



# Estudio de tres periodos temporales bien diferenciados en una noche estable

M. Vich, M. A. Jiménez y J. Cuxart

Grup de Meteorologia, Departament de Física, Universitat de les Illes Balears. Cra. Valldemossa, km. 7.5, 07122, Palma de Mallorca

Recibido: 12-VI-2007 – Aceptado: 7-XII-2007 – **Versión Traducida**

Correspondencia a: mar.vich@uib.es

## Resumen

*El estudio de una noche establemente estratificada de la campaña experimental SABLES-98 permite dividirla en tres partes bien diferenciadas: una primera de transición, con cambios significativos en todas las variables hasta el establecimiento de un régimen casi estacionario; una segunda parte dominada por el enfriamiento radiativo superficial y una tercera parte con cambios significativos. Cada una de estas partes se estudia por separado, evaluando las características de los perfiles verticales, la turbulencia, los espectros y las funciones de densidad de probabilidad.*

## 1 Introducción

La Capa Límite Atmosférica (CLA) es la parte de la troposfera directamente influenciada por la presencia de la superficie terrestre en escalas temporales relativamente cortas -del orden de una hora-. Los factores que la gobiernan son el térmico (calentamiento o enfriamiento de la superficie) y el dinámico, provocado por la interacción del viento y la superficie. De día, ambos factores son normalmente productores de mezcla turbulenta mientras que de noche la estratificación térmica estable inhibe la producción dinámica de turbulencia generada por cizalla de viento. En noches serenas con poco viento de origen sinóptico o mesoescalar, el enfriamiento radiativo superficial puede ser importante y la ausencia de viento general configura un régimen sin turbulencia sostenida, con importantes gradientes verticales de las variables meteorológicas y el establecimiento de circulaciones locales debidas a las diferencias térmicas superficiales.

Este régimen, denominado CLA fuertemente Estratificada (CLE) presenta todavía muchas dificultades de caracterización. El predominio de los efectos locales hace que resulte difícil generar teorías o expresiones de carácter general. Además, las observaciones muestran que la CLE no se comporta de manera estacionaria, sino que hay ciertos patrones de comportamiento según los momentos de la noche (Cuxart et al., 2007, p.e.). En los casos estudiados por nuestro grupo, el paso del régimen diurno al nocturno implica un periodo de

reajuste a primera hora de la noche, a menudo con establecimiento de circulaciones locales a baja altura, marcadas por máximos de viento frecuentemente correspondientes a flujos catabáticos. Después se establece un régimen casi estacionario con fuerte enfriamiento superficial, que suele acabar con un episodio de mezcla intenso y breve, seguido de una evolución posterior con cambios de menor magnitud en la temperatura y el viento, casi sin tendencia.

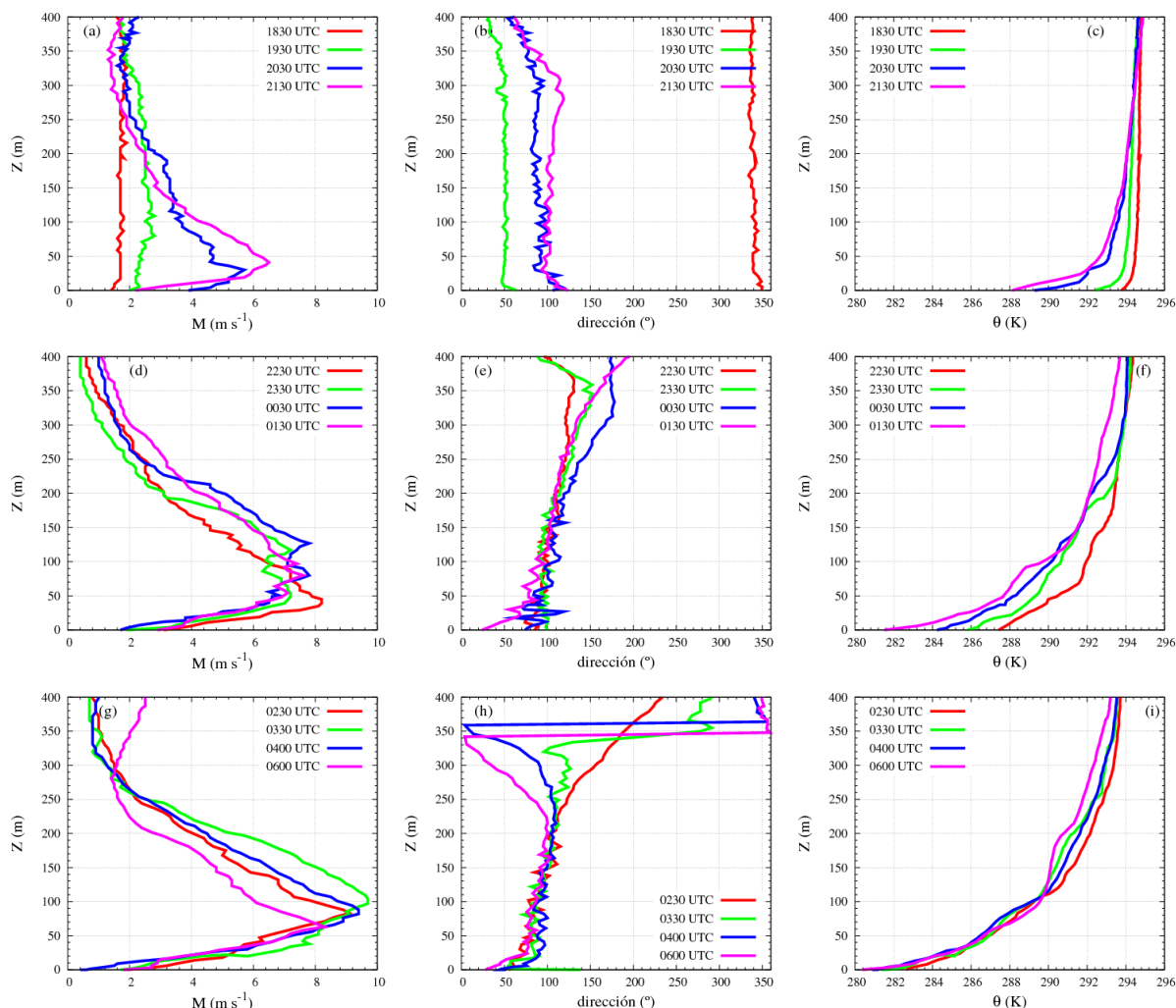
Aunque todavía no podemos justificar del todo el por qué de este patrón, ya que las suposiciones que podemos hacer se basan en evidencias indirectas o simulaciones numéricas, sí que podemos caracterizar sus evoluciones mediante el análisis de los datos disponibles.

En este trabajo analizaremos una noche de SABLES-98, campaña que describiremos brevemente en el apartado 2. En las secciones siguientes se comentarán las características de cada parte de la noche, y se extraerán finalmente unas conclusiones y unas guías para orientar los siguientes pasos de investigación posibles sobre este tema.

