

**EVIDENCIA DEL DESARROLLO DE ONDAS FRONTALES
EN LAS INUNDACIONES DEL LEVANTE DE OCTUBRE
DE 1982**

por

E. Hernández
J. M. Pacheco
R. García

(PUBLICADO EN LA REVISTA DE LA REAL ACADEMIA DE CIENCIAS EXACTAS,
FÍSICAS Y NATURALES, DE MADRID. TOMO LXXXI, CUADERNO 2.º)



MADRID-1987

Evidencia del desarrollo de ondas frontales en las inundaciones del Levante de octubre de 1982

Por E. HERNÁNDEZ, J. M. PACHECO¹ Y R. GARCÍA

Recibido: 15 enero 1986

Presentado por el académico numerario D. Joaquín Catalá de Alemany

Abstract

A general theory for the expression of some basic meteorological magnitudes in terms of the advection of vorticity and their transformation within the frame-work of baroclinic disturbance theory leads to the introduction of the concept of a frontal wave. Measurements directly out of maps for the situation alluded to in the title agree with theoretical calculations made in accordance with the theory.

Resumen

Se desarrolla una teoría general para la expresión de ciertas magnitudes meteorológicas básicas en función de la advección de vorticidad y su transformación en el marco de la teoría de las perturbaciones baroclínicas. A partir de ella se introduce el concepto de onda frontal. Se presenta, directamente en los mapas y los cálculos obtenidos a partir de la teoría.

INTRODUCCION.

Los efectos sociales y económicos derivados de las precipitaciones inusualmente fuertes sobre la región de Valencia en Octubre de 1982 han impulsado a meteorólogos y científicos hacia una mejor comprensión de los mecanismo que allí se produjeron. Se inundaron extensas áreas de cultivos frutales y el barro invadió las calles de muchas ciudades y pueblos. La presa de Tous se derrumbó añadiendo así más peligro a la situación. Aún más, las secuelas ecológicas de las precipitaciones, que arrastraron hacia el mar importantes cantidades de suelo, están todavía por evaluar convenientemente. Los daños económicos se cifran en miles de millones y se registraron unos veinte muertos.

En este trabajo se considera este tipo de problemas desde un punto de vista nuevo. La situación sinóptica que originó las inundaciones se puede

¹C.U.S. de Ciencias del Mar. Las Palmas de Gran Canaria, Spain.

abordar desde diferentes ópticas. Una de ellas consiste en una mera descripción a posteriori seguida de consideraciones posteriores sobre posibles periodicidades existentes. Otra sería una revisión sobre las posibilidades de predicción, con suficiente antelación, de tal situación. Una tercera podría ser la inclusión de los hechos en el marco de patrones de comportamientos atmosférico mejor conocidos y algo más generales. En este trabajo se adopta esta última línea de pensamiento con objeto de explicar tales flujos como la parte "visible" (Grotjahn, 1979) de ciertas perturbaciones baroclínicas que normalmente viajan asociadas a fuertes advecciones de vorticidad relativa a lo largo de la corriente en chorro en las proximidades de la Península Ibérica. A continuación se realiza una descripción de los mapas meteorológicos de superficie de los días 19, 20 y 21 de Octubre.

19 OCT. 1982

Vientos débiles. Aparece una baja relativa sobre el área del golfo de Valencia que se desplaza hacia el interior de la Península y un débil frente frío estacionario se desplaza por el Mediterráneo. El rango de temperaturas es de 8° a 14°C.

20 OCT. 1982

Ha desaparecido la baja relativa. Aparece otra sobre el norte de Africa. Un surco profundo penetra en la Península por las regiones de Valencia y Murcia.

21 OCT. 1982

El surco se ha transformado en un centro de actividad ciclónica situado sobre Ibiza, dando lugar a un desarrollo muy rápido y espectacular. Las peculiares condiciones meteorológicas del Mediterráneo oriental permiten la ocurrencia de ondas cortas debida al comportamiento local no adiabático de la atmósfera.

En el análisis de 500 mb se detectan las siguientes características.

19 Octubre 1982

Se presenta una bifurcación de la corriente en chorro principal a lo largo del meridiano 10 W. Se origina un surco muy profundo sobre la Península.

20 Octubre 1982

El surco se ha desarrollado transformandose en una circulación cerrada. Es una gota fría centrada al sur de Gibraltar.

21 Octubre 1982

La gota se ha desplazado en dirección SE, finalizando así el episodio.

Las denominadas ondas frontales parecen los candidatos más claros para explicar el efecto de disparo sobre el tiempo a nivel de superficie. A continuación se definirán las ondas frontales y se estudiarán sus características más relevantes (Pacheco, 1983). Estas ondas están estrechamente relacionadas con la idea de inestabilidad baroclínica (Hoskins, 1979), y sus principales propiedades (Saltzman, 1974), de tal inestabilidad se puede expresar mediante ciertas cantidades fácilmente calculables tales como la advección de vorticidad relativa.

2. ONDAS FRONTALES

El concepto de onda frontal se encuentra raramente en la bibliografía (Holton, 1982; Haltiner, 1972; Atkinson, 1981; Pedlosky, 1982). Una onda frontal se puede concebir como aquella cuyos efectos son los asociados a las fuentes, incluso aunque éstas no se detecten en los mapas. Esto lleva a la consideración de ciertos movimientos ondulatorios como responsables de las actividades atmosféricas. Estos movimientos no representan pulsaciones de masa de aire, sino que describen patrones de comportamiento regular en la distribución de otras magnitudes, en particular advecciones de cantidades se pueden considerar responsables de los intercambios verticales. Se encuentra que normalmente las ondas más largas tienden a describir un comportamiento más estable. Cuando éstas se acortan se debe esperar un mayor desarrollo atmosférico.

