

## Simulación de la influencia del tipo de terreno sobre el flujo atmosférico a mesoescala en el norte de la Península Ibérica

C. FERNANDEZ y M. CASTRO

*Depto. Geofísica y Meteorología. Facultad de Física, Universidad Complutense, 28040 Madrid, España*

(Manuscript received July 25, 1990; accepted in final form Jan. 24, 1991)

### RESUMEN

Se ha utilizado un modelo meteorológico a mesoescala bidimensional e hidrostático para el estudio de una circulación atmosférica local típicamente observada en el norte de la Península Ibérica durante el verano. Mediante la aplicación del modelo a dos casos con diferente tipo de terreno, se comprueba la definitiva influencia que ejerce la aridez de los suelos de la meseta central en la intensidad y penetración de la brisa marina y en la formación de la típica depresión térmica en superficie que se observa cuasi-permanentemente en la zona en esta época del año.

### ABSTRACT

A two-dimensional hydrostatic mesometeorological model has been applied to analyze a typical atmospheric local circulation observed in a northern zone of the Iberian Peninsula during the summer. By means of two model simulations with different land-use type distributions, the definitive influence of the aridity of the soils in the central plateau on the intensity and inland penetration of the sea-breeze and on the development of the quasi-permanent Iberian surface thermal low in the summer season is shown.

### 1. Introducción

Una de las partes básicas de los modelos numéricos de predicción meteorológica a mesoescala es la parametrización de los flujos de energía en la superficie terrestre, ya que las circulaciones atmosféricas que simulan son originadas o resultan afectadas por inhomogeneidades térmicas o bariométricas a escala local o regional. En general, la interacción entre el suelo y la atmósfera es extraordinariamente compleja, ya que a los procesos de naturaleza turbulenta y radiativa asociados localmente con la interfase, hay que añadir los efectos de la nubosidad sobre la transferencia radiativa y de la precipitación sobre las características del suelo.

En ausencia de nubes, sin embargo, la interacción suelo-atmósfera se puede caracterizar fundamentalmente mediante cinco parámetros del suelo: albedo, emisividad, humedad disponible, rugosidad y capacidad calorífica. Aun así, el problema sigue siendo de gran complejidad, debido a la dependencia de unos parámetros respecto a otros (Philip, 1957; Ookuchi *et al.*, 1984). No obstante, de entre todos ellos destaca el contenido acuoso de los suelos por el importante papel que juega en el intercambio energético suelo-atmósfera, ya que en definitiva es el que determina el flujo de humedad hacia la atmósfera. La mayor o menor pérdida de calor latente involucrado en la evaporación influirá en la diferencia térmica entre el suelo y el aire, y por tanto en el intercambio de calor entre ambos. Por otro lado, la humedad del suelo es el parámetro que más influencia tiene sobre los otros, especialmente sobre la capacidad calorífica (Ookuchi *et al.*, 1984);

así, por ejemplo, un suelo seco tiene una capacidad calorífica pequeña, dando lugar a un mayor calentamiento diurno y quizás también a un mayor enfriamiento nocturno.

Los suelos del centro, este y sur de la Península Ibérica tienen en su mayor parte un carácter semiárido con escasa cubierta vegetal, de forma que el contenido de humedad superficial disponible para la evaporación resulta estar muy influenciado por factores estacionales o episódicos. Por el contrario, las regiones del norte y noroeste, y algunas del interior situadas en zonas montañosas, están cubiertas de arbolado y sus suelos se mantienen húmedos a lo largo de todo el año. Esta diversidad en las características de los suelos, dentro de un área geográfica no muy extensa como la Península Ibérica, es la responsable principal del desarrollo de circulaciones atmosféricas a escala regional o local cuando la actividad a escala sinóptica es poco intensa, que precisamente corresponde a la situación más frecuente en esta zona geográfica afectada enteramente por el extenso sistema atlántico de alta presión.

Así, durante el verano es típico observar en extensas áreas del norte de la península un intenso flujo desde el mar Cantábrico hacia la meseta central, donde se empieza a percibir a primeras horas de la tarde, alcanzando su máxima intensidad poco antes del ocaso y cesando poco después de forma brusca hasta el día siguiente. El claro origen térmico de esta circulación atmosférica a escala local lleva a pensar que su desarrollo está determinado, al menos en parte, por la diferencia de calentamiento del aire sobre el mar, el suelo húmedo de la franja costera y el suelo árido de la meseta.

El objetivo de este trabajo se dirige a cuantificar la influencia de la escasa humedad de los suelos de la meseta norte de la Península Ibérica sobre el mencionado flujo atmosférico a escala local, mediante dos simulaciones con el modelo bidimensional de predicción meteorológica que se describe a continuación, una corresponde a la situación real y otra asignando un mayor contenido de humedad al suelo sobre la meseta.

## 2. Descripción del modelo bidimensional

El modelo utilizado en este estudio se basa en la integración numérica de las llamadas ecuaciones "primitivas" de la dinámica atmosférica, tomando como coordenada vertical la  $\sigma$  de Phillips modificada (Shuman y Hovermale, 1968):

$$\sigma = \frac{p - p_t}{p_s - p_t} = \frac{p - p_t}{p^*}$$

Ecuaciones del movimiento:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{RTv}{p} \sigma \frac{\partial p^*}{\partial y} - fu + Fv + Sv$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -v \frac{\partial u}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} + fv + Fu + Su$$

Ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y}(p^* v) - \frac{\partial}{\partial \sigma}(p^* \dot{\sigma})$$

Ecuación de la hidrostática:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = -\frac{R T v p^*}{p}$$

Ecuación termodinámica

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -v \frac{\partial \theta}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} + F_{\theta} + S_{\theta}$$

Ecuación de la humedad:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -v \frac{\partial q}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + F_q + S_q$$

Donde los símbolos representan:

$v$  = componente meridional del viento

$u$  = componente zonal del viento

$\dot{\sigma}$  = velocidad vertical en coordenada  $\sigma$

$\phi$  = geopotencial

$Tv$  = temperatura virtual

$p$  = presión

$p_t$  = presión en el tope de la región de integración

$p_s$  = presión en el nivel del terreno

$f$  = parámetro de Coriolis

$F_{\alpha}$  = difusión turbulenta de la variable  $\alpha$

$S_{\alpha}$  = fuente o sumidero de la variable  $\alpha$

$R$  = constante universal de los gases

$\theta$  = temperatura potencial

$q$  = humedad específica

Este sistema de ecuaciones no lineal se integra numéricamente utilizando una malla de tipo escalonado, como se muestra en la Figura 1, de modo que las velocidades verticales y los flujos turbulentos y radiativos estén definidos en los llamados niveles "enteros" ( $k$ ), mientras que las variables de pronóstico  $u$ ,  $v$ ,  $\theta$  y  $q$ , lo estén en los niveles "intermedios" ( $k \pm 1/2$ ). Asimismo, en sentido horizontal,  $\theta$  y  $q$  están definidas en el centro de las celdillas, mientras que  $u$  y  $v$  lo están en sus laterales.

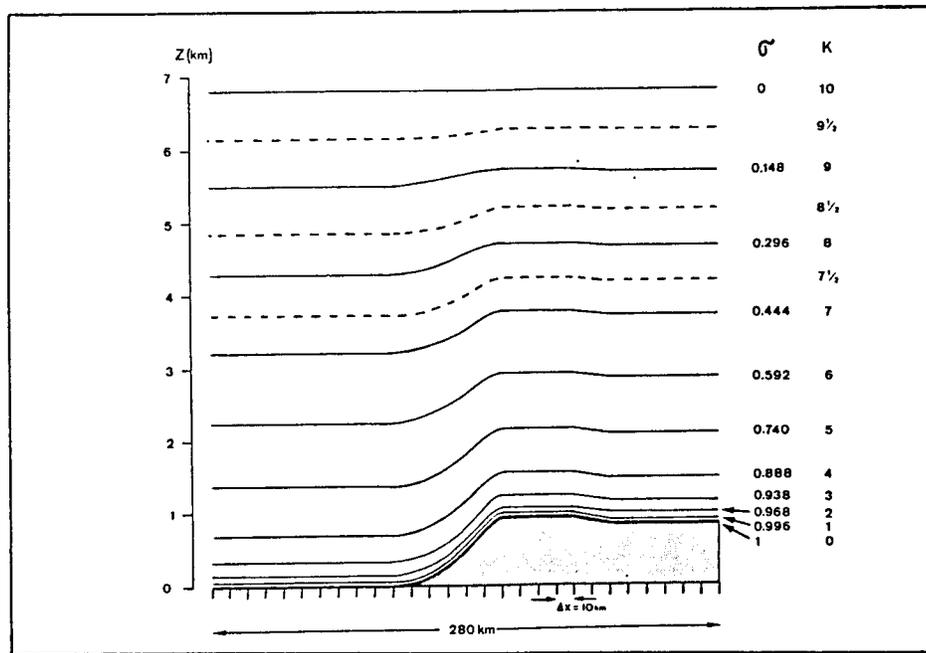


Fig. 1. Estructura vertical de la malla y dominio del modelo.