## 2 Datos experimentales y tratamiento

La campaña experimental SABLES-98 (Stable Atmospheric Boundary Layer Experiment in Spain) se llevó a cabo en el CIBA (Centro de Investigación de Baja Atmósfera), cerca de Valladolid, entre los días 10 y 28 de septiembre de 1998. Su objetivo principal fue el de estudiar y enten-





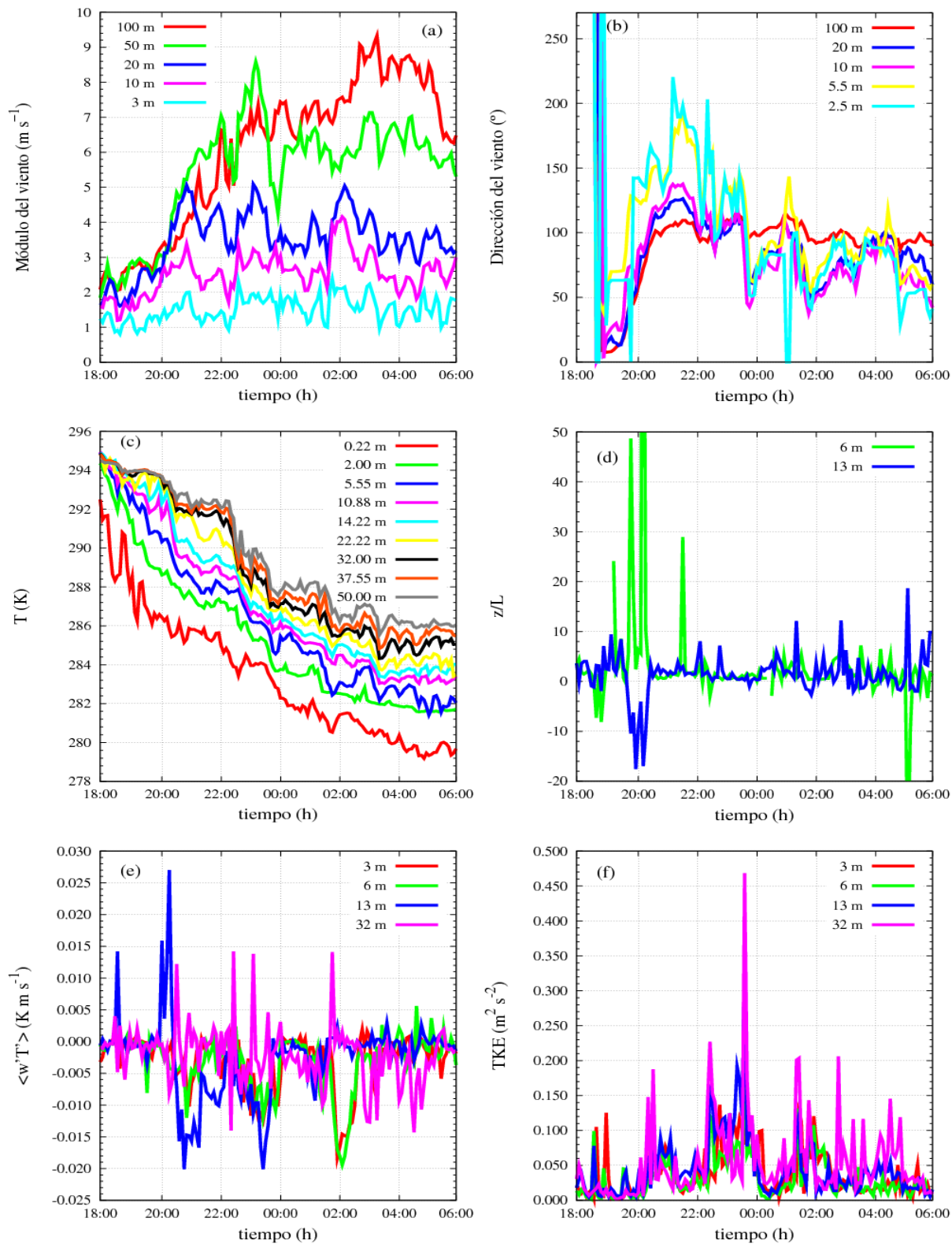
**Figura 1.** Radiosondeos de la noche 15-16 septiembre de 1998 medidos durante la campaña SABLES-98. Los perfiles separados por tramos, tal y como se describe en el texto. **TRAMO 1:** (a) módulo del viento (b) dirección y (c) temperatura potencial. Lo mismo pero para el **TRAMO 2** en (d), (e) y (f) y para el **TRAMO 3** en (g), (h) y (i).

der los fenómenos que se desarrollan en la CLE en latitudes medias. Con tal fin se tuvieron a disposición dos torres meteorológicas (de 100 m y de 10 m de altura) densamente instrumentadas, con 5 anemómetros sónicos y 15 termopares entre otros aparatos de medida. También se tuvo a disposición un sodar, así como un globo cautivo, que pudo ser lanzado durante los días centrales de la campaña cuando las condiciones meteorológicas lo permitieron. Los detalles de la instrumentación utilizada durante SABLES-98 y la descripción de los fenómenos observados se encuentran descritos en Cuxart et al. (2000).

Durante los primeros días de SABLES-98 (del 10 al 13 de septiembre), los vientos fueron fuertes y se dieron condiciones idóneas para estudiar las capas límites neutrales y débilmente estables cizalladas por el viento. Durante la semana siguiente (del 14 al 21 de septiembre), se dieron condiciones más favorables para medir la CLE. Durante los últimos días de SABLES-98 (del 22 al 28 de septiembre) el

CIBA estaba bajo la influencia de un sistema de bajas presiones y las nubes hicieron acto de presencia, produciendo precipitación en los últimos días.

Algunas noches de SABLES-98 han sido intensamente estudiadas, especialmente el periodo del 14 al 21 de septiembre que se caracterizó por una situación anticiclónica y estacionaria con un gradiente de presión superficial débil que permitió el desarrollo de los efectos locales. Durante la noche, los vientos eran del NE y las condiciones eran fuertemente estables. Por ejemplo, las noches 14 - 15 y 20 - 21 de septiembre han sido intensamente estudiadas, para caracterizar los fenómenos observados tanto analizando las medidas (Cuxart et al., 2000; Yagüe et al., 2006, Conangla et al., 2008), como haciendo simulaciones unidimensionales (Conangla y Cuxart, 2006) y simulaciones de grandes remolinos resueltos explícitamente “Large-Eddy Simulations, LES” (Jiménez y Cuxart, 2005; Cuxart y Jiménez, 2007). Recientemente también se han utilizado las simulaciones



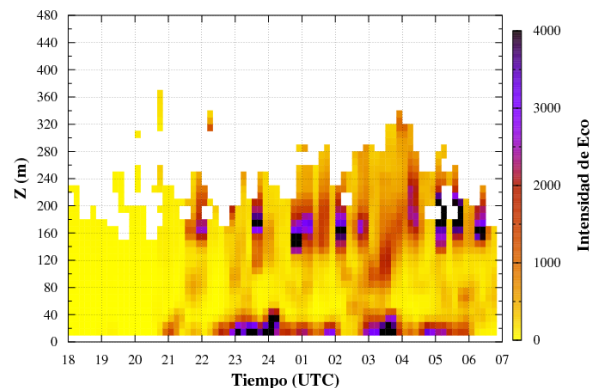
**Figura 2.** Series temporales (cinco-minutales) de los datos medidos por las torres a 100 m y a 10 m entre las 18:00 UTC del 15 de septiembre hasta las 06:00 UTC del 16 de septiembre de 1998. (a) y (b) módulo del viento y dirección, (c) temperatura, (d) parámetro de estabilidad,  $z/L$ , dónde  $z$  es altura y  $L$  es longitud de Monin-Obukhov, (e) flujo vertical de temperatura y (f) energía cinética turbulenta,  $TKE = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$ , dónde  $u'^2$ ,  $v'^2$  y  $w'^2$  son las variancias de las tres direcciones del viento.

mesoescales para entender la configuración de los flujos de la cuenca allí donde está situado el CIBA, parecido a lo que se ha hecho para analizar las circulaciones locales en la isla de Mallorca (Cuxart et al., 2007).