Un estudio sistemático de los mapas de tiempo en los diferentes niveles lleva a la hipótesis de que en el nivel de 500 mb las áreas de advección de vorticidad relativa positiva se distribuyen más o menos regularmente a lo largo de la corriente principal. Esto también se verifica para la circulación restringida en las gotas frías. La periodicidad de tales fenómenos resulta inferior a la de las corrientes portadoras. Es fácilmente reconocible que el número de onda de Rossby está en el intervalo 4-5, mientras que el número de ondas para las áreas de advección de vorticidad relativa positiva (AVR) se puede estimar entre 9 y 12. Así las ondas de Rossby tienen una longitud superior a 5000 Km, pero el patrón de las zonas de AVR positivas se puede asimilar a movimientos ondulatorios de longitud comprendida entre 1500 y 2200 Km; esto es, son notablemente más cortas que las ondas básicas. En consecuencia, la definición de una onda frontal será la siguiente: Una onda frontal existe siempre que se pueda detectar claramente un patrón espacial de áreas de AVR positivas. Aunque se usa la palabra "frontal", no es seguro que un frente sea la parte visible de tal onda.

Para encontrar una interpretación de este patrón ondulatorio en términos del desarrollo se puede aplicar la siguiente estrategia: considerar las áreas de AVR positiva en el marco de las perturbaciones baroclínicas. Se sabe (Holton, 1977) que las advecciones, tanto de vorticidad como de temperatura

juegan un papel sustancial en las ecuaciones que gobiernan y describen el comportamiento de estas perturbaciones. Aún más, si fuera posible describir ambos tipos de advección sólo mediante la primera y se añadieran términos de perturbación apropiados a las ecuaciones, el problema se podría resolver al menos teóricamente. Ello resulta factible porque los parámetros (divergencia horizontal) y ω velocidad vertical) que describen el tiempo real se calculan fácilmente y se pueden expresar a partir de la longitud de onda, la estabilidad estática y la advección o liberación de calor en diferentes formas (Pacheco, 1983).

3. RELACIONES BASICAS

En este apartado se hacen varios cálculos y se introducen los conceptos básicos que se emplearán en la teoría. La idea básica es presentar cada cantidad de interés a través de la AVR a 500 mb, un hecho que simplifica los cálculos o utiliza datos fácilmente obtenibles de los mapas de tiempo o de las observaciones usuales.

Para describir y predecir los desarrollados en la atmósfera se ha elegido un modelo baroclínico, cuyo número de niveles puede ser arbitrario (Donahue, 1980).

El perfil de la altura z en función de p se puede obtener a través de una función afín $z(p) = A(p)z_s + B(p)$, donde los coeficientes A y B son también funciones de p . La linealidad es de gran ayuda porque muchos operadores diferenciales de interés son también lineales y su aplicación se ve muy facilitada.

3. 1. D y ω en función de AVR en el nivel de 500 mb

Partiendo de la ecuación de vorticidad

$$\nabla^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} + J(\psi, \nabla^2 \psi + f) + f_0 D = 0$$

se tiene para la divergencia D :

$$D = -\frac{1}{f_0} \left\{ \nabla^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} + J(\psi, \nabla^2 \psi + f) \right\}$$

Introduciendo $\psi = A(p)\psi_s + \tilde{B}(P)$, donde $\tilde{B}(P)$ es el correspondiente coeficiente para los geopotenciales, el jacobiano $J(\psi, \nabla^2 \psi + f)$ se transforma:

$$J(\psi, \nabla^2 \psi + f) = \begin{vmatrix} A \frac{\partial \psi_s}{\partial x} & A \frac{\partial \psi_s}{\partial y} \\ A \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi_s & A \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi_s + \beta \end{vmatrix} = A \left\{ \begin{vmatrix} \frac{\partial \psi_s}{\partial x} & \frac{\partial \psi_s}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi_s & \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi_s \end{vmatrix} + \right.$$

$$+ \left\{ \begin{array}{cc} \frac{\partial \psi_s}{\partial x} & \frac{\partial \psi_s}{\partial y} \\ 0 & \frac{\beta}{A} \end{array} \right\} = A^2 J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s) + A\beta \frac{\partial \psi_s}{\partial x}$$

y ahora la expresión para D se transforma:

$$\begin{aligned} D &= -\frac{1}{f_0} \left\{ A \left(\nabla^2 \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi_s}{\partial x} \right) + A^2 J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s) \right\} = \\ &= -\frac{1}{f_0} \left\{ A \left(\nabla^2 \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi_s}{\partial x} \right) / (-J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s)) - A^2 \right\} \times \\ &\quad \times (-J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s)) \end{aligned}$$

Una integración simple a lo largo de todo el espesor de la atmósfera con las condiciones de contorno habituales da:

$$0 = \int_0^{1000} D dp = -\frac{1}{f_0} \left\{ \frac{-\nabla^2 \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi_s}{\partial x}}{-J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s)} \int_0^{1000} A(p) dp - \int_0^{1000} A^2(p) dp \right\} (-J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s))$$

Por tanto, se puede deducir una cantidad característica para la atmósfera descrita por el perfil de altura

$$\chi = \frac{\nabla^2 \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi_s}{\partial x}}{-J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s)} = \frac{\int_0^{1000} A^2(p) dp}{\int_0^{1000} A(p) dp}$$