## 2.1 Parametrización de los procesos físicos

### a) Intercambio energético suelo-atmósfera

Como se mencionó anteriormente, en el modelado numérico de circulaciones locales es fundamental prestar una especial atención a la interacción suelo-atmósfera. A este fin, en el modelo desarrollado se ha seguido el procedimiento propuesto por Zhang y Anthes (1982), donde se representa una capa delgada de suelo (la afectada por la onda térmica diaria) por medio de una "tabla", de forma que, aplicando el modelo "fuerza-restitución" propuesta por Blackadar (1976):

$$C_g \cdot \frac{\partial T_g}{\partial t} = R_n - H_m - H_s - L_v \cdot E_s$$

siendo:

$T_g$  = Temperatura del suelo

$C_g$  = capacidad calorífica por unidad de área de la "tabla" ( $J \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ )

$R_n$  = radiación neta

$H_m$  = flujo de calor por conducción superficie-subsuelo

$H_s$  = flujo de calor sensible

$L_v$  = calor latente de vaporización

$E_s$  = flujo de humedad suelo-atmósfera

Según Blackadar (1976), la temperatura de la "tabla" sería idéntica a la temperatura superficial

de una capa de suelo real de conductividad térmica  $\lambda_s$  uniforme y capacidad calorífica por unidad de volumen  $C_h$ , de manera que:

$$C_g = 0.95 \left[ \frac{\lambda_s \cdot C_h}{2 \cdot \Omega} \right]^{0.5}$$

Por otra parte la capacidad calorífica  $C_h$  está relacionada con un parámetro llamado inercia térmica mediante la ecuación:

$$\chi = (\lambda_s \cdot C_h)^{0.5}$$

que combinándola con la anterior y expresando  $C_g$  en unidades de  $\text{cal cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1/2}$  resulta:

$$C_g = 3.293 \cdot 10^6 \cdot \chi$$

donde el parámetro  $\chi$ , que vendría a representar una capacidad de almacenamiento de calor, depende del tipo de suelo (Anthes *et al.*, 1987), según se muestra en la Tabla I.

Tabla I. Inercia térmica correspondiente a distintos tipos de suelo.

Tipo de suelo	Inercia térmica ( $\text{cal cm}^{-2} \text{k}^{-1} \text{s}^{-1/2}$ )
Pantano	.06
Tundra	.05
Bosque	.04
Sabana	.03
Desierto	.02

La radiación neta  $Rn$  se expresa como la suma de sus dos componentes, la de onda corta

$$S = S_o \cdot (1 - A) \cdot \tau^{sec(\zeta)} \cdot \cos(\zeta)$$

y la de onda larga

$$I = I^\downarrow - I^\uparrow$$

donde,

$S_o$  es la constante solar ( $1396 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ )

$\tau$  : la transmisividad atmosférica

$A$  : el albedo del suelo

$\zeta$ : el ángulo cenital solar

$I^\downarrow$ : la radiación de onda larga atmosférica absorbida por el suelo, que es función de la temperatura y emisividad de la atmósfera, y de la emisividad del terreno ( $\epsilon_g$ )

$I_\uparrow$ : la radiación terrestre que depende de  $Tg^4$  y de la emisividad del terreno

El flujo de calor hacia el subsuelo por conducción se calcula mediante la ecuación:

$$Hm = 1.18 \cdot \Omega \cdot Cg \cdot (Tg - Tm)$$

donde  $\Omega$  es la velocidad angular terrestre y  $Tm$  la temperatura del subsuelo, que puede suponerse constante e igual a la temperatura media del aire junto al suelo durante las 24 horas precedentes a la inicial, siempre que no sea muy grande el periodo de tiempo de simulación (Deardorff, 1978).

Por lo que se refiere a los flujos de calor sensible ( $Hs$ ) y de calor latente ( $Lv \cdot Es$ ), sus valores se determinan mediante la teoría de similaridad en función de la velocidad friccional ( $u_*$ ), utilizando el modelo de alta resolución desarrollado por Blackadar (1979) que se describe con más detalle en Anthes *et al.* (1987), en el que se consideran cuatro estados de estratificación: estable, turbulencia mecánica, convección forzada y convección libre, según sea el signo y el valor que alcance el número de Richardson ( $Rb$ ) en la capa superficial del modelo:

$$Rb = \frac{gZ_a(\theta_{v^a} - \theta_{v^g})}{\theta_a V_a^2}$$

donde  $Z_a$  es la altura del nivel intermedio de la capa superficial,  $\theta_v$  la temperatura potencial virtual,  $V$  el módulo de la velocidad, y los subíndices  $a$  y  $g$  se refieren respectivamente a la capa superficial y al suelo.

Los parámetros de escalamiento en la capa superficial se calculan en la forma:

*Estabilidad* ( $Rb > 0.2$ ):

$$\frac{Z_a}{L} = -2 \ln \frac{Z_a}{Z_o}; \quad \psi_h = \psi_m = -5 \frac{Z_a}{L}$$

donde  $Z_o$  es la longitud de rugosidad y  $L$  la llamada longitud de Monin-Obukhov

*Turbulencia mecánica* ( $0 \leq Rb \leq 0.2$ ):

$$\frac{Z_a}{L} = \frac{Rb}{1.1 - 5Rb} \ln \frac{Z_a}{Z_o}; \quad \psi_h = \psi_m = -5 \frac{Z_a}{L}$$

*Convección forzada* ( $Rb < 0$  y  $|h/L| \leq 1.5$ ):

$$\frac{Z_a}{L} = Rb; \quad \psi_h = \psi_m = 0$$

siendo  $h$  el espesor de la capa límite planetaria ( $CLP$ )

*Convección libre* ( $Rb < 0$  y  $|h/L| > 1.5$ ):

$$\psi_m = 0.0954 - 1.86(Z_a/L) - 1.07(Z_a/L)^2 - 0.249Z_a/L)^3$$

$$\psi_h = 0.201 - 3.23(Z_a/L) - 1.99(Z_a/L)^2 - 0.474(Z_a/L)^3$$

En este último caso, la longitud de Monin-Obukhov ( $L$ ) se calcula utilizando los valores más recientes de temperatura, flujo de calor sensible y velocidad friccional.

Los flujos de calor sensible y de humedad se expresan como:

$$H_s = -C_{pm}\rho k u_* T_*$$

$$E_s = -M\rho k u_* q_*$$

donde

$$u_* = \frac{kV_a}{\ln \frac{Z_a}{Z_o} - \psi_m}, \quad T_* = \frac{\theta_a - \theta_g}{\ln \frac{Z_a}{Z_o} - \psi_h}, \quad q_* = \frac{q_{va} - q_{vs}(T_g)}{\ln \left( \frac{k u_* Z_a}{K} - \frac{Z_a}{Z_l} \right) - \psi_h}$$

siendo

$M$  : la humedad disponible del suelo

$\rho$  : la densidad del aire de la capa superficial

$q_{vs}(T_g)$  : la humedad específica saturante a la temperatura del suelo  $T_g$

$q_{va}$  : la humedad específica de la capa superficial

$C_{pm}$  : el calor específico a presión constante del aire de la capa superficial

$K_a$  : el coeficiente de difusividad molecular ( $0.000024 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ )

$Z_l$  : el espesor de la llamada capa molecular, que según Anthes *et al.* (1987) es igual a  $Z_o$  sobre superficie marina y sobre tierra toma un valor de 0.01 m.

Si  $\alpha_a$  es una variable cualquiera de pronóstico ( $u$ ,  $v$ ,  $\theta$ , ó  $q$ ) en la capa superficial, la contribución a su evolución temporal como consecuencia de la difusión turbulenta vertical viene dada por:

$$F_{\alpha_a} = \frac{\mathcal{F}_s - \mathcal{F}_1}{\rho \Delta z}$$

donde  $\mathcal{F}_s$  es el flujo turbulento vertical de  $\alpha$  en el suelo calculado mediante la teoría de similaridad que se ha descrito,  $\mathcal{F}_1$  el flujo en el tope de la capa superficial, que se determina según se explica en el siguiente apartado, y  $\Delta z$  el espesor de dicha capa. En el caso de que  $\alpha_a = \theta_a$ , el segundo miembro de la expresión anterior debe multiplicarse por  $1/C_{pm}$ .