Estudiaremos aquí los datos de la noche del 15 al 16 de septiembre, todavía no estudiada en detalle, y que parece ser un caso arquetípico de noche en el CIBA. Como durante el resto de la semana, la situación sinóptica estaba caracterizada por un débil gradiente de presión con viento de componente E debido a un anticiclón con centro sobre el Atlántico en el NW de la península Ibérica. Utilizaremos los datos de la torre de 100 m, los radiosondeos con globo cautivo (12 a lo largo de la noche) y los ecos de sodar. A parte de los análisis clásicos de perfiles, se utilizarán las funciones de densidad de probabilidad (siglas en inglés: PDF) ya que permiten calcular estadísticas a partir de datos sin necesidad de tener un resolución temporal muy alta y no tienen asociados problemas conceptuales a la hora de definir los tiempos de promediado (no hace falta que exista agujero espectral-Monin y Yaglom, 1971). Sin embargo, el análisis se completará con la inspección de series de flujos calculados de la manera clásica y con la inspección de los espectros de algunas variables seleccionadas. En este caso, los flujos se calculan a partir de los promedios de cinco minutos (ya que los espectros muestran un mínimo de intensidad espectral alrededor de este periodo) calculados por el método Reynolds a partir de los datos de alta frecuencia y extraídos de la base de datos de SABLES-98, cogiendo como dirección  $x$  la del viento medio.

Las PDF se pueden calcular a partir de cualquier conjunto de datos. En este trabajo lo haremos a partir de las medidas de los anemómetros sónicos (en forma de series temporales para toda la noche) para las variables de viento y temperatura virtual, que trataremos como “temperatura” de ahora en adelante. Si  $B(x)$  es la PDF correspondiente a un conjunto de datos, ésta representa la probabilidad de encontrar un valor  $x$  entre  $x$  y  $x \pm \Delta x$ , dónde  $\Delta x$  es el intervalo de discretización de la PDF. El valor de la PDF está normalizado a 1 ( $\int_{-\infty}^{\infty} B(x) dx = 1$ ) y normalmente se representa gráficamente como  $\sigma_x B(x')$  dónde  $x' = \frac{x - \bar{x}}{\sigma_x}$ ,  $\bar{x}$  es el valor medio y  $\sigma_x$  es la desviación estándar. Por otro lado, para estudiar el comportamiento en los extremos (que corresponden a fenómenos lejos del valor medio y poco probables), la escala del eje  $y$  se toma logarítmica. Una descripción más detallada del cálculo de las PDFs se encuentra en Tennekes y Lumley (1982).

Las PDFs han sido utilizadas para analizar experimentos de laboratorio, medidas experimentales y también simulaciones LES. Fue el caso, por ejemplo, de las medidas de laboratorio de un tanque de agua que fueron analizadas por Deardorff y Willis (1985), o de Mahrt y Paumier (1984) cuando estudiaron la capa límite con nubes. Más recientemente, Jiménez y Cuxart (2006) analizaron una simulación LES de la CLE mediante este método. Cabe decir que Chu et al. (1996) también utilizaron las PDFs para analizar observaciones de la capa límite superficial, pero cogieron un



**Figura 3.** Ecos medidos por el sodar durante la noche del 15 al 16 de septiembre de 1998.

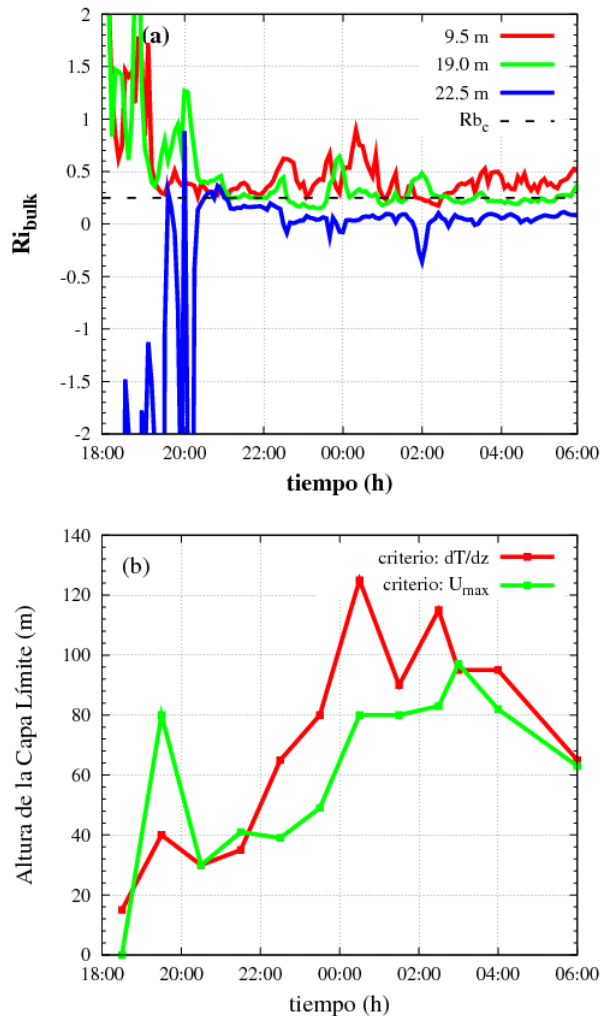
tiempo más corto (serie temporal de 15 minutos) que el que se ha cogido en este trabajo (serie temporal de doce horas que comprende toda la noche).

### 3 Características generales de la noche

Durante la noche del 15 al 16 de septiembre se desarrolló un máximo de viento de capas bajas -Low-Level Jet, LLJ- muy temprano (a partir de las 20:00 UTC). Este LLJ se mantuvo a lo largo de la noche de forma casi estacionaria, con la ocurrencia de episodios de mezcla esporádicos que alteraban temporalmente sus características. La situación es parecida a la noche del 20 - 21 de septiembre pero en ese caso el LLJ apareció más tarde -cuando las condiciones nocturnas estaban completamente desarrolladas (a partir de las 00:00 UTC)- y se mantuvo estacionario sólo hasta las 02:30 UTC, instante en el que se produjo una fuerte mezcla.

La Figura 1 muestra la evolución del módulo de la velocidad del viento, la dirección y la temperatura medidos por los radiosondeos de los globos cautivos a lo largo de la noche. Están agrupados en tres tramos distintos, que es como consideramos que puede clasificarse la noche. Un primer tramo (radiosondeos de 18:30 a 21:30 UTC, **TRAMO 1**) durante el cual el viento gira en sentido horario desde NNW hasta E, a un ritmo doble de una oscilación inercial a partir del valor bien mezclado del final del día. La velocidad del viento se mantiene constante por encima de los 250 metros por encima del suelo y experimenta un incremento de la velocidad en capas bajas en principio por la oscilación inercial que es máxima por encima de la CLE y es frenado por la turbulencia cerca del suelo. La temperatura cerca del suelo baja progresivamente. Consideramos que este tramo se termina cuando la dirección del viento deja de evolucionar.