Así se tiene:

$$D(p) = -\frac{1}{f_0} (A\chi - A^2) \mathcal{A},$$

donde la velocidad ω vale

$$\omega(p) = -\int_0^p D dp = \frac{\mathcal{A}}{f_0} \int_0^p (A\chi - A^2) dp$$

donde \mathcal{A} representa $-J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s)$. Se empleará también las cantidades

$$D' = \frac{f_0}{\mathcal{A}} D \quad \text{y} \quad \omega' = \frac{f_0}{\mathcal{A}} \omega.$$

3.2. Relación entre la longitud de onda y \mathcal{A}

El patrón de las áreas donde \mathcal{A} es positiva tiene las longitudes de onda: la zonal y la meridional. Una simple inspección muestra que estas áreas tienen una forma redondeada que se puede aproximar mediante un área elíptica centrada sobre el punto en que \mathcal{A} tiene un máximo focal. Los ejes del área son tangentes a la corriente (eje x) y normales a la misma (eje y). Dado

que $U_{s(x)} = -\frac{\partial\psi_s}{\partial t}$ se tiene que, integrando:

$$\psi_s = -U_{s(x)}y + F(x, y)$$

donde $F(x, y)$ se debe elegir de tal manera que el valor de $\frac{\partial F}{\partial y}$ valga cero en el punto en que $-J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s)$ es máximo. Esto se puede conseguir haciendo:

$$F(x, y) = \psi_s^* \cos(\mu y) \sin(\lambda x) = \text{cont}$$

donde ψ_s^* es una amplitud local y $\lambda y \mu$ son número de onda. Ahora el valor de ψ_s^* se calculará para mostrar las fluctuaciones de la altura real de las superficies isobáricas sobre las áreas donde \mathcal{A} es positiva. De la expresión

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= -J(\psi_s, \nabla^2 \psi_s) = U_{s(x)} \psi_s^* \lambda (\lambda^2 + \mu^2) \cos \lambda x \cos \mu y = \\ &= 8 \left(\frac{\pi}{L} \right)^3 \left(1 + \left\{ \frac{L}{M} \right\}^2 \right) U_{s(x)} \psi_s^* \cos \mu y \cos \lambda x, \end{aligned}$$

se obtiene:

$$Z_s^* = \frac{fL^3 \mathcal{A}}{8\pi^3 g U_s(x) \left(1 + \left\{ \frac{L}{M} \right\}^2 \right)}$$

donde \mathcal{A} es el máximo local de \mathcal{A} en el área bajo estudio.

3.3. Estabilidad estática y su relación con la longitud de onda

Hasta ahora sólo se ha considerado la ecuación de vorticidad, pero en los modelos multiniveles también hay que recurrir a la ecuación termodinámica. Los parámetros de estabilidad estática, σ , aparecen en estas ecuaciones y muestran la estabilidad de la estratificación. La ecuación básica de la termodinámica es:

$$\frac{\partial}{\partial p} \frac{\partial \psi}{\partial t} + J(\psi, \frac{\partial \psi}{\partial t}) + \frac{\sigma}{f_0} \omega = -\frac{RQ}{c_p f_0 p}$$

Sustituyendo ψ y ω por las expresiones anteriores se tiene:

$$A'(P) \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + J(A\psi_s + \tilde{B}, \frac{\partial(A\psi_s + \tilde{B})}{\partial p}) + \frac{\sigma}{f_0^2} \mathcal{A} \int_0^p (A\chi - A^2) dp = -\frac{RQ}{c_p f_0 p}$$

Ahora \mathcal{A} se expresará a través de la longitud de onda y se estudiarán las relaciones deducidas.

Supongamos la atmósfera adiabática y sea $p = 500$ en la ecuación de vorticidad. Entonces se tiene un sistema en 500 mb junto con la ecuación termodinámica, en el cual se introduce la representación local dada en 3.2.

$$\text{Introduciendo } \psi = A\psi_s + \tilde{B} \quad \text{y} \quad \omega = \frac{\mathcal{A}}{f_0} \int_0^p (A\chi - A^2) dp$$

se tiene

$$A'(P) \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \frac{\sigma_p}{f_0^2} \mathcal{A} \int_0^p (A\chi - A^2) dp + J(A\psi_s + \tilde{B}, \frac{\partial(A\psi_s + \tilde{B})}{\partial p}) = 0$$

Teniendo en cuenta la linealidad del perfil de altura se tiene

$$A'(P) \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \frac{\sigma_p}{f_0^2} \mathcal{A} \int_0^p (A\chi - A^2) dp = 0$$

Esta ecuación, junto con la ecuación de vorticidad, permite eliminar las terceras derivadas $\frac{\partial \psi_s}{\partial t}$ y de la expresión

$$\frac{\sigma_s}{f_0} = \frac{A'(500)}{\int_0^{500} (A\chi - A^2) dp} \left\{ 1 + \frac{-\beta L}{U_s} \right\} L$$

donde $L = (\lambda^2 + \mu^2)^{-1}$ se denomina "longitud de onda cuadrática. Sustituyendo λ y μ por sus correspondientes L , M y estableciendo un valor razonable para el cociente de $L/M \approx 1/2$ es fácil demostrar la dependencia entre σ y la longitud de onda zonal. El valor $1/2$ es razonable porque la mayor de las áreas de AVR positivas tienen forma elíptica y $1/2$ resulta buen promedio. Siempre que la forma de las áreas no se corresponda con la elíptica, el cociente variará entre 0 y 1.

4. ALGUNAS OBSERVACIONES SOBRE LA INESTABILIDAD

En general, la inestabilidad de una onda atmosférica es simplemente una variación de su amplitud. Normalmente sólo se consideran inestabilizaciones las variaciones bruscas de la amplitud. Este criterio se seguirá aquí.