#### b) Intercambio en la capa límite planetaria

Según proponen Zhang y Anthes (1982), la parametrización de los flujos turbulentos de las variables de pronóstico en la CLP se realiza por medio de una aproximación a primer orden (teoría K) en los tres primeros estados de estratificación (estabilidad, turbulencia mecánica y convección forzada), calculándose los coeficientes de difusión turbulenta mediante el número de Richardson local.

Sin embargo, en el caso de convección libre se supone que la mezcla turbulenta vertical no depende de los gradientes locales, sino de la estructura térmica de toda la capa de mezcla. En tal caso, el intercambio turbulento vertical no se calcula en función de los coeficientes de difusión turbulenta, sino mediante una razón de intercambio de masa por unidad de tiempo ( $\bar{m}$ ) entre la capa superficial y cualquier otra capa perteneciente a la CLP, que se determina mediante el método propuesto por Estoque (1968). La difusión vertical turbulenta de la temperatura potencial en la capa superficial ( $F_{\theta_a}$ ) se calcula tal como se describe en el apartado anterior, exceptuando el flujo de calor sensible en el tope de dicha capa  $H_1$ , que se determina mediante la fórmula empírica propuesta por Priestley (1956):

$$H_1 = \rho C_{pm} \left[ \frac{2g}{27\theta_a} \right]^{1/2} (\theta_a - \theta_{k=3/2})^{3/2} \left[ (\Delta z)^{-1/3} - (2Z_{k=3/2}) \right]^{-3/2}$$

Los flujos turbulentos de las demás variables ( $\alpha$ ) en el tope de la capa superficial pueden calcularse mediante la expresión:

$$\mathcal{F}_1 = \bar{m} \sum (\alpha_a - \alpha_{k+(1/2)}) \rho_k \Delta z_k$$

donde el sumatorio se extiende desde el nivel  $k = 1$  hasta el tope de la CLP.

En cualquier otra capa de la CLP por encima de la superficial ( $k = 1/2$ ), bajo régimen de convección libre, la difusión turbulenta vertical de una cierta variable  $\alpha$  se expresa como:

$$\frac{\partial \alpha_{k+(1/2)}}{\partial t} = \bar{m} (\alpha_a - \alpha_{k+(1/2)})$$

quedando así asegurada la reciprocidad de los intercambios.

En la Figura 2 se representan esquemáticamente los tipos de intercambio turbulento según actúe o no el régimen de convección libre.

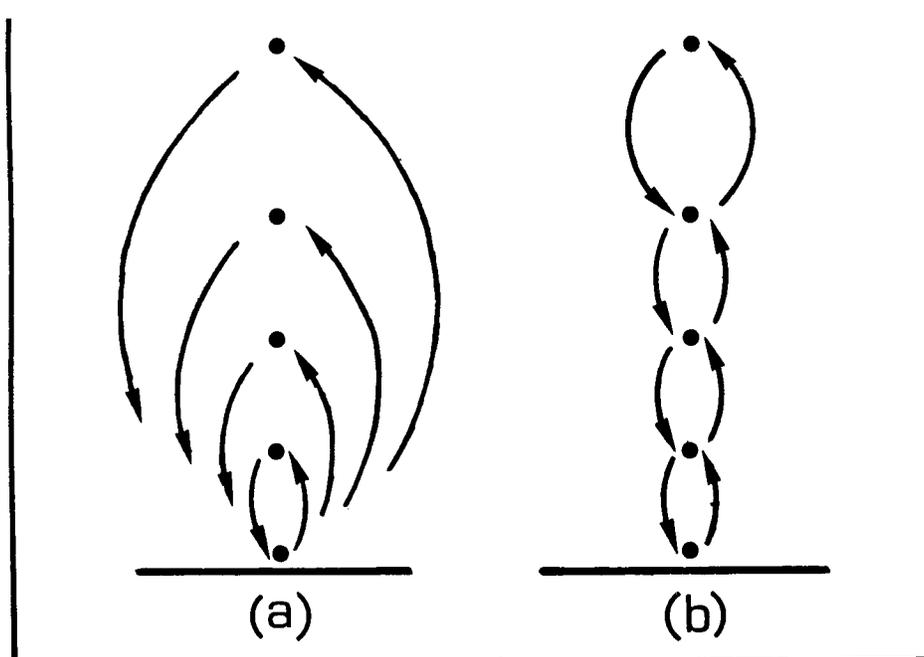


Fig. 2. Tipo de intercambio turbulento según actúe: (a) la teoría de convección libre; (b) la teoría K.

### c) Intercambio vertical de radiación de onda larga

Otro proceso físico que también ha sido parametrizado en el modelo es la radiación de onda larga que atraviesa las diferentes capas atmosféricas, teniendo en cuenta la capacidad de absorción-emisión de cada una de ellas. Para ello se realiza el balance de los flujos radiativos ascendentes ( $\mathcal{F}_u$ ) y descendentes ( $\mathcal{F}_d$ ) en la cara inferior y superior de cada capa del modelo (Sasamori, 1972)

$$\mathcal{F}_u(z) = B(0) + \int_0^z A(z, \zeta) \cdot \frac{\partial B}{\partial \zeta} \cdot d\zeta$$

$$\mathcal{F}_d(z) = - \int_z^{z_t} A(z, \zeta) \cdot \frac{\partial B}{\partial \zeta} \cdot d\zeta$$

donde  $A(z, \zeta)$  es la función de absorción del estrato comprendido entre  $z$  y  $\zeta$  por efecto del  $H_2O$  y  $CO_2$ , tabulado por Mahrer y Pielke (1977), y  $B = \sigma \cdot T(z)^4$ .

## 3. Método de resolución

### 3.1. Esquemas numéricos utilizados

En la región de integración del modelo se ha incorporado una malla de tipo escalonado según se muestra en la Figura 1, de modo que las velocidades verticales y los flujos turbulentos y radiativos estén definidos en los llamados niveles "enteros" ( $k$ ), mientras que las variables de pronóstico  $u$ ,  $v$ ,  $\theta$ , y  $q$ , lo estén en los niveles "intermedios" ( $k \pm 1/2$ ). Asimismo, en sentido horizontal,  $\theta$  y  $q$  están definidas en el centro de las celdillas, mientras que  $u$  y  $v$  lo están en sus laterales.

En la resolución de las ecuaciones "primitivas" se han aplicado esquemas de diferencias finitas, utilizando el método semi-implícito "adelantado-atrasado" para evitar la amplificación de las ondas internas de gravedad (Rosenthal, 1970; Pielke, 1974; Sun, 1980). Dicho método consiste en la siguiente secuencia de cálculo: primero, se evalúa la ecuación de la hidrostática; después, la ecuación de movimiento; a continuación, la de continuidad; y por último, la ecuación termodinámica y la de conservación del vapor de agua. En un paso de tiempo determinado, los valores más recientes deducidos de la integración de la primera ecuación son utilizados en la ecuación posterior, y así sucesivamente. Los términos advectivos se integran mediante un esquema "adelantado en el tiempo, contra corriente" (Pielke, 1984, pgs. 278-282), que aunque presenta el problema de "difusión computacional", tiene la ventaja de ser más simple que el esquema de diferencia centrada en tiempo y espacio, pues evita el almacenamiento de tres niveles temporales y el uso de filtros para corregir la separación de soluciones. El término de Coriolis se calcula mediante un esquema semi-implícito (Pielke, 1984, pgs. 290-292).

La ecuación de continuidad se utiliza para determinar primero la tendencia de presión:

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} = - \int_0^1 \frac{\partial}{\partial y} (p^* v) \cdot d\sigma$$

y después la velocidad vertical:

$$\dot{\sigma} = - \frac{\sigma}{p^*} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial t} - \frac{1}{p^*} \int_0^\sigma \frac{\partial}{\partial y} (p^* v) \cdot d\sigma$$

Pielke (1984, pgs. 324-330) indica que los términos de la difusión horizontal se introducen en los modelos de mesoescala para controlar la inestabilidad no lineal en vez de representar un proceso físico real, y que la difusión computacional inherente a algunos esquemas numéricos, entre ellos el utilizado para los términos advectivos en el presente estudio, puede ejercer dicha función de control. Por otra parte, caso de ser incluidos, dichos términos operarían en las superficies  $\sigma = cte.$ , lo cual no es muy recomendable cuando existe una accidentada orografía en la región de integración del modelo, por lo que se ha preferido omitirlos.