El segundo tramo (radiosondeos de 22:30 a 01:30 UTC, **TRAMO 2**) muestra constancia de la dirección del viento



**Figura 4.** (a) Número de Richardson Bulk calculado a partir de  $Ri_B$  (b) Altura de la CLE teniendo en cuenta dos criterios diferentes (ahí donde el gradiente de temperatura es máximo y altura donde hay el máximo de viento).

con el tiempo, que proviene del este, y el establecimiento de un LLJ con máximos de viento de unos  $8 \text{ m s}^{-1}$  localizados entre 50 y 120 m de altura. La temperatura presenta un enfriamiento continuo en toda la capa por debajo de 200 m a un ritmo rápido (hasta  $1.5 \text{ K h}^{-1}$  en a una altura de 2 m), en contraste con el aspecto estático del viento.

El último tramo (radiosondeos de 02:30 a 06:00 UTC, **TRAMO 3**) se caracteriza, en cambio, por una parada total del enfriamiento de la columna, sin cambios significativos en la dirección del viento y una tendencia del máximo de viento a elevarse y ser más fuerte, salvo a última hora de la noche, cuando remite.

Las series temporales obtenidas por los sensores de la torre confirman esta evolución (Figura 2), e ilustran sobre la variabilidad temporal entre radiosondeos. Se ve cómo la dirección del viento oscila con un periodo aproximado de dos horas por debajo de 100 m y cómo la velocidad tiene

unas variaciones del orden de 40 minutos, similares a las de la temperatura. Las variables turbulentas muestran que hay episodios de turbulencia intermitente (bien visibles en la energía cinética turbulenta -TKE-) y cambios de signo del flujo de calor. Puede observarse que a menudo la turbulencia es más intensa en los niveles superiores de medida que en los inferiores.

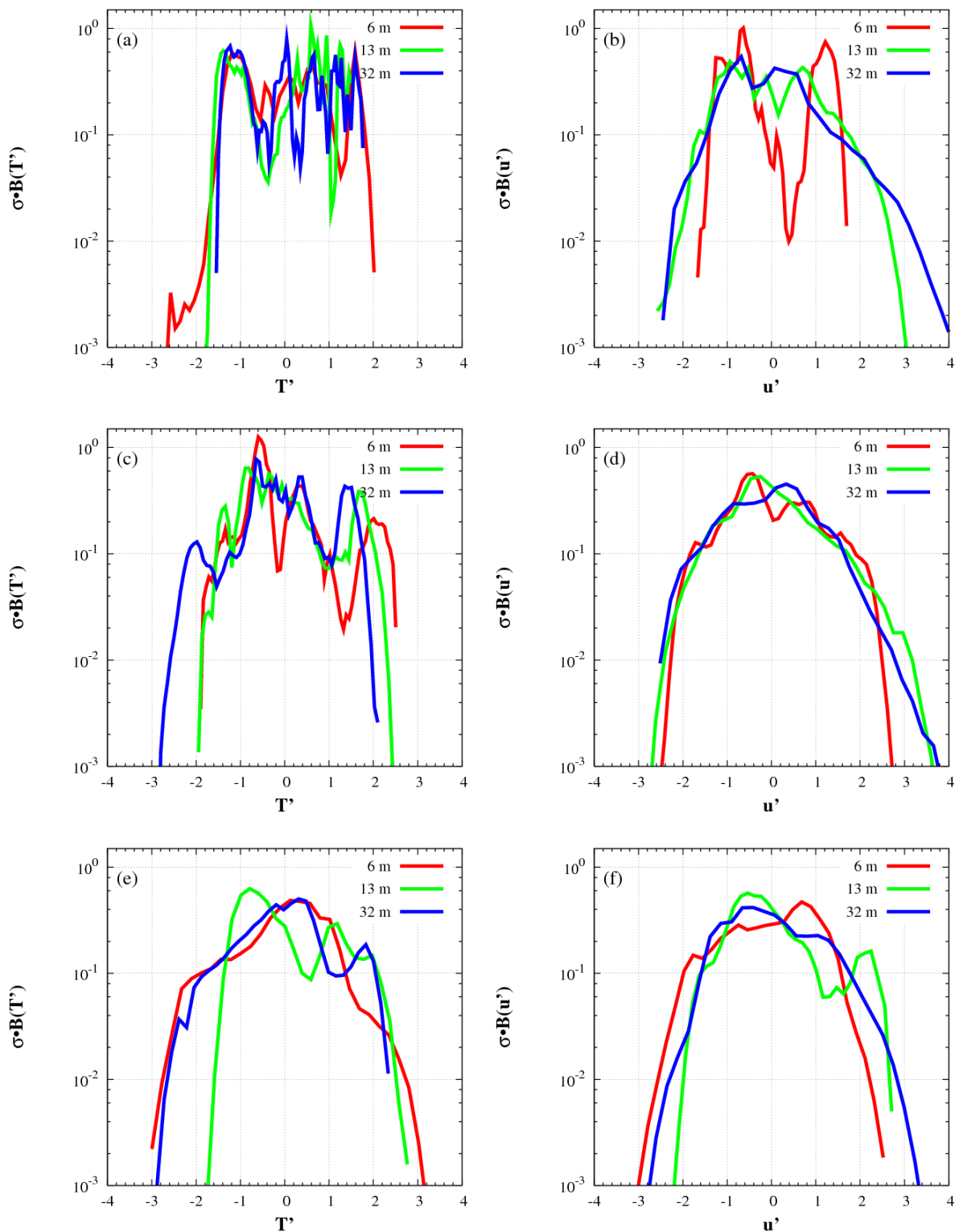
La Figura 3 muestra los ecos recibidos por el sodar durante la noche que indican la presencia de estructuras reflectantes cerca del suelo (por debajo de 50 m) y en la parte superior del jet (hacia los 150 m), dos zonas donde podemos suponer por lo tanto que hay turbulencia. Destacar que a las 03:30 UTC hay un episodio donde hay ecos (turbulencia) en toda la columna, coincidiendo con el inicio del tercer tramo definido.

## 4 Análisis por tramos

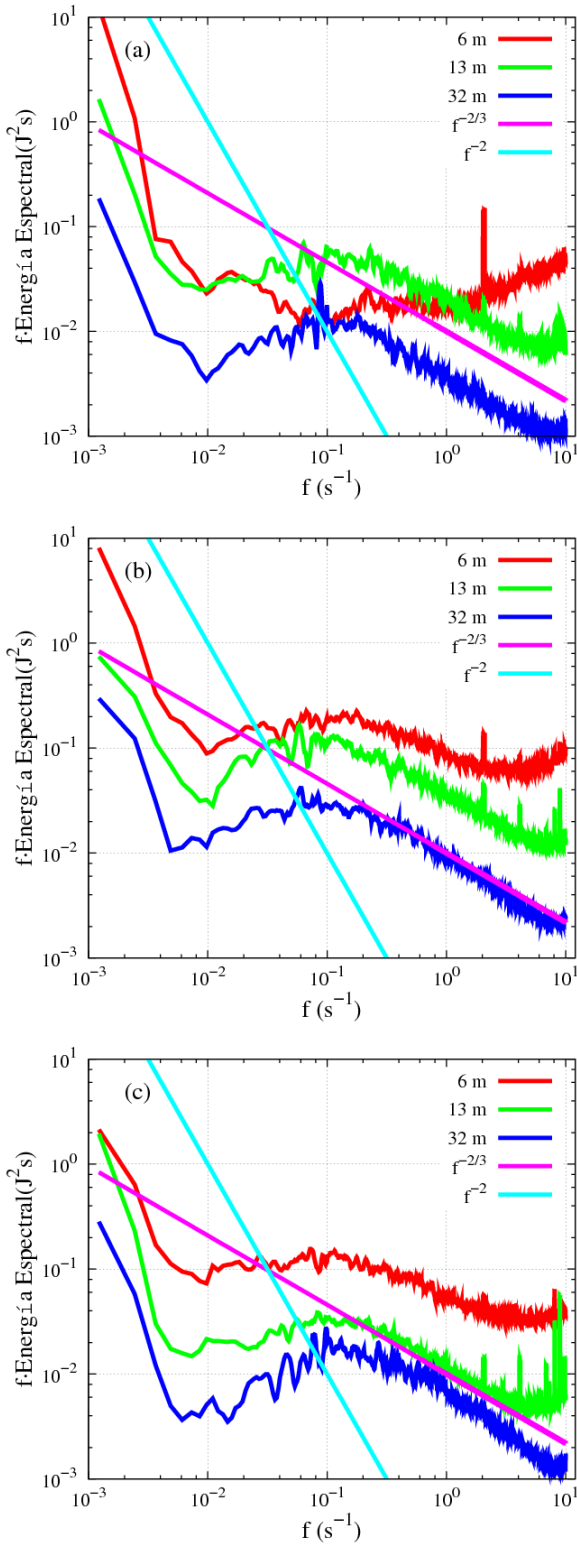
### 4.1 Establecimiento del LLJ

Como se ha descrito antes, a partir de la puesta de sol, el viento gira en sentido horario hasta que llega a ser del este, enfriándose el aire cerca de la superficie generando un LLJ a partir de las 20:30 UTC. La temperatura potencial presenta dos gradientes bien diferenciados: uno fuerte cerca del suelo y otro, más débil, hasta llegar a la altura en la que hay el máximo de viento. Entre las 20:00 UTC y las 20:30 UTC hay un fuerte episodio turbulento que coincide con el establecimiento del LLJ, posiblemente también relacionado con el importante desacoplamiento térmico entre las capas cerca de la superficie y el aire encima de 10 m ( $(T_{10m} - T_{0.22m}) = 7 \text{ K}$  justo antes del episodio turbulento, a las 20:00 UTC y, después, a las 20:30 UTC ( $(T_{10m} - T_{0.22m}) = 4 \text{ K}$ ). El LLJ tiene su origen en parte probablemente en una oscilación inercial (aunque el periodo sea más corto por motivos todavía sin explicar) y cuando fija su dirección posiblemente esté relacionado con un flujo de cuenca (catabático o mesoescalar), casi estacionario en dirección durante el resto de la noche (Cuxart, 2008).

El parámetro de estabilidad es  $z/L$ , dónde  $z$  es la altura y  $L = -\frac{\bar{\theta}_0 u_*^3}{kgw'\theta'}$  es la longitud de Monin-Obukhov siendo  $u_*^2 = (\overline{u'w'^2} + \overline{u'w'^2})^{0.5}$  la velocidad de fricción, calculada a partir de los flujos de momento en superficie (cogidos aquí a 6 m). Tal como se describe en Mahrt et al. (1998), el parámetro  $z/L$ , calculado a una altura de 10 m aproximadamente, nos indica si las condiciones son débilmente estables ( $z/L < 0.1$ ), fuertemente estables ( $z/L > 1$ ) o de transición (en medio). La Figura 2d muestra la serie temporal de este parámetro calculado a 2 niveles: a 6 m y a 13 m, puesto que no tenemos medidas de turbulencia a 10 m. Se ve que en este tramo de la noche  $z/L \approx 1$  indicando que el régimen es fuertemente estable e incluso en ciertos momentos  $z/L \gg 1$ . En cambio, en el cálculo a 13 m hay ciertos momentos en que  $z/L$  es negativo, indicando periodos en que las condiciones son inestables. Esto está de acuerdo con



**Figura 5.** PDFs calculadas durante los tramos definidos en el texto. (a) y (b) PDFs de la temperatura y el viento para el **TRAMO 1**, respectivamente; (c) y (d) lo mismo pero para el **TRAMO 2**; (e) y (f) lo mismo pero para el **TRAMO 3**. Las PDFs están normalizadas por  $T' = \frac{T-\bar{T}}{\sigma_T}$  y  $u' = \frac{u-\bar{u}}{\sigma_u}$  donde  $\bar{T}$  y  $\bar{u}$  son los valores medios y  $\sigma_T$  y  $\sigma_u$  son las desviaciones estándar, respectivamente.



**Figura 6.** Espectros de la energía calculada a partir de  $E = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$  donde  $u$ ,  $v$  y  $w$  son los tres componentes del viento medidos por los sónicos. También están indicadas la pendiente del subrango inercial ( $f^{-2/3}$ ) y la del subrango de flotabilidad ( $f^{-2}$ ). (a) **TRAMO 1**, (b) **TRAMO 2** y (c) **TRAMO 3**.

la serie temporal de  $\langle w'\theta' \rangle$  que en este nivel toma valores positivos y grandes. Los momentos de mayor inestabilidad en este nivel son alrededor de las 20:30 UTC cuando hay una capa bien mezclada por encima de la inversión superficial de enfriamiento que se ve bien en el radiosondeo y en la serie temporal de temperaturas.

La Figura 4a muestra la evolución del número de Richardson de capa, calculado entre distintos niveles de medida como  $Ri_B = -\frac{g\Delta\theta_v\Delta z}{\theta_v(\Delta U)^2 + (\Delta V)^2}$ . Para este tramo, y coherentemente con lo descrito más arriba, los valores son mayores que el crítico (0.25 o 1 según el método de cálculo) cerca de la superficie mostrando estabilidad, mientras que toman valores negativos por encima de la inversión de enfriamiento indicando la posibilidad de turbulencia en estos niveles.

Las PDFs se muestran en las Figuras 5a y 5b. Al ser un periodo de ajuste, no puede considerarse en equilibrio. La PDF de la temperatura (Figura 5a), en cualquiera de los niveles considerados, es muy fluctuante, puesto que enfría pero no a un ritmo constante. Por ejemplo, a las 20:30 UTC hay un enfriamiento muy brusco (Figura 2c), sobre todo por encima de los 10 m, que hace inestabilizar toda la columna de encima. De esta manera la PDF correspondiente en este tramo tiene muchos picos cerca del valor medio, mientras que la PDF a 6 m no es tan fluctuante, ya que el ritmo de enfriamiento es más regular. En cuanto a la PDF del viento (Figura 5b), se ve que a 6 m es bimodal con 2 picos de una probabilidad parecida con valores menores y mayores que el valor medio. En cambio, a niveles superiores, la forma es más gaussiana, siendo los valores más probables menores que el valor medio pero habiendo fluctuaciones mayores que el valor medio y más separadas de él. Este comportamiento está correlacionado con la evolución del viento en estos niveles (Figura 2a). Cerca del suelo (3 m) el viento fluctúa mientras que en niveles superiores la tendencia es a aumentar.

Los espectros de la energía (calculada a partir de  $E = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$ ) se muestran en la Figura 6 para cada uno de los tramos considerados. Han sido calculados por FFT con una ventana de Kaiser-Bessel de anchura 14, sobre las series producidas por el sónico a 20 Hz cogiendo todos los datos para cada uno de los tramos considerados, y a los cuales se ha aplicado un filtro variable, de manera que las altas frecuencias se han suavizado más que las bajas.

Puede verse cómo en la zona de fuerte enfriamiento superficial (a 6 m en la Figura 6a) el espectro termina con un aumento de energía para las altas frecuencias. Esto indica que las estructuras que llevan a la disipación turbulenta son demasiado pequeñas para ser bien resueltas en esta frecuencia de muestreo y por lo tanto no vemos el subrango inercial explícitamente (pendiente de  $-2/3$ ). Por encima de esta zona sí que parece existir un subrango inercial bien definido para estructuras con tiempos característicos iguales o menores a 10 s, un agujero energético alrededor de los 100 s e indicios del subrango de flotabilidad (pendiente de  $-2$ ), en que dominan los movimientos casi bidimensionales (Stull, 1988).

## 4.2 Enfriamiento superficial intenso

El sodar (Figura 3) muestra las dos áreas en las que hay un fuerte eco entre las 21:30 y las 02:30 UTC, cerca del suelo y en la parte superior del jet, con indicaciones de algún episodio esporádico de mezcla. El intenso enfriamiento superficial parece provocar un desacoplamiento entre la Capa Límite Superficial (CLS) y el aire de encima, que casi no experimenta fricción turbulenta, mientras que parece que la corriente es alimentada por un factor no local, dada la persistencia de su dirección. El origen del enfriamiento superficial es probablemente radiativo y la transmisión de este enfriamiento hacia arriba se hace por mezcla turbulenta de origen mecánico, más intensa que en el primer tramo.

La altura en que hay el máximo gradiente de temperatura deja de coincidir con la altura del máximo de LLJ (Figura 4b) (a menudo el máximo de viento está dentro de la zona de enfriamiento superficial). Se observaron situaciones parecidas durante la campaña CASES-99 (the Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study-1999, CASES-99; Poulos et al., 2002) en las grandes llanuras de los Estados Unidos, aunque el LLJ estaba más arriba. En el caso del LLJ sobre el Mar Báltico (Smedman et al., 1995) también se observó una fuerte inversión en superficie y que el máximo de viento del LLJ estaba por debajo de la inversión (ver Figura 5 en Smedman et al., 1995). La turbulencia elevada que muestra el sodar es similar a la que se obtuvo con simulaciones con el modelo 1D (Conangla y Cuxart, 2006) y con el modelo LES (Cuxart y Jiménez, 2007).

Las oscilaciones en capas bajas de la dirección del viento quedan por explicar. Por un lado se podrían atribuir a corrientes de gravedad, pero también podría tratarse de desacoplamientos locales que incrementarían la cizalla en dirección hasta provocar el episodio de mezcla con la capa superior. Se requiere más investigación sobre la variabilidad de la dirección del viento en la CLS, muy flojo por otro lado.

Las inestabilizaciones que tienen lugar causan valores grandes y de signo cambiante en el flujo de calor y el parámetro de estabilidad, similar a los que se midieron durante alguna de las noches estables de CASES-99. Coulter y Doran (2002) encontraron que el flujo superficial de temperatura durante las noches de CASES-99 era alrededor del  $\langle w\theta \rangle = -0.010 \text{ K m s}^{-1}$  pero en ciertos momentos podía ser fuertemente más grande y en otros más pequeño. Medidas en diferentes localizaciones mostraron que estas intermitencias no estaban correlacionadas sino que estaban fuertemente influenciadas por los efectos locales (más detalles en Cuxart et al., 2002).

El parámetro de estabilidad  $z/L$  muestra cómo, en general, este tramo es menos estable que el anterior y experimenta menos variaciones bruscas. La aceleración del viento genera cizalla y hace que se produzca más TKE que al mismo tiempo destruye la estabilidad. Según la clasificación de Mahrt et al. (1998), este tramo corresponde a un régimen de estabilidad entre débil y fuerte ( $0.1 < z/L < 1$ ). El número de Richardson de capa (Figura 4b) coincide en mostrar esta-

bilidad sostenida no muy fuerte, con valores por debajo de crítico justo por encima de la inversión de enfriamiento superficial.

La PDF de la temperatura de este tramo tiene varios máximos bien definidos, que corresponden al régimen de fondo y a los distintos episodios de mezcla. Este comportamiento es parecido en los 3 niveles ya que estas entradas de aire caliente de arriba (o de aire frío hacia arriba) se notan en toda la columna de aire, aunque con cierto desfase (ver Figura 2c). La PDF del viento (Figura 5d) a 6 m y a 13 m es parecida, con un máximo de probabilidad en valores inferiores al valor medio. En cambio, la PDF a 32 m muestra un comportamiento opuesto (el máximo de probabilidad es en valores mayores que el valor medio). Este hecho se podría explicar debido a que cuando el LLJ se desarrolla, el viento a 32 m tiende a acelerarse más que el viento cerca del suelo (ver Figuras 1d y 2a).

El espectro es similar al del primer tramo, pero más energético y el primer nivel (6 m) en presencia de más turbulencia, es capaz de generar también un subrango inercial.

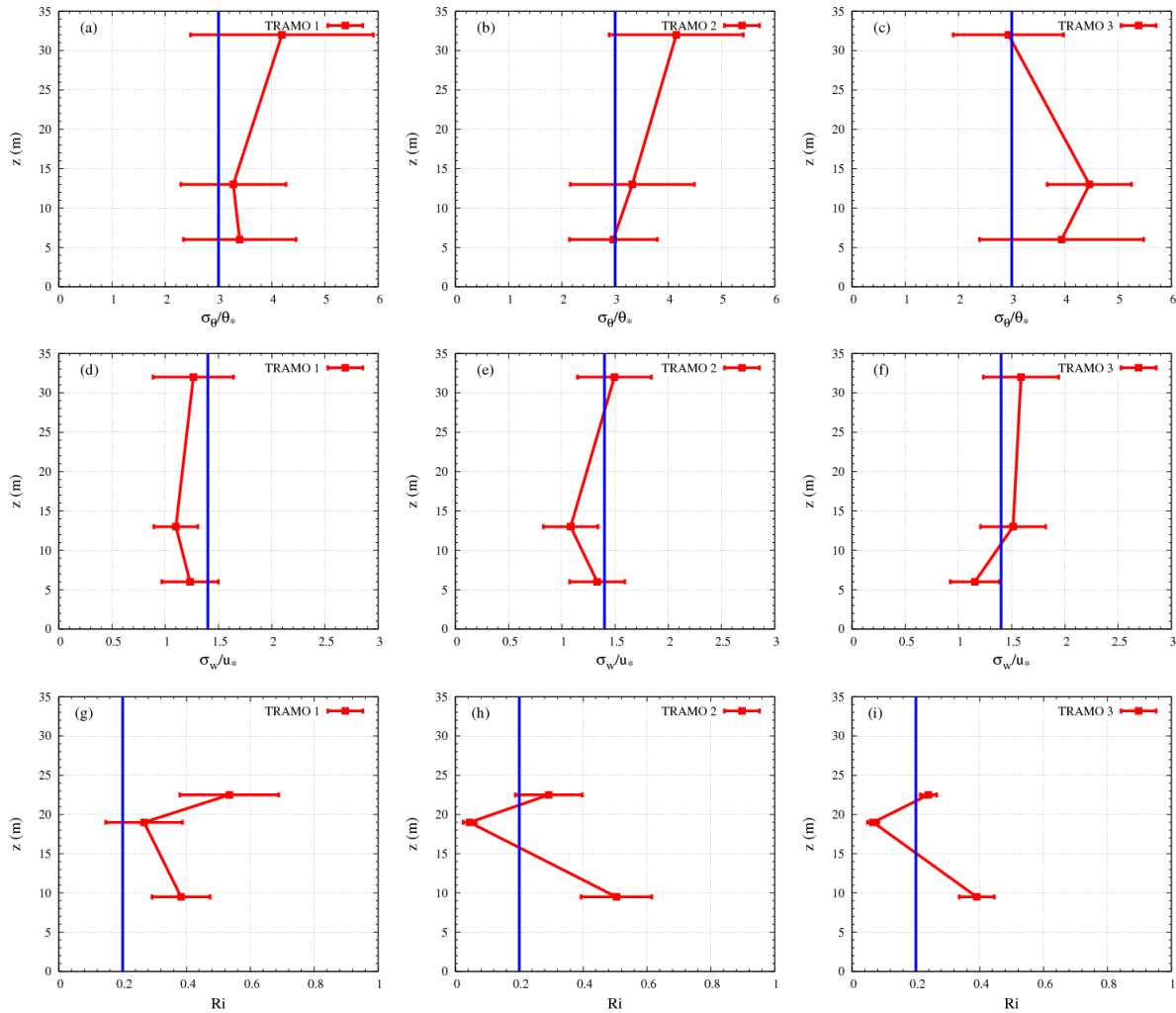
## 4.3 Estacionariedad

Este tramo mantiene el LLJ bien formado, ligeramente más intenso en velocidad al máximo. La mayor intensidad de la cizalla de viento puede explicar los fuertes valores del flujo de calor y de TKE a 32 m, pero sin llegar a afectar claramente a la CLS. Destaca fuertemente la estacionariedad del perfil de temperatura, aunque el enfriamiento superficial sigue ahora un ritmo mucho más moderado (1K/4h). En este tramo la altura del máximo del LLJ y la del máximo gradiente de temperatura están cercanos (Figura 4b). El hecho que la altura del máximo del LLJ y la de la inversión de temperatura coincidan podría explicar la ausencia de episodios claros de mezcla en toda la columna, como parece claro en el sodar (Figura 3), al comportarse este nivel como una barrera para los intercambios de materia y energía (ver Cuxart y Jiménez, 2007). Bajo el jet, parece que en el perfil de temperatura se pueden identificar diferentes capas, correspondientes a inversiones a 50 m, 100 m y 200 m. Este fenómeno se conoce como “layering” y también fue observado durante las noches de la campaña CASES-99 (Poulos et al., 2002).

La temperatura aumenta con la altura, manteniéndose un gradiente de temperatura más grande por debajo del nivel de 10.88 m que por encima. Esto explica que los movimientos verticales estén inhibidos dentro de esta capa por la fuerte estabilidad de estratificación y que haya valores más grandes del flujo de calor y de TKE por encima, contrariamente a lo que la teoría (Garratt, 1992) espera para un perfil de temperatura que aumenta con la altura. El mismo Garratt admite que su teoría puede no ser válida dentro de la CLS como parece ser el caso aquí.

La estacionariedad del régimen queda reflejada en las PDFs. Las PDFs de temperatura (Figura 5e) tienen menos picos en la parte central pero son más anchas. Las PDFs





**Figura 7.** Teoría de semejanza (Nieuwstadt, 1984) aplicada a cada uno de los tramos de la noche. (a), (b) y (c)  $\sigma_\theta/\theta_*$ ; (d), (e) y (f) lo mismo para  $\sigma_w/u_*$  i (g), (h) y (i) el número de Richardson de capa. Las líneas muestran el comportamiento para cada uno de los parámetros que predice Nieuwstadt (1984).

del viento (Figura 5f) a 13 m y 32 m son parecidas, con el máximo de probabilidad en valores inferiores al valor medio. En cambio, la PDF del viento a 6 m tiene un comportamiento opuesto. Este hecho se podría explicar a partir de que el LLJ se debilita a medida que se acerca la salida del Sol hasta desaparecer completamente más tarde. Este efecto se nota sobre todo cerca del LLJ mientras que el viento cerca de la superficie no varía demasiado. Los espectros son muy similares a los del segundo tramo, con un cierto desplazamiento del agujero espectral hacia estructuras mayores (5 minutos de tiempo característico) y una cierta acumulación de energía espectral en pequeñas escalas a 13 m, justo en el límite superior de la inversión superficial de temperatura.

Para cualquiera de los tramos considerados, si se comparan las PDFs calculadas aquí con las de Chu et al. (1996) se ve que en este último caso las PDFs son más gaussianas. Lo mismo pasa cuando se calculan las PDFs a partir de simulaciones LES (Jiménez y Cuxart, 2006). El hecho que en este

trabajo las PDFs estén tan fuera de la gaussianidad podría explicarse a partir de las escalas de movimientos que están presentes en las series y en la poca estacionariedad de éstas, excepto en el último tramo.

## 5 Comparación de los tres tramos

Habitualmente se utiliza un cierto número de parámetros para caracterizar el estado del régimen turbulento. En este apartado haremos un análisis descriptivo para el conjunto de la noche para algunos de ellos. Una posible definición de la CLE es la capa en la que hay turbulencia significativa por encima de un determinado valor umbral (a menudo se toma TKE más grande que  $0.001 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ). En este estudio no disponemos de perfiles de esta variable, pero la Figura 2f muestra cómo en los tres niveles de medida de variables a alta frecuencia (6, 13 y 32 m) los valores de TKE están normalmente por encima de este valor y se

puede considerar que la CLE llega al menos hasta 32 m. El parámetro de estabilidad  $z/L$  es positivo durante toda la noche, indicando estratificación estable por debajo de 32 m, excepto durante un corto periodo de primer tramo, cuando  $z/L$  es muy grande entre 6 m y 13 m y en cambio es grande y negativo por encima, indicando desacoplamiento entre la capa cerca del suelo, establemente estratificada, y la de encima, inestable.

La Figura 4a muestra que en las capas cerca del suelo el número de Richardson está por encima del crítico teórico, mientras que más arriba toma valores más bajos, con mayor posibilidad de turbulencia en este nivel. El límite superior de la CLE puede venir dado por la altura de la inversión o el máximo de viento. En la Figura 4b se ve cómo los distintos tramos presentan distintos comportamientos. El primer periodo, que es menos turbulento en capas bajas, con inestabilidad por encima de 13 m y con el máximo de viento (mal definido) ligeramente por encima de la inversión de temperatura, muestra que puede haber fácilmente mezcla por encima de la inversión puesto que hay una zona con cizalla de viento y casi sin inhibición por estratificación térmica. El segundo periodo tiene el máximo de viento por debajo de la inversión y esto indica que en toda la capa hay simultáneamente producción por cizalla e inhibición por estratificación, diferente según se esté dentro o fuera de la CLS. El último tramo se caracteriza por una superposición casi perfecta del máximo de viento y la inversión que, como en Cuxart y Jiménez (2007), actúan como una barrera en la mezcla a través de este nivel, rota sólo esporádicamente, como indica el sodar (Figura 3).

La Figura 7 muestra, para cada tramo, los perfiles de algunos parámetros del escalado local bajo condiciones de estratificación estable (Nieuwstadt, 1984) para los tres niveles disponibles. En concreto son las variancias de las fluctuaciones de velocidad vertical y de temperatura, normalizadas respectivamente por los parámetros  $u_*$  -la velocidad de fricción-,  $\theta_* = \overline{w'\theta'_s}/u_*$ ,  $\overline{w'\theta'_s}$  es el flujo de calor en superficie y  $\Lambda$  es la longitud de Monin-Obukhov local. Tal como se muestra en Nieuwstadt (1984) o en Garratt (1992, Figura 3.24), en el límite de  $z/\Lambda$  no demasiado pequeños,  $\sigma_w/u_* \approx 1.4$ ,  $\sigma_\theta/\theta_* \approx 3$  y  $Ri \approx 0.2$ .

Podemos destacar que  $Ri$  toma valores cerca o debajo del crítico teórico en el segundo nivel, que suele estar justo por encima de la fuerte inversión de temperatura de la CLS, indicando que se dan condiciones favorables a la turbulencia, posiblemente porque el viento experimenta una fuerte cizalla justo cuando la intensidad de la estratificación disminuye bruscamente con la altura.

El parámetro  $\sigma_\theta/\theta_*$  muestra un comportamiento parecido al que predice Nieuwstadt para los primeros dos niveles y tramos, indicando que el escalado local puede ser una buena aproximación en capas bajas y en cambio se separa de él a 32 m, seguramente porque la estratificación no es tan fuerte a ese nivel. En cambio, para el tercer tramo, que tiene la inversión de enfriamiento más arriba, este nivel también es estable y se comporta tal como la teoría indica.

Sin embargo, a 13 m parece que hay más turbulencia que en los otros tramos. En cambio para  $\sigma_w/u_*$ , los valores siempre se acercan a los teóricos, indicando que, en todos los casos, las velocidades verticales son pequeñas.

## 6 Conclusiones

La noche analizada muestra que es posible dividirla en tres tramos que tienen características bien diferenciadas: un tramo que hace la transición día-noche, un segundo tramo de enfriamiento sostenido y un último tramo estacionario. Con este análisis no se pretende generalizar y decir que un comportamiento de este tipo es probablemente común en este tipo de régimen, sino que sólo se ha querido estudiar como posible caso prototípico.

El primer tramo, dominado por el enfriamiento radiativo superficial, permite el desacoplamiento de la capa residual de la de superficie y el establecimiento de una oscilación similar a la inercial - pero con periodo más corto - que acaba generando un LLJ. El segundo tramo presenta un LLJ donde la inversión de temperatura y el máximo de viento no coinciden y permite que haya episodios fuertes de mezcla y enfriamiento sostenido de toda la capa. En cambio el tercer tramo está caracterizado por una coincidencia en la posición vertical de la inversión y el jet, que actúa como barrera y desacopla las partes superior e inferior del jet. El enfriamiento queda confinado a la CLS, con mínimos de turbulencia en esta capa.

Los fenómenos locales durante la noche son importantes e introducen variabilidad en la serie temporal. En este caso, las PDFs correspondientes tienden a separarse de la gaussianidad. Es necesario hacer estudios de noches estables, especialmente desde un punto de vista climatológico, para confirmar si este patrón de tres tramos puede ser generalizable o es un factor puramente local del lugar de estudio, el CIBA. Aunque es muy difícil encontrar una teoría de similaridad bajo condiciones de estratificación estable, cada uno de los tramos presenta comportamientos distintos, dependiendo de la altura en la que se calculen los parámetros.

**Agradecimientos.** Queremos darle las gracias a D. Martínez de la UIB por su ayuda en el tratamiento de los datos. Trabajo parcialmente financiado por el proyecto del MEC CGL2006-12474-C01.

## Referencias

- Chu, C. R., Parlange, M. B., Katul, G. G., y Albertson, J. D., 1996: *Probability density functions of turbulent velocity and temperature in the atmospheric surface layer*, Water Resour Res, **32**, 1681–1688.
- Conangla, L. y Cuxart, J., 2006: *On the turbulence at the upper part of the low-level jet: an experimental and numerical study*, Bound-Lay Meteorol, **118**, 379–400.
- Conangla, L., Cuxart, J., y Soler, M. R., 2008: *Characterisation of the nocturnal boundary layer at a site in Northern Spain*, Bound-Lay Meteorol, **In press**.
- Coulter, R. L. y Doran, J. C., 2002: *Spatial and temporal occurrences of intermittent turbulence during CASES-99*, Bound-Lay Meteorol, **105**, 329–349.

- Cuxart, J., 2008: *Nocturnal basin Low-Level Jets: An integrated study*, Acta Geophys, **56**, 100–113.
- Cuxart, J. y Jiménez, M. A., 2007: *Mixing processes in a nocturnal Low-Level Jet: An LES study*, J Atmos Sci, **64**, 1666–1679.
- 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., Cantalapiedra, I. R., y Conangla, L., 2000: *Stable Atmospheric Boundary-Layer Experiment in Spain (SABLES-98): A report*, Bound-Lay Meteorol, **96**, 337–370.
- Cuxart, J., Morales, G., Terradellas, E., y Yagüe, C., 2002: *Study of Coherent Structures and Estimation of the Pressure Transport Terms for the Nocturnal Stable Boundary Layer*, Bound-Lay Meteorol, **105**, 305–328.
- Cuxart, J., Jiménez, M. A., y Martínez, D., 2007: *Nocturnal meso-beta basin and katabatic flows on a midlatitude island*, Mon Weather Rev, **135**, 918–932.
- Deardorff, J. W. y Willis, G. E., 1985: *Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer*, Bound-Lay Meteorol, **32**, 205–236.
- Garratt, J. R., 1992: *The Atmospheric Boundary Layer*, Cambridge University Press, Cambridge, 316 pp.
- Jiménez, M. A. y Cuxart, J., 2005: *Large-eddy Simulations of the Stable Boundary Layer using the standard Kolmogorov theory: range of applicability*, Bound-Lay Meteorol, **115**, 241–261.
- Jiménez, M. A. y Cuxart, J., 2006: *Study of the probability density functions from a Large-Eddy simulation of a stably stratified case*, Bound-Lay Meteorol, **118**, 401–420.
- Mahrt, L. y Paumier, J., 1984: *Heat transport in the atmospheric boundary layer*, J Atmos Sci, **41**, 3061–3075.
- Mahrt, L., Sun, J., Blumen, W., Delany, T., y Oncley, S., 1998: *Nocturnal Boundarylayer regimes*, Bound-Lay Meteorol, **88**, 255–278.
- Monin, A. S. y Yaglom, A. M., 1971: *Statistical Fluid Mechanics*. Vol. I, The Massachusetts Institute of Technology, 769 pp.
- Nieuwstadt, F. T. M., 1984: *The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer*, J Atmos Sci, **41**, 2202–2216.
- Poulos, G. S., Blumen, W., Fritts, D. C., Sun, J. K., Burns, S. P., Nappo, C., Banta, R., Newson, R., Cuxart, J., Terradellas, E., Balsley, B., y Jensen, M., 2002: *CASES-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer*, B Am Meteorol Soc, **83**, 555–581.
- Smedman, A. S., Bergström, H., y Högström, U., 1995: *Spectra, variances and length scales in a Marine Stable Boundary Layer dominated by a Low-Level Jet*, Bound-Lay Meteorol, **76**, 211–232.
- Stull, R. B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 pp.
- Tennekes, H. y Lumley, J. L., 1982: *A First Course in Turbulence*, The Massachusetts Institute of Technology, 300 pp.
- Yagüe, C., Viana, S., Maqueda, G., y Redondo, J. M., 2006: *Influence of stability on the flux-profile relationships for wind speed and temperature for the stable atmospheric boundary layer*, Nonlinear Proc Geoph, **13**, 185–203.