Sustituyendo ψ y ω por las expresiones anteriores se tiene:

$$A'(P) \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + J(A\psi_s + \tilde{B}, \frac{\partial(A\psi_s + \tilde{B})}{\partial p}) + \frac{\sigma}{f_0^2} \mathcal{A} \int_0^p (A\chi - A^2) dp = -\frac{RQ}{c_p f_0 p}$$

Ahora \mathcal{A} se expresará a través de la longitud de onda y se estudiarán las relaciones deducidas.

Supongamos la atmósfera adiabática y sea $p = 500$ en la ecuación de vorticidad. Entonces se tiene un sistema en 500 mb junto con la ecuación termodinámica, en el cual se introduce la representación local dada en 3.2.

$$\text{Introduciendo } \psi = A\psi_s + \tilde{B} \quad \text{y} \quad \omega = \frac{\mathcal{A}}{f_0} \int_0^p (A\chi - A^2) dp$$

se tiene

$$A'(P) \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \frac{\sigma_p}{f_0^2} \mathcal{A} \int_0^p (A\chi - A^2) dp + J(A\psi_s + \tilde{B}, \frac{\partial(A\psi_s + \tilde{B})}{\partial p}) = 0$$

Teniendo en cuenta la linealidad del perfil de altura se tiene

$$A'(P) \frac{\partial \psi_s}{\partial t} + \frac{\sigma_p}{f_0^2} \mathcal{A} \int_0^p (A\chi - A^2) dp = 0$$

Esta ecuación, junto con la ecuación de vorticidad, permite eliminar las terceras derivadas $\frac{\partial \psi_s}{\partial t}$ y de la expresión

$$\frac{\sigma_s}{f_0} = \frac{A'(500)}{\int_0^{500} (A\chi - A^2) dp} \left\{ 1 + \frac{-\beta L}{U_s} \right\} L$$

donde $L = (\lambda^2 + \mu^2)^{-1}$ se denomina "longitud de onda cuadrática. Sustituyendo λ y μ por sus correspondientes L , M y estableciendo un valor razonable para el cociente de $L/M \approx 1/2$ es fácil demostrar la dependencia entre σ y la longitud de onda zonal. El valor 1/2 es razonable porque la mayor de las áreas de AVR positivas tienen forma elíptica y 1/2 resulta buen promedio. Siempre que la forma de las áreas no se corresponda con la elíptica, el cociente variará entre 0 y 1.

4. ALGUNAS OBSERVACIONES SOBRE LA INESTABILIDAD

En general, la inestabilidad de una onda atmosférica es simplem una variación de su amplitud. Normalmente sólo se consideran inestabilidades las variaciones bruscas de la amplitud. Este criterio se seguirá aquí

Las soluciones de un modelo baroclínico se pueden considerar como una corriente barotrópica básica junto con un término de perturbación adecuado. La inestabilidad de esas ondas se puede representar mediante relaciones particulares entre ciertos parámetros incluidos en las expresiones de las ondas. Es un hecho bien conocido que la velocidad de fase c está dada por:

$$C = \left\{ U_m - \frac{\beta(\mu^2 + \lambda^2)}{\mu^2(\mu^2 + 2\lambda^2)} \right\} \pm \left\{ \frac{\beta^2 \lambda^2}{\mu^4 (\mu^2 + 2\lambda^2)^2} + U_T^2 \frac{2\lambda^2 - \mu^2}{\mu^2 + 2\lambda^2} \right\}^{1/2}$$

donde U_m = velocidad del viento zonal promediando verticalmente y U_T = velocidad del viento térmico. Si $U_T = 0$, esto supone que la corriente básica es barotrópica y la discusión se centra en el signo de la raíz cuadrada. En cualquier caso se obtienen valores reales para c y son válidas las interpretaciones usuales. Si $U_T = 0$, esto supone que la corriente básica es barotrópica y la discusión se centra en el signo de la raíz cuadrada. En cualquier caso se obtienen valores reales para c y son válidas las interpretaciones usuales. Si $U_T \neq 0$ las relaciones particulares entre λ y μ dan valores complejos para c , y este caso es el de interés para la inestabilidad atmosférica (Holton, 1977 y Duffy, 1975).

Las ideas desarrolladas en el apartado 3 y en el párrafo anterior llevan a la introducción de una cantidad σ con el fin de utilizarla como un simple indicador de inestabilidad. Esto se puede lograr mediante un parámetro α definido como sigue:

$$\left\{ \frac{\alpha}{\Delta p} \right\}^2 \equiv \frac{\sigma}{f_0^2} (\lambda^2 + \mu^2) \quad (1)$$

La deducción de esta fórmula para α es un cálculo simple basado en la idea de la descomposición

$$\psi = \psi_{\text{basica}} + \psi'$$

donde ψ' representa una perturbación de tipo $\psi^* \cos(\mu y) e^{i\lambda(x - ct)}$. Para ω se puede realizar una descomposición similar bajo las condiciones adecuadas de contorno y de inestabilidad. Un tratamiento completo se hace en (Pacheco 1983).

Un simple cálculo da:

$$L = \frac{2\pi \Delta p}{f_0 \alpha} \left\{ \sigma \left(1 + \left\{ \frac{L}{M} \right\} \right) \right\}^{1/2}$$

de donde L/M toma un valor entre 0 y 1.

A continuación se introducen en esta última ecuación el valor de α que corresponde a máxima inestabilidad y un valor de L obtenido por medidas

directas. Esto da un valor de σ , el cual, en general, no coincide con el correspondiente a la misma longitud de onda y se ha introducido en la ecuación ω de un modelo adiabático.

