los remolinos turbulentos más pequeños. La posición del *gap* espectral está poco definida, debido al solapamiento entre la turbulencia y otras contribuciones en el rango de la mesoescala o sub-mesoescala, con escalas temporales características por encima de 100s (que llegan a alcanzar valores muy por encima del fondo de escala, Fig. 8.8b a partir de las 2130 UTC y especialmente hasta las 2230 UTC).

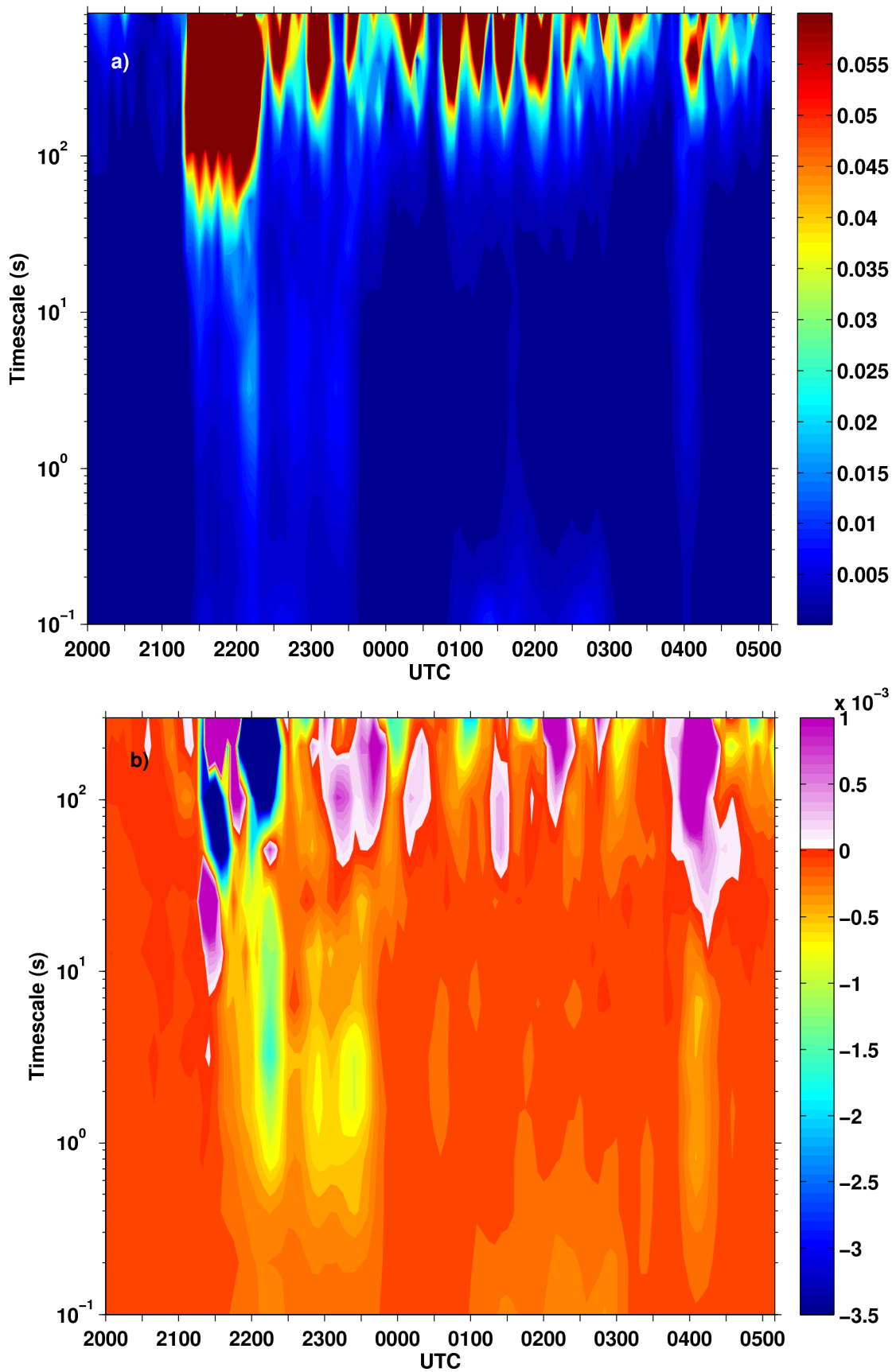


Figura 8.8: Como la Fig. 8.7, pero evaluado en  $z=96.6\text{m}$  de 2000 a 0510 UTC.

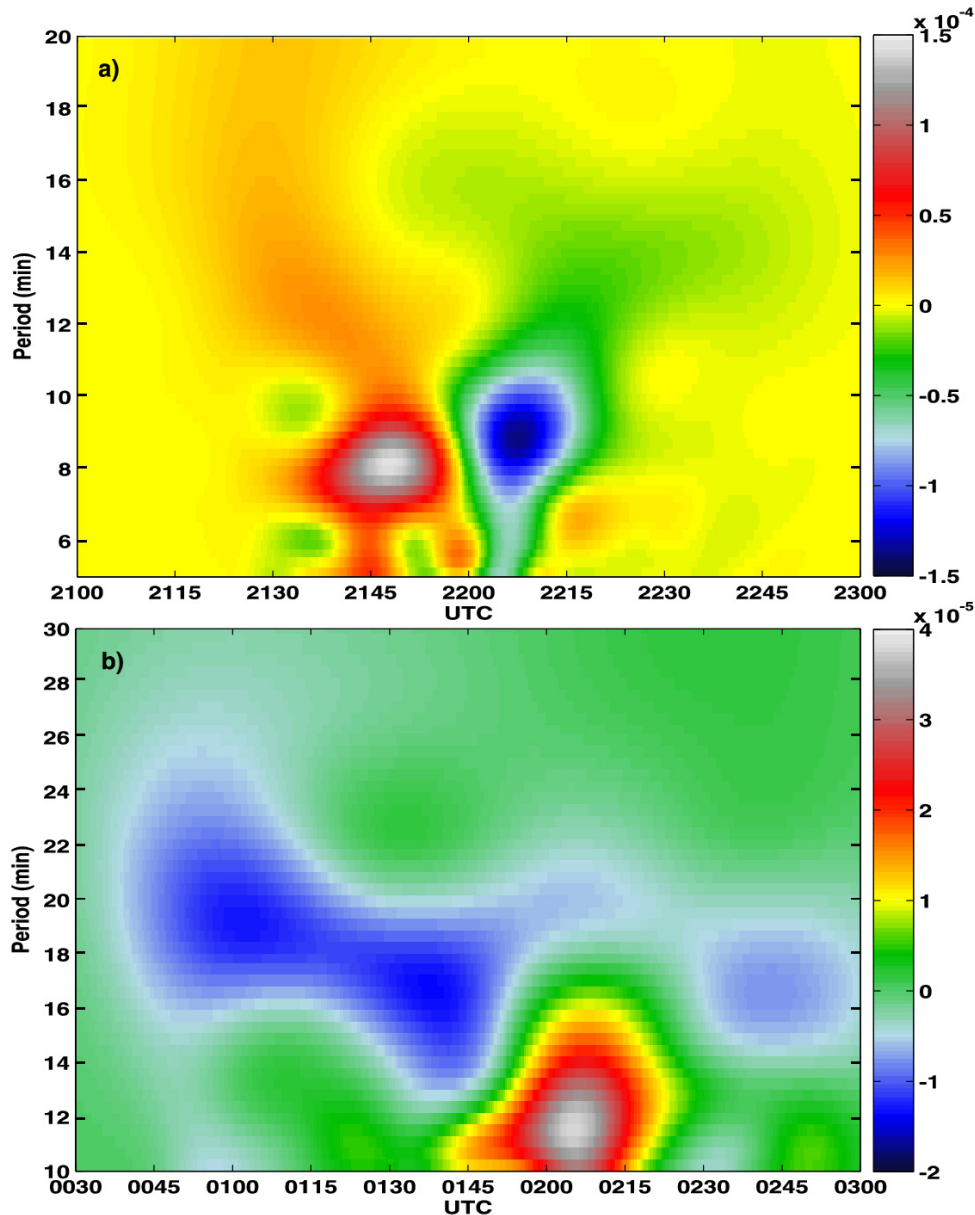


Figura 8.9: Densidad de flujo vertical de calor cinemático por unidad de escala ( $\text{K m s}^{-2}$ ) evaluado en  $z=96.6\text{m}$  durante distintos momentos de la noche con presencia de actividad ondulatoria.

Entre estas contribuciones, que no se ven afectadas por la inhibición de los movimientos verticales, se encuentran las ondas de gravedad presentes en este nivel y descritas en el anterior apartado. Tal y como se justificó en la sección 3.4c, es más adecuado su estudio mediante el análisis *wavelet*, por lo que se presenta en la Fig. 8.9 la descomposición del flujo vertical de calor en dos periodos distintos de la noche utilizando la transformada *wavelet* (ec. 3.15) y para escalas temporales entre 5 y 20 minutos. La característica más importante a destacar es la estructura tipo dipolo positivo-negativo presente de 2145 UTC a 2215 UTC (Fig. 8.9a). Distintos indicios sugieren que la estructura está asociada a las ondas de gravedad descritas en la anterior sección. En primer lugar, la hora y el

periodo coinciden; además, el flujo de calor ascendente pasa a ser descendente en el instante en el que la frontera entre las masas fría y cálida, donde se propagan las OGI, supera el nivel de medida ( $z=96.6\text{m}$ ). Como es bien conocido, la teoría lineal de ondas predice que el flujo vertical total inducido por las ondas de gravedad debe ser nulo, puesto que las oscilaciones de la velocidad vertical y de la temperatura potencial producidas por el movimiento ondulatorio han de encontrarse desfasadas un cuarto de ciclo ( $90^\circ$ ). Sin embargo, la mayoría de OGIs observadas en experimentos de campo no tienen un comportamiento puramente periódico y monocromático (Chimonas, 1999; Nappo, 2002). Además, muchos autores han documentado casos de ondas de gravedad con flujos verticales de calor no nulos en las escalas ondulatorias (Finnigan & Einaudi, 1981; Finnigan, 1988), incluyendo el evento analizado en el anterior capítulo (Viana et al., 2009). Los resultados mostrados en este estudio parecen indicar que se produce flujo de calor ascendente por encima del estrato donde oscila la onda, y flujo de calor descendente por debajo de la misma. Esta divergencia del flujo de calor vertical en presencia de ondas de gravedad se ha observado con relativa frecuencia en el CIBA, por lo que podría tratarse de un resultado general. Por ejemplo, en la Fig. 8.9b se muestra una especie de tripolo de contribuciones negativas-positivas-negativas registrado en  $z=96.6\text{m}$  durante la misma noche que el anterior, alrededor de las 0200 UTC, cuando el análisis de las diferencias de presión (Fig. 8.6a) parece indicar una incursión rápida y pasajera de OGIs por debajo de  $z=96.6\text{m}$ , lo que encajaría con el modelo conceptual descrito más arriba.

## 8.5 Resumen y conclusiones.

En este capítulo se ha analizado una noche de la campaña SABLES2006 para estudiar los efectos sobre la CLE de las corrientes de drenaje que se establecen regularmente en el CIBA en condiciones de escaso forzamiento sinóptico, y la generación de ondas de gravedad en la cima de estas corrientes. El análisis del gradiente local de presiones, así como las diferencias de presión entre distintos niveles de la torre, ha permitido establecer un modelo conceptual del fenómeno, poniendo de relieve el paralelismo con un frente frío en sentido clásico, y mejorando la interpretación de otras variables atmosféricas, como la evolución de los flujos de calor. La irrupción de la corriente fría produce convergencia horizontal induciendo un movimiento vertical capaz de generar ondas de gravedad: en el caso analizado, estas ondas se propagan inicialmente a lo largo de la delgada frontera entre las dos masas de aire, para luego perder su carácter cuasi-

monocromático y propagarse sobre un estrato más amplio a medida que se produce la mezcla de las dos masas de aire.

Se han evaluado los parámetros fundamentales de las ondas de gravedad ( $c$ ,  $c_g$ ,  $\lambda$ ,  $dir$ , etc.), así como la velocidad y dirección de la corriente fría mediante correlación cruzada en el espacio *wavelet*, que ha demostrado ser de aplicación más sencilla y menos exigente que metodologías utilizadas previamente. Tanto la corriente fría como las ondas inducidas por la misma se propagan hacia el sur con velocidades de fase y de grupo similares, lo que es una prueba de la conexión existente entre ambos procesos.

Finalmente, mediante el uso de las dos técnicas de análisis espectral detalladas en las secciones 3.1 y 3.2 de esta tesis, se ha realizado la descomposición del flujo vertical de calor y de la energía cinética a partir de los datos de los anemómetros sónicos, tanto en escalas turbulentas como ondulatorias, mostrando el aumento en la actividad turbulenta registrado al irrumpir la corriente de gravedad en el CIBA, y el solapamiento producido entre esta actividad turbulenta y la de mayor escala producida principalmente por la propia irrupción de la corriente fría y la formación y propagación vertical de las ondas de gravedad en su cima. Se ha podido describir la existencia de una divergencia en el flujo vertical de calor debido al movimiento vertical de la onda, que se postula como una posible explicación a los flujos contra-gradiente frecuentemente medidos en la CLE, asociados tradicionalmente a la presencia de OGI's pero que hasta el momento no han tenido una explicación física consensuada en la literatura científica (Nai-Ping et al., 1983; Einaudi & Finnigan, 1993; Yagüe & Redondo, 1995; Chimonas, 1999). Esta divergencia parece ser una característica típica de las ondas de gravedad observadas en el CIBA. Sin embargo, serían necesarios estudios adicionales para poder aclarar la importancia de estas componentes del flujo de calor, que pueden constituir un factor clave a la hora de establecer los perfiles verticales de viento y temperatura cuando otros factores (como la turbulencia, advecciones de escala sinóptica, etc.) no son importantes.

## **CAPÍTULO IX**

### **RESUMEN Y CONCLUSIONES**

A lo largo de esta memoria se ha tratado de abordar un conjunto de cuestiones abiertas sobre el comportamiento de la capa límite estable, desde un punto de vista experimental y teórico, a las que es necesario responder para poder mejorar el conocimiento sobre la CLE y su representación en las diversas aplicaciones meteorológicas en las que juega un papel relevante (modelos numéricos globales o mesoescalares de predicción meteorológica y del clima, simulaciones LES, modelos de dispersión de contaminantes, etc.). Estas cuestiones se han referido, por una parte, a diversos procesos físicos que se producen con frecuencia en la CLE y que aún presentan muchos aspectos desconocidos (ondas de gravedad de distintas escalas, flujos catabáticos y corrientes de gravedad, turbulencia intermitente, etc.) y por otra parte, a algunos temas controvertidos de las teorías de la CLE más extendidas, que están en gran medida relacionados con los procesos mencionados. También se ha querido profundizar en determinadas cuestiones metodológicas relacionadas con el estudio experimental de la CLE, dado que algunas de las herramientas clásicas más extendidas tienen tendencia a introducir incertidumbres en la evaluación de algunos de sus parámetros característicos, dificultando su estudio. Todas las circunstancias mencionadas complican la comprensión y correcta descripción de la CLE, y son responsables de que las diversas parametrizaciones de capa límite utilizadas en modelización numérica produzcan en conjunto representaciones de la CLE

menos realistas comparado con su rendimiento relativamente bueno bajo estratificaciones neutrales o inestables. A continuación se expondrán resumidamente los aspectos tratados y los resultados más importantes obtenidos a lo largo de esta memoria. Si bien ya han sido enumeradas las conclusiones correspondientes al final de cada capítulo de resultados (V-VIII), se resaltarán de nuevo mediante puntos aquellas que resulten más importantes, así como otras de carácter metodológico o que surjan como conclusiones globales de la memoria.