El tamaño de la malla utilizada es de 10 km y el paso de tiempo de 30 s, estando tal discretización de acuerdo con la condición de estabilidad correspondiente al esquema "adelantado-atrasado".

### 3.2. Condiciones iniciales

Con objeto de considerar solamente los flujos originados por diferencias en el balance térmico de los suelos a escala local, el modelo se inicializa con condiciones de viento en calma en todos los puntos de la malla. Con objeto de no generar ondas gravitatorias espúreas al principio de la integración, se llevó a cabo un proceso previo para establecer los campos iniciales de presión y temperatura en la región de integración, la cual presenta un perfil topográfico bastante accidentado (Figura 3).

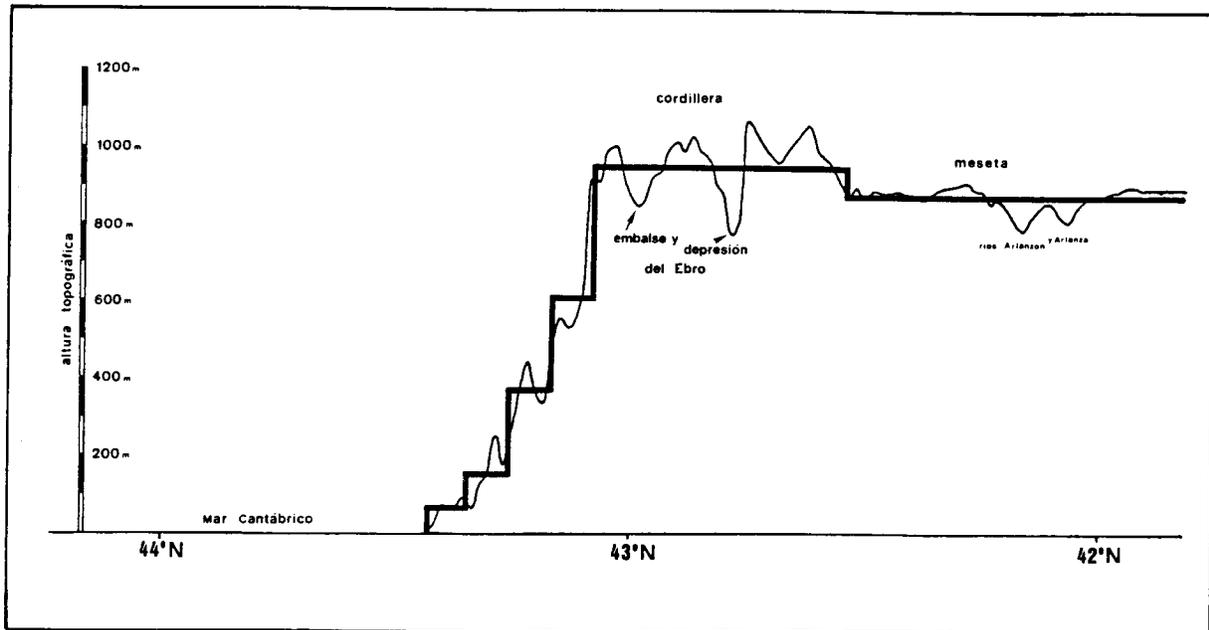


Fig. 3. Perfiles topográfico real y suavizado.

La razón de ello es que el término del gradiente de presión expresado en coordenada vertical  $\sigma$  consta de dos sumandos:

$$\nabla_p \phi = \nabla_\sigma \phi + \frac{R \cdot T_v}{p} \sigma \cdot \nabla_\sigma p^*$$

que en una ladera tienen un valor grande pero signo contrario, con lo cual tienden a cancelarse (Haltiner y Williams, 1980, pgs. 265-266). En consecuencia, un pequeño error en el cálculo de uno de los dos sumandos puede implicar una ficticia aceleración neta del flujo.

En este caso, al considerarse inicialmente la atmósfera en reposo absoluto, se ha de cumplir la relación:

$$\nabla_\sigma \phi = -\frac{R \cdot T_v}{p} \sigma \cdot \nabla_\sigma p^*$$

lo que implica exigir que el campo de densidades sea el correspondiente a una situación de viento nulo.

Las condiciones iniciales de presión, temperatura y humedad se establecieron a partir del radiosondeo realizado por el Instituto Nacional de Meteorología en la ciudad de Santander (letra "S" en figura 4) a las 22<sup>h</sup> GMT del día 18 de julio de 1990 (Figura 5).

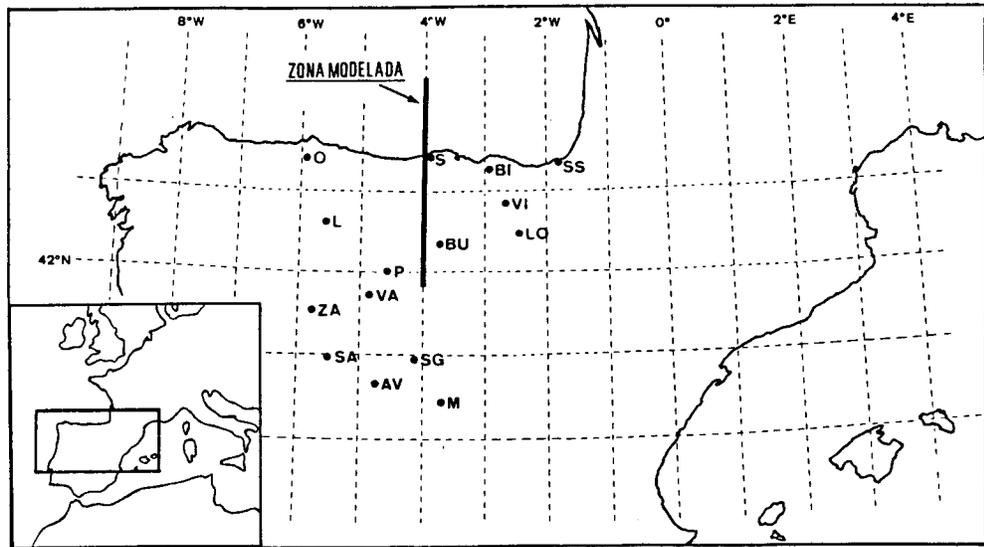


Fig. 4. Localización geográfica de la línea N-S en la que se ha aplicado el modelo bidimensional

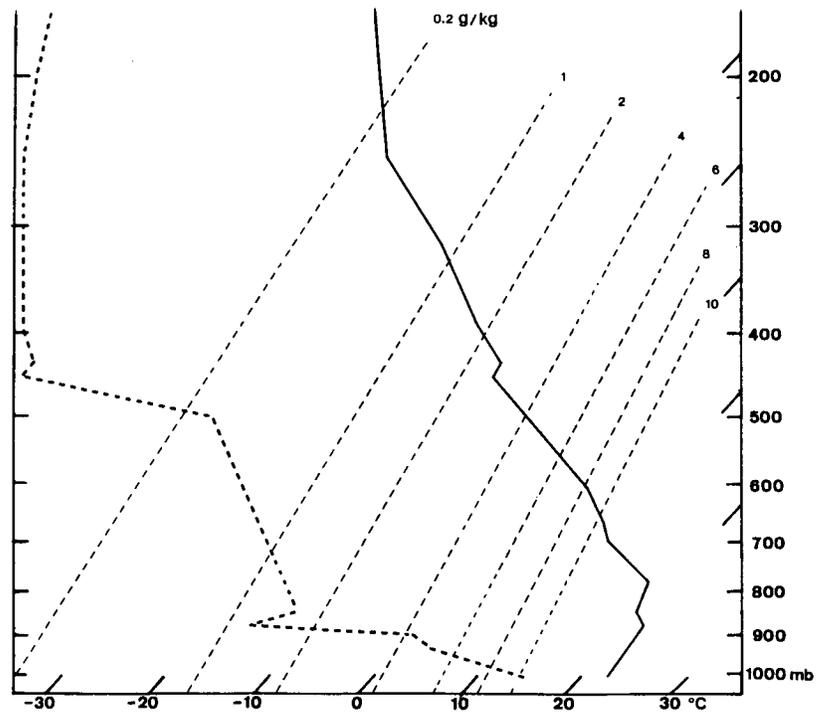


Fig. 5. Diagrama termodinámico correspondiente al sondeo realizado por el I. N. M. en Santander a las 2200 GMT del día 18 de julio de 1990. La línea continua corresponde a la temperatura del aire y la discontinua a la del punto de rocío.