Así, si las ondas inestables de una cierta longitud se deben describir y/o predecir mediante un modelo baroclínico, de deben introducir algunas modificaciones en las ecuaciones ω . Es un hecho conocido que una onda es tanto más estable cuanto más larga es; por tanto los valores mas grandes de L corresponden a atmósferas más estables. En consecuencia, se puede esperar que una L corta junto con un valor de α apropiado originarán un valor de σ correspondiente a una atmósfera propicia a los desarrollos. De hecho esta es la situación real, puesto que los valores de σ así obtenidos son los correspondientes a atmósferas en las cuales el contenido de agua precipitable puede tener una cierta importancia, lo bastante para desechar la idea de una atmósfera adiabática e introducir ecuaciones ω donde el segundo miembro sea distinto de cero. Las razones para tales modificaciones son múltiples, pero aquí sólo se consideran dos: liberación de calor latente por precipitación y advecciones cálidas. Sin embargo, esta última se considerará incluida en el primer término para muchos casos de interés (Stanley, 1977).

Las ecuaciones termodinámicas empleadas son en forma integrada dado que deben reflejar fenómenos que se producen en estratos atmosféricos limitados por superficies isobáricas. Así, a partir de

$$[A] \int_{p_3}^{p_2} \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \frac{\partial \psi}{\partial t} + J(\psi_1, \frac{\partial \psi}{\partial t}) + \frac{\sigma}{f_0} \right\} dp = - \int_{p_0}^{p_2} \frac{RQ}{c_p f_0 p} dp$$

usando $\psi = A\psi_s + \tilde{B}$ se obtiene

$$[B] (A(P_1) - A(P_2)) \frac{\partial \psi_s}{\partial t} - \frac{\sigma_{p_1-p_2}}{f_0^2} \mathcal{A} \int_{p_1}^{p_2} \left\{ \int_0^p (A_X - A) dp \right\} dp = \\ = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{RQ}{c_p f_0 p} dp$$

A partir de esta expresión se obtiene una fórmula para $\sigma_{p_1-p_2}$, análoga a la de σ_s . Da un término corrector particular para la ecuación [A] cuando uno trata atmósferas diabáticas. Las ecuaciones termodinámicas se pueden construir como sigue:

- (1) Se toma [A] para el caso adiabático.
- (2) Se interpreta (1) + término error = caso no adiabático.
- (3) Se incluye el primer miembro de [B] como término de error. ~

Este proceso se repite tantas veces como estratos se empleen. Ahora el término de error se debe expresar mediante las cantidades básicas. Después de ciertas transformaciones se obtiene (Heijboer, 1974):

Término de error

$$p_1 - p_2 = -U_5 \psi_5^* \lambda \cos \mu y \cos \lambda x \left\{ \frac{\sigma_{p_1 - p_2}}{L f_0^2} \int_{p_1}^{p_2} \int_0^p \{(A\chi - A^2) dp\} + \right. \\ \left. + (A(P_1) - A(P_2)) \left\{ 1 - \frac{L}{U_5} \right\} \right\}$$

La interpretación de esta fórmula es simple: Si el valor de $\sigma_{p_1 \cdot p_2}$ obtenido antes, se introduce en esta expresión, se obtiene un valor cero. Por otra parte, si L , U_5 se miden directamente en los mapas, el valor de $\sigma_{p_1 \cdot p_2}$ obtenido da nueva información sobre la atmósfera considerada.

Hasta ahora se ha enfatizado el papel de \mathcal{A} y A para la descripción de desarrollos atmosféricos. Sin embargo, no se tiene todavía una relación formulada exactamente para describir correctamente el tiempo real y su predicción a nivel de superficie. Una forma de resolver este problema es emplear un modelo auxiliar de dos niveles para el espesor 500–1000 mb con las simplificaciones apropiadas (Holton, 1977).

Este nuevo modelo de ecuaciones filtradas se diseña con el objeto de calcular el geopotencial ψ en cualquier nivel mediante una ecuación de vorticidad integrada y modificaciones apropiadas de las ecuaciones ω . Así se obtienen las relaciones entre el desarrollo en 1000 mb y la advección de vorticidad a 500 mb

$$f_0 D = \underbrace{(A\chi - A^2) \mathcal{A}}_{(1)} + \underbrace{\left(M - A \frac{\int_{200}^{1000} M dp}{\int_{200}^{1000} A dp} \right) \frac{1 - A(1000)}{1 + (1 - A(1000)) \frac{\int_{200}^{1000} M dp}{\int_{200}^{1000} A dp}}}_{(2)} J(\psi_5, \nabla^2 \psi_5 - f)$$

donde $M = (1 - A(p))/(1 - A(1000))$.

El término (1) es la divergencia obtenida en 3.2 y (2) es una corrección cuya aparición se debe a los términos de error introducidos en las ecuaciones termodinámicas del modelo. Puesto que

$$(\psi_5, \nabla^2 \psi_5 + f) = -\mathcal{A} + \frac{\partial \psi_5}{\partial x} \beta$$

se puede eliminar simplemente $\beta \frac{\partial \psi_5}{\partial x}$ dentro de las áreas elípticas donde

\mathcal{A} es positivo y sustituir la advección de vorticidad absoluta por la advección de vorticidad relativa. Así:

$$D = \frac{1}{f_0} (A\chi - A^2) - \frac{1}{f_0} \{ \dots \} \mathcal{A} = \frac{1}{f_0} [D_1 + D_2] \mathcal{A} =$$

$$-\frac{1}{f_0} \int_0^{1000} (A\chi - A^2) dp \mathcal{A} - \frac{1}{f_0} \int_{200}^{1000} \{ \dots \} dp \mathcal{A} = \frac{1}{f_0} \{ \omega_1 + \omega_2 \} dp$$

donde el subíndice 1 se refiere a la parte standard de la onda (*i. e.* cuando la atmósfera es la de referencia.) y 2 indica la contribución de los nuevos términos añadidos a las ecuaciones. De esta manera la comparación de los resultados mediante dos tablas, una para la atmósfera real observada y otra para una onda inestable dada por el modelo, permite detectar la ocurrencia de ondas frontales.