Los diversos trabajos presentados en la memoria han explotado las extensas bases de datos experimentales procedentes de dos de las campañas de estudio sobre la CLE llevadas a cabo en el CIBA durante los últimos años. Estas campañas surgieron como consecuencia de la toma de conciencia sobre la necesidad de profundizar en el conocimiento de la CLE. La campaña SABLES98 representó, por parte del conjunto de instituciones implicadas, un esfuerzo investigador importante pionero en nuestro país, y con integración de grupos internacionales. Por su parte, la campaña SABLES2006 (Yagüe et al., 2007), pese a organizarse en exclusiva por el Grupo de Micrometeorología y Variabilidad Climática de la Universidad Complutense de Madrid, tuvo un carácter igual de ambicioso que la campaña anterior, con la introducción de las medidas de presión de alta resolución como fuente adicional de información, que han resultado ser muy relevantes en la investigación de los numerosos procesos que coexisten con la turbulencia en la CLE. En este contexto, hay que señalar que una parte importante del Doctorado realizado por el autor de esta memoria se dedicó a tareas de diseño de la campaña, organización y despliegue instrumental, operación de los aparatos, postproceso de datos, etc. Aunque sólo han sido recogidas muy brevemente en esta memoria, todas estas actividades han constituido una parte importante del trabajo realizado a lo largo de estos años.

- Las condiciones predominantes durante las campañas de campo han mostrado que, cuando el forzamiento sinóptico es débil, las condiciones nocturnas en el emplazamiento tienden a verse influenciadas por fenómenos físicos que ocurren a nivel mesoescalar e incluso a escala local.
- Entre estos fenómenos destacan el establecimiento de los llamados flujos catabáticos o corrientes de drenaje, y la generación y propagación de ondas de gravedad de distintos orígenes y características, que jugaron un papel muy

relevante en los dos casos de estudio presentados (capítulos VII y VIII), constituyendo una importante fuente de forzamiento atmosférico en la capa límite, e interrumpiendo las condiciones estacionarias de la CLE, perturbando su estructura media y turbulenta.

En el ámbito metodológico, en esta tesis se ha introducido como aspecto novedoso el uso combinado de dos metodologías de análisis espectral (la transformada *wavelet* y la descomposición multi-resolución), de características similares pero con sutiles diferencias que es necesario conocer para aprovecharlas adecuadamente, permitiendo su sinergia en la caracterización y estudio de los fenómenos mencionados y de su impacto en la estructura turbulenta de la CLE.

Además, estas metodologías han permitido estudiar en detalle las distintas contribuciones espectrales a los flujos de calor, energía cinética y velocidad de fricción, revelando importantes características sobre la estructura turbulenta de la CLE, que quedan ocultas mediante el uso de otros métodos más extendidos.

- Las dos metodologías *wavelet* descritas en la sección 3.3 se han mostrado adecuadas para la identificación y caracterización de las estructuras de mesoescala antes mencionadas. Mientras que el método del análisis de fases *wavelet* proporciona una solución en función de tiempo y el periodo, el método de la correlación cruzada *wavelet* da una única solución integrada para toda la ventana. Esto último supone algunas ventajas a la hora de caracterizar estructuras no ondulatorias como los flujos catabáticos, que aunque generalmente se pueden aislar fácilmente en una ventana de análisis, por definición no tienen un periodo definido, y su energía se encuentra dispersada en un intervalo de escalas temporales más amplio. Por otra parte, el método de análisis de fases facilita la aplicación de métodos de significación estadística para comprobar el carácter ondulatorio del evento de estudio en los casos en los que no está claro, como en Viana et al. (2007).
- Estas herramientas matemáticas han mostrado que los fenómenos locales y de mesoescala como los estudiados pueden llegar a perturbar profundamente el régimen turbulento, actuando tanto inhibiendo la mezcla turbulenta como realizándola, pese a tratarse de procesos asociados a un régimen de estabilidad atmosférica.

- Además de su interacción con la turbulencia, dado que actúan en escalas cercanas a las dominadas por la misma, estos procesos pueden llegar a superponerse al espectro turbulento, impidiendo establecer una separación clara (*gap*) entre las fluctuaciones asociadas a ambos tipos de movimientos.

En el primero de los casos de estudio presentados (Viana et al., 2009) se han podido identificar, en base a la teoría lineal de ondas, las condiciones que permitieron la propagación de una intensa onda de gravedad de mesoescala a lo largo del CIBA.

- La irrupción de la onda de mesoescala y su enfrentamiento con el *Low-Level Jet* forzado sinópticamente llegan a alterar profundamente la estructura de la CLE, con un decaimiento generalizado de la turbulencia debido al aumento local de la estabilidad y a la disminución de la cizalla, siendo más apreciable en los parámetros puramente dinámicos (velocidad de fricción y energía cinética).
- El análisis del flujo de calor ha mostrado que la inhibición de la turbulencia no afectó por igual a todo el espectro de remolinos turbulentos. Como resultado se ve incrementada la escala temporal media de los mismos, que se solapan con otros movimientos no turbulentos de escala temporal similar al periodo de la onda, lo que impide establecer una separación clara entre fluctuaciones turbulentas y ondulatorias durante su paso por CIBA.

En el segundo caso de estudio (Viana et al., 2010), se ha analizado la irrupción de un flujo catabático en el CIBA, mostrando el mecanismo por el que esta irrupción puede constituir una fuente habitual de ondas de gravedad de escala más local que en el caso anterior. Las variables derivadas de los microbarómetros de superficie y altura (gradiente local de presiones, diferencias de presión entre distintos niveles, etc.), junto con el resto de medidas más habituales (velocidad vertical, temperatura) en distintos niveles de la torre, han permitido establecer un modelo conceptual del fenómeno, en el que de nuevo las condiciones turbulentas de la CLE llegan a alterarse profundamente.

- El análisis multi-resolución ha mostrado un aumento en la actividad turbulenta al irrumpir la corriente de gravedad en el CIBA, y el solapamiento producido entre esta actividad turbulenta y la actividad de mayor escala generada por la propia irrupción de la corriente fría y formación y propagación vertical de las ondas de gravedad en su cima.
- Se ha descrito la existencia de una divergencia en el flujo vertical de calor

debida al movimiento vertical de las ondas, que se postula como una posible explicación a los flujos contra-gradiente frecuentemente medidos en la CLE, asociados tradicionalmente a la presencia de OGI's pero que hasta el momento no han tenido una explicación física consensuada en la literatura científica.

- Esta divergencia parece ser una característica típica de las ondas de gravedad observadas en el CIBA. En todo caso, serían necesarios estudios adicionales para poder aclarar la importancia de estas componentes del flujo de calor, determinar si constituyen una característica habitual de las ondas registradas en cualquier emplazamiento, o conocer el impacto que puedan tener en el establecimiento de los perfiles verticales de viento y temperatura.

El estudio integrado sobre las condiciones turbulentas durante la campaña SABLES2006, presentado en el capítulo VI, ha permitido determinar diversas características sobre estas interacciones y solapamientos entre escalas turbulentas y no turbulentas detectadas en los dos casos de estudio, y establecer algunas predicciones sobre la contaminación de los flujos turbulentos por estas componentes no turbulentas.

- La utilización de ventanas fijas de promediado en la técnica clásica EC tiende a producir una sobreestimación de los flujos turbulentos en condiciones de fuerte estabilidad, en las que la turbulencia se encuentra muy inhibida, y el *gap* muy desplazado hacia escalas pequeñas. Por tanto esta metodología no debería emplearse para evaluar tales parámetros en estos casos, ya que se pueden ver fuertemente contaminados por las escalas de movimiento no turbulentas, produciendo valores completamente irrealistas.
- Se ha observado que, bajo estas situaciones, la parte no turbulenta del espectro muestra una tendencia a producir flujo de calor descendente, cuya causa última no se ha podido establecer. Esto podría estar relacionado con la divergencia en el flujo vertical de calor producida por las ondas de gravedad descritas en el segundo caso de estudio, que parece ser una característica típica de las ondas observadas en el CIBA. Ello pone de manifiesto la necesidad de poner un cuidado especial a la hora de estudiar parámetros turbulentos en situaciones en las que estos fenómenos de mesoescala coexistan y/o interaccionen con el régimen turbulento en la CLE.

Todas estas consideraciones constituyen una de las causas por las que la modelización y parametrización de la CLE presenta todavía algunos aspectos controvertidos. Entre ellos se puede destacar, por ejemplo, la dependencia del número de Prandtl con la estabilidad, o el comportamiento de las funciones de semejanza  $\phi_m$  y  $\phi_h$  en alta estabilidad y los límites de validez de la teoría que las postula (Yagüe et al., 2006), que se encuentran entre las diversas cuestiones abordadas en el capítulo V. Si bien los resultados allí mostrados (en parte por estar basados en la metodología EC) constituyen un avance limitado al esclarecimiento de dichos puntos controvertidos, se han podido establecer algunas conclusiones globales al respecto.

- El número de Prandtl inverso disminuye por debajo de la unidad al pasar desde el régimen de estabilidad débil a estabilidad fuerte, en concordancia con gran parte de los resultados de otros autores; sin embargo, la revisión de la literatura más reciente sobre esta dependencia no permite afirmar que este sea un comportamiento universal, pudiendo verse especialmente afectada por la *self-correlation* entre  $Pr$  y los distintos parámetros de estabilidad. Este es un punto clave a determinar para poder mejorar la parametrización de los coeficientes de intercambio turbulento en régimen de alta estabilidad.
- El comportamiento de las funciones de semejanza  $\phi_m$  y  $\phi_h$  en altas estabilidades no se ha podido determinar con suficiente precisión. Las estimaciones a partir de los datos de SABLES98 muestran *levelling-off* para estabilidades por encima de  $\zeta=1-2$ , rango en el que las diferencias con las funciones de referencia habitualmente utilizadas en la literatura son sustanciales. La fiabilidad de los resultados se ve comprometida por el uso de estimaciones de los flujos turbulentos con demasiada incertidumbre, con el potencial de encontrarse contaminados por componentes de escalas no turbulentas.

La incertidumbre existente en las dos cuestiones anteriores puede comprometer la fiabilidad de los modelos de predicción globales y de mesoescala, los modelos de dispersión de contaminantes, etc., en los regímenes de mayor estabilidad. En el futuro, gracias al conocimiento extraído sobre los fenómenos estudiados y a la incorporación rutinaria en los estudios experimentales de capa límite de las consideraciones metodológicas realizadas en esta memoria, podrían comenzar a aclararse algunos de estos puntos débiles en la representación y parametrización de la CLE en los modelos numéricos. Por ejemplo, el estudio de la evolución del número de Prandtl con la

estabilidad podría beneficiarse de una separación efectiva entre las condiciones de turbulencia continua y las de turbulencia intermitente bajo grados similares de estabilidad atmosférica, y del filtrado adecuado de las componentes turbulentas del movimiento en la evaluación de los flujos verticales. Igualmente, si bien existe un consenso generalizado en cuanto a la pérdida de importancia de la altura sobre la superficie ( $z$ ) en la teoría de semejanza bajo condiciones de intensa estabilidad, las implicaciones concretas del establecimiento del régimen de estratificación *z-less* en la parametrización de la turbulencia dentro del ámbito de la teoría de semejanza aún no han podido establecerse. La generalización y optimización de las nuevas metodologías de análisis utilizadas en esta tesis podría contribuir a determinar empíricamente el comportamiento de las distintas funciones adimensionales de semejanza en alta estabilidad, contribuyendo a esclarecer las propiedades universales del régimen *z-less*, y terminar así con la diversidad de concepciones teóricas del mismo.

Finalmente, quisiera comentar las líneas futuras de investigación de esta tesis, que se encuadran dentro del proyecto de investigación CGL2009-12797-C03-03 titulado “Estudio de los procesos físicos relevantes en la transición de la capa límite atmosférica nocturna”. Un aspecto de gran interés, y que aún no ha sido estudiado en profundidad, son las transiciones que tienen lugar desde el final del atardecer a la capa límite nocturna, y desde el amanecer hasta que se desarrolla una capa límite atmosférica convectiva. El desarrollo inicial de la estabilidad nocturna puede estar muy influenciado por las condiciones dinámicas al final de la tarde, e incluso en zonas homogéneas y sin grandes alteraciones topográficas, el desarrollo de inversiones térmicas superficiales o flujos catabáticos está muy ligado al viento y la cizalla superficial al atardecer. Esto puede modificar el desarrollo posterior de la capa límite y son situaciones que raramente son simuladas por los modelos numéricos, incluso de alta resolución. Por otro lado la transición a la capa límite diurna está relacionada con las condiciones de estabilidad alcanzadas al final de la noche, y una correcta parametrización de los procesos que tienen lugar en esta transición es fundamental para la inicialización de los modelos de pronóstico meteorológico. Trabajos recientes parecen mostrar que la cizalla del viento puede jugar un papel importante en estos procesos en los que se simultanean una capa límite convectiva (cerca del suelo) con una capa límite estable por encima de ella, situación que se mantiene hasta que se desarrolla una capa límite convectiva plenamente desarrollada. Las transiciones son a menudo fuertemente dependientes de procesos de pequeña escala, y la utilización de los métodos espectrales avanzados empleados en esta

tesis, puede ser de gran ayuda para aumentar la precisión de los cálculos de los flujos turbulentos presentes, permitiendo además estudiar las distintas escalas que aparecen en los diferentes tipos de transiciones que se pueden producir, y las interacciones entre la turbulencia y la formación y disipación de nieblas (Viana et al., 2008), o la influencia del tipo de transición en el desarrollo posterior de la capa límite nocturna (transición vespertina) o convectiva (transición matinal).

## **REFERENCIAS**

- Adams-Selin, R. D. and Johnson, R. H. (2010): Mesoscale surface pressure and temperature features associated with bow echoes. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 212-227.
- Acevedo, O. C. and L. Mahrt, (2010): Systematical vertical variation of mesoscale fluxes in the nocturnal boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **135**, 19-30.
- Ahrens, C. D. (2008): *Meteorology today. An introduction to weather, climate and the environment*. California, Brooks/Cole, 2008, 9th edition.
- Albertson, J. D., Katul, G. G. Parlange, M. B. and Eichenger, E. B. (1998): Spectral scaling of static pressure fluctuations in the atmospheric surface layer: the interaction between large and small scales. *Phys. Fluids*, **10**, 1725-1732.
- Alexander, M. J. and Dunkerton, T. J. (1999): A spectral parameterization of mean-flow forcing due to breaking gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 4167-4182.
- Anderson, P. S. (2009): Measurement of Prandtl number as a function of Richardson number avoiding self-correlation. *Boundary-Layer Meteorol.*, **131**, 345-362.
- André, J. C. and Mahrt, L. (1982): The nocturnal radiative surface inversion and the influence of clear-air radiative cooling. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 864-878.
- Andrén, A., Brown, A. R., Graf, J., Mason, P. J., Moeng, C.-H., Nieuwstadt, F. T. M. and Schumann, U. (1994): Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: a comparison of four computed codes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1457-1484.
- Arakawa, A. (2004): The cumulus parameterization problem: Past, present, and future. *J. Climate*, **17**, 2493-2525.
- Arakawa, A. and Schubert, W. (1974): Interaction of a cumulus ensemble with the large-scale environment. Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674-701.
- Arya, S. P. S. (2001): *Introduction to Micrometeorology*. 2nd edition. International Geophysics Series. Academic Press, London, 420pp.

- Aubinet, M., Grelle, A. and Ibrom, A. (2000): Estimates of the annual net carbon and water exchange of forests: the EUROFLUX methodology. *Adv. Ecol. Res.*, **30**, 113-175.
- Azizan, A. S. and Sheeba, N. C. (2005): Analysis of katabatic wind events in Antarctica using an array of automatic weather stations. Proceedings of the 2nd Malaysian Seminar on Antarctica: *Antarctica Global Laboratory for Scientific and International Cooperation*. Publisher Academy Sciences Malaysia, 43-55.
- Baas, P., Bosveld, F. C., Klein Baltink, H. and Holtslag, A. A. M. (2009): Climatology of nocturnal low-level jets at Cabauw. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **48**, 1627-1642.
- Baas, P., Steeneveld, G. J., van de Wiel, B. J. H. and Holtslag, A. A. M. (2006): Exploring self-correlation in the flux-gradient relationships for stable stratified conditions. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3045-3054.
- Banta R.M. (2008): Stable-boundary-layer regimes from the perspective of the low-level jet. *Acta Geophys.*, **56**, 58-87.
- Banta, R. M. and Gannon Sr., P. T. (1995): Influence of soil moisture on simulations of katabatic flow. *Theor. Appl. Climatol.*, **52**, 85-94.
- Banta, R. M., Mahrt, L., Vickers, D., Sun, J., Balsley, B. B., Pichugina, Y. L. and Williams, E. J. (2007): The very stable boundary layer on nights with weak low-level jets. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3068-3090.
- Banta, R. M., Newsom, R. K., Lundquist, J. K., Pichugina, Y. L., Coulter, R. L. and Mahrt, L. (2002): Nocturnal Low-Level Jet characteristics over Kansas during CASES-99, *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 221-252.
- Barry, R. G. (1992): *Mountain Weather and Climate*. 2d ed. Routledge, 402 pp.
- Bastin, S. and Drobinski, P. (2005): Temperature and wind velocity oscillations along a gentle slope during sea-breeze events. *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 573-594.
- Basu, S. (2004): *Large-eddy simulation of the stably stratified atmospheric boundary layer turbulence: a scale-dependent dynamic modelling approach*. PhD Thesis, Department of Civil Engineering, University of Minnesota, 114 pp.
- Basu, S., Porte-Agel, F., Fofoula-Georgiou, E., Vinuesa, J. F. and Pahlow, M. (2006): Revisiting the local scaling hypothesis in stably stratified atmospheric boundary-layer turbulence: An integration of field and laboratory measurements with large-eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorol.*, **119**, 473-500.
- Beare, R. J. and MacVean, M. K. (2004): Resolution Sensitivity and Scaling of Large-Eddy Simulations of the Stable Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorol.* **112**, 257-281.
- Beare, R. J., MacVean, M. K., Holtslag, A. A. M., Cuxart, J., Esau, I., Golaz, J. C., Jiménez, M. A., Khairoutdinov, M., Kosovic, B., Lewellen, D., Lund, T. S., Lundquist, J.K., McCabe, A., Moene, A.F., Noh, Y., Raasch, S. and Sullivan, P. (2006): An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 247-272.

- Beljaars, A. C. M. and Holtslag, A. A. (1991): Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. *J. Appl. Meteorol.*, **30**, 327-341.
- Belušić, D. and Güttler, I. (2010): Can mesoscale models reproduce meandering motions? *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136**, 553-565.
- Belušić, D. and Mahrt, L. (2008): Estimation of length scales from mesoscale networks. *Tellus*, **60A**, 706-715.
- Beres, J. H. (2004): Gravity wave generation by a three-dimensional thermal forcing. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1805-1815.
- Bergot, T., Terradellas, E., Cuxart, J., Mira, A., Liechti, O., Mueller, M. and Nielsen, N.W. (2007): Intercomparison of single-column numerical models for prediction of fog. *J. Appl. Meteorol. and Clim.*, **46**, 504-521.
- Berkovik, S. and Feliks, Y. (2005): The land breeze characteristics in Israel during the summer by the MM5 model. *International Symposium on Nowcasting and Very Short Range Forecasting*, Toulouse, France, 5-9 September.
- Boer, G. J., McFarlane, N. A., Laprise, R., Henderson, J. D. and Blanchet, J. P. (1984): The Canadian Climate Centre Spectral Atmospheric General Circulation Model. *Atmos. Ocean*, **22**, 397-429.
- Böhme, T., Hauf, T. and Lehmann, V. (2004): Investigation of short-period gravity waves with the Lindenberg 482 MHz tropospheric wind profiler. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 2933-2952.
- Bosart, L. F. and Cussen Jr., J. P. (1973): Gravity wave phenomena accompanying east coast cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **101**, 446-454.
- Bossuet, C. M., Déqué, M. and Cariolle, D. (1998): Impact of a simple parameterisation of convective gravity wave drag in a stratosphere-troposphere general circulation model and its sensitivity to vertical resolution. *Ann. Geophys.*, **16**, 238-249.
- Boussinesq, J. (1887): *Essai sur la theorie des eaux courants*, Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences XXIII, 1-680.
- Bravo, M., Mira, A., Soler, M. R. and Cuxart, J. (2008): Intercomparison and evaluation of MM5 and Meso-NH mesoscale models in the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **128**, 77-101.
- Brost, R. A. and Wyngaard, J. C. (1978): A model study of the stably stratified planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1427-1440.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y. and Bradley, E. F. (1971): Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Cano, D. and Terradellas, E. (2008): A conceptual model of mountain breeze in Madrid. *Short range forecasting methods of fog, visibility and low clouds*. COST Action 722 Final Report, pp. 63-75. COST Office, Luxembourg. [Disponible online en <http://137.248.191.94/index.php?id5207>].
- Casso-Torralba, P., Vilà-Guerau de Arellano, J., Bosveld, F., Soler, M. R., Vermeulen, A., Werner, C. and Moors, E. J. (2008): Diurnal and vertical variability of the sensible

- heat and carbon dioxide budgets in the atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res. D, Atmospheres* **113**, D12119.
- Chapman, S. and Lindzen, R. S. (1970): *Atmospheric Tides*. D. Reidel, 200pp.
- Charron, M. and Manzini, E., (2002): Gravity waves from fronts: parameterization and middle atmosphere response in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 923-941.
- Chemel, Ch., Staquet, C. and Tavernier, M. (2006): Internal gravity waves generated by katabatic flows in a valley and induced mixing. *AMS 12th. Conf. on Mountain Meteorology*, Santa Fe, NM, USA.
- Cheng, Y. and Brutsaert, W. (2005): Flux-profile relationships for wind speed and temperature in the stable atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 519-538.
- Cheng, Y., Parlange, M. B. and Brutsaert, W. (2005): Pathology of Monin-Obukhov similarity in the stable boundary layer. *J. Geophys. Res.*, **110**, D06101.1-D06101.10.
- Cheung, T. K. and Little, C. G. (1990): Meteorological tower, microbarograph array, and sodar observations of solitary-like waves in the nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2516-2536.
- Chimonas, G. (1985): Apparent counter-gradient heat fluxes generated by atmospheric waves. *Boundary-Layer Meteorol.*, **31**, 1-12.
- Chimonas, G. (1999): Steps, waves and turbulence in the stably stratified planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **90**, 397-421.
- Chimonas, G. and Hines, C. O. (1986): Doppler ducting of atmospheric gravity waves. *J. Geophys. Res.*, **91**, 1219-1230.
- Chun, H.Y. and Baik, J.J. (1998): Momentum flux by thermally induced internal gravity waves and its approximation for large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3299-3310.
- Chun, H. Y., Song, M. D., Kim, J. W. and Baik J. J. (2001): Effects of gravity wave drag induced by cumulus convection on the atmospheric general circulation. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 302-319.
- Clarke, R. H., (1970). Observational studies in the atmospheric boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 91-114.
- Conangla, L. (2005): *Estudi de la capa límit atmosfèrica en regim estable: de l'observació a la modelització*. Tesis doctoral, Universitat de Barcelona, 258pp.
- Conangla, L. and Cuxart, J. (2006): On the turbulence in the upper part of the Low-Level Jet: an experimental and numerical study. *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 379-400.
- Conangla, L., Cuxart, J. and Soler, M. R. (2008): Characterisation of the Nocturnal Boundary Layer at a site in northern Spain. *Boundary-Layer Meteorol.*, **128**, 255-276.
- Coulter, R. L. (1990): A case study of turbulence in the stable nocturnal boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **52**, 75-91.
- Coulter, R. L., and Doran, J. C. (2002): Spatial and temporal occurrences of intermittent turbulence during CASES-99. *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 329-349.

- Cuxart, J. (2008): Nocturnal basin low-level jets: an integrated study. *Acta Geophys.*, **56**, 100-113.
- Cuxart, J., Bougeault, P. and Redelsperger, J. L. (2000a): A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1-30.
- Cuxart, J., Holtstlag, A. A. M., Beare, R. J., Bazile, E., Beljaars, A., Cheng, A., Conangla, L., Ek, M., Freedman, F., Hamdi, R., Kerstein, A., Kitagawa, H., Lenderink, G., Lewellen, D., Mailhot, J., Mauritsen, T., Perov, V., Schayes, G., Steeneveld, G. J., Svensson, G., Taylor, P., Weng, W., Wunsch, S. and Xu, K. M. (2006): Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 273-303.
- Cuxart, J., and Jiménez, M. A. (2007): Mixing processes in a nocturnal Low-Level Jet: An LES Study. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1666-1679.
- Cuxart, J., Jiménez, M.A. and Martínez, D. (2007): Nocturnal mesobeta basin and katabatic flows on a midlatitude island. *Mon. Wea. Rev.* **135**, 918-932.
- Cuxart, J., Morales, G., Terradellas, E. and Yagüe, C. (2002): Study of coherent structures and estimation of the pressure transport terms for the nocturnal stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 305-328.
- Cuxart, J., Yagüe, C., Morales, G., Terradellas, E., Orbe, J., Calvo, J., Fernández, A., Soler, M. R., Infante, C., Buenestado, P., Espinalt, A., Joergensen, H. E., Rees, J. M., Vilà, J., Redondo, J. M., Cantalapedra, I. R. and Conangla, L. (2000b): Stable Atmospheric Boundary Layer Experiment in Spain (SABLES 98): A report, *Boundary-Layer Meteorol.*, **96**, 337-370.
- Daubechies, I. (1992): *Ten lectures on wavelets*. CBMS Lecture Notes Series. SIAM, Philadelphia, PA, USA, 357 pp.
- Davidson, P. A. (2004): *Turbulence: An introduction for scientists and engineers*. Oxford University Press, 657pp.
- Dearhoff, J. W. (1979): Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 424-436.
- Denholm-Price, J. C. W. and Rees, J. M. (1998): A practical example of low-frequency trend removal. *Boundary-Layer Meteorol.*, **86**, 181-187.
- Denholm-Price, J. C. W. and Rees, J. M. (1999): Detecting waves using an array of sensors, *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 57-69.
- Derbyshire, S. H. (1999a): Stable boundary-layer modelling: Established approaches and beyond, *Boundary-Layer Meteorol.*, **90**, 423-446.
- Derbyshire, S. H. (1999b): Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary instability. *Boundary-Layer Meteorol.*, **90**, 297-325.
- Derbyshire, S. H. and Redondo, J. M. (1990): Fractals and waves, some geometrical approaches to stably-stratified turbulence. *Anales de Física, Serie A*, **86**, 67-76.
- Derbyshire, S.H. and Wood, N. (1994): The sensitivity of stable boundary layers to small slopes and other influences. En: I.P. Castro and N.J. Rockliff (Eds.), *Stably Stratified*

- Flows: Flow and Dispersion over Topography*. The Institute of Mathematics and its Applications Conference Series, Clarendon Press, Oxford. 105-118.
- Desjardins, R. L., MacPherson, J. I., Schuepp, P. H. and Karanja, F. (1989): An evaluation of aircraft flux measurements of CO<sub>2</sub>, water vapor and sensible heat. *Boundary-Layer Meteorol.*, **47**, 55-69.
- Dethloff, K., Abegg, C., Rinke, A., Hebestadt, I. and Romanov, V. (2001): Sensitivity of Arctic climate simulations to different boundary layer parameterizations in a regional climate model, *Tellus*, **A53**, 1-26.
- Ditlevsen, P. D. (2004): *Turbulence and climate dynamics*, Print JandR Frydenberg A/S, Copenhagen, 349 pp.
- Doran, J. C. (1993): An overview of the ASCOT program. *Topical Meeting on Environmental Transport and Dosimetry*, Charleston, SC, USA. 15pp.
- Doran, J. C., Fast, J. D. and Horel, J. (2002): The VTMX 2000 Campaign. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **4**, 537-554.
- Drobinski, P. and Foster, R. C. (2003): On the origin of near-surface streaks in the neutrally-stratified planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **108**, 247-256.
- Dudhia, J., Hong, S. Y. and Lim, K. S. (2008): A new method for representing mixed-phase particle fall speeds in bulk microphysics parameterizations. *J. Met. Soc. Japan*, **86**, 33-44.
- Dunkerton, T. J. (1997): The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 26053-26076.
- Duynkerke, P. G. (1999): Turbulence, radiation and fog in Dutch stable boundary layers. *Bound-Layer Meteorol.*, **90**, 447-477.
- Dyer, A. J. (1974): A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 363-372.
- Dyer, A. J. and Hicks, B. B. (1970): Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 715-721.
- Eckermann, S. D., Lindeman, J., Broutman, D., Ma, J. and Boybeyi, Z. (2010): Momentum fluxes of gravity waves generated by variable Froude number flow over three-dimensional obstacles. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 2260-2278.
- Edwards, J. M. and Slingo, A. (1996): Studies with a flexible new radiation code: I: Choosing a configuration for a large-scale model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122A**, 689-720.
- Einaudi, F., Bedard Jr., A. J. and Finnigan, J. J. (1989): A climatology of gravity waves and other coherent disturbances at the Boulder Atmospheric Observatory during March-April 1984. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 303-329.
- Einaudi, F. and Finnigan, J. J. (1981): The interaction between an internal gravity wave and the planetary boundary layer. Part I: The linear analysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 793-806.

- Einaudi, F. and Finnigan, J. J. (1993): Wave-turbulence dynamics in the stably stratified boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1841-1864.
- Eliassen, A., and Palm, E. (1960): On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, **22**, 1-23.
- Ellison, T. H. and Turner, J. S. (1959): Turbulent entrainment in stratified flows. *J. Fluid Mech.*, **6**, 423-448.
- Eom, J. K. (1975): Analysis of the internal gravity wave occurrence of 19 April 1970 in the Midwest. *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 217-226.
- Esau, I. and Grachev, A. (2007): Turbulent Prandtl number in stably stratified atmospheric boundary layer: Intercomparison between LES and SHEBA Data. *e-WindEng*, **6**, 1-17.
- Etherton, B. and Santos, P. (2008): Sensitivity of WRF Forecasts for South Florida to Initial Conditions. *Wea. Forecasting*, **23**, 725-740.
- Farge, M. (1992): Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, **24**, 395-457.
- Feigenwinter, C., Bernhofer, C. and Vogt, R. (2004): The influence of advection on the short-term CO<sub>2</sub> budget in and above a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorol.*, **113**, 201-224.
- Finnigan, J. J. (1988): Kinetic energy transfer between internal gravity waves and turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 486-505.
- Finnigan, J. J. (2004): A re-evaluation of long-term flux measurement techniques, Part II: coordinate systems. *Boundary-Layer Meteorol.*, **113**, 1-41.
- Finnigan, J. J. and Einaudi, F. (1981): The interaction between an internal gravity wave and the planetary boundary layer. Part II: Effect of the wave on the turbulence structure. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 807-832.
- Finnigan, J. J., Einaudi, F. and Fua, D. (1984): The interaction between an internal gravity wave and turbulence in the stably-stratified nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2409-2436.
- Foken, T. (2006): 50 years of the Monin-Obukhov similarity theory. *Boundary-Layer Meteorol.*, **119**, 431-447.
- Foken, T. (2008): *Micrometeorology*. Springer, Berlin, Heidelberg, 308pp.
- Forrer, J. and Rotach, M. W. (1997): On the turbulence structure in the stable boundary layer over the Greenland Ice Sheet. *Boundary-Layer Meteorol.*, **85**, 11-136.
- Fournet, M. J. (1840): Des brises de jour et de nuit autour des montagnes. [Daytime and nighttime winds around mountains]. *Ann. Chim. Phys.*, **74**, 337-401.
- Friehe C. A., Shaw, W. M., Rogers, D. P., Davidson, ft. L., Large, W. G., Stage, S. A., Crescenti, G. H., Khalsa, S. J. S., Greenhut, G. K. and Li, F. (1991): Air-sea fluxes and surface layer turbulence around a sea surface temperature front. *J. Geophys. Res.*, **96**, 8593-8609.
- Frisch, U. (1995): *Turbulence: The legacy of A. N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, 296pp.

- Fritts, D. C. (1982): Shear excitation of atmospheric gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1936-1952.
- Fritts, D. C., Nappo, C., Riggin, D. M., Balsley, B. B., Eichenger, W. E. and Newsom, R. (2003): Analysis of ducted motions in the stable nocturnal boundary layer during CASES-99. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2450-2472.
- Fritts, D. C. and Nastrom, G. D. (1992): Sources of mesoscale variability of gravity-waves. Part 2: frontal, convective, and jet-stream excitation. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 111-127.
- Fujita, T. (1955): Results of Detailed Synoptic Studies of Squall Lines. *Tellus*, **7**, 405-436
- Galanti, B. and Tsinober, A. (2004): Is turbulence ergodic? *Physics Letters*, **A 330**, 173.
- Gall, R. L., Williams, R. T. and Clark, T. L. (1988): Gravity waves generated during frontogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2204-2219.
- Galmarini, S., Beets, C., Duynkerke, P. G. and Vilà-Guerau de Arellano, J. (1998): Stable nocturnal boundary layers: a comparison of one-dimensional and Large-Eddy Simulation models. *Boundary-Layer Meteorol.*, **88**, 181-210.
- Galperin, B., Sukoriansky, S. and anderson, P. S. (2007): On the critical Richardson number in stably stratified turbulence. *Atmos. Science Letters*, **8**, 65-69.
- Gao, W. and Li, B.-L. (1995): Wavelet analysis of atmospheric turbulence structures. What can we gain from this new technique? *11th. Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, Charlotte, NC, USA, 27-31.
- Garratt, J. R. (1992): *The Atmospheric Boundary Layer*, Cambridge University Press, Cambridge, 316 pp.
- Goldblatt, C., Lenton, T. M. and Watson, A. J. (2009): An evaluation of the long-wave radiative transfer code used in the Met Office Unified Model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **135**, 619-633.
- Gossard, E. and Hooke, W. (1975): *Waves in the atmosphere*. Elsevier, New York, 456pp.
- Grachev, A. A., Andreas, E. L., Fairall, C. W., Guest, P. S., Persson, P. O. G (2007): On the turbulent Prandtl number in the stable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.* **125**, 329-341.
- Grachev, A. A., Fairall, C. W., Persson, P. O., Andreas, E. L. N. and Guest, P. S. (2005): Stable Boundary-Layer Scaling Regimes: The Sheba Data. *Boundary-Layer Meteorol.*, **116**, 201-235.
- Gregory, D. G., Shutts, J. and Mitchell, J. T. (1998): A new gravity wave drag scheme incorporating anisotropic orography and low level wave breaking: Impact upon the climate of the UK Meteorological Office Unified Model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 463-493.
- Grivet-Talocia, S., Einaudi, F., Clark, W., Dennett, R., Nastrom, G. and Van Zandt, T. (1999): A 4-yr climatology of pressure disturbances using a barometer network in central illinois. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 1613-1629.

- Gryning, S.-E., Mahrt, L. and Larsen, S. (1985): Oscillating nocturnal slope flow in a coastal valley, *Tellus*, **37A**, 196-203.
- Haar, A. (1910): Zur Theorie der orthogonalen Funktionensysteme [On the theory of orthogonal function systems]. *Mathematische Annalen*, **69**, 331-371.
- Hamilton, K. (1980): The geographical distribution of the solar semidiurnal surface pressure oscillation. *J. Geophys. Res.*, **85**, 1945-1949.
- Handorf, D., Foken, T. and Kottmeier, C. (1999): The stable atmospheric boundary layer over an antarctic ice sheet. *Bound-Layer Meteorol.*, **91**, 165-189.
- Helmis, C. G. and Papadopoulos, K. H. (1996): Some aspects of the variation with time of katabatic flow over simple slope. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 595-610.
- Hertzog, A., Boccara, G., Vincent, R. A., Vial, F. and Cocquerez, Ph. (2008): Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi-lagrangian stratospheric balloon flights. Part II: results from the Vorcore campaign in Antarctica. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3056-3070.
- Hicks, B. B. (1976): Wind profile relationships from the Wangara experiments. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **102**, 535-551.
- Hilgendorf, E. and Johnson, R. H. (1998): A study of the evolution of mesoscale convective systems using WSR-88D data. *Wea. Forecasting*, **13**, 437-452.
- Hines, C. O. (1997a): Doppler-spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1: Basic formulation. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **59**, 371-386.
- Hines, C. O. (1997b): Doppler-spread parameterization of gravity-wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 2: Broad and quasi monochromatic spectra, and implementation. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **59**, 387-400.
- Högström, U. (1988): Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation. *Bound-Layer Meteorol.*, **42**, 55-78.
- Högström, U. (1996): Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer, *Bound-Layer Meteorol.*, **78**, 215-246.
- Hollinger, D. Y., Aber, J., Dail, B., Davidson, E. A., Goltz, S. M., Hughes, H., Leclerc, M. Y., Lee, J. T., Richardson, A. D., Rodrigues, C., Scott, N. A., Achuatavari, D. and Walsh, J. (2004): Spatial and temporal variability in forest-atmosphere CO<sub>2</sub> exchange. *Global Change Biology*, **10**, 1689-1706.
- Hong, J. (2010): Note on turbulence statistics in z-less stratification. *Asia-Pacific J. Atmos. Sc.*, **46**, 113-117.
- Howard L. (1961): Note on a paper of John W. Miles. *Journal of Fluid Mechanics* **10**, 509-512.
- Howell J. F. and Mahrt, L. (1997): Multiresolution flux decomposition. *Boundary-Layer Meteorol.*, **83**, 117-137
- Howell, J. and Sun, J. (1999): Surface Layer Fluxes in Stable Conditions, *Boundary-Layer Meteorol.*, **90**, 495-520.

- Hu, X., Nielsen-Gammon, J. and Zhang, F. (2010): Evaluation of Three Planetary Boundary Layer Schemes in the WRF Model. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **49**, 1831-1844.
- Izumi, Y. (1971): *Kansas 1968 field program data report*, Environmental Research Papers No. 369, AFC RL-72 0041, Air Force Cambridge Research Lab., Bedford, U.S.A
- Jiménez, M. A. and Cuxart, J. (2005): Large-eddy simulations of the stable boundary layer using the standard Kolmogorov theory: Range of applicability. *Boundary-Layer Meteorol.*, **115**, 241-261.
- Jones, W. L. (1968a): Reflexion and stability of waves in stably stratified fluids with shear flow. *J. Fluid Mech.*, **34**, 609-624.
- Jones, W. L. (1968b): Ducting of internal gravity waves on a stable layer with shear. *J. Geophys. Res.*, **77**, 3879-3885.
- Kain, J. S. (2004): The Kain-Fritsch convective parameterization: an update, *J. Appl. Meteorol.*, **43**, 170–181.
- Kain, J. S. and Fritsch, M. (1990): A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784-2802.
- Kaimal, J. C. and Finnigan, J. J. (1994): *Atmospheric boundary layer flows: Their structure and measurements*. Oxford University Press, New York, Oxford, 289 pp.
- Katul, G. G., Albertson, J. D., Hsieh, C.-I., Conklin, P. S., Sigmon, J. T., Parlange, M. B. and Knowerr, K. R. (1996): The “inactive” eddy-motion and the large-scale turbulent static pressure fluctuations in the dynamic sublayer. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2512-2524.
- Kershaw, R. (1995): Parameterization of momentum transport by convectively generated gravity waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 1023-1040.
- Kim, Y.-J. and Arakawa, A. (1995): Improvement of orographic gravity wave parameterization using a mesoscale gravity wave model. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1875-1902.
- Kim, Y.-J. and Hong, S.-Y. (2009): Interaction between the orography-induced gravity wave drag and boundary layer processes in a global atmospheric model. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L12809, doi:10.1029/2008GL037146
- King, J. C. (1990): Some measurements of turbulence over Antarctic ice shelf. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **116**, 379-400.
- King, J. C., Mobbs, S. D., Darby, M. S. and Rees, J. M. (1987): Observations of an internal gravity wave in the lower troposphere at Halley, Antarctica. *Boundary-Layer Meteorol.*, **39**, 1-13.
- King, J. C. and Anderson, P. S. (1988): Installation and performance of the STABLE instrumentation at Halley. *British Antarctic Survey Bull.*, **79**, 65-77.
- Klipp, C. L. and Mahrt, L. (2004): Flux-gradient relationship, self-correlation and intermittency in the stable boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 2087-2103.

- Koch, S.E., Einaudi, F., Dorian, P.B., Lang, S., Heymsfield, G.M. (1993): A mesoscale gravity wave event observed during CCOPE. Part IV: Stability analysis and Doppler-derived wave vertical structure. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2483-2510
- Koch, S.E. and O'Handley, C. (1997): Operational forecasting and detection of mesoscale gravity waves. *Wea. Forecasting.*, **12**, 253-281.
- Koch, S. E., Saleeby, S. (2001): An automated system for the analysis of gravity waves and other mesoscale phenomena. *Wea. Forecasting.*, **16**, 661-679.
- Kolmogorov, A. N. (1941): Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds numbers. *Dokl. Accad Nauk. URSS*, **30**, 299-303.
- Kolmogorov, A. N. (1962): A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, **13**, 82-85.
- Kondo, J., Kanechica, O. and Yasuda, N. (1978): Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1012-1021.
- Kosovic, B. and Curry, J. A. (2000): A large eddy simulation of quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1052-1068.
- Kuo, H. L. (1965): On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 40-63.
- Kuo, H. L. (1974): Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on largescale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232-1240.
- Lalas, D. P. and Einaudi, F. (1976): On characteristics of gravity waves generated by atmospheric shear layers. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1248-1259.
- Lange, B., Larsen, S., Hojstrup, J. and Barthelmie, R. (2004): The influence of thermal effects on the wind speed profile of the coastal marine boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **112**, 587-617.
- Larsen, M., Swartz, W. and Woodman, R. (1982): Gravity-wave generation by thunderstorms observed with a vertically pointing 430 MHz radar. *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 571-574.
- Lazcano, M. F. and Yagüe, C. (2006): Estudio de las alturas características de la capa límite atmosférica en situaciones estables obtenidas con tres métodos diferentes: sondeos con globo cautivo, observaciones micrometeorológicas en torre y ecuaciones de diagnóstico. En: *XXIX Jornadas Científicas de la AME. Aplicaciones Meteorológicas*, 10 pp. ISBN-13: 978-84-611-1490-0.
- Lee, H. N. (1997): Improvement of surface flux calculations in the atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteorol.*, **36**, 1416-1423.
- Lee, X., Massman, W. J. and Law, B. (eds.) (2004): *Handbook of Micrometeorology: A Guide for Surface Flux Measurement and Analysis*, Kluwer, Dordrecht, 250 pp.
- Lettau, H. (1979): Wind and temperature profile prediction for diabatic surface layers including strong inversion cases. *Boundary-Layer Meteorol.*, **17**, 443-464.
- Li, J. and Nozaki, H. (1997): Application of wavelet cross-correlation analysis to a plane turbulent jet. *JSME Int. J. Ser. B, Fluids and thermal engineering*, **40**, 58-66.

- Lindzen, R. S. (1981): Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707-9714.
- Lindzen, R. S. and Holton, J. R. (1968): A theory of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1095–1107.
- Lindzen, R. S. and Tung, K. K. (1976): Banded convective activity and ducted gravity waves. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1602-1617.
- Lott, F. and Miller, J. (1997): A new subgrid-scale orographic drag parameterization: Its formulation and testing. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 101-127.
- Louis, J. F. (1979): A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary-Layer Meteorol.*, **17**, 187-202.
- Maguire A. J., Rees, J.M. and Derbyshire, S.H. (2006): Stable atmospheric boundary layer over a uniform slope: some theoretical concepts. *Boundary-Layer Meteorol.*, **120**, 219-227.
- Mahrt, L. (1981): The early evening boundary layer transition. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 329-343.
- Mahrt, L. (1989): Intermittency of atmospheric turbulence, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 79-95.
- Mahrt, L. (1999): Stratified atmospheric boundary-layers, *Boundary-Layer Meteorol.*, **90**, 375-396.
- Mahrt, L. (2007): Weak-wind mesoscale meandering in the nocturnal boundary layer. *Environ. Fluid Mech.*, **7**, 331-347.
- Mahrt, L. (2010): Variability and maintenance of turbulence in the very stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **135**, 1-18.
- Mahrt, L., Sun, J, Blumen, W., Delany, A., McClean, G. and Oncley, S. (1998): Nocturnal boundary-layer regimes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **88**, 255-278.
- Mahrt, L. and Vickers, D. (2002): Contrasting vertical structures of nocturnal boundary layers. *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 351-363.
- Mahrt, L. and Vickers, D. (2006): Extremely weak mixing in stable conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, **119**, 19-39.
- Malhi, Y. S. (1995): The significance of the dual solutions for heat fluxes measured by the temperature fluctuation method in stable conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, **74**, 389-396.
- Mallat, S. (1998): *A Wavelet tour of signal processing*. Cambridge Academic Press, 635pp.
- Manabe, S. and Strickler, R. (1964): Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment scheme. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361-385.
- Martínez, D., Jiménez, M. A., Cuxart, J. and Mahrt, L. (2010): Heterogeneous nocturnal cooling in a large basin under very stable conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, **137**, 97-113.
- Mason, P. J. and Derbyshire, S. H. (1990): Large-Eddy Simulation of the Stably-Stratified Atmospheric Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorol.* **53**, 117-162.

- Mastrantonio, G., Einaudi, F., Fua, F. D. and Lalas, D. P. (1976): Generation of gravity waves by jet streams in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1730-1738.
- McFarlane, N. A. (1987): The effect of orographically excited gravity-wave drag on the circulation of the lower stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1175-1800.
- McNider, R. T. (1982): A note on velocity fluctuations in drainage flows. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1658-1660.
- Medvedev, A. S. and Klaassen, G. P. (1995): Vertical evolution of gravity wave spectra and the parameterization of associated wave drag. *J. Geophys. Res.*, **100**, 841-853.
- Melgarejo, J. W. and Deardorff, J. W. (1974): Stability functions for the boundary layer resistance laws based upon observed boundary-layer heights. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1324-1333.
- Meyers, M. P., Walko, R. L., Harrington, J. Y. and Cotton, W. R. (1997): New RAMS cloud microphysics parameterization. Part II: The two-moment scheme. *Atmos. Res.*, **45**, 3-39
- Meyers, S. D., Kelly, B. G. and O'Brien, J. J. (1993): An introduction to wavelet analysis in oceanography and meteorology: with application to the dispersion of Yanai waves. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2858-2866.
- Miles, J. (1961): On the stability of heterogeneous shear flows. *J. Fluid Mech.*, **10**, 496-508.
- Monin, A. S. and Obukhov, A. M. (1954): Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Akad. Nauk SSSR*, **151**, 163-187.
- Monin, A. S. and Yaglom A. M. (1975): *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of turbulence*, Vol. 2., MIT Press, Cambridge, 874pp.
- Monserrat, S., Vilibic, I. and Rabinovich, A. B. (2006): Meteotsunamis: atmospherically induced destructive ocean waves in the tsunami frequency band, *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, **6**, 1035-1051.
- Nai-Ping, L., Neff, W. D. and Kaimal, J. C. (1983): Wave and turbulence structure in a disturbed nocturnal inversion. *Boundary-Layer Meteorol.*, **26**, 141-155.
- Nappo, C. J. (2002): *An introduction to atmospheric gravity waves*, Academic Press, California, 276 pp.
- Nappo, C. J., Miller, D. R. and Hiscox, A. L. (2008): Wave-modified flux and plume dispersion in the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **129**, 211-223.
- Newsom K. R. and Banta, R. M. (2003): Shear-flow instability in the stable nocturnal boundary layer as observed by Doppler lidar during CASES-99. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 16-33.
- Nieuwstadt, F. T. M. (1984a): The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2202-2216.
- Nieuwstadt, F. T. M. (1984b): Some aspects of the turbulent stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **30**, 31-55.
- Nieuwstadt, F. T. M. and Duynkerke, P. G. (1996): Turbulence in the atmospheric boundary layer. *Atmos. Res.*, **40**, 111-142.

- Noguer, M., Jones, R. and Murphy, J. (1998): Sources of systematic errors in the climatology of a regional climatic model over Europe. *Clim. Dynam.*, **14**, 691-712.
- Nylen, T. H., Fountain, A. G. and Doran, P. T. (2004): Climatology of katabatic winds in the McMurdo dry valleys, southern Victoria Land, Antarctica. *J. Geophys. Res.*, **109**, D03114.1- D03114.9.
- Obukhov, A. M. (1946): Turbulence in an atmosphere with inhomogeneous temperature. *Tr . Inst. Teor. Geofis. Akad. Nauk. SSSR*, **1**, 95-115. (Traducción al inglés en *Boundary-Layer Meteorol.*, **2**, 7-29, 1971).
- Pahlow, M., Parlange, M. B. and Porté-Agel, F. (2001): On Monin-Obukhov similarity in the stable atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **99**, 225-248.
- Palmer, T. N., Shutts, G. J. and Swinbank, R. (1986): Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 1001-1039.
- Panton, R. L. and Linebarger, J. H. (1974): Wall pressure spectra calculations for equilibrium boundary layers. *J. Fluid Mech.*, **65**, 261-275.
- Parish, T. R. (1984): A numerical study of strong katabatic winds over Antarctica. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 545-554.
- Parish, T. R. and Cassano, J. J. (2003): Diagnosis of the katabatic wind influence on the wintertime Antarctic surface wind field from numerical simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 1128-1139.
- Patterson, M. D., Simpson, J. E., Dalziel, S. B. and van Heijst, G. J. F. (2006): Vortical motion in the head of an axisymmetric gravity current. *Phys. Fluids*, **18**, 046601.
- Paw U, K. T., Baldocchi, D., Meyers, T. P. and Wilson, K. B. (2000): Correction of eddy-covariance measurements incorporating both advective effects and density fluxes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **97**, 487-511.
- Pecnick, M. J. and Young, J. A. (1984): Mechanics of a strong subsynoptic gravity wave deduced from satellite and surface observations. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1850-1862.
- Plant, R. S. (2010): A review of the theoretical basis for bulk mass flux convective parameterization. *Atmos. Chem. Phys.*, **10**, 3529–3544.
- Pleim, J. E. and Xiu, A. (2003): Development of a land surface model. Part II: Data Assimilation. *J. Appl. Meteor.*, **42**, 1811–1822.
- Porte-Agel, F., Meneveau, C. and Parlange, M. B. (2000): A scale-dependent dynamic model for large-eddy simulation: application to a neutral atmospheric boundary layer. *J. Fluid. Mech.*, **415**, 261-284.
- Poulos, G. S., Blumen, W., Fritts, D. C., Lundquist, J. K., Sun, J., Burns, S. P., Nappo, C., Banta, R., Newsom, R., Cuxart, J., Terradellas, E., Balsley, B. and Jensen, M. (2002): CASES-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **83**, 555-581.

- Poulos, G. S., Bossert, J. E., Mckee, T. B. and Pielke, R. A. (2000): The interaction of katabatic flow and mountain waves. Part I: Observations and idealized simulations. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1919-1936.
- Poulos, G. S., Bossert, J. E., Mckee, T. B. and Pielke, R. A. (2007): The interaction of katabatic flow and mountain waves. Part II: Case study analysis and conceptual model. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1857-1879.
- Ralph, F. M., Crochet, M. and Venkateswaran, S. V. (1993): Observations of a mesoscale ducted gravity wave. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3277-3291.
- Ralph, F. M., Neiman, P. J. and Keller, T. L. (1999): Deep tropospheric gravity waves generated by leeside cold fronts. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2986-3009.
- Ramaswamy, V. and Freidenreich, S. M. (1992): A study of broadband parameterizations of the solar radiative interactions with water vapor and water drops. *J. Geophys. Res.*, **97D**, 11.487-11.512.
- Raupach, M. R., Thom, A. S. and Edwards, I. (1980): A Wind-Tunnel Study of Turbulent Flow Close to Regularly Arrayed Rough Surface, *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 373-379.
- Redondo, J. M., Sánchez, M. A. and Cantalapiedra, I. R. (1996): Turbulent mechanisms in stratified fluids. *Dyn. Atmos. Oceans*, **24**, 107-115.
- Rees, J. M. and Mobbs, S. D. (1988): Studies of internal gravity waves at Halley base, Antarctica, using wind observations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 939-966.
- Rees, J. M., Denholm-Price, J. C. W., King, J. C. and Anderson, P. S. (2000): A climatological study of internal-gravity waves in the atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 511-526.
- Rees, J. M., Staszewski, W. J. and Winkler, J. R. (2001): Case study of a wave event in the stable atmospheric boundary layer overlying an Antarctic Ice Shelf using the orthogonal wavelet transform. *Dyn. Atmos. Oceans*, **34**, 245-261.
- Reynolds, O. (1883): An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, **174**, 935-982.
- Rottman, J. W. and Linden, P. F. (2001): Gravity currents. In: *Environmental Stratified Flows*. Kluwer Academic Publishers, Chapter 4, pp 89-117.
- Sahlée, E., Smedman, A. and Högström, U. (2009): Influence of the boundary layer height on the global air-sea surface fluxes. *Clim. Dyn.*, **33**, 33-44
- Saiki, E. M., Moeng, C.-H. and Sullivan, P. (2000): Large-eddy simulation of the stably stratified planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **95**, 1-30.
- San José, R., Casanova, J. L, Vilorio, R. E. and Casanova, J. (1985): Evaluation of the turbulent parameters of the unstable surface boundary layer outside Businger's range. *Atmos. Environ.*, **19**, 1555-1561.
- Sawyer, J. S. (1959): The introduction of the effects of topography into methods of numerical forecasting. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **85**, 31-43.

- Schumann, U. (1989): Large-eddy simulation of turbulent diffusion with chemical reactions in the convective boundary layer. *Atmos. Environ.*, **23**, 1713-1729.
- Schumann, U. and Gerz, T. (1995): Turbulent mixing in stably stratified shear flows. *J. Appl. Meteorol.*, **34**, 33-48.
- Scinocca, J. F. (2003): An accurate spectral nonorographic gravity wave drag parameterization for general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 667-682.
- Scinocca, J. F., and McFarlane, N. A. (2000): The parameterization of drag induced by stratified flow over anisotropic orography. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 2353-2393.
- Sellers, P. J., Mintz, Y., Sud, Y. C. and Dalcher, A. (1986): A Simple Biosphere (SiB) model for use whin general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 505-531.
- Shao, Y., Hacker, J. M. and Schwerdtfeger, P. (1991): The structure of turbulence in a coastal atmospheric boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **117**, 1299-1324.
- Sharan, M., Rama Krishna, T. V. B. P. S. and Aditi (2003): On the bulk Richardson number and flux-profile relations in an atmospheric surface layer under weak wind stable conditions. *Atmos. Environ.*, **37**, 3681-3691.
- Shaw, R. H., Paw, K. T., Zhang, X. J., Gao, W., Hartog, G. and Neumann, H. H. (1990): Retrieval of turbulent pressure fluctuations at the ground surface beneath a forest. *Boundary-Layer Meteorol.*, **50**, 319-338.
- Shepherd, T. G. (2002): Issues in stratosphere-troposphere coupling. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **80**, 769-792.
- Simpson, J. E. (1969): A comparison between laboratory and atmospheric density currents. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **95**, 758-765.
- Simpson, J. E. (1982): Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, **14**, 213-234.
- Simpson, J. E. (1997): *Gravity Currents in the Environment and the Laboratory*. Cambridge University Press, 244 pp.
- Simpson, J. E. and Linden, P. F. (1989): Frontogenesis in a fluid with horizontal density gradients. *J. Fluid Mech.*, **202**, 1-16.
- Smedman A. S., Bergström, H. and Högström, U. (1995): Spectra, variances and length scales in a marine stable boundary layer dominated by a low level jet. *Boundary-Layer Meteorol.*, **76**, 211-232.
- Smedman, A. S., Tjernstrom, M. and Högström, U. (1993): Analysis of the turbulence structure of a marine low-level jet. *Boundary-Layer Meteorol.*, **66**, 105-126
- Soler, M. R., Infante, C., Buenestado P. and Mahrt, L. (2002): Observations of nocturnal drainage flow in a shallow gully. *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 253-273.
- Song, I. S. and Chun, H. Y. (2008): A Lagrangian spectral parameterization of gravity wave drag induced by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1204-1224.
- Sorbjan, Z. (1986a): On similarity in the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **34**, 377-397.

- Sorbjan, Z. (1986b): Local similarity of spectral and cospectral characteristics in the stable-continuous boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **35**, 257-275.
- Sorbjan, Z. (2001): An evaluation of local similarity at the top of the mixed layer based on large-eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorol.*, **101**, 183-207.
- Sorbjan, Z. (2006a): Local structure of turbulence in stably-stratified boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 526-537.
- Sorbjan, Z. (2006b): Comments on “flux-gradient relationship, self-correlation and intermittency in the stable boundary layer”. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **132**, 1371-1373.
- Sorbjan, Z. (2010): Gradient-based scales and similarity laws in the stable boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136**, 1243-1254.
- Sorbjan Z. and Grachev, A. (2010): An evaluation of the flux-gradient relationship in the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **135**, 385-405.
- Steenefeld, G. J., Van de Wiel, B. J. H. and Holtslag, A. A. M. (2006): Modelling the arctic stable boundary layer and its coupling to the surface. *Boundary-Layer Meteorol.*, **118**, 357-378.
- Steenefeld, G. J. (2007): *Understanding and prediction of stable atmospheric boundary layers over land*. Tesis doctoral, Universidad de Wageningen, 199pp.
- Steenefeld, G. J., Vilà Guerau de Arellano, J., Holtslag, A. A. M., Mauritsen, T., Svensson, G. and de Bruijn, E. I. F. (2008): Evaluation of limited-area models for the representation of the diurnal cycle and contrasting nights in CASES-99, *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **47**, 869-887.
- Stewart, R. W. (1969): Turbulence and wave in a stratified atmosphere. *Rad. Sci.*, **4**, 1269-1278.
- Stokes, G. G. (1845): On the theories of internal friction of fluids in motion. *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **8**, 287-305.
- Stokes, G. G. (1851): On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums. *Trans. Camb. Phil. Soc.*, **9**, 8-106.
- Stull, R. B. (1988): *An introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers, 666pp.
- Su, H.-B., Schmid, H., Gimmond, C. S. B., Vogel, C. and Oliphant, A. J. (2004): Spectral characteristics and corrections of long-term eddy covariance measurements over two mixed hardwood forests in non-flat terrain. *Boundary-Layer Meteorol.*, **110**, 213-253.
- Sun, J., Lenschow, D. H., Burns, S. P., Banta, R. M., Newsom, R. K., Coulter, R., Frasier, S., Ince, T., Nappo, C., Balsley, B., Jensen, M., Mahrt, L., Miller, D. and Skelly, B. (2004): Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. *Boundary-Layer Meteorol.*, **110**, 255-279.
- Swinbank, W. C. (1964): The exponential wind profile. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **90**, 119-135.

- Swinbank, W. C. (1968): A comparison between prediction of the dimensional analysis for the constant-flux layer and observations in unstable conditions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **94**, 460-467.
- Tennekes, H. (1976): Fourier-transform ambiguity in turbulence dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1660-1663.
- Taylor, G. I. (1931): Effect of variation in density on the stability of superposed streams of fluid. *Proc. Roy. Soc. London A*, **132**, 499-523
- Terradellas, E., Morales, G., Cuxart, J. and Yagüe, C. (2001): Wavelet methods: application to the study of the stable atmospheric boundary layer under non stationary conditions. *Dyn. Atmos. Oceans*, **34**, 225-244.
- Terradellas, E., Soler, M. R., Ferreres, E. and Bravo, M. (2005): Analysis of oscillations in the stable atmospheric boundary layer using wavelet methods. *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 489-518.
- Terradellas, E. and Cano, D. (2007): Implementation of a single-column model for fog and low cloud forecasting at central Spanish airports. *Pure Appl. Geoph.*, **164**, 1327-1345.
- Thyer, N. H. (1966): A theoretical explanation of mountain and valley winds by a numerical method. *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklim.*, **15**, 318-348.
- Tiedtke, M. (1989): A comprehensive mass flux scheme for cumulus parametrization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779-1800.
- Tiedtke, M. (1993): Representation of clouds in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3040-3061.
- Torrence, C. and Compo, G. (1998): A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **79**, 1-78.
- Tschalikov, D. V. (1968): O profilja vetra i temperatury v prizemnom sloe atmosfery pri ustojtschivoj stratifikacii (About the Wind and Temperature Profile in the Surface Layer for Stable Stratification). *Trudy GGO*, **207**, 170-173.
- Uccellini, L. W. (1975): A case study of apparent gravity wave initiation of severe convective storms. *Mon. Weather Rev.*, **103**, 497-513.
- Uccellini, L. W. and Koch, S. E. (1987): The synoptic setting and possible energy sources for mesoscale wave disturbances. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 721-729.
- Ueda, H., Mitsumoto, S. and Komori, S. (1981): Buoyancy effects on the turbulent transport processes in the lower atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 561-578.
- Van de Wiel, B. J. H., Moene, A., Hartogenesis, G., De Bruin, H. A. and Holtslag, A. A. M. (2003): Intermittent turbulence in the stable boundary layer over land. Part III. A classification for observations during CASES-99. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2509-2522.
- Van Gorsel, E., Vogt, R., Christen, A. and Rotach, M. (2004): Low frequency temperature and velocity oscillations in katabatic winds. *International Conference on Alpine Meteorology*, Brig, Switzerland.

- Viana, S. (2007): *Estudio de la capa límite nocturna a partir de la campaña SABLES2006*. Trabajo de Investigación del Máster en Geofísica y Meteorología, Universidad Complutense de Madrid, 41pp.
- Viana, S., Terradellas, E. and Yagüe, C. (2010): Analysis of gravity waves generated at the top of a drainage flow. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3949-3966.
- Viana S., Terradellas, E., Yagüe, C. and Maqueda, G. (2008): Analysis of the different regimes of atmospheric turbulence observed during a single night. *Nuovo Cimento C Geophys. Space Phys.*, **31**, 723-742.
- Viana, S., Yagüe, C. and Maqueda, G. (2009): Propagation and effects of a mesoscale gravity wave over a weakly-stratified nocturnal boundary layer during the SABLES2006 field campaign. *Boundary-Layer Meteorol.*, **133**, 165-188.
- Viana, S., Yagüe, C., Maqueda, G. and Morales, G. (2007): Study of the surface pressure fluctuations generated by waves and turbulence in the nocturnal boundary layer during SABLES2006 field campaign. *Física de la Tierra*, **19**, 55-71.
- Vickers D. and Mahrt, L. (2003): The cospectral gap and turbulent flux calculations. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **20**, 660-672.
- Vickers, D. and Mahrt, L. (2006): Contrasting mean vertical motion from tilt correction methods and mass continuity. *Agricultural and Forest Meteorology*, **138**, 93-103.
- Vickers, D. and Mahrt, L. (2007): Observations of the cross-wind velocity variance in the stable boundary layer. *Environ. Fluid Mech.* **7**, 55-71.
- Vickers, D., Mahrt, L. and Belusic, D. (2008): Particle simulations of dispersion using observed meandering and turbulence. *Acta Geophys.*, **56**, 234-256.
- Vilà-Guerau de Arellano, J. (2003): Bridging the gap between atmospheric physics and chemistry in studies of small-scale turbulence. *Bull. Amer. Met. Soc.* **84**, 51-56
- Vilà-Guerau de Arellano, J. and Cuijpers, J. W. M. (2000): The chemistry of a dry cloud: The effects of radiation and turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1573-1584.
- Vindel, J. M. and Yagüe, C. (2009): Application of a GOY model to atmospheric boundary layer data. *Nonlin. Processes Geophys.*, **16**, 599-606.
- Vindel, J. M. and Yagüe, C. (2010): Intermittency of turbulence in the atmospheric boundary layer: scaling exponents and stratification influence. *Boundary-Layer Meteorol.*, (aceptado).
- Vindel, J. M., Yagüe, C. and Redondo, J. M. (2008a): Structure function analysis and intermittency in the atmospheric boundary layer. *Nonlin. Processes Geophys.*, **15**, 915-929.
- Vindel, J. M., Yagüe, C. and Redondo, J. M. (2008b): Relationship between intermittency and stratification. *Nuovo Cimento C. Geophys. and Space Phys.*, **31**, 669-678
- Viterbo, P. and Beljaars, A. C. M. (1995): An improved land surface parameterization scheme in the ECMWF model and its validation. *J. Climate*, **8**, 2716-2748.
- Voronovich, V. and Kiely, G. (2007): On the gap in the spectra of surface-layer atmospheric turbulence. *Boundary-Layer Meteorol.*, **122**, 67-83.

- Walko, R. L., Cotton, W. R., Harrington, J. L. and Meyers, M. P. (1995): New RAMS cloud microphysics parameterization. Part I: The single-moment scheme. *Atmos. Res.*, **38**, 29-62.
- Wang, B. and Wang, Y. (1996): Temporal structure of the southern oscillation as revealed by waveform and wavelet analysis. *J. Climate*, **9**, 1586-1598.
- Wang T. A. and Lin, L. Y. (1999): Wave ducting in a stratified shear flow over a two-dimensional mountain. Part I: General linear criteria. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 412-436.
- Warner, C. D. and McIntyre, M. E. (1996): On the propagation and dissipation of gravity wave spectra through a realistic middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3213-3235.
- Webb, E. K. (1970): Profile relationships: The log-linear range and extension to strong stability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **96**, 67-90.
- Whiteman C. D., Hoch, S. W., Hahnenberger, M., Muschinski, A., Hohreiter, V., Behn, M., Cheon, Y., Zhong, S., Yao, W., Fritts, D., Clements, C. B., Horst, T. W., Brown, W. O. J. and Oncley, S. P. (2008): METCRAX 2006. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **89**, 1665-1680.
- Wieringa, J. (1980): A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding. *Boundary-Layer Meteorol.* **18**, 411-430.
- Wilczac, J. M., Oncley, S. P. and Stage, S. A. (2001): Sonic anemometer tilt correction algorithms. *Boundary-Layer Meteorol.*, **99**, 127-150.
- Wittich, K. P. and Roth, R. (1984): A case study of nocturnal wind and temperature profiles over the inhomogeneous terrain of Northern Germany with some considerations of turbulent fluxes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **28**, 169-186.
- Wyngaard, J. C. (1973): On surface layer turbulence, in: *Workshop in Micrometeorology*, edited by: Haugen, D. A., Am. Meteorol. Soc., 105-120.
- Wyngaard, J. C. (1983): Lectures on the planetary boundary layer, in: *Mesoscale Meteorology- Theories, Observations and Models*, D. Reidel Publishing Company. eds: D.K. Lilly and T. Gal-Chen, 603-650.
- Wyngaard, J. C., Siegel, A. and Wilczak, J. M. (1994): On the response of a turbulent-pressure probe and the measurement of pressure transport. *Boundary-Layer Meteorol.* **69**, 379-398.
- Yagüe, C. and Cano J. L. (1994a): The influence of stratification on heat and momentum turbulent transfer in Antarctica. *Boundary-Layer Meteorol.*, **69**, 123-136.
- Yagüe, C. and J. Cano (1994b): Eddy transfer processes in the atmospheric boundary layer. *Atmos. Environ.*, **28**, 1275-1289.
- Yagüe, C., Maqueda, G. and Rees, J. M (2001): Characteristics of turbulence in the lower atmosphere at Halley IV station, Antarctica, *Dyn. Atmos. Oceans*, **34**, 205-223.
- Yagüe, C., Morales, G., Terradellas, E. and Cuxart, J. (2004): Turbulent mixing in the stable atmospheric boundary layer, *Ercoftac Bull.*, **60**, 53-57.
- Yagüe, C. and Redondo, J. M., (1995): A case study of turbulent parameters during the antarctic winter. *Antarc. Sci.*, **7**, 421-433.

- Yagüe, C., Viana, S., Maqueda, G., Lazcano, M. F., Morales, G. and Rees, J. M. (2007): A study on the nocturnal atmospheric boundary layer: SABLES2006. *Física de la Tierra*, **19**, 37-53.
- Yagüe, C., Viana, S., Maqueda, S. and Redondo, J. M. (2006): Influence of stability on the flux-profile relationships for wind speed,  $\Phi_m$ , and temperature,  $\Phi_h$ , for the stable atmospheric boundary layer. *Nonlin. Processes Geophys.*, **13**, 185-203.
- Yamamoto G. (1975): Generalization of the KEYPS formula in diabatic conditions and related discussion on the critical Richardson number. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **53**, 189-195.
- Yu, T. W. (1978). Determining the height of the nocturnal boundary layer. *J. Appl. Meteor.*, **17**, 28-33.
- Zammett, R. J. and Fowler, A. C. (2007): Katabatic winds on ice sheets: a refinement of the Prandtl model. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2707-2716.
- Zilitinkevich, S. S. (2002): Third-order transport due to internal gravity waves and non-local turbulence in the stably stratified surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 913-925.
- Zilitinkevich, S. S. and Tschalikov, D. V. (1968): Determining the universal wind velocity and temperature profiles in the atmospheric boundary layer. *Izvestiya Atmos. Ocean. Physics*, **4**, 165-170.
- Zilitinkevich, S. S. and Baklanov A. (2002): Calculation of the height of the stable boundary layer in practical applications. *Boundary-Layer Meteorol.*, **105**, 389-409.
- Zilitinkevich, S. S. and Esau, I. N. (2003): The effect of baroclinicity on the equilibrium depth of the neutral and stable planetary boundary layers. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 3339-3356.
- Zilitinkevich, S. S., Elperin, T., Kleorin, N. and Rogachevskii, I. (2007): Energy and flux-budget (EFB) turbulence closure model for the stably stratified flows. Part I: Steady-state, homogeneous regimes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **125**, 167-192.
- Zilitinkevich, S. and Esau, I. (2007): Similarity theory and calculation of turbulent fluxes at the surface for the stably stratified atmospheric boundary layers. *Boundary-Layer Meteorol.*, **125**, 193-296.
- Zhong, S. and Fast, J. (2003): An evaluation of the MM5, RAMS, and Meso-Eta models at subkilometer resolution using VTMX field campaign data in the Salt Lake Valley. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 1301-1322.
- Zhu, X., Yee, J. H., Swartz, W. H., Talaat, E. R. and Coy, L. (2010): A spectral parameterization of drag, eddy diffusion, and wave heating for a three-dimensional flow induced by breaking gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 2520–2536.



# **APÉNDICES**



# **A. PARÁMETROS CLÁSICOS DE TURBULENCIA Y ESTABILIDAD ATMOSFÉRICA**

En esta sección se detallan las expresiones y definiciones de varios de los parámetros turbulentos y de estabilidad más importantes en la CLA, algunos de los cuales ya han sido explicados en profundidad en los capítulos introductorios. Esta no pretende ser una relación exhaustiva de los parámetros más frecuentes y de mayor relevancia en micrometeorología, pues en tal caso la lista sería bastante más extensa, por lo que únicamente se incluyen aquéllos parámetros básicos utilizados en alguno de los capítulos de esta memoria. Obviamente existen excelentes obras básicas de referencia (Stull, 1988; Arya, 2001) en las que se pueden encontrar recopilaciones más extensas.

## **A.1 Parámetros de turbulencia.**

Los siguientes parámetros están basados en la descomposición de Reynolds y la metodología EC, aunque algunos son adaptables a las metodologías más modernas presentadas en el capítulo III, como se muestra en los capítulos VII y VIII.

- Velocidad de fricción. Es una medida de la cizalla del viento, que se evalúa directamente a partir de los flujos turbulentos verticales de momento obtenidos a partir de los anemómetros sónicos:

$$u_* = \left[ (-\overline{u'w'})^2 + (-\overline{v'w'})^2 \right]^{1/4} \quad (\text{A.1})$$

Se relaciona con la tensión de cizalla turbulenta multiplicándola por la densidad del aire  $\rho$  ( $\tau = \rho u_*^2$ ).

- Temperatura de escala: Es una magnitud relacionada con el flujo de calor turbulento, utilizada en la teoría de semejanza de Monin-Obukhov:

$$\theta_* = \frac{-\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (\text{A.2})$$

- Flujo turbulento de calor. Mide la transferencia turbulenta de calor debida a un gradiente vertical de temperaturas:

$$H = \rho c_p \overline{w'\theta'} = -\rho c_p u_* \theta_* \quad (\text{A.3})$$

donde  $c_p$  es el calor específico del aire a presión constante.

- Energía cinética turbulenta (TKE). Es una cantidad clave en el estudio de la turbulencia en la CLA, y como su propio nombre indica, es una medida de la energía desarrollada por los remolinos turbulentos. Se evalúa a partir de las varianzas de las tres componentes de la velocidad:

$$TKE = \frac{1}{2} \left[ \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \quad (\text{A.4})$$

- Coefficientes de intercambio turbulento de momento y calor ( $K_m$  y  $K_h$ ): Estos parámetros, ya introducidos en el capítulo II, evalúan la proporción entre los flujos verticales turbulentos de momento y calor, y el gradiente vertical medio de velocidad y temperatura respectivamente. Son también conocidos como **difusividades turbulentas o coeficientes de intercambio turbulento de momento y de calor**, por analogía con la viscosidad cinemática molecular, y valoran el nivel de turbulencia mecánica o térmica presente en la CLA.

$$K_m = -\frac{\overline{u'w'}}{(\partial\overline{U}/\partial z)} \quad (\text{A.5})$$

$$K_h = -\frac{\overline{\theta' w'}}{\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}\right)} \quad (\text{A.6})$$

## A.2 Parámetros de estabilidad atmosférica.

- Número de Richardson. Este es uno de los parámetros de estabilidad más frecuentes en el estudio de la CLA. Su importancia está en que tiene en cuenta simultáneamente los efectos sobre la producción o inhibición de la turbulencia generados por los dos forzamientos fundamentales en la CLA: la estratificación térmica (que en la CLE actúa en contra del desarrollo de la turbulencia) y la cizalla del viento (que siempre actúa como fuente). El número de Richardson es un parámetro adimensional que en la CLE toma valores positivos proporcionales al grado de estabilidad. En función de cómo se evalúan los dos forzamientos mencionados, surgen diversas versiones no completamente equivalentes del número de Richardson. El **número de Richardson del gradiente** ( $Ri_g$ ) evalúa los forzamientos a partir de los gradientes medios de temperatura y viento:

$$Ri_g = \frac{\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \bar{u}^2 \left(\frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial z}\right)^2} \quad (\text{A.7})$$

Donde  $\alpha$  es la dirección del viento, y  $\theta_0$  es una temperatura potencial de referencia, (normalmente en superficie). El segundo término en el denominador tiene en cuenta la cizalla direccional del viento, que en ocasiones puede suponer una importante fuente de turbulencia, reduciendo el valor del número de Richardson. El **número de Richardson del flujo** ( $Ri_f$ ) se evalúa como el ratio entre los términos de flotabilidad y de producción de energía cinética turbulenta en la ecuación de la *TKE* (Stull, 1988). Por tanto en su evaluación entran en juego parámetros de turbulencia además de gradientes medios:

$$Ri_f = \frac{\frac{g}{\theta_0} \overline{w' \theta'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{u' w'} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \overline{v' w'}} \quad (\text{A.8})$$

En muchas ocasiones no se dispone de estadísticas turbulentas ni de suficiente densidad de medidas de viento y temperatura en la vertical como para evaluar los gradientes verticales con suficiente precisión. En estos casos se recurre a una estimación grosera calculando el **número de Richardson bulk** ( $Ri_b$ ) a partir de únicamente dos niveles de medidas:

$$Ri_b = \frac{g}{\theta_0} \frac{\Delta\theta\Delta z}{(\Delta u)^2} \quad (\text{A.9})$$

Tradicionalmente en el uso del número de Richardson (en cualquiera de sus variantes), se asume que presenta un valor crítico (número de Richardson crítico o  $Ri_c$ ) por encima del cual desaparece la turbulencia y el flujo se convierte en laminar, al ser la estratificación lo suficientemente fuerte como para contrarrestar la producción por causas dinámicas. Richardson puso este límite en  $Ri_c=1$ , y Taylor (1931) lo situó en  $Ri_c=1/4$  en su análisis lineal sobre la estabilidad de un flujo laminar sometido a una cizalla uniforme y un perfil de densidad estable y exponencial. Este valor crítico fue corroborado por Howard (1961) y Miles (1961) a partir de similares análisis lineales de estabilidad en fluidos estacionarios y bidimensionales bajo la aproximación de Bousinesq, demostrando que pequeñas perturbaciones del flujo en un fluido con una velocidad y un perfil de densidad arbitrarios crecen exponencialmente si  $Ri < 1/4$ , pero decaen si  $Ri > 1/4$ . En todo caso, estos argumentos teóricos en pro de un valor fijo de  $Ri_c$  pierden peso en situaciones reales, puesto que la CLE en general no se encuentra en estado estacionario. Actualmente se considera más realista definir un intervalo entre 0.2-1 para  $Ri_c$ , aunque en situaciones de turbulencia anisótropa o actividad ondulatoria se ha observado persistir un cierto grado de mezcla turbulenta para valores de  $Ri > 1$ . La existencia de un número de Richardson crítico efectivo ha sido puesta en duda por diversos estudios (Monin & Yaglom, 1975; Yamamoto, 1975; Lettau, 1979), y aún hoy en día resulta ser una cuestión abierta (Galperin et al., 2007; Zilitinkevich et al., 2007), con mucha trascendencia en los modelos atmosféricos, que pueden pronosticar un grado de mezcla insuficiente si prescriben un valor de  $Ri_c$  inadecuado.

- Fuerza de la inversión superficial. Se define como la diferencia de temperaturas entre dos niveles y por lo tanto toma valores positivos cuando hay inversión. En la campaña SABLES2006 se tomaron como referencia los niveles de 35.5m y 2.3m,

aunque se mostrarán también algunas evoluciones calculadas entre niveles diferentes.

$$\Delta T_{1-2} = T_1 - T_2 \quad (z_1 > z_2) \quad (\text{A.10})$$

- $z/L$ . Este parámetro adimensional de estabilidad proviene de la teoría de semejanza de Monin-Obukhov (1954). La longitud de Obukhov ( $L$ ), se define como:

$$L = \frac{u_*^2}{k(g/T_0)\theta_*} = \frac{-\overline{(u'w')^{3/2}}}{k(g/T_0)\overline{\theta'w'}} \quad (\text{A.11})$$

donde  $k$  es la constante de von Karman,  $g$  la aceleración debido a la gravedad, y  $T_0$  una temperatura de referencia. El módulo de esta longitud es una medida de la profundidad de la subcapa de influencia dinámica, cerca de la superficie, donde los efectos de ésta (fricción y cizalla del viento) prevalecen sobre los efectos térmicos (flotabilidad). Dentro de esta capa ( $z < |L|$ ,  $z/|L| < 1$ ), la turbulencia es principalmente generada por efectos dinámicos. Fuera, ( $z > |L|$ ,  $z/|L| > 1$ ) la flotabilidad es predominante y la turbulencia es inhibida ( $L > 0$ ) o creada ( $L < 0$ ) por los efectos de flotabilidad. Mahrt (1999) realiza una clasificación del grado de estabilidad en función del valor del parámetro  $z/L$ , que se ha tomado como referencia a lo largo de la tesis. Esta clasificación define el régimen de muy alta estabilidad para  $z/L > 1$ , y dos regímenes inferiores de estabilidad débil y estabilidad moderada, cuya separación se localiza en el cambio de signo de la pendiente de la curva del flujo de calor turbulento ( $H$ ) frente a  $z/L$  (ver sección 5.3.3 para una discusión más detallada), y que él determinó en  $z/L = 0.1$ .

### **Evaluación de los gradientes verticales**

Para la evaluación de los gradientes de temperatura y de velocidad del viento en las ecuaciones A.5-A.8, 2.23-2.24, etc., se realizan ajustes por mínimos cuadrados a partir de los promedios de temperatura y velocidad cada 5 minutos en los distintos niveles. Los perfiles de viento y temperatura en la capa superficial en condiciones de estabilidad muestran una dependencia log-lineal con la altura (King, 1990; Yagüe & Cano, 1994a):

$$\begin{aligned} \overline{u} &= az + b \ln z + c \\ \overline{T} &= a'z + b' \ln z + c' \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Derivando estos perfiles respecto a  $z$ , se obtienen las expresiones para evaluar los gradientes verticales en el nivel de interés:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} &= a + \frac{b}{z} \\ \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} &= a' + \frac{b'}{z}\end{aligned}\tag{A.13}$$

Para convertir el gradiente vertical de temperatura  $T$  en gradiente vertical de temperatura potencial  $\theta$ , se deriva respecto a  $z$  la definición de temperatura potencial:

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p}\tag{A.14}$$

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R}{c_p} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z}\tag{A.15}$$

donde  $p_0$  es un nivel de presión de referencia normalmente cerca del suelo, y  $R$  es la constante de los gases ideales. Teniendo en cuenta que  $dp = -\rho g dz$ , el segundo término de la parte derecha resulta ser el gradiente adiabático del aire seco ( $g/c_p$ ), con lo cual, teniendo en cuenta además que cerca del suelo  $\theta \approx T$ , la expresión que relaciona ambos gradientes verticales es:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \approx \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + 0.0098 \text{ K/m}\tag{A.16}$$

Por su parte, los gradientes de la dirección del viento se pueden determinar mediante un ajuste lineal.

## B. TEORÍA LINEAL DE ONDAS

En esta sección se presentan de forma resumida algunos de los principales resultados teóricos disponibles sobre la naturaleza de las ondas de gravedad, surgidas de la linealización de las ecuaciones fundamentales de la dinámica atmosférica. Utilizaremos las ecuaciones de un fluido en una atmósfera irrotacional y sin fricción, que pueden consultarse en cualquier libro de dinámica de fluidos:

$$\frac{D\mathbf{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\nabla \cdot \mathbf{V} \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{Dp}{Dt} - C_s^2 \frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$p = \rho RT \quad (\text{B.4})$$

donde  $\mathbf{g}$  es el vector gravedad,  $C_s$  la velocidad del sonido, y para simplificar el problema, se supondrá un fluido en movimiento bidimensional dentro del plano  $x$ - $z$ , de modo que  $\mathbf{V}=(U, w)$  representa el campo de viento instantáneo. La teoría lineal de ondas puede utilizarse para obtener predicciones teóricas sobre los distintos tipos de ondas de gravedad que se propagan habitualmente en la atmósfera y el océano. En este apéndice únicamente se obtendrán las predicciones fundamentales de la teoría lineal de ondas necesarias para obtener los resultados teóricos utilizados a lo largo de la tesis.

Puede acudir a los excelentes manuales de Gossard & Hooke (1975) o Nappo (2002) para profundizar en los resultados aquí mostrados.

La búsqueda de soluciones ondulatorias a estas ecuaciones se lleva a cabo mediante el método estándar en dinámica de fluidos. En primer lugar, se linealizan las ecuaciones (B.1)-(B.4), descomponiendo las variables instantáneas en su estado básico y perturbado:

$$U = \bar{U} + u' \quad w = \bar{w} + w' \quad p = \bar{p} + p' \quad \rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (\text{B.5})$$

y eliminando los dobles productos de perturbaciones. Nótese que, a diferencia del resto de esta memoria, las variables con prima no se refieren a fluctuaciones turbulentas sino a fluctuaciones de tipo ondulatorio. Suponiendo que el estado básico se encuentra en equilibrio hidrostático, tras expandir (B.1) con  $\rho = \bar{\rho} + \rho'$  esta ecuación se puede escribir como:

$$\left(1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \bar{p} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \mathbf{g} \quad (\text{B.6})$$

También se aplicará la aproximación de Boussinesq, que asume que  $\rho'/\bar{\rho} \ll 1$ , lo que implica que las variaciones de densidad se podrán despreciar salvo en los términos en que acompañen a la gravedad. Como resultado de esta aproximación se puede asumir que las fluctuaciones de densidad únicamente se deben a variaciones de temperatura, esto es, que las fluctuaciones locales de presión producen variaciones despreciables en la densidad (Boussinesq, 1887). De la ecuación de estado (B.4) y la derivada logarítmica de la temperatura potencial (A.14) es fácil extraer las relaciones:

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad \Rightarrow \quad \frac{\theta'}{\theta} = -\frac{\rho'}{\rho} \quad (\text{B.7})$$

Esta última suposición filtra de nuestro estudio las ondas sonoras, que requieren la compresibilidad del aire, de modo que quedan eliminadas como solución válida al conjunto de ecuaciones que se van a desarrollar. Las ecuaciones (B.2)-(B.3) se convierten en:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{D\theta}{Dt} = 0 \quad (\text{B.9})$$

También se supondrá que el campo de velocidad media únicamente varía en la vertical ( $\bar{U} = \bar{U}(z)$ ). Utilizando notación con subíndices en minúsculas para representar las

derivadas parciales, tras expandir completamente las ecuaciones (B.6), (B.8) y (B.9), se obtiene:

$$\bar{\rho}(u'_t + \bar{U}u'_x + w'\bar{U}_z) + p'_x = 0 \quad (\text{B.10})$$

$$\bar{\rho}(w'_t + \bar{U}w'_x) + p'_z + \rho'g = 0 \quad (\text{B.11})$$

$$u'_x + w'_z = 0 \quad (\text{B.12})$$

$$\rho'_t + \bar{U}\rho'_x + w'\rho'_z = 0 \quad (\text{B.13})$$

A continuación, se introducen en estas ecuaciones soluciones del tipo:

$$(u', w', p', \theta') = (\tilde{u}(z), \tilde{w}(z), \tilde{p}(z), \tilde{\theta}(z)) \exp(i(kx - \omega t)) \quad (\text{B.14})$$

Estas soluciones representan ondas planas de propagación horizontal (la propagación en la vertical surgirá más tarde de forma natural en este planteamiento). Las ecuaciones (B.10)-(B.13) se convierten en:

$$-i\Omega\bar{\rho}\tilde{u} + \bar{\rho}\tilde{w}\bar{U}_z + ik\tilde{p} = 0 \quad (\text{B.15})$$

$$-i\Omega\bar{\rho}\tilde{w} + \tilde{p}_z + i\frac{N_{BV}^2}{\Omega}\bar{\rho}\tilde{w} = 0 \quad (\text{B.16})$$

$$ik\tilde{u} + \tilde{w}_z = 0 \quad (\text{B.17})$$

$$i\Omega\tilde{p} + \tilde{w}\frac{\bar{\rho}}{g}N_{BV}^2 = 0 \quad (\text{B.18})$$

En las ecuaciones anteriores,  $N_{BV}$  es la frecuencia de Brunt-Väisälä:

$$N_{BV}^2 = -\frac{g}{\bar{\rho}}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial z} = \frac{g}{\bar{\theta}}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} \quad (\text{B.19})$$

y  $\Omega$  es la llamada frecuencia intrínseca o frecuencia de la onda relativa al flujo (es decir, la que mediría un observador moviéndose junto con el flujo medio):

$$\Omega = \omega - k\bar{U} \quad (\text{B.20})$$

Esta frecuencia intrínseca puede ser dividida en parte real y parte imaginaria:

$$\Omega = \Omega_R + i\Omega_I \quad (\text{B.21})$$

Las ondas que cumplan  $|\Omega| \ll |\Omega_R|$ , se propagarán horizontalmente. Por el contrario, si  $|\Omega| \gg |\Omega_R|$ , las ondas serán inestables y acabarán desapareciendo. Si en la ec. (B.20) se despeja  $\omega$  (que es la frecuencia que mediría un sistema de observación situado en la superficie, como el *array* de microbarómetros descrito en el capítulo IV), se deduce fácilmente que esta frecuencia aparente de la onda es mayor que  $\Omega$  si la onda se mueve a favor del viento, y menor si se mueve contra el viento. Por ejemplo, en el caso de una onda de montaña (que se encuentra ligada a la misma), se tendrá que  $\omega = 0$ , aunque las parcelas de aire oscilan verticalmente con frecuencia  $k\bar{U}$  para un observador en movimiento con el flujo medio.

La componente horizontal de la velocidad de fase aparente  $c$  (que sería la determinada desde un sistema de coordenadas fijo en superficie, como un RASS-SODAR o un *array* de microbarómetros) es:

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{\Omega}{k} + \bar{U} = c_I + \bar{U} \quad (\text{B.22})$$

donde  $c_I = \Omega/k$  sería la velocidad de fase intrínseca en la dirección  $x$ .

### **Ecuación de Taylor-Goldstein**

Las ecuaciones (B.15) y (B.16) se pueden combinar derivando la primera respecto a  $z$  y eliminando  $\tilde{p}_z$  del conjunto. Debe tenerse en cuenta que  $\Omega$  varía con la altura  $z$ , de modo que, suponiendo que  $\omega$  es constante, se tiene que  $d\Omega/dz = -k\bar{U}_z$  y así:

$$\tilde{w}_{zz} + \bar{\rho}^{-1} \bar{\rho}_z \tilde{w}_z + \left[ \frac{k^2 N_{BV}^2}{\Omega^2} + \frac{k\bar{U}_{zz}}{\Omega} + \frac{k\bar{\rho}^{-1} \bar{\rho}_z \bar{U}_z}{\Omega} - k^2 \right] \tilde{w} = 0 \quad (\text{B.23})$$

El segundo término en (B.23) representa el efecto de la variación de la densidad atmosférica sobre la amplitud de la onda. Suponiendo una disminución exponencial de la densidad con la altura:

$$\rho = \rho_0 \exp[-z/H_*] \quad (\text{B.24})$$

donde  $H_* = RT_0/g$  es la altura de escala de una atmósfera isoterma, se tiene:

$$\tilde{w}_{zz} - \frac{1}{H_*} \tilde{w}_z + \left[ \frac{k^2 N_{BV}^2}{\Omega^2} + \frac{k\bar{U}_{zz}}{\Omega} - \frac{k}{\Omega H_*} \bar{U}_z - k^2 \right] \tilde{w} = 0 \quad (\text{B.25})$$

La ecuación (B.25) se puede simplificar definiendo una nueva variable<sup>11</sup>  $\hat{w}$ :

$$\tilde{w}(z) = \hat{w}(z) \exp[-z / H_*] \quad (\text{B.26})$$

de modo que:

$$\hat{w}_{zz} + \left[ \frac{k^2 N_{BV}^2}{\Omega^2} + \frac{k \bar{U}_{zz}}{\Omega} - \frac{k \bar{U}_z}{H_* \Omega} - \frac{1}{4H_*^2} - k^2 \right] \hat{w} = 0 \quad (\text{B.27})$$

Como se puede observar, la ec. (B.27) tiene la forma de una ecuación de onda para  $\hat{w}$ , surgiendo así en este planteamiento la propagación vertical de la onda. El término entre corchetes es el cuadrado del número de onda vertical,  $m^2$ . Esta ecuación constituye el resultado más importante de la teoría lineal de ondas, y se conoce como **ecuación de Taylor-Goldstein**. Realizando la sustitución  $\Omega/k = (c - \bar{U})$ , la ecuación de Taylor-Goldstein queda:

$$\hat{w}_{zz} + \left[ \frac{N_{BV}^2}{(c - \bar{U})^2} + \frac{\bar{U}_{zz}}{c - \bar{U}} - \frac{\bar{U}_z}{H_*(c - \bar{U})} - \frac{1}{4H_*^2} - k^2 \right] \hat{w} = 0 \quad (\text{B.28})$$

Los tres primeros términos entre corchetes son, respectivamente, el término de flotabilidad, de curvatura y de cizalla. Los términos con  $H_*$  suelen omitirse puesto que en el límite de Boussinesq,  $H_*$  tiende a infinito. Las soluciones a esta ecuación son ondas evanescentes que se atenúan rápidamente allí donde  $m^2$  tome valores negativos (número de onda vertical complejo), que se pueden englobar con una expresión del tipo:

$$\hat{w}(z) = A \exp(imz) + B \exp(-imz) \quad (\text{B.29})$$

Aunque no se siga directamente de este planteamiento, puede demostrarse que el resto de variables  $\hat{u}, \hat{p}, \hat{\rho}$ , también tendrán una componente ondulatoria similar. Sustituyendo (B.29) en (B.14), el movimiento vertical de la onda vendrá dado por:

$$\begin{aligned} w'(x, z, t) &= \tilde{w}(z) \exp(i(kx - \omega t)) = \\ &= [A \exp(imz) + B \exp(-imz)] \exp(z / 2H_*) \exp(i(kx - \omega t)) \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

En las regiones de la atmósfera donde  $m^2$  sea positivo ( $m$  real), las ondas podrán propagarse horizontalmente sin atenuación, lo que da lugar al fenómeno de *wave ducting*, discutido con mayor detalle en el capítulo VII.

---

<sup>11</sup> Para mantener una notación consistente, deberán definirse nuevas variables  $\hat{u}, \hat{p}, \hat{\rho}$  con una dependencia similar (ver Nappo, 2002).

### Relaciones de polarización

Las ecuaciones (B.15)-(B.18) se conocen como relaciones de polarización, puesto que de ellas se deducen determinadas relaciones entre las fases y amplitudes de diversas magnitudes de la onda. A continuación se mostrarán dos de las relaciones de fase más importantes, que han surgido en diversos capítulos de esta memoria.

- Relación  $w'$ - $\rho'$  y  $w'$ - $\theta'$ . De la ec. (B.18) se puede despejar:

$$\frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}} = -\frac{\tilde{\theta}}{\bar{\theta}} = i \frac{N^2}{\Omega g} \tilde{w} \quad \Rightarrow \quad \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = -\frac{\theta'}{\bar{\theta}} = i \frac{N^2}{\Omega g} w', \quad (\text{B.31})$$

de donde se sigue que:

$$ph(w', \rho') = ph(w', \theta') = \pm \pi/2 \quad (\text{B.32})$$

Este resultado es importante ya que indica que, al encontrarse las fluctuaciones de la velocidad vertical y de la temperatura desfasadas un cuarto de ciclo, las ondas que se comporten linealmente no podrán producir transporte de calor neto en la vertical (el coespectro de dos variables desfasadas un ángulo  $\pi/2$  es nulo).

- Relación  $w'$ - $p'$ . A partir de la ecuación (B.15), asumiendo un perfil de viento constante ( $\bar{U}_z = 0$ ), y recordando que  $\Omega = (c - \bar{U})k$ , se tiene:

$$\tilde{u} = \frac{k\tilde{p}}{\Omega\bar{\rho}} = \frac{\tilde{p}}{\bar{\rho}(c - \bar{U})} \quad \Rightarrow \quad ph(\tilde{w}, \tilde{p}) = ph(w', p') = 0, \pm \pi \quad (\text{B.33})$$

Es decir, las componentes ondulatorias de la velocidad horizontal y de la presión se encuentran en fase u oposición de fase.

## C. ACRÓNIMOS

AEMET.....	Agencia Estatal de Meteorología
CIBA.....	Centro de Investigaciones de la Baja Atmósfera
CISK.....	<i>Convective Instability of the Second Kind</i> o “inestabilidad convectiva de segunda clase”
CLA.....	Capa Límite Atmosférica
CLE.....	Capa Límite Estable
CLM.....	Capa Límite Mezclada
CLN.....	Capa Límite Nocturna
DEM.....	<i>Digital Elevation Model</i> o Modelo Digital de Elevación
DT-CWT.....	<i>Discrete-Time Continuous Wavelet Transform</i> o Transformada <i>wavelet</i> continua discretizada en el tiempo o
EC.....	<i>Eddy-Covariance</i>
LLJ.....	<i>Low-Level Jet</i> o chorro de capa baja
LES.....	<i>Large-Eddy Simulation</i> o modelo de simulación de grandes remolinos
M-O.....	Monin-Obukhov
MSG.....	Meteosat Segunda Generación

MRFD.....	<i>Multi-Resolution Flux Decomposition</i> o Descomposición multi-resolución
CMRF <sub>n</sub> .....	<i>Cumulative Multi-Resolution flux</i> o Flujo multi-resolución acumulado
MRFC <sub>n</sub> .....	<i>Multi-Resolution Flux Cospectra</i> o Coespectro multi-resolución
OGIs.....	Ondas de Gravedad Internas
RASS.....	<i>Radio Acoustic Sounding System</i>
SABLES.....	<i>Stable Atmospheric Boundary-Layer Experiment in Spain</i>
SODAR.....	<i>SOund Detection and Ranging</i>
TW.....	Transformada <i>Wavelet</i>

## D. NOTACIÓN EMPLEADA<sup>10</sup>

$Re$	Número de Reynolds
$V$	Velocidad de un fluido en una tubería Módulo de la velocidad del viento
$L$	Longitud característica para un fluido en una tubería Longitud de Obukhov
$\nu$	Viscosidad cinemática molecular
$\mu$	Viscosidad dinámica
$\rho$	Densidad de un fluido (generalmente el aire)
$\Lambda_M$	Macroescala o escala integral de la turbulencia
$l$	Microescala de la turbulencia
$\varepsilon$	Tasa de disipación de energía
$\tau$	Tiempo característico de un remolino Tensión de cizalla Parámetro de tiempo wavelet Escala temporal en la descomposición multi-resolución
$r$	Tamaño característico de un remolino

---

<sup>10</sup> Los símbolos en esta lista figuran por orden aproximado de aparición. Se ha procurado no repetir simbología, si bien para algunas variables se ha preferido mantener el símbolo más extendido aunque de lugar a coincidencias. En la mayoría de los casos el contexto en el que aparecen en los distintos capítulos de la tesis permite evitar cualquier confusión.

$k$	Números de onda (de un remolino, de una onda de gravedad, etc.)
	Constante de <i>von Karman</i>
$f$	Frecuencia de un remolino
$p$	Presión atmosférica
$u, v, w$	Componentes espaciales de la velocidad del viento
$\theta$	Temperatura potencial
$K_m$	Coefficiente de difusividad turbulenta de momento
$K_h$	Coefficiente de difusividad turbulenta de calor
$\omega$	Frecuencia
$\omega_N$	Frecuencia de Nyquist
$\omega_c$	Frecuencia de corte
$z$	Altura sobre la superficie
$\zeta=z/L$ ( $z/\Lambda$ )	Parámetro de estabilidad ( o parámetro local de estabilidad)
$\phi_m, \phi_h$	Funciones adimensionales de semejanza de momento y de calor
$Pr$	Numero de Prandtl
$Ri$	Número de Richardson (genérico)
$Ri_g$	Numero de Richardson del gradiente
$Ri_f$	Número de Richardson del flujo
$Ri_b$	Número de Richardson <i>bulk</i>
$N_{BV}$	Frecuencia de Brunt-Väisälä
$\tau_0$	Tensión de cizalla en superficie
$H$	Flujo turbulento de calor
$H_0$	Flujo turbulento de calor en superficie
$c_p$	Calor específico del aire a presión constante
$\phi$	Diferencia de fase entre dos señales
	Latitud geográfica
$\Lambda$	Longitud de Obukhov local
$u^*$	Velocidad de fricción
$TKE$	Energía cinética turbulenta
$\theta^*$	Temperatura de escala
$Q^*$	Humedad específica de escala
$g$	Gravedad
$F_{s\tau}$	Coefficientes de la transformada <i>wavelet</i>

$s$	Parámetro de escala
$\tau$	Parámetro de tiempo
$\psi(t)$	<i>Wavelet</i> “madre”
$\psi_{s,\tau}(t)$	<i>Wavelets</i> “hijas”
$C_\psi$	Constante <i>wavelet</i> de normalización (condición de admisibilidad)
$e_{s,\tau}$	Densidad de energía <i>wavelet</i> por unidad de tiempo y escala
$e_{T,\tau}$	Densidad de energía <i>wavelet</i> por unidad de tiempo y periodo
$I$	<i>I-density wavelet</i>
$\varphi$	Fase de un coeficiente <i>wavelet</i> complejo
$CMRF_n$	<i>Cumulative Multi-Resolution flux</i> o Flujo multi-resolución acumulado
$MRFC_n$	<i>Multi-Resolution Flux Cospectra</i> o Coespectro multi-resolución
$\xi$	Tiempo de viaje de un frente de ondas entre dos sensores de superficie
$\lambda$	Longitud de onda horizontal, longitud geográfica
$\vec{k} = (k_x, k_y)$	Vector número de onda horizontal y sus componentes
$d$	Dirección de propagación de una onda
$dir$	Dirección de procedencia de una onda o estructura
$c$	Velocidad de fase
$c_I$	Velocidad de fase intrínseca
$\Omega$	Frecuencia intrínseca
$c_g$	Velocidad de grupo
$U =  \vec{V}  \cos\alpha$	Componente del viento en la dirección de propagación de la onda
$\delta X$	Fluctuaciones ondulatorias de la variable X
$\alpha$	Ángulo entre el vector velocidad del viento y el vector número de onda
$\alpha_I$	Dirección de propagación de una onda respecto al eje formado por dos instrumentos (método de correlación cruzada <i>wavelet</i> )
$m$	Número de onda vertical
$H^*$	Altura de escala de una atmósfera isoterma
$R$	Constante de los gases ideales referida al aire



## E. PUBLICACIONES

- Viana, S., Terradellas, E. and Yagüe, C. (2010): Analysis of gravity waves generated at the top of a drainage flow. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3949-3966. DOI: 10-1175/2010JAS3508.1
- Viana, S., Yagüe, C. and Maqueda, G. (2009): Propagation and effects of a mesoscale gravity wave over a weakly-stratified nocturnal boundary layer during the SABLES2006 field campaign. *Boundary-Layer Meteorol.*, **133**, 165-188.
- Yagüe, C., Sastre, M., Maqueda, G., Viana, S., Ramos, D., Vindel, J.M., and Morales, G. (2009): CIBA2008, an experimental campaign on the atmospheric boundary layer: preliminary nocturnal results. *Física de la Tierra*, **21**, 13-26. <http://revistas.ucm.es/fis/02144557/articulos/FITE0909110013A.PDF>
- Viana S., Terradellas, E., Yagüe, C., and Maqueda, G. (2008): Analysis of the different regimes of atmospheric turbulence observed during a single night. *Nuovo Cimento C Geophys. Space Phys.*, **31**, 723-742.
- Viana, S., Yagüe, C., Maqueda, G. and Morales, G. (2007): Study of the surface pressure fluctuations generated by waves and turbulence in the nocturnal boundary layer during SABLES2006 field campaign. *Física de la Tierra*, **19**, 55-71. <http://revistas.ucm.es/fis/02144557/articulos/FITE0707110055A.PDF>
- Yagüe, C., Viana, S., Maqueda, G., Lazcano, M. F., Morales, G. and Rees, J. M. (2007): A study on the nocturnal atmospheric boundary layer: SABLES2006. *Física de la Tierra*, **19**, 37-53. <http://revistas.ucm.es/fis/02144557/articulos/FITE0707110037A.PDF>
- Yagüe, C., Viana, S., Maqueda, G. and Redondo, J.M. (2006): Influence of stability on the flux-profile relationships for wind speed ( $\phi_m$ ) and temperature ( $\phi_h$ ) for the stable atmospheric boundary layer. *Nonlin. Processes Geophys.*, **13**, 185-203.