### 3.3. Condiciones de contorno

El viento se mantiene nulo fuera del dominio del modelo durante todo el tiempo de integración. No obstante, se consideran unas zonas de amortiguamiento en la proximidad de los bordes laterales utilizando un coeficiente de relajación (condiciones de "esponja"). Esto significa que la circulación atmosférica que se desarrolle queda circunscrita al interior del dominio del modelo. Por otra parte, se supone que en los límites laterales la presión en superficie se mantiene constante y los gradientes de  $\theta$  y  $q$  nulos.

En el tope del dominio  $u$ ,  $v$ ,  $\theta$  y  $q$  se mantienen fijos ( $u = v = 0$  m/s;  $\theta = 326$  K;  $q = 0.00005$  kg/kg).

En el nivel inferior del dominio se supone  $\dot{\sigma} = 0$ , asignando a los parámetros del suelo (albedo, emisividad, inercia térmica, rugosidad y humedad disponible) unos determinados valores dependiendo del tipo de terreno correspondiente a cada celdilla (Tabla III). A la temperatura de la superficie del mar se le asigna un valor constante de 21 C.

## 4. Descripción de las simulaciones

La región donde se ha aplicado el modelo bidimensional corresponde a una línea N-S a lo largo del meridiano 4 W, desde el mar Cantábrico hasta el interior de la meseta norte de la Península Ibérica (Figura 4). El dominio del modelo tiene una longitud total de 280 km dividido en 28 celdillas de igual tamaño en la horizontal y 10 capas en la vertical de espesor variable (Figura 1).

El perfil topográfico real y la altura asignada a cada celdilla se muestran en la Figura 3. En ella se observa que la elevación media de la meseta es de aproximadamente 800 m sobre el nivel del mar, separada de éste por una cadena montañosa.

Con objeto de analizar la influencia que pueda tener la inhomogeneidad de las características del suelo sobre la circulación local antes comentada, se han realizado dos simulaciones con el modelo bidimensional, una que corresponde aproximadamente a la situación real (experimento 1) y la otra a un caso imaginario (experimento 2). En realidad el tipo de terreno sobre la meseta central de la Península Ibérica se asemeja a una estepa, con gran escasez de árboles y un uso agrícola dedicado esencialmente a cereal de secano y el resto a pastos estacionales. Esto significa que durante los meses de verano la humedad del suelo es muy escasa en esta extensa zona. Por el contrario, en la franja costera y la cadena montañosa que la separa de la meseta, el terreno está prácticamente cubierto de bosque caduco y de coníferas, de manera que el suelo allí se mantiene húmedo a lo largo de toda la época estival.

Tabla II. Distribución de tipos de terreno considerados en los experimentos No. 1 y No. 2.

Experimento	Celdillas	Tipo de terreno
1	1 - 11	Agua
	12 - 16	Bosque coníferas
	17 - 30	Estepa seca
2	1 - 11	Agua
	12 - 30	Bosque coníferas

Para la otra simulación (experimento 2) se ha elegido un tipo de terreno sobre la meseta con las mismas características que el de la franja costera, eliminando así cualquier influencia del carácter árido de los suelos en esta región sobre la circulación atmosférica local. En la Tabla II se muestran las distribuciones de terreno correspondientes a ambos experimentos.

Tabla III. Valor de los parámetros del suelo correspondientes a tipos de terreno considerados.

Parámetros del suelo	Agua	Bosque	Estepa
Albedo (%)	8	16	21
Humedad disp. (%)	100	60	10
Emisividad a $9\mu\text{m}$ (%)	98	93	90
Rugosidad (cm)	$10^{-4}$	100	12
Inercia térmica ( $\text{cal cm}^{-2} \text{ k}^{-1} \text{ s}^{-1/2}$ )	--	.040	.025

En la Tabla III se presentan los valores asignados a cada parámetro del suelo (albedo, rugosidad, inercia térmica, contenido de humedad y emisividad) en función del tipo de terreno, que se han tomado de Anthes *et al.*, 1987.

Las simulaciones se inician a las 22 GMT del día 18 y finalizan a las 24 GMT del 19 de julio de 1990, abarcando un periodo total de 26 horas.

## 5. Resultados

En las Figuras 6 y 7 se presentan los campos de vientos simulados por el modelo a las 12<sup>h</sup>, 16<sup>h</sup> y 20<sup>h</sup> GMT que corresponden respectivamente a las dos simulaciones antes descritas. En el experimento No. 1 se observa que el flujo N-S se va incrementando a medida que transcurre el día, de forma que aproximadamente a las 19<sup>h</sup> se alcanza la máxima velocidad del flujo en la zona de la meseta (120 km tierra adentro), llegando a tener un valor de 7.5 m/s en la componente meridiana y de 4 m/s en la zonal a alrededor de 80 m sobre el suelo (segunda capa del modelo), como consecuencia del efecto Coriolis. Este hecho pone de manifiesto que la brisa marina se refuerza notablemente con el viento anabático inducido por el desnivel topográfico y con el flujo provocado por el diferente tipo de terreno en la meseta y la franja costera.

Se ha de señalar a este respecto que en las figuras no se han representado todas las celdillas consideradas en el modelo, de forma que, por ejemplo, a la derecha de ellas habría aún tres celdillas más. Asimismo, ha de tenerse en cuenta que la condición de contorno impuesta para el viento (nulo fuera del dominio), provoca una desaceleración del flujo a medida que se aproxima al borde lateral, lo que no permite determinar con certeza la distancia a la que finalmente penetraría la brisa, aunque parece lógico suponer que alcanzaría su máximo valor a última hora de la tarde.

En la Figura 7 correspondiente al experimento No. 2 se observa en general un comportamiento similar al del experimento No. 1, aunque la velocidad del flujo se mantiene siempre menor. Sin embargo, la diferencia más notable entre ambos experimentos es que en el segundo se observa que el viento sobre la meseta aumenta a un ritmo mucho menor a lo largo de la tarde, no superando el

valor de 4.5 m/s. Este comportamiento está relacionado claramente con el tipo de terreno sobre la meseta que se ha considerado en ambas simulaciones, de forma que a menor aridez del suelo (experimento No. 2), menor es la intensidad del flujo atmosférico.

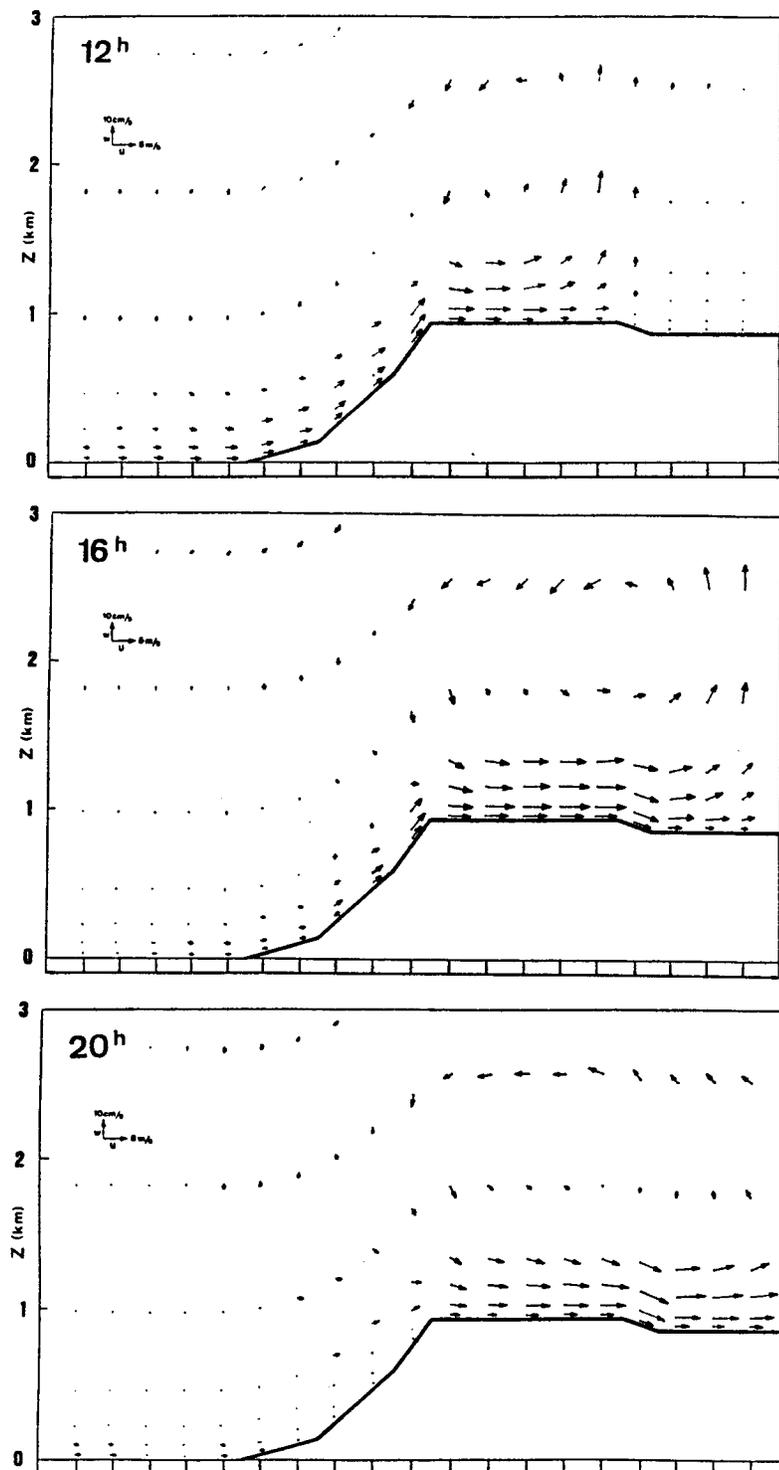


Fig. 6. Campos de viento a las 1200, 1600 y 2000 GMT correspondientes al experimento No. 1.

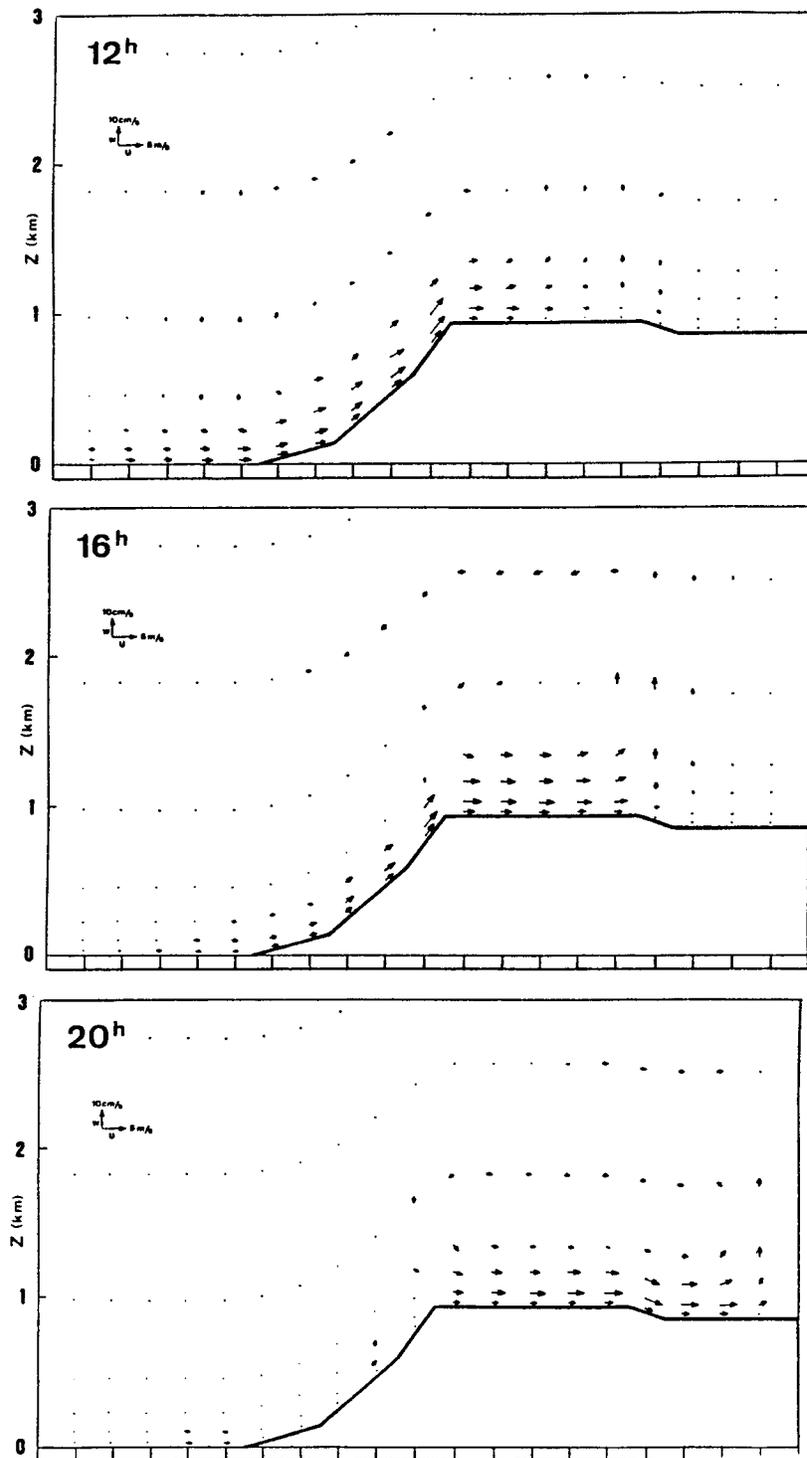


Fig. 7. Campos de viento a las 1200, 1600 y 2000 GMT correspondientes al experimento No. 2.

Esta diferencia se ve aún más clara en las Figuras 8 y 9 que corresponden a los campos de la componente vertical del flujo. En ellas se observa que en el experimento No. 1 las velocidades verticales sobre la meseta alcanzan valores por encima de 10 cm/s a las 12 GMT, mientras que en la otra simulación no llegan a los 3 cm/s. A las 18 GMT es cuando se alcanzan las máximas velocidades verticales, llegando a superar 20 cm/s en el experimento No. 1, e inferiores a 6 cm/s en el No. 2. Las figuras correspondientes a esta hora no se muestran a consecuencia de su semejanza con las de las 12 GMT y de la poca claridad que presentan por la abundancia de isolíneas que habrían de incluirse. Estas notables diferencias en las velocidades verticales ponen claramente de manifiesto la influencia que tiene el tipo de terreno sobre la convergencia horizontal, aunque también conviene señalar que los valores máximos obtenidos pueden estar de alguna manera influenciados por la proximidad al contorno lateral del dominio.

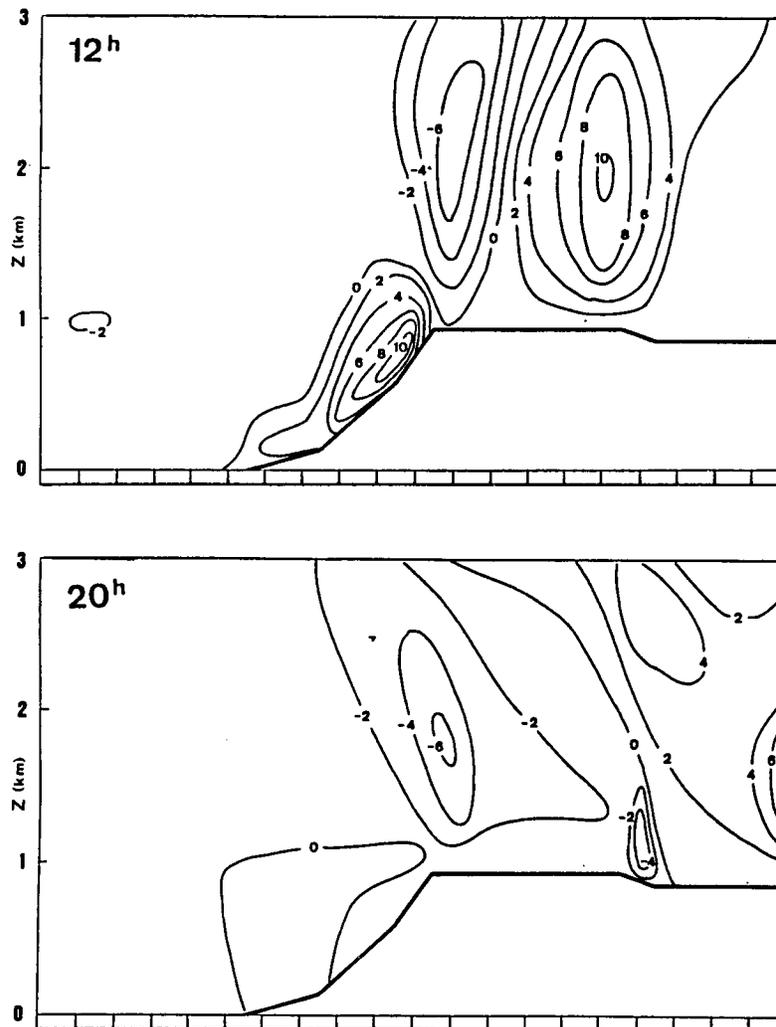


Fig. 8. Velocidades verticales (en cm/s) a las 1200 y 2000 GMT (experimento No. 1).

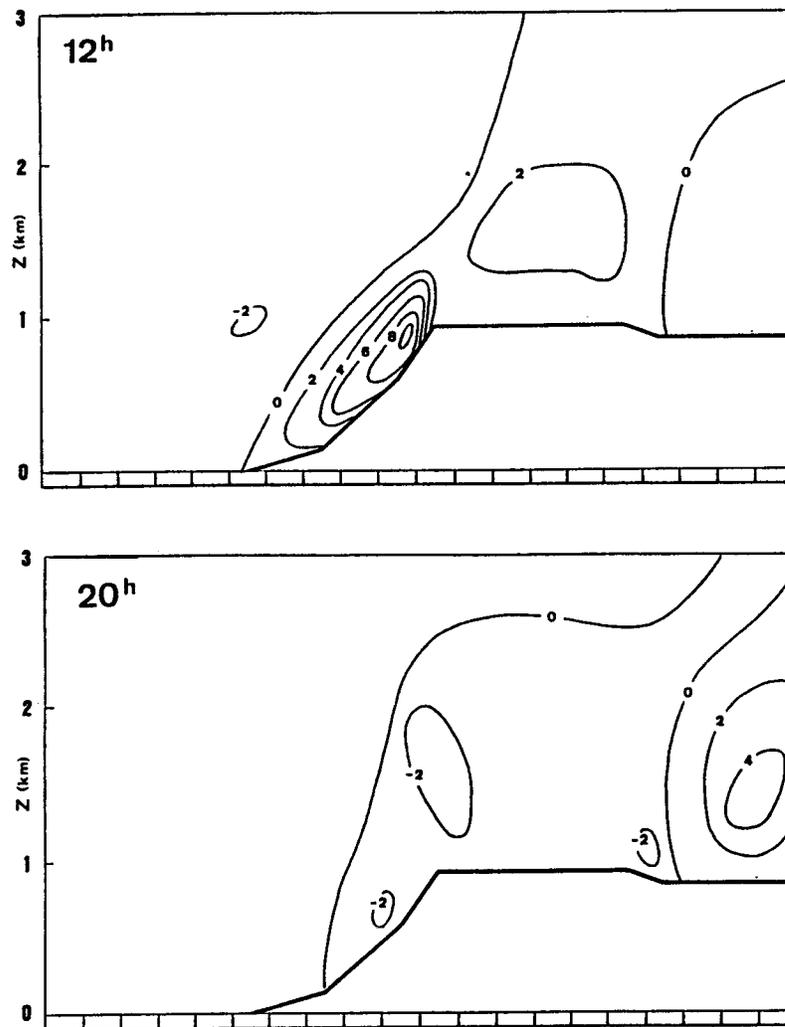
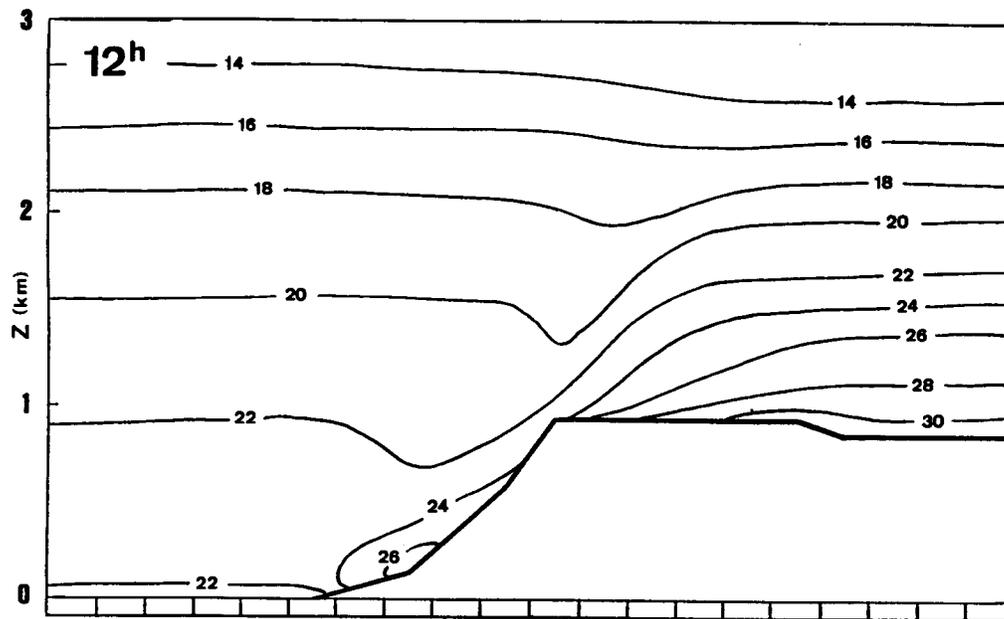


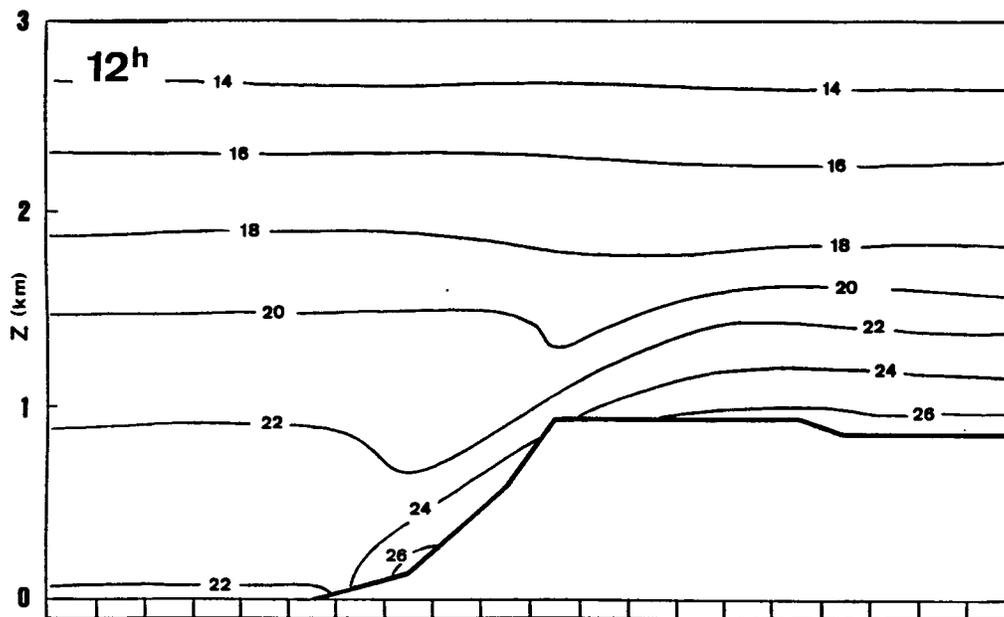
Fig. 9. Velocidades verticales (en cm/s) a las 1200 y 2000 GMT (experimento No. 2).

En la Figura 10 se representan los campos de temperatura a las 12 GMT correspondientes a los dos experimentos. En ella se observa la existencia de una zona de fuerte baroclinicidad en el No. 1, más suavizada en el No. 2.

Finalmente, en la Figura 11 se puede observar las evoluciones temporales del valor de presión en superficie reducida al nivel del mar, correspondientes a las celdillas situadas respectivamente a 160 km tierra adentro y a 60 km mar adentro que resultan en las dos simulaciones consideradas. Se observa que la diferencia máxima se alcanza en ambos casos a media tarde, llegando a superar el valor de  $\Delta p = 6$  mb en el experimento 1. Este fuerte gradiente bórico ( $\approx 3$  mb/100 km) se corresponde aproximadamente con el que se observa con frecuencia durante los meses de verano en la zona geográfica donde se ha aplicado el modelo. Así, en la Figura 12 se presenta el mapa de presión en superficie correspondiente al día 19 de julio de 1990 a las 18 GMT, con las isobaras dibujadas cada 1 mb, donde se observa una depresión térmica sobre la región central de la Península Ibérica, asociada al carácter árido del terreno (Castro, 1990), con un fuerte gradiente de presión en la región norte.



(a)



(b)

Fig. 10. Campos de temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ) a las 1200 GMT correspondientes al experimento No. 1 (a) y al No. 2 (b).

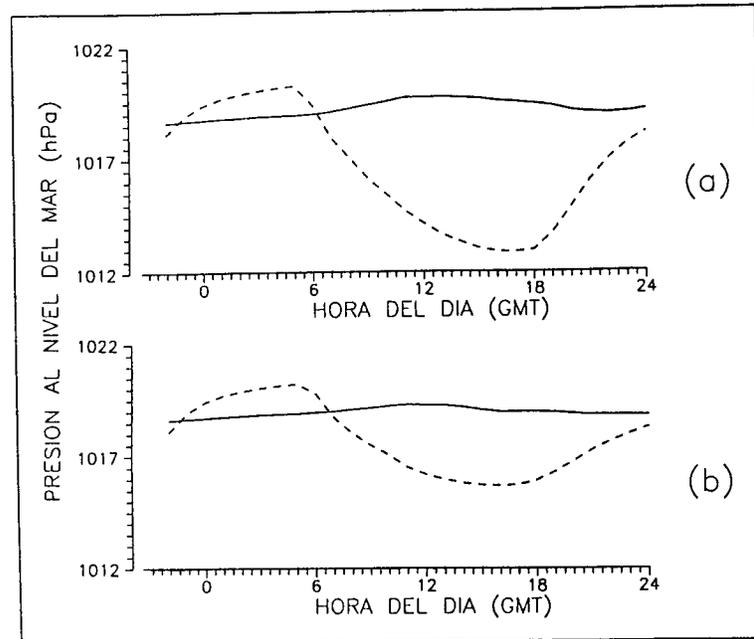


Fig. 11. Evolución de la presión reducida al nivel del mar en una celdilla situada 60 km mar adentro (línea continua) y en otra situada 160 km tierra adentro (línea discontinua). (a): experimento No. 1. (b): experimento No. 2.

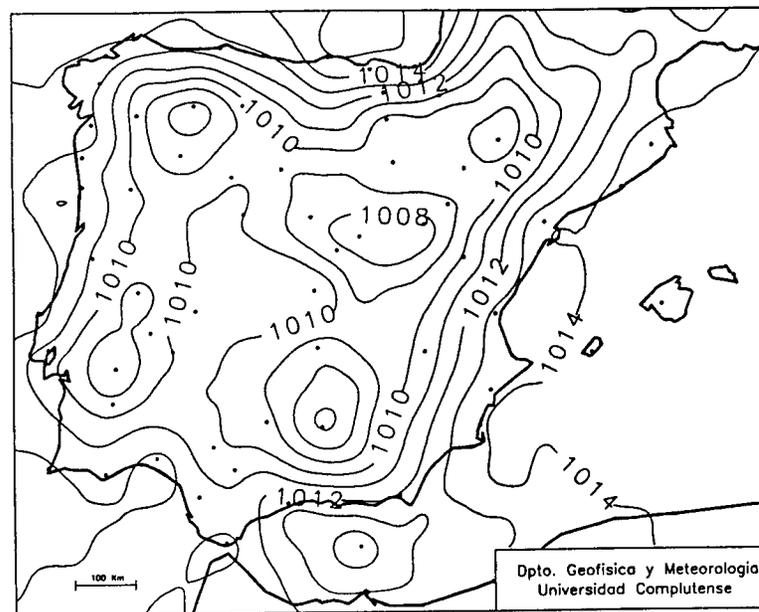


Fig. 12. Mapa de presión en superficie reducida al nivel del mar a las 1800 GMT del día 18 de julio de 1990. Las isobaras están dibujadas en intervalos de 1 hPa.

## 6. Conclusiones

En este estudio se ha descrito un modelo numérico de predicción meteorológica a mesoescala, con el que se ha simulado la formación de una circulación local bidimensional en una zona del norte de la Península Ibérica. El modelo es hidrostático e incluye una detallada parametrización de los procesos de intercambio suelo-atmósfera y entre diferentes niveles dentro de la capa límite planetaria.

Se realizaron dos simulaciones con el modelo, la primera con una distribución de tipos de suelo similar a la que realmente existe en el área considerada y la segunda con un suelo cubierto de bosques en la meseta central de la península. De los resultados obtenidos se comprueba la decisiva influencia que tienen las características del suelo en los flujos atmosféricos locales, puesto que la brisa generada en el primer caso es notablemente más intensa que en el otro. Asimismo, se observa la formación de un fuerte gradiente de presión en superficie entre el mar y la meseta en la primera de las simulaciones, lo que coincide con la situación meteorológica que se observa típicamente en la zona durante el verano, correspondiente a una depresión térmica centrada en la Península Ibérica.

## Agradecimientos

Este trabajo ha sido realizado dentro del proyecto "Mesometeorological Cycles of Air Pollutants in the Iberian Peninsula (MECAPIP)" subvencionado por la Comisión de Comunidades Europeas (ref. EV4V-0097-E). Asimismo, damos las gracias a M. A. Gaertner, J. R. Rodríguez y F. J. Díez, por su colaboración en el desarrollo del código informático del modelo.

## REFERENCIAS

- Anthes, R. A., E-Y. Hsie y Y-H. Kuo, 1987. Description of the Penn State/NCAR Mesoscale Model Version 4 (MM4). NCAR *Technical Note-282*. NCAR, Boulder, CO 80307.
- Blackadar, A. K., 1976. Modeling the nocturnal boundary layer. *Proceedings of the Third Symposium on Atmospheric Turbulence, Diffusion and Air Quality*, pp. 46-49, American Meteorological Society, Boston, Mass.
- Blackadar, A. K., 1979. High resolution models of the planetary boundary layer. *Advances in Environmental Science and Engineering*, 1, Pfafflin y Ziegler, eds., Gordon and Breach Sci. Pub., New York, 50-85.
- Castro, M., 1989. Las convecciones atmosféricas estivales en la Península Ibérica como testigos de la evolución en la aridez de sus suelos. *Zonas Áridas en España*. R. Acad. Ciencias Exac. Fís. y Nat., Madrid, 65-89.
- Deardorff, J. W., 1978. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Res.*, **83**, 1889-1903.
- Estoque, M. A., 1968. Vertical mixing due to penetrative convection. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1046-1051.
- Haltiner, G. J. y R. T. Williams, 1980. Numerical Prediction and Dynamic Meteorology. John Wiley & Sons, Inc., New York.

- Mahrer, Y. y R. A. Pielke, 1977. The effects of topography on sea and land breezes in a two-dimensional numerical model. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1151-1162.
- Ookuchi, Y., M. Segal, R. C. Kessler y R. A. Pielke, 1984. Evaluation of soil moisture effects on the generation and modification of mesoscale circulations. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2281-2292.
- Philip, J. R., 1957. Evaporation, moisture and heat fields in the soil. *J. Meteor.*, **14**, 354-366.
- Pielke, R. A., 1974. A three-dimensional numerical model of the sea breeze over South Florida. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 115-139.
- Pielke, R. A., 1984. Mesoscale Meteorological Modeling. Academic Press, Inc., Orlando, Florida.
- Priestley, C. H. B., 1956. Convection from the Earth's surface. *Proc. Roy. Soc., A*, **238**, 287-304.
- Rosenthal, S. L., 1970. Experiments with a numerical model of tropical cyclone development. *Mon. Wea. Rev.*, **98**, 106-121.
- Sasamori, T., 1972. A linear harmonic analysis of atmospheric motion with radiative dissipation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 505-518.
- Shuman, F. G. y J. B. Hovermale, 1968. An operational six-layer primitive equation model. *J. Appl. Meteor.*, **7**, 525-547.
- Sun, W. Y., 1980. A forward-backward time integration scheme to treat internal gravity waves. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 402-407.
- Zhang, D. y R. A. Anthes, 1982. A high-resolution model of the planetary boundary layer - Sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 data. *J. Appl. Meteor.*, **21**, 1594-1609.