5. APLICACION A UN CASO REAL: INUNDACIONES DE LEVANTE EN OCTUBRE DE 1982

La aplicación al caso real, cuyos mapas ya se han comentado en la introducción, se realizó con el objeto de detectar si el desarrollo atmosférico que existió fue el resultado de ondas frontales tal y como se han definido aquí. El análisis se lleva a cabo en tres pasos:

- 1) Mapas en superficie y 500 mb.
- 2) Vorticidad y su advección en 500 mb.
- 2) Cálculos de los perfiles de D , ω y sus descomposiciones tal y como se describen en la figura 3.

La fase final es la comprobación de la existencia de tales ondas.

La vorticidad en 500 mb se ha calculado para un área rectangular, cuyo límite superior izquierdo es (40° N, 62° 30' W). Su límite inferior derecho es (17° 30' N, 38° E). La península se encuentra en el centro y se ha empleado un paso de malla de 375 km a 60° N.

La advección de vorticidad se ha calculado con las fórmulas usuales y la pérdida de dos rangos de valores. Los valores de AVR se han representado en la figura 1.

A continuación se calculan las magnitudes básicas. El valor de $\chi = \int A^2 dp / \int A dp$ se ha calculado mediante técnicas de regresión lineal y utilizando la regla trapezoidal, dando un valor de 0.96 (es adimensional) y los perfiles de A , D y ω se dan en la figura 2.

La segunda figura muestra las dependencias de D y ω con la presión. Es de resaltar la existencia de dos niveles de no divergencia en el entorno de 525 y 110 mb respectivamente. Este último coincide con un mínimo para ω' explicando así la relación entre \mathcal{A} , su signo, y los movimientos verticales en la atmósfera.

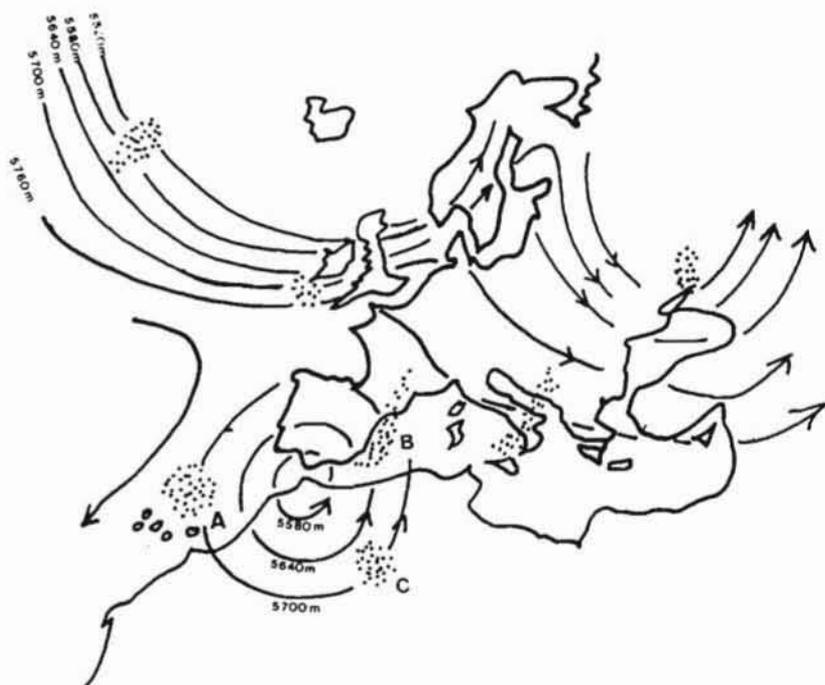


Figura 1.-Áreas de AVR positivas. Valores máximos

ZONA	A: $0.68 \times 10^{-9} \text{ s}^{-2}$
"	B: 0.12×10^{-6}
"	C: 0.28×10^{-7}

La estabilidad estática $\sigma (\text{kg}^{-2} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2})$ se puede encontrar a través de la siguiente fórmula, obtenida a partir de las fórmulas de 3.3:

$$\frac{\sigma_s}{f_0} = \frac{A'(500)}{\int_0^{500} (A\chi - A^2) dp} \left\{ 1 - \frac{L}{U_s} \right\} L$$

donde L , al igual que U_s , se pueden obtener directamente de los mapas. En este caso el valor de L (longitud de onda cuadrática definida por las áreas advectivas a lo largo de la gota fría) fue de $8.9 \times 10^{10} \text{ m}^2$ y U_s de 45 km h^{-1} sobre el área estudiada. También $\sigma = 10.2 \times 10^{-7} \text{ kg}^{-2} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$ valor diferente del correspondiente a una atmósfera OACI de referencia. Un cálculo inmediato para

$$\sigma = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{1}{p^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \log p} - \frac{R}{c_p} \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \log p}$$

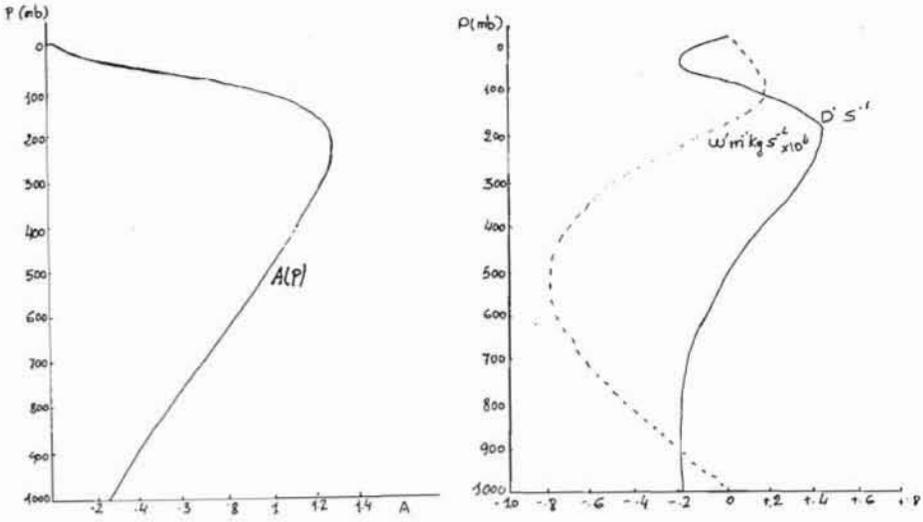


Figura 2.-Perfiles de A , D' , ω' .

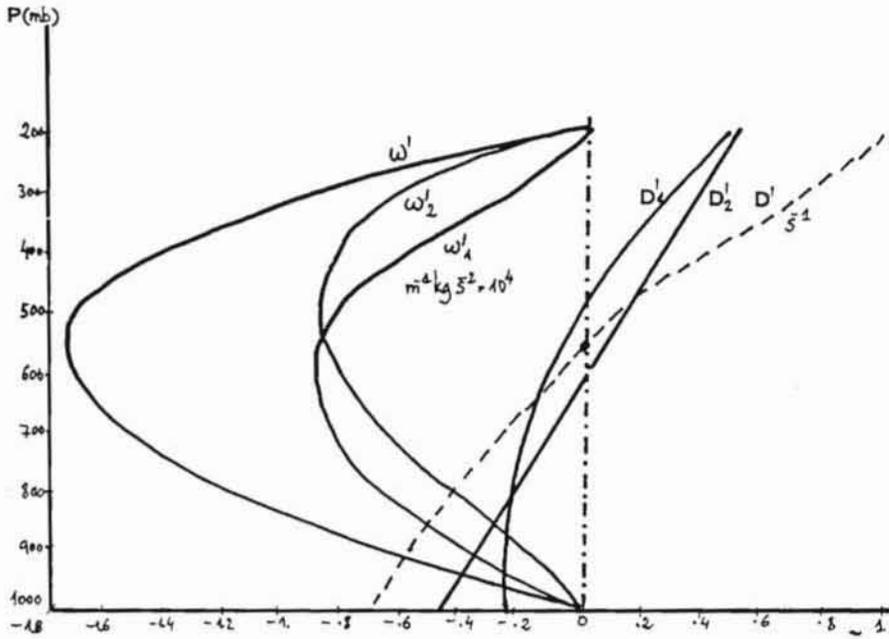


Figura 3.-Descomposición de los perfiles D y ω .

da como resultado $10.2 \times 10^{-7} \text{ kg}^{-2} \text{ m s}^{-2}$ para una atmósfera cuya temperatura en superficie es de 10°C y el gradiente adiabático está saturado. Siguiendo la idea principal en este trabajo, hay que añadir ciertos términos correctores a los perfiles D y ω y así poder describir la situación real. *i.e.* $D = D_1 + D_2$, $\omega = \omega_1 + \omega_2$, donde 1 corresponde a valores OACI y 2 a los nuevos términos (Fig. 3).

El modelo de dos niveles introducido en 4 da una relación explícita (ver tabla 1) entre las cantidades de interés L y α :

$$L^2 = \left\{ 1 + \left(\frac{L}{M} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{2\pi}{f_0 \alpha} \right\}^2 \alpha$$

donde, de nuevo, $\frac{L}{M}$ se sustituye por $1/2$. Así es posible encontrar para el valor $\alpha = 1.6$ (correspondiente a la máxima inestabilidad) que una onda ines-

TABLA 1.

σ en función de L y α (α adimensional, L en miles de km, $\sigma \times 10^{-7} \text{ kg}^{-4} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$)
según se definió en la fórmula 1.

L \ α	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7
1.5	1.1	1.3	1.4	1.5	1.6	1.8	2	2.2	2.4	2.6	2.9	3.1	3.4
1.6	1.3	1.4	1.6	1.8	2	2.3	2.5	2.7	3	3.3	3.5	3.8	4.1
1.8	1.4	1.6	1.8	2.1	2.3	2.6	2.8	3.1	3.4	3.7	4	4.3	4.7
2	1.8	2	2.3	2.6	2.9	3.2	3.5	3.8	4.1	4.5	4.8	5.2	5.6
2.1	2	2.3	2.5	2.9	3.2	3.5	3.9	4.2	4.6	5	5.4	5.8	6.3
2.2	2.2	2.5	2.8	3.2	3.5	3.9	4.3	4.7	5.1	5.5	6	6.4	6.9
2.3	2.4	2.7	3.1	3.5	3.9	4.3	4.7	5.2	5.7	6.2	6.7	7.2	7.8

tabla con $L = 2100 \text{ Km}$ da $\sigma = 2.3 \times 10^{-7} \text{ kg}^{-4} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$, valor sensiblemente menor que el obtenido con la fórmula (10.2×10^{-7}). En el primer caso, la liberación de calor latente no fue incluida. Por tanto, se hizo una nueva corrección para el valor de σ (ver figura 4). En esta P_{10} y P_2 representan los

$$\begin{array}{c}
 \text{----- } P_2 \\
 \sigma = \bar{\sigma} \\
 \text{----- } P_2 \\
 \bar{\sigma} = \begin{cases} \sigma \text{ Si } Q = 0 \\ 0 \text{ Si } Q \neq 0 (>0) \end{cases} \\
 \text{----- } P_{10} \\
 \sigma = \bar{\sigma} \\
 \text{----- } P_{10}
 \end{array}$$

Fig. 4.—Un nuevo parámetro σ .

TABLA II

Divergencia y velocidad vertical para la onda más inestable del modelo.

$P(mb)$	D'_1	D'_2	D'	ω'_1	ω'_2	ω
200	1.19	0.58	1.33	0	0	0
300	0.78	0.18	0.72	-1	-0.38	-1.04
400	0.50	-0.043	0.34	-1.6	-0.45	-1.54
500	0.28	-0.17	0.08	-2	-0.34	-1.76
600	0	-0.23	-0.17	-2.16	-0.14	-1.73
700	-0.27	-0.18	-0.33	-2	0.07	-1.45
800	-0.43	-0.08	-0.38	-1.67	0.19	-1.1
900	-0.79	0.18	-0.45	-1	0.14	-0.65
1000	-1.02	0.41	-0.46	0	0	0

TABLA III

Divergencia y velocidad vertical para la onda detectada en los mapas

$P(mb)$	D'_1	D'_2	D'	ω'_1	ω'_2	ω
200	1.06	0.21	1.27	0.00	0.00	0.00
300	0.63	0.08	0.71	-0.85	-0.15	-1.00
400	0.40	0.01	0.41	-1.36	-0.20	-1.56
500	0.21	-0.03	0.21	-1.67	-0.19	-1.86
600	0.00	-0.05	-0.05	-1.77	-0.15	-1.92
700	-0.20	-0.03	-0.23	-1.67	-0.14	-1.80
800	-0.31	-0.01	-0.31	-1.42	-0.11	-1.53
900	-0.63	-0.08	-0.71	-1.26	-1.08	-1.34
1000	-0.85	-0.15	-1.00	0.00	0.00	0.00

niveles de presión, próximos a los niveles de referencia de 200 y 1000mb. Estos niveles son los límites de referencia del estrato en el que se verifican la mayor parte de los intercambios.

Con esta nueva herramienta, la comparación entre los parámetros de la onda más inestable según el modelo y los leídos en los mapas del 20 de Octubre muestran una correspondencia suficiente (tablas 2 y 3) para pensar que la presencia de ondas frontales inestables ha sido el mecanismo de disparo de las tormentas que ocurrieron en el área.

6. RESUMEN Y CONCLUSIONES

El trabajo que se presenta tienen dos propósitos. Primero clarificar sobre las bases de principios bien conocidos, la idea de una onda frontal en el sentido siguiente: una onda frontal existe siempre que un patrón espacial de áreas de AVR positiva se pueda detectar. El segundo es la aplicación de estas ideas para explicar la ocurrencia de ciertos desarrollos atmosféricos muy fuertes sobre el Levante español en Octubre de 1982. Se ha encontrado una coincidencia considerable entre las medidas de mapas y los valores de los parámetros característicos que se originan en el modelo de predicción desarrollado en el trabajo.

BIBLIOGRAFIA

- [1] ATKINSON, B. W.: Meso-Scala Atmosphere Circulations. Academic Press, N. York. (1982).
- [2] DONAHUE, J.: Four-Layer Models of Finite Amplitude Baroclinic Waves. *J. Atmos. Sci.* 37, 257 - 282. (1980).
- [3] DUFFY, D. G.: The Baroclinic Instability of Rossby Wave Motion: A Reexamination. *J. Atmosf. Sci.* 32, 1271 - 1277. (1975).
- [4] GROTHJAHN, R.: Cyclone Development Along Weak Thermal Fronts. *J. Atmos. Sci.* 36, 956-972. (1979).
- [5] HALTINERR, J.: *Numerical Weather Prediction*. J. Wiley and Sons, N. York. (1972).
- [6] HARROLD, T.: Mechanisms Influencing The Distribution of Precipitation Within Baroclinic Disturbances. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 99, 232 - 251. (1973).
- [7] HEIJBOER L. C. and DEN EXTER BLOKLAND, A.: The Inclusion of Latent Heat in a Three-Level Model. Kon. Neth. Met. Inst. WR-74-11. Royal Dutch Meteorological Institute. De Bilt, Netherland. (1974).
- [8] HOLTON J. R.: An Introduction to Dynamical Meteorology. Academia Press, N. York. (1977).
- [9] HOSKINS B. and WEST N.: Baroclinic Waver and Frontogenesis, II. *J. Atmos. Sci.* 36, 1663 - 1680. (1979).
- [10] PACHECO J. M.: Ondas Frontales. Tesis Doctoral. Facultad de C. Físicas. Universidad Complutense. Madrid 3. Spain. (1983).
- [11] PEDLOSKY J.: Geophysical Fluid Dynbamics. Springer Verlang. N. York. (1982).
- [12] SALTZMAN B. and TANG C-M.: Mid-Tropospheric Frontogenesis in an Apeifying Baroclinic Wave. *J. Atmos. Sci.* 31. 835 - 839. (1974).
- [13] STALEY D. and GAL L.: On the Wavelength of Maximun Baroclinic Instability. *J. Atmos. Sci.* 34, 1679 - 1688. (1979)

Departamento de Física del Aire y Geofísica
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense