

Tesis de Posgrado

Simulación numérica de la influencia dinámica de la Cordillera de los Andes utilizando un modelo hemisférico de 3 niveles

Ciappesoni, Héctor Horacio

1980

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Meteorológicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Ciappesoni, Héctor Horacio. (1980). Simulación numérica de la influencia dinámica de la Cordillera de los Andes utilizando un modelo hemisférico de 3 niveles. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1631_Ciappesoni.pdf

Cita tipo Chicago:

Ciappesoni, Héctor Horacio. "Simulación numérica de la influencia dinámica de la Cordillera de los Andes utilizando un modelo hemisférico de 3 niveles". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1980.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1631_Ciappesoni.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Departamento de Meteorología
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad Nacional de Buenos Aires

SIMULACION NUMERICA DE LA INFLUENCIA
DINAMICA DE LA CORDILLERA DE LOS ANDES,
UTILIZANDO UN MODELO HEMISFERICO
DE 3 NIVELES

Héctor Horacio CIAPPESONI

Abril, 1980

i.

Ej: 22

A mi madre

AGRADECIMIENTOS:

El autor desea agradecer al Dr. Walter Mario Vargas por la dirección y el apoyo brindado para esta tesis.

Al Dr. Mario N. Nuñez por las valiosas sugerencias y discusiones, en todo lo relacionado con el modelo desarrollado en éste trabajo.

Al Lic. Hugo Hordij con quien el autor trabajó en parte de la programación del modelo utilizado.

El autor desea agradecer también, a la Dirección General del Servicio Meteorológico Nacional, por el apoyo brindado para la obtención de las facilidades de computación requeridas, durante el desarrollo de la investigación.

R E S U M E N

En este trabajo se ha desarrollado un modelo Hemisférico en coordenadas x , y , p en ecuaciones primitivas, para simular el flujo atmosférico en presencia de la cordillera de Los Andes. El modelo utilizado es una versión modificada del modelo Mintz y Arakawa y en este caso se ha aumentado la resolución vertical, al considerar 3 niveles. Las ecuaciones son escritas para una atmósfera seca, adiabática e hidrostática y son incluidos los términos de difusión.

El sistema de ecuaciones modela la cordillera de Los Andes, mediante la utilización de un esquema numérico, que consiste en obturar el flujo perpendicular a una pared ideal que representa la orografía. Esta pared está constituida por las caras laterales de algunas de las cajas que forman el recinto de integración del modelo.

Se estudió la energética del modelo y se verificó la consistencia del mismo. Se analizó el campo de presión en superficie tomando en cuenta experimentos con y sin cordillera.

Los resultados señalaron que la columna de aire a sotavento del obstáculo es más inestable que a barlovento. Por otra parte, se comprobó que la presencia de la cadena montañosa interpuesta a un marcado flujo del oeste, favore-

ce el descenso de presión a sotavento de la misma.

Por último, se comprobó que una reducción de la restricción sobre la obturación impuesta al flujo, no implica una reducción de los efectos sobre el flujo atmosférico de magnitud equivalente.

I N D I C E

	Pág.
1. CONSIDERACIONES GENERALES	1
1.1 Introducción y Revisión Bibliográfica	1
1.2 Objetivos de este Estudio	7
2. MODELO UTILIZADO	9
2.1 Ecuaciones del modelo	9
2.2 Elección del reticulado y del Esquema de Diferencias finitas	13
2.3 Integración temporal y filtrado de las ondas Gravito-inerciales	19
2.4 Condiciones Iniciales	22
3. EXPERIMENTACION NUMERICA	25
3.1 Estado de Referencia	25
3.2 Consistencia Energética	28
3.3 Inclusión de Orografía	31
3.3.1 Experimento N° 1	31
3.3.2 Experimento N° 2	37
4. RESULTADOS OBTENIDOS	39
4.1 Campo de presión en superficie y movi- mientos verticales	39
4.2 Estabilidad del Flujo Atmosférico	59
4.3 Divergencia y Energía Cinética Total	62
5. CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS	66
5.1 Conclusiones	66
5.2 Sugerencias	68

CAPITULO 1

CONSIDERACIONES GENERALES

1.- Introducción y Revisión Bibliográfica

Es un hecho conocido que el estado de la atmósfera es afectado por las condiciones de la superficie de la tierra. En lo que concierne al movimiento en gran escala, éste es influenciado por la distribución de los continentes y océanos, y por otro lado, por la orografía de gran escala de la superficie terrestre. En el primer caso, la influencia sobre el movimiento es térmica y se debe al contraste de temperatura del aire sobre los continentes y los mares. En el segundo caso, el efecto sobre el movimiento es de naturaleza puramente dinámica. Algunos investigadores han mostrado que barreras montañosas de dimensiones considerables, tales como las Rocallosas y la cadena del Himalaya, juegan un rol importante en la posición de vaguadas y cuñas semipermanentes de altura en el flujo de los oestes. Los argumentos esgrimidos son basados en observaciones que muestran que ciertas características de los flujos medios en altura, no se modifican estacionalmente a pesar del cambio de signo del gradiente térmico continente-océano, entre el verano y el invierno.

La existencia de una cordillera como la de "Los Andes" que se situa en forma casi meridional a lo largo de todo el territorio sud-americano, conforma en realidad un verdadero obstáculo que se interpone al flujo atmosférico y cuyas dimensiones son tales que hacen posible su representación en una escala global. Las interacciones entre el flujo atmosférico y éste obstáculo, son de tal naturaleza que sus efectos debieran apreciarse

a través de todas las variables meteorológicas a escala sinóptica, en gran parte de la tropósfera.

A partir de la década del 40 se inician los estudios teóricos tendientes a explicar el comportamiento del flujo atmosférico, en presencia de obstáculos orográficos. Sin embargo no sería aventurado afirmar en estos momentos que el problema de la predicción hidrodinámica del tiempo, inicia una nueva era a partir del advenimiento de las computadoras electrónicas de alta velocidad. Los logros alcanzados en ésta línea se ponen de manifiesto a la luz de numerosos trabajos que no pueden enumerarse en su totalidad, aunque a modo de ejemplo pueden citarse los de Charney y Eliassen (1949), Phillips (1951), Smagorinsky (1963), Mintz (1969), Arakawa (1966), Shuman y Hovermale (1968), Kasahara y Washington (1967), Kurihara y Holloway (1967) y Manabe y Holloway (1971).

Entre los distintos trabajos desarrollados para mostrar que las montañas afectan las características del tiempo, el clima, la precipitación en sus vecindades y que generan áreas ciclogénicas a sotavento de las mismas, podemos citar a Klein (1957) y Reitan (1974).

Bolin (1950) extendió los estudios teóricos con flujos estacionarios de Queney (1948) que mostraron que un obstáculo de las dimensiones de las montañas Rocallosas, genera ondas a sotavento en escala sinóptica. Los resultados de Bolin señalaron la influencia de las montañas del Hemisferio Norte sobre los oestes de latitudes medias. Este autor utilizó en su trabajo el modelo barotrópico de Charney y Eliassen (1949).

Kasahara (1966), utilizando un modelo barotrópico en

forma euleriana, mostró que en el caso de condiciones iniciales cuasi-geostróficas y solución estacionaria, la presencia de montañas interpuestas en un flujo del oeste produce un tren de ondas largas. Este mismo tren no fué observado por Kasahara en los experimentos en que adoptó la aproximación del plano β , hecho que permitiría inferir la importancia de la variación del parámetro de Coriolis, en la formulación de hipótesis para estudios de ésta naturaleza. El tren de ondas generado, respondió a las características de las ondas planetarias estacionarias, tales como las que se obtendrían a partir de la teoría de Rossby - Harwitz. Por otra parte los experimentos con flujo del este no mostraron la presencia de un tren de ondas asociado.

Kasahara y Washington (1971) utilizando un método que les permitió incorporar la orografía al modelo del NCAR (x), mostraron que el efecto de las montañas sobre los mecanismos de transporte de cantidad de movimiento, vapor de agua, calor y energía en función del estado zonal medio, juega un rol menor comparado con el efecto de continentalidad. Sin embargo, en los aspectos regionales de la circulación general, los efectos de la orografía son marcadamente importantes. Estos autores sugieren estudios que tiendan a delimitar la importancia de los efectos térmicos y orográficos.

En 1974 Egger publicó un trabajo con los resultados de una experimentación numérica, con el objeto de simular la

(x) National Center for Atmospheric Research

ciclogénesis a sotavento de una cadena montañosa. La técnica empleada por Egger consiste en calcular la ecuación de vorticidad y divergencia, en los puntos del reticulado que se encuentran en la zona ciclogénica. Para ello la zona de experimentación elegida simuló la cadena montañosa de las Rocallosas y el continente de Groenlandia. Las conclusiones a las que éste investigador arriba, es que la advección de vorticidad en altura no tiene importancia en el descenso de presión en superficie, en el caso de las Rocallosas. En el caso de Groenlandia, la vorticidad contribuye al descenso de presión en la parte final del proceso.

Manabe y Terpstra (1974) estudiaron los efectos de las montañas en la circulación general de la atmósfera, a partir de una serie de experimentos numéricos con un modelo que considera alternativamente, la inclusión o no de orografía. El método de éstos autores, consistió en comparar ambas series experimentales entre sí y con análisis realizados a partir de datos reales. En primer lugar los resultados de estos investigadores, muestran claramente que la inclusión de orografía permite representar más realísticamente el flujo medio atmosférico, particularmente en la alta tropósfera y estratósfera. Puede observarse en la tropósfera superior, la presencia de una vaguada estacionaria a sotavento de las grandes cadenas montañosas y una intensificación del flujo del oeste al este de la vaguada. Estas características no se observan en el modelo que no incluye orografía. Por otra parte se observa en la tropósfera, un aumento en la energía cinética del flujo básico a expensas de la energía cinética de las perturbaciones, cuando el modelo incluye orografía. Además, los resultados de Manabe y Terpstra revelan que la probabilidad de ciclogénesis aumenta a sotavento de las cadenas

montañosas, cuando estas se interponen a un marcado flujo del oeste. Por último, cabe agregar que los mencionados autores señalan que la presencia de montañas afecta a los procesos hidrológicos, modificando el campo tridimensional de advección de humedad y alterando la distribución global de la precipitación. La introducción de montañas en los modelos, genera campos meteorológicos más realísticos que cuando las mismas son excluidas.

Un análisis espectral de las alturas y vorticidades geostróficas computadas para distintos puntos de la región oeste del continente norteamericano y la parte este del océano Pacífico, fue realizado en 1976 por Paegle y Paegle. Sus resultados espectrales mostraron variaciones horizontales, que los autores atribuyen a la topografía subyacente. Para alcanzar estas conclusiones, Paegle y Paegle recurrieron a la utilización de un modelo barotrópico simplificado de flujo sobre montañas.

Otro de los autores que utilizaron un modelo de ecuaciones primitivas fue Trevisan (1976), adoptando como coordenada vertical la isoentrópica. Suponiendo una atmósfera seca, viscosa e hidrostática esta autora estudia la influencia de la orografía sobre la formación de ciclones. El modelo empleado fue desarrollado por Eliassen y Raustein (1968) y en este caso Trevisan lo aplica a un canal horizontal rectangular de 4000 Km x 5000 Km de extensión, con seis niveles en la vertical. En el modelo se incluye una topografía no uniforme de forma gaussiana, con una altura máxima de 1 Km. Los resultados muestran como con una simple configuración que representa a un obstáculo orográfico (en este caso los Alpes y Pirineos), permite a los modelos de ecuaciones primitivas reproducir las características principales del flujo atmosférico sobre montañas. La formación de ci-

clones al sur de la barrera montañosa que simula a los Alpes en el modelo empleado, es una de las características reproducidas.

Tal como fuera señalado anteriormente, en esta introducción no se ha agotado la consideración de los innumerables trabajos publicados sobre el tema. Sólo se citan algunos de los más conocidos, ya que una revisión exhaustiva en la materia, es capaz a los objetivos propuestos en este trabajo. Sin embargo no podríamos dejar de mencionar la existencia del sub-programa del GARP (x) , que considera el flujo de aire alrededor y sobre las montañas. Este sub-programa denominado ALPEX (1979) , cuenta entre sus objetivos el determinar las características del flujo atmosférico sobre y alrededor del sistema de los Alpes, tomando en consideración las condiciones sinópticas e incluyendo efectos de ascensos forzados y efectos locales como el Mistral, Bora y Föhn. Otro de sus objetivos es estudiar los procesos físicos conducentes a la formación de ciclones, a sotavento de barreras montañosas y los mecanismos de su evolución futura. El proyecto ALPEX se encuentra actualmente en su fase inicial y por lo tanto no se dispone aún de resultados. Pero el mismo pone de manifiesto la importancia que la colectividad científica internacional, asigna a estudios sobre presencia de obstáculos en el flujo atmosférico.

(x) Global Atmospheric Research Programme

1.2.- Objetivos de este Estudio

De lo expresado en 1.1., se infiere que casi la totalidad de los trabajos realizados para estudiar el comportamiento del flujo atmosférico sobre obstáculos orográficos, se refieren a sistemas que corresponden al Hemisferio Norte. Podemos citar como excepciones a aquellos casos que emplearon modelos globales de circulación, en los cuales la orografía se ve simplificada extremadamente en su representación. Por otro lado los resultados muestran claramente que la inclusión de orografía, reproduce en los modelos características del flujo atmosférico en las cercanías de obstáculos orográficos, que la omisión de éstos no permite obtener. Principalmente, la inclusión de montañas aumenta la probabilidad de ciclogénesis a sotavento de las mismas. Además, las observaciones y estudios teóricos señalan que el flujo atmosférico de gran escala, está influenciado por la distribución de continentes y océanos (efecto térmico) y por los grandes accidentes topográficos (efecto dinámico).

Por lo expuesto anteriormente, se consideró de interés realizar un estudio tendiente a representar de una manera suficientemente realística, el mayor accidente orográfico interpuesto meridionalmente al flujo atmosférico de los oeste en el mundo. Éste es el caso de la Cordillera de Los Andes, que no ha sido objeto hasta el presente, de exhaustivos estudios que puedan determinar su influencia en la atmósfera.

De los dos efectos antes señalados que influyen sobre el flujo atmosférico (térmico y dinámico), se estimó conveniente aislar los mismos con el objeto de un mejor conocimiento de la orografía, sobre la circulación atmosférica. En consecuencia

en este trabajo, se trata de poner de manifiesto los efectos dinámicos (Cordillera), aislándolos de todo otro tipo de procesos físicos tales como el calentamiento diferencial.

Si se tiene en cuenta que la Argentina se encuentra a sotavento de la Cordillera de Los Andes, es inmediato reconocer las ventajas que un estudio como el presente otorgará para el pronóstico a corto plazo (48 - 72 horas). Por último, no podríamos omitir aquí la importancia que un estudio de éste tipo, tiene en la planificación económica y en el desarrollo agrícola-ganadero, además de estar encuadrado dentro de proyectos internacionales considerados prioritarios como es el GARP y su sub-programa ALPEX.

CAPITULO 2

MODELO UTILIZADO

2.1.- Ecuaciones del modelo

Los experimentos numéricos que se describen en este trabajo, se llevan a cabo mediante la integración de una forma discretizada del sistema de ecuaciones primitivas, en el cual la presión se ha tomado como coordenada vertical. El modelo utilizado es una versión modificada del modelo de Mintz y Arakawa (x), y en este caso se ha aumentado la resolución vertical, al considerar 3 niveles en lugar de 2 niveles que emplea el modelo original. Esta versión ampliada del modelo de Mintz y Arakawa, se desarrolla con el propósito de llegar a simular la circulación general de la atmósfera para el hemisferio sur, teniendo en cuenta la presencia de un obstáculo orográfico como la Cordillera de Los Andes. Las ecuaciones se escriben para una atmósfera seca, adiabática e hidrostática y son incluidos los términos de difusión.

Se utiliza una proyección estereográfica polar y la región de integración del modelo es un recinto cuadrado que cubre el Hemisferio Sur. No se considera "staggering" en el plano horizontal, es decir todas las variables son definidas en los mismos puntos. En la vertical, la única variable que no es

(x) Langlois, W.E. and Kwok, H.C.W., 1969.

definida en el centro de las capas es la velocidad vertical w , la que es definida en los bordes de las mismas (Figura 2.1). La aproximación hidrostática nos permite elegir a la presión como coordenada vertical.

Las ecuaciones hidrodinámicas para un flujo cuasi-horizontal de la atmósfera, tomando en cuenta la aproximación hidrostática, pueden ser escritas en la siguiente forma.

a) Ecuaciones de movimiento

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\text{div}(u\vec{V}) - \frac{\partial \omega u}{\partial p} + (f + f_s)v - \frac{\partial \phi}{\partial x} + K \frac{\partial(\text{div}\vec{V})}{\partial x} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\text{div}(v\vec{V}) - \frac{\partial \omega v}{\partial p} - (f + f_s)u - \frac{\partial \phi}{\partial y} + K \frac{\partial(\text{div}\vec{V})}{\partial y} \quad (2.2)$$

b) Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (2.3)$$

c) Ecuación hidrostática

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} + \alpha = 0 \quad (2.4)$$

d) Ecuación termodinámica

$$\frac{\partial(c_p T)}{\partial t} + u \frac{\partial(c_p T)}{\partial x} + v \frac{\partial(c_p T)}{\partial y} + \omega \frac{\partial(c_p T)}{\partial p} - \alpha \omega = 0 \quad (2.5)$$

e) Ecuación de Estado

$$\frac{p_0^\kappa}{R} p^{\frac{1}{\kappa-1}} \alpha - \theta = 0 \quad (2.6)$$

Los símbolos y letras empleadas en las ecuaciones anteriores son las usuales en meteorología:

- $\theta = \left(\frac{p_0}{p}\right)^\kappa T$ - temperatura potencial
- \vec{V} - vector viento cuasi horizontal
- u, v - componentes zonal y meridional de
- $\omega = \frac{dp}{dt}$ - velocidad vertical
- ϕ - geopotencial
- f - parámetro de Coriolis
- $f_s = \frac{u \cdot \gamma - v \cdot x}{2a^2}$ - corrección por esfericidad
- a - radio de la tierra
- K - coeficiente de difusión
- P - presión
- α - volumen específico
- T - temperatura
- C_p - calor específico a presión constante
- R - constante de los gases ideales

$$\alpha = \frac{R}{C_p}$$

$$P_0 = 1000 \text{ mb}$$

div. - divergencia en una superficie isobárica

Combinando las ecuaciones (2.4) y (2.5), nos conduce a una expresión de diagnóstico para el cálculo del geopotencial:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{R}{C_p}}} = - C_p \Theta \quad (2.7)$$

Usando $\Theta = \frac{d\Theta}{dt}$ y la ecuación de continuidad (2.3), se obtiene una expresión de pronóstico para Θ :

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = - \text{div.} (\Theta \vec{V}) - \frac{\partial \omega \Theta}{\partial P} \quad (2.8)$$

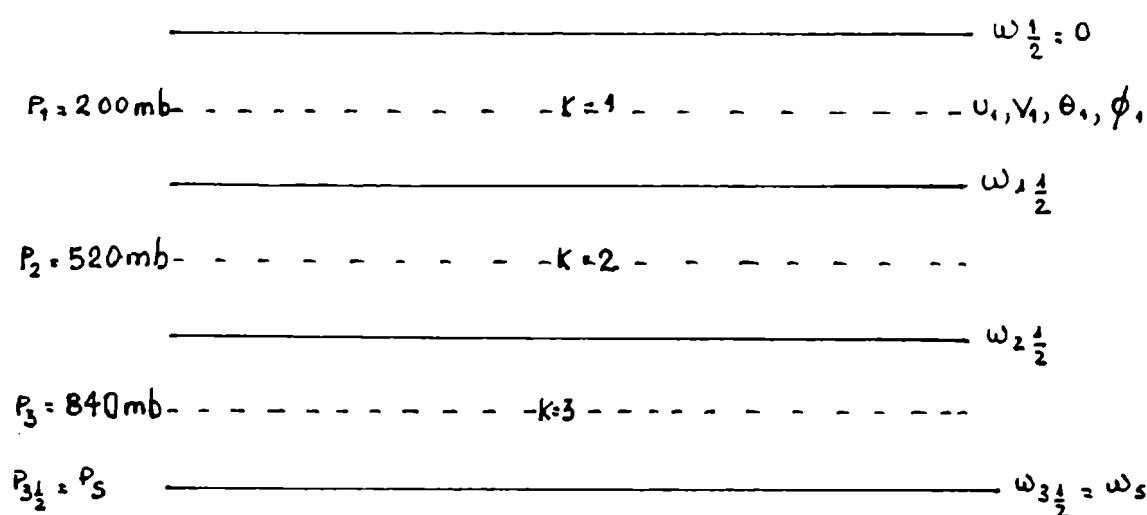
De la definición de ω en superficie, surge una expresión de pronóstico para la presión en superficie:

$$\frac{\partial P_s}{\partial t} = \omega_s - \vec{V}_s \cdot \text{grad}_{z=0} P_s \quad (2.9)$$

Si se especifica el valor de k , como función de las variables dependientes o independientes y se dan las condiciones de frontera adecuadas, el conjunto de ecuaciones (2.1), (2.2), (2.3), (2.7), (2.8) y (2.9) forma un sistema cerrado. Las cuatro ecuaciones (2.1), (2.2), (2.8) y (2.9) se utilizan para calcular la evolución en el tiempo de las variables "his

tóricas" u , v , θ , P_s , a partir de un estado inicial definido para las mismas. Las dos ecuaciones restantes del sistema cerrado, son de diagnóstico y permiten obtener los valores de ω y ϕ para cada paso de tiempo, en función de las variables históricas pronosticadas.

FIGURA 2.1



DISCRETIZACION VERTICAL DEL MODELO

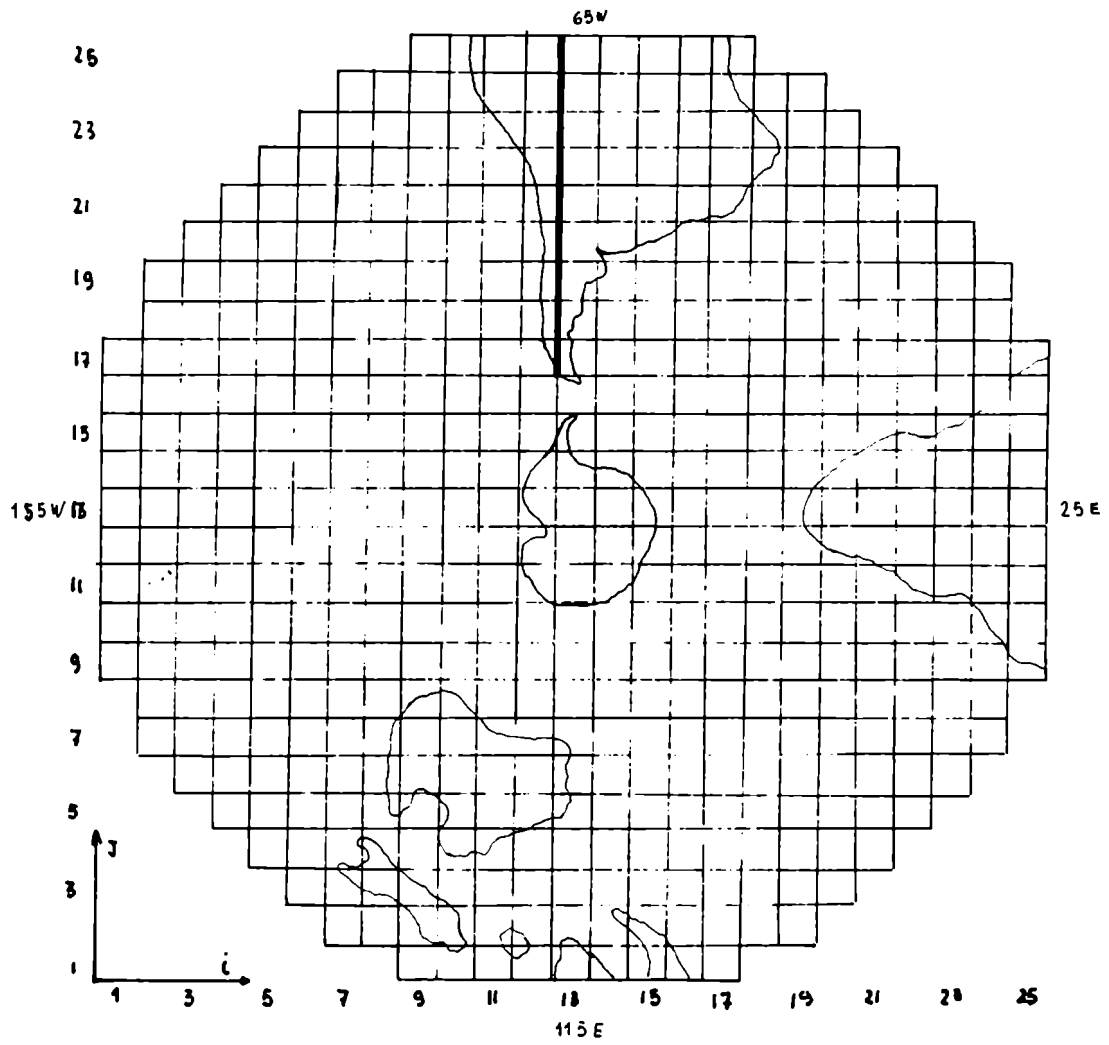
2.2.- Elección del reticulado y del Esquema de Diferencias finitas

En este trabajo se ha elegido como esquema de diferencias finitas, el llamado método de las cajas (box method), para ser aplicado a las ecuaciones escritas en el sistema de

coordenadas x , y , p , sobre el plano estereográfico polar. Se define una malla tridimensional (i, j, k) cuya estructura horizontal en cada una de las superficies isobáricas, está definida por un recinto octogonal de 505 puntos equidistantes en el plano de proyección (Figura 2.2).

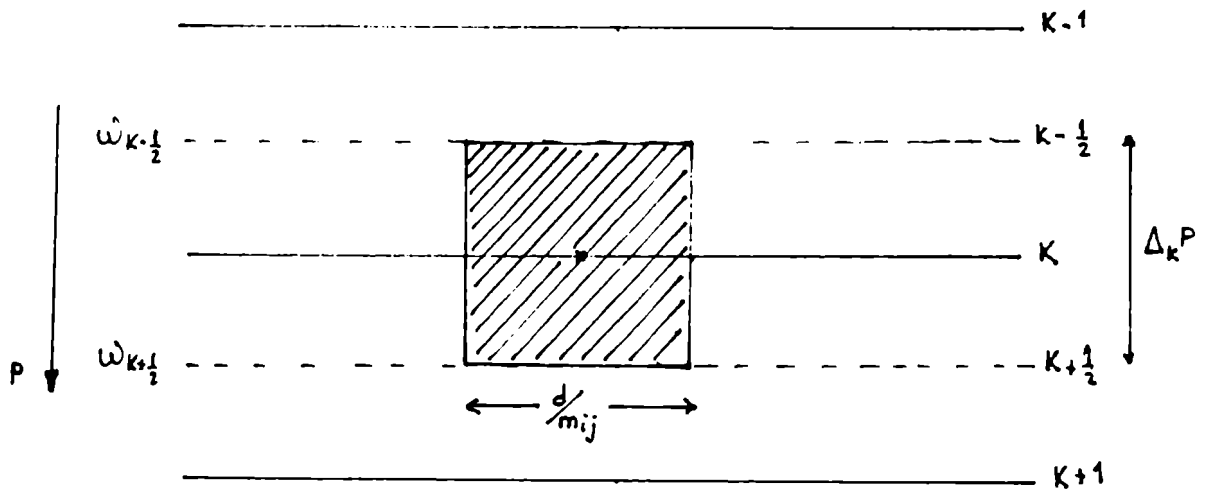
La distancia d entre dos puntos de intersección en el plano horizontal, a lo largo de un paralelo, corresponde a una longitud sobre la esfera terrestre de 1060 Km en el polo y de 530 Km en el ecuador. Tal como se señaló anteriormente, todas las variables son definidas en los puntos de malla tridimensional (i, j, k) , con excepción de la velocidad vertical en coordenadas p , que es definida en los puntos $(i, j, k \pm \frac{1}{2})$. Se considera al dominio tridimensional formado por cajas cuyas secciones horizontales son cuadrados de lados d/m_{ij} y cuyas secciones verticales son rectángulos de lados d/m_{ij} y $\Delta_k P$ (Figura 2.3). En este caso m_{ij} representa el valor del factor de escala en el punto (i, j) , mientras que $\Delta_k P = P_{k+\frac{1}{2}} - P_{k-\frac{1}{2}}$ representa el espesor de la capa considerada y es constante para las dos capas superiores. Estas cajas se distribuyen de tal forma, que sus centros coinciden con los nodos de la malla tridimensional. Siguiendo a Bryan (1966) y a Kurihara y Holloway (1967) se representan los operadores diferenciales por aproximaciones en diferencias finitas, tomando en cuenta que las ecuaciones (2.1), (2.2) y (2.8) se combinan con la ecuación de continuidad, de tal forma que los términos de advección aparecen bajo la forma de una divergencia tridimensional. Esta última expresión es de fácil representación en el método de las cajas. A modo de ejemplo se representa a continuación el flujo en diferencias finitas del vector $\alpha \vec{V}$, saliente de las caras de las cajas:

FIGURA 2.2



MALLA HORIZONTAL EMPLEADA EN EL MODELO

FIGURA 2.3



CORTE VERTICAL DE UNA DE LAS CAJAS DONDE SE

MUESTRA LA DISTRIBUCION DE VARIABLES.

$$\text{div.}_{i,j,k} (a \vec{V}) + \frac{\delta_{i,j,k}}{\delta_{i,j,k} P} (\omega \Theta) = \frac{m_{ij}^2}{d} \left(a_{i+1/2} \left(\frac{\mu}{m} \right)_{i+1/2} - a_{i-1/2} \left(\frac{\mu}{m} \right)_{i-1/2} + \right. \\ \left. + a_{j+1/2} \left(\frac{\nu}{m} \right)_{j+1/2} - a_{j-1/2} \left(\frac{\nu}{m} \right)_{j-1/2} \right) + \frac{1}{\Delta_k P} \left(\omega_{k+1/2} \Theta_{k+1/2} - \omega_{k-1/2} \Theta_{k-1/2} \right)$$

donde $b_{\alpha+1/2} = \frac{b_{\alpha} + b_{\alpha+1}}{2}$ y $\alpha = i, j, k$, salvo para los índices situados en los bordes en los que se admite que la frontera exterior del dominio es un muro a lo largo del ecuador, donde el viento normal es nulo y se cumple la siguiente condición:

$$\sum_i \sum_j \text{div}_{ijk} (a \vec{V}) \frac{d\varepsilon}{m_{ij}^2} = 0 \quad (2.10)$$

Siendo d el incremento espacial $\Delta x = \Delta y = d$. En la vertical, se supone que en límite superior $P = 40$ mb, debe cumplirse que $\omega_{i,j,1/2} = 0$, condición que actúa sobre el límite inferior ($p = p_s$) de forma tal que verifica:

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\delta_{ijk}(\omega\Theta)}{\delta_{ijk}(p)} \delta_{ijk}(p) = \omega_{ijs} \Theta_{ijs}$$

Los términos correspondientes a gradientes horizontales se aproximan utilizando un esquema centrado, tal como se indica a continuación:

$$\frac{\delta_{ijk}(\phi)}{\delta_{ijk}(x)} = \frac{m_{ij}}{2d} (\phi_{i+1jk} - \phi_{i-1jk})$$

$$\frac{\delta_{ijk}(\phi)}{\delta_{ijk}(y)} = \frac{m_{ij}}{2d} (\phi_{ij+1k} - \phi_{ij-1k})$$

con excepción del borde exterior donde se aproxima utilizando un esquema asimétrico del tipo:

$$\frac{\delta_{ijk}(\Theta)}{\delta_{ijk}(x)} = \frac{m_{ij}}{2d} (\phi_{i+1jk} - \phi_{ijk})$$

El esquema de diferencias finitas elegido cumple con la condición integral de que la divergencia total sobre el recinto es nula, es decir, expresado en sumatorias:

$$\sum_{i,j} \sum \left(V_{ij} \text{grad}_{ij} \phi + \phi_{ij} \text{div}_{ij} V \right) \frac{d^2}{m_{ij}} = 0 \quad (2.11)$$

Cabe recalcar aquí que en la ecuación (2.8), el término advectivo debe ser calculado para $k=3$, definiendo un campo de temperaturas potencial en superficie cuyos valores coincidan con aquellos de la capa más próxima al suelo, es decir:

$$\Theta_{ij5} = \Theta_{ij3} \quad (2.12)$$

Al resolver la ecuación de la tendencia (2.9) y los términos de advección en las ecuaciones (2.1) y (2.2) aplicados al nivel inferior, se hace necesario conocer el campo de viento horizontal en superficie, el que es definido igual a los valores del nivel más próximo:

$$\vec{V}_{ij5} = \vec{V}_{ij3} \quad (2.13)$$

Las expresiones (2.12) y (2.13) surgen como consecuencia de la condición que la energía total del sistema, debe conservarse también para las ecuaciones discretizadas. De esta forma se asegura la consistencia para el esquema de resolución elegido. De (2.10) y (2.11) se infiere que:

$$\sum_{i,j} \sum \frac{\delta_{ij} P_s}{\delta t} \frac{d^2}{m_{ij}} = 0$$

La condición anterior implica que la masa se conserva durante la integración de las ecuaciones del modelo. En cuanto a la energía total, la misma decrece levemente a medida que transcurre el tiempo, debido a la presencia de los términos de difusión de la forma $K \cdot \text{grad} (\text{div } \vec{V})$ expresados en (2.1) y (2.2).

2.3.- Integración temporal y filtrado de las ondas gravito-inerciales

Se eligió un esquema de integración centrado para las ecuaciones de pronóstico, salvo en el instante inicial que se utilizó el esquema de Matsuno (1966) (Euler - Backward). El esquema centrado puede ser representado como sigue:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} (x, t) = A \psi (x, t)$$

se define:

$$\frac{\delta \psi}{\delta t} (x, t) = \frac{1}{2 \Delta t} (\psi (x, t + \Delta t) - \psi (x, t - \Delta t))$$

donde ψ es cualquiera de las variables de pronóstico del modelo y es posible calcular:

$$\psi (x, t + \Delta t) = \psi (x, t - \Delta t) + 2 \Delta t \cdot A \psi (x, t)$$

El tiempo de integración Δt empleado es impuesto por la condición de estabilidad lineal y en el caso del presen-

te modelo $\Delta t = 10$ minutos.

La inclusión de los términos de difusión tiende a evitar la amplificación de las ondas cortas, correspondientes a longitudes de escalas menores que la resolución espacial elegida para el modelo. Pero por otro lado, la elección de un esquema centrado para resolver las ecuaciones discretizadas, es incompatible con la condición requerida de estabilidad lineal para la ecuación de difusión. Por lo tanto, cuando las ecuaciones a resolver contienen simultáneamente términos advectivos y de difusión como en el presente estudio, es necesario recurrir a esquemas de compromiso que aseguren la estabilidad computacional para ambos términos. En nuestro caso se usa el esquema centrado, evaluando los términos de difusión en el paso de tiempo anterior al correspondiente a la integración, en tanto que los términos advectivos se calculan para el paso de tiempo de la integración. Este criterio asegura la estabilidad computacional (Haltiner, 1971).

Es un hecho bien conocido que el esquema temporal centrado (leap - frog) presenta dos series de soluciones correspondientes a pasos de tiempo pares e impares. Para lograr el acople de las soluciones, se intercala cada 6 horas de integración del modelo un esquema Matsuno.

Para la experimentación numérica del presente modelo se utiliza un estado inicial que se encuentra geostróficamente balanceado, tal como se verá en el punto 2.4. El balance geostrófico como estado inicial en los modelos de ecuaciones primitivas, no elimina totalmente la generación de ondas de gravedad interna debido a la pequeña divergencia del viento geostrófico. Respecto a estas ondas inercio-gravitatorias, es conocida la

existencia de algoritmos de integración temporal que poseen la propiedad de amortiguar las ondas, como por ejemplo el esquema de Euler que fuera empleado por Kurihara (1965). Sin embargo estos esquemas son selectivos en frecuencia y no permiten amortiguar convenientemente todas las ondas de gravedad interna, las cuales pueden tener frecuencias muy bajas. Sadourny (1972) propuso utilizar en la ecuación de movimiento un término de difusión de la siguiente forma:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \dots + K \text{grad} (\text{div. } \vec{V}) \quad (2.14)$$

donde K tiene dimensiones de un coeficiente de difusión. Aplicando los operadores de divergencia y rotor a la ecuación (2.14) se obtiene:

$$\frac{\partial (\text{div. } \vec{V})}{\partial t} = \dots + K \nabla^2 (\text{div. } \vec{V}) \quad (2.15)$$

En (2.15) el campo de velocidad corresponde sólo a la componente divergente del movimiento. Aplicando el rotor a (2.14), es

$$\frac{\partial (\text{rot } \vec{V})}{\partial t} = \dots + 0$$

Sólo la componente divergente del viento se amortigua en tanto que la componente rotacional, que caracteriza el primer orden del movimiento geostrófico, permanece sin modificarse. El término representa de una manera artificial la disipación de energía ligada a la generación de torbellinos turbulentos debido a las ondas inercio-gravitacionales. El efecto de

éste se manifiesta como un factor de filtrado de estas ondas, cualquiera sea su frecuencia. Este factor ya ha sido utilizado en la generación de un estado de referencia e introducción de datos no-sinópticos por Hordij, Ciappesoni, Rabreau (1973), referencia que puede ser consultada para mayores detalles del modelo empleado en este trabajo. Por lo dicho anteriormente, el término de difusión propuesto por Sadourny se aplica a las ecuaciones (2.1) y (2.2) para lograr un control efectivo sobre las ondas gravito-inerciales.

2.4.- Condiciones Iniciales

Como condición inicial se utiliza un estado de referencia a partir de una simulación de un campo geopotencial, generado por una función sinusoidal que reproduce aproximadamente los valores climatológicos de las alturas isobáricas representadas en el modelo. La función es definida como sigue:

$$Z_p(\varphi, \lambda) = (\Delta Z_e)_p - A_p \sin^4 \varphi + A_p^* \sin \lambda \sin^2 \varphi \quad (2.16)$$

donde φ = latitud, λ = longitud y:

$$(\Delta Z_e)_{200} = 12.375 \text{ m g p para } p = 200 \text{ mb y } \varphi = 0^\circ$$

$$(\Delta Z_e)_{520} = 5.454,5 \text{ m g p para } p = 520 \text{ mb y } \varphi = 0^\circ$$

$$(\Delta Z_e)_{840} = 1.625 \text{ m g p para } p = 840 \text{ mb y } \varphi = 0^\circ$$

$$A_{200} = 1.000 \text{ m g p para } p = 200 \text{ mb}$$

$$A_{520} = 800 \text{ m g p para } p = 520 \text{ mb}$$

$$A_{840} = 400 \text{ m g p para } p = 840 \text{ mb}$$

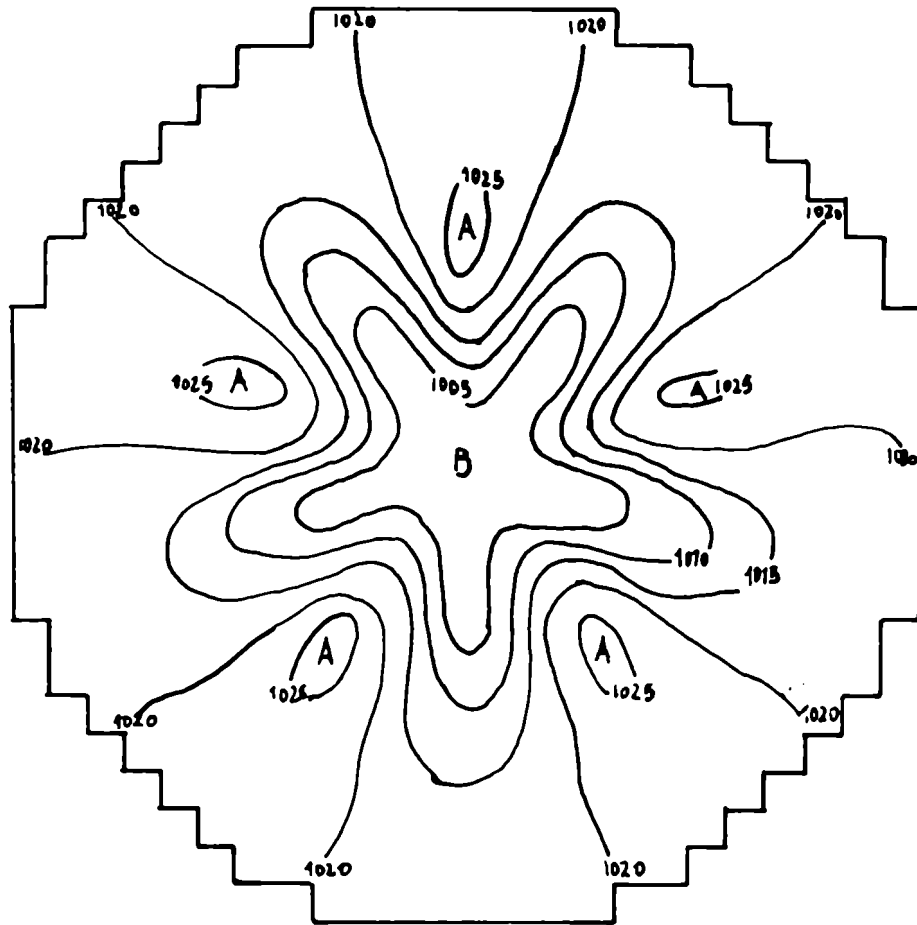
$$\Delta^*_{200} = 160 \text{ m g p} \quad \text{para} \quad p = 200 \text{ mb}$$

$$\Delta^*_{520} = 120 \text{ m g p} \quad \text{para} \quad p = 520 \text{ mb}$$

$$\Delta^*_{840} = 80 \text{ m g p} \quad \text{para} \quad p = 840 \text{ mb}$$

Una vez obtenido los geopotenciales y con la ecuación (2.7), se calculan los campos de temperatura potencial. Por otro lado, utilizando la aproximación geostrófica, se calcula el campo de velocidades en todos los niveles del modelo. Inicialmente la presión de superficie se supone constante e igual a 1000 mb, de tal forma de permitir que el modelo ajuste los campos de masa y vientos en los sucesivos pasos de integración temporal. La Figura 2.4 muestra la distribución de la presión en superficie ajustada por el campo de movimiento, para el instante inicial.

FIGURA 2.4



D 00 PS

CAMPO DE LA PRESION EN SUPERFICIE
PARA EL ESTADO INICIAL

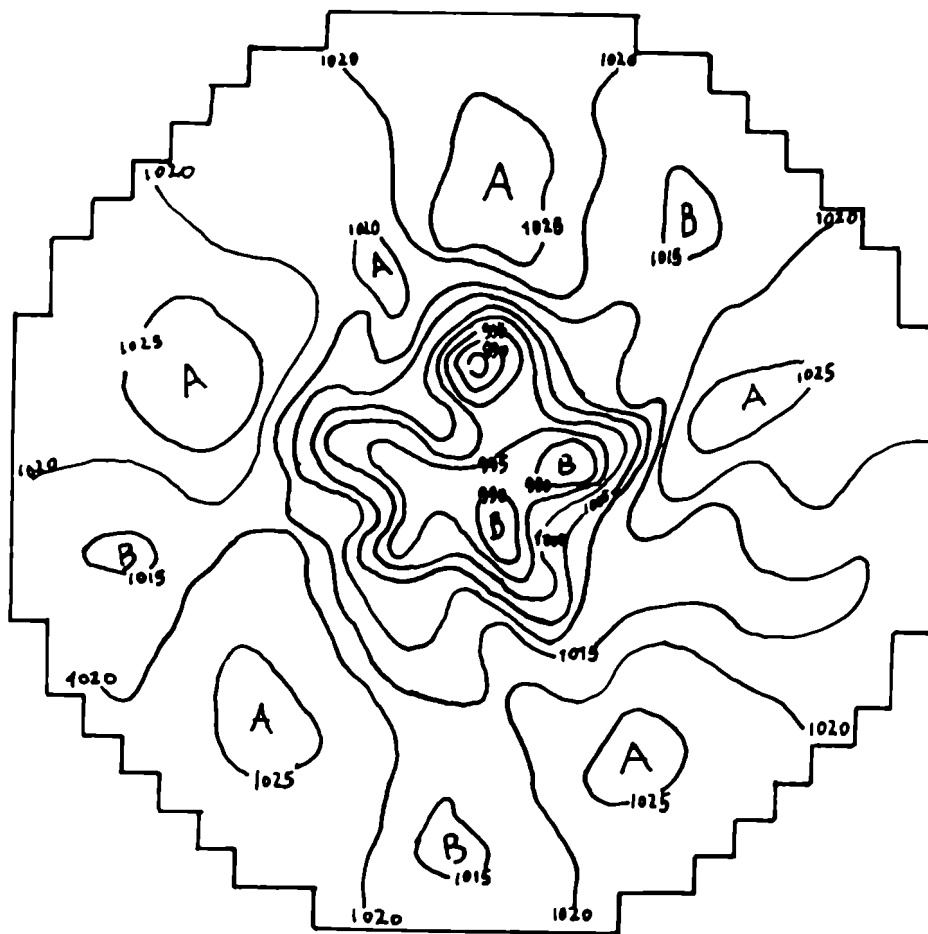
CAPITULO 3

EXPERIMENTACION NUMERICA

3.1.- Estado de Referencia

Utilizando las condiciones definidas en el Capítulo 2, parágrafo 2.4.-, se integran las ecuaciones del modelo para un período de 15 días. Esta integración se realizó con el doble propósito de generar un estado de referencia y controlar el comportamiento energético del modelo. La condición inicial dada por la expresión 2.16, determina un flujo básico al cual se le superpone una perturbación de número de onda 5 en el hemisferio sur, cuya máxima amplitud se encuentra sobre los 45° S y decrece hasta anularse en el Ecuador y en el Polo. El número de onda elegido (5 ondas), responde a la necesidad de evitar la tendencia del presente modelo a favorecer el desarrollo de 4 ondas hemisféricas. Este hecho se observó en anteriores experimentos realizados por Hordij y Ciappesoni, cuando se eligió como condiciones iniciales las correspondientes a un flujo zonal de onda 0, con inestabilidad baroclínica. Se estima que ésta particularidad es una consecuencia del recinto de integración utilizado (cuadrado). Las Figuras 2.4 y 3.1 representan el campo de presión en superficie para el instante inicial y para el día número 5 de integración, respectivamente. De la comparación de las mismas y del análisis de los estados intermedios, surge claramente que las ondas se desplazan a velocidades comprendidas entre 10° y 15° por día. Estas velocidades se corresponden con las velocidades de las ondas de Rossby.

FIGURA 3.1

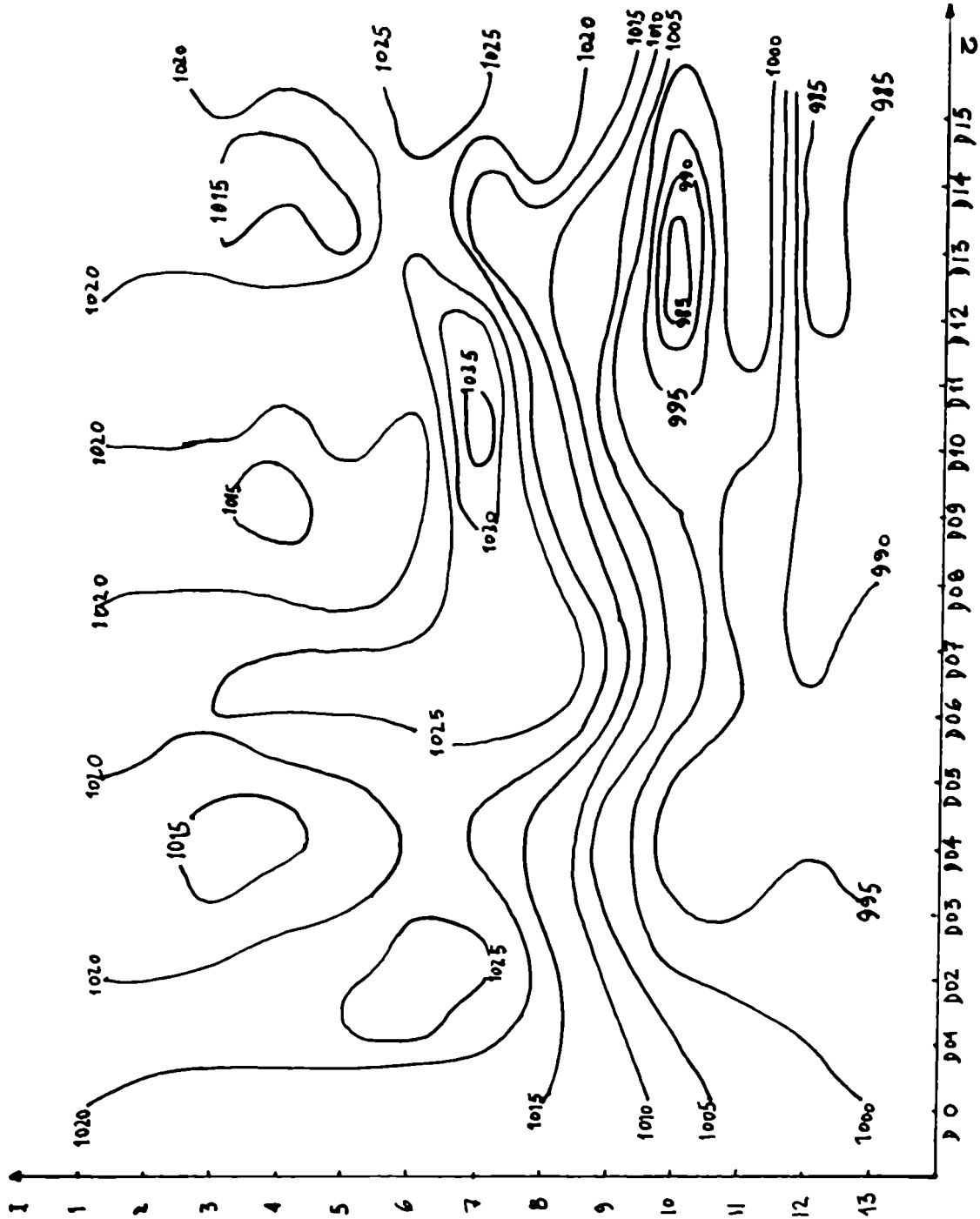


D 05 PS

CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE AL CABO DE 5 DIAS
DE INTEGRACION DEL MODELO

En la figura 3.2 se ha representado la variación de la presión en superficie (P_s), a lo largo de un meridiano fijo ($\lambda = 155^\circ W$), durante el período de integración de 15 días. Los resultados de la simulación numérica, muestran que el campo de presión en superficie generado por el modelo, se identi-

FIGURA 3.2



3.13 1.1.13

VARIACION DEL CAMPO DE PRESION EN SU SUPERFICIE A LO LARGO DE UN MERIDIANO
DURANTE EL PERIODO DE INTEGRACION DE 15 DIAS

fica satisfactoriamente con los campos observados en el hemisferio sur. Este hecho corrobora la bondad del modelo, para simular las características principales de la circulación atmosférica.

Los resultados de la integración numérica para el estado de referencia (es decir, sin inclusión de orografía), muestran valores del campo de movimiento vertical comprendidos entre ± 1 mb/hora. También se calculó la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de la divergencia para cada nivel, con el fin de comparar estos resultados con los correspondientes a los de la divergencia media de la escala de trabajo considerada. Se encontró que el orden de magnitud de la divergencia calculada por el modelo durante todo el período de integración, es menor en todos los niveles que 10^{-6} seg^{-1} (divergencia que corresponde a la escala sinóptica). Lo señalado anteriormente asegura que el modelo reproduce campos meteorológicos, que muestran las características básicas de la circulación atmosférica.

3.2.- Consistencia Energética

El sistema de ecuaciones discretizado constituye una aproximación consistente para las ecuaciones hidrodinámicas y por lo tanto cumple con condiciones integrales de energía. Esto es de suma importancia, por cuanto las integrales de energía sirven como control de la precisión en la integración numérica. A partir de las ecuaciones integrales de energía de Mintz - Arakawa, las mismas pueden escribirse en forma discretizada para el presente modelo como sigue:

$$E_k = \sum_R \left(\frac{V_1^2}{2} + \frac{V_2^2}{2} \right) \Delta_P + \frac{V_3^2}{2} \Delta_{Ps} \quad (3.1)$$

$$E_{P+I} = \sum_R C_P (\Theta_1 + \Theta_2) \Delta_P + C_P \Theta_3 \Delta_{Ps} \quad (3.2)$$

donde:

E_k = energía cinética total

Δ_P = espesor de la capa considerada (constante en las 2 capas superiores)

Δ_{Ps} = espesor de la capa definida entre superficie y 600 mb

V_1, V_2, V_3 = viento horizontal en los niveles 1, 2 y 3

$\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3$ = temperatura potencial en los niveles 1, 2 y 3

E_{P+I} = energía potencial más energía interna.

Las sumatorias en (3.1) y (3.2) se calculan sobre todo en el recinto de integración R .

En la Tabla 3.1 se han computado los cocientes entre la energía total del sistema para cada paso de tiempo, con respecto a la energía total inicial, sin tomar en cuenta la difusión. En otras palabras, no se considera en éste experimento la presencia de fuentes ni sumideros. Analizando los valores tabulados en 3.1, se observa que la variación de la energía total entre el instante inicial y final es menor que 10^{-5} . También

TABLA 3.1

<u>DIA</u>	<u>NPT</u>	<u>EE/ETO</u>	<u>M/Mo</u>
0	0	1	1
1	144	0.99997	1
2	288	0.99997	1
3	432	0.99997	1
4	576	0.99997	1
5	720	0.99996	1
6	860	0.99996	1
7	1008	0.99996	1
8	1152	0.99995	1
9	1296	0.99995	1
10	1440	0.99994	1
11	1588	0.99994	1
12	1728	0.99994	1
13	1872	0.99995	1
14	2016	0.99995	1
15	2160	0.99995	1

en la Tabla 3.1 se han computado los cocientes entre la masa total del sistema para cada paso de tiempo y la masa inicial. Los valores no muestran variaciones durante todo el período de integración.

De lo expuesto anteriormente se infiere que el esquema de diferencias finitas elegido para resolver numéricamente el modelo, conserva la masa total y la energía total sobre el dominio, sin tomar en cuenta los errores de truncado.

3.3.- Inclusión de Orografía

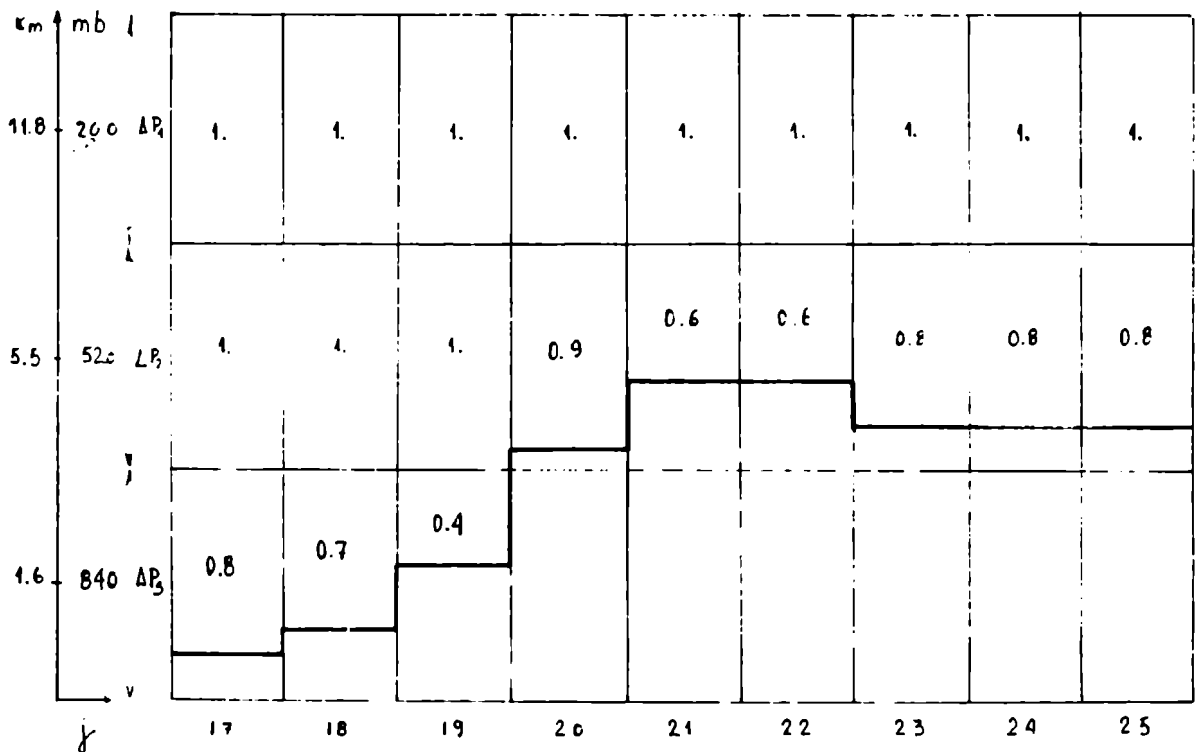
Con el objeto de considerar la inclusión de la orografía en las experimentaciones del presente trabajo, se llevaron a cabo dos simulaciones numéricas. La primera de ellas permite una altura máxima para la cadena montañosa de 5.400 metros; la segunda reduce el flujo a través de la montaña a la mitad. A continuación discutiremos los dos experimentos.

3.3.1. Experimento N° 1

La Cordillera de "Los Andes" es representada en el presente modelo de forma tal que su distribución latitudinal, coincide con la distribución de cajas o "boxes" a lo largo de la dirección meridional. Con el objeto de visualizar más claramente la representación de la cordillera, la Figura 2.1 muestra la ubicación del obstáculo en el plano horizontal. Como puede observarse, geográficamente la cadena montañosa se extiende desde el ecuador hasta los 57° de latitud sur, a lo largo del meridiano 72° oeste aproximadamente. La altura máxima de la cordillera

es de 5.400 entre los paralelos 13° S y 26° S. Para calcular las diferentes alturas del obstáculo orográfico, se tomó en cuenta la distribución de alturas de la cordillera de "Los Andes" a lo largo del meridiano antes mencionado. En la Figura 3.3 se han representado las alturas sobre las caras laterales de las cajas o "boxes", a lo largo del meridiano que coincide con la ubicación elegida para el obstáculo orográfico.

FIGURA 3.3



CORTE VERTICAL MERIDIONAL DEL OBSTACULO
INTERPUESTO DEL FLUJO ATMOSFERICO

Las áreas sombreadas del dibujo representan en las caras laterales, las zonas en las cuales no es permitido ningún tipo de flujo normal a través de estas ca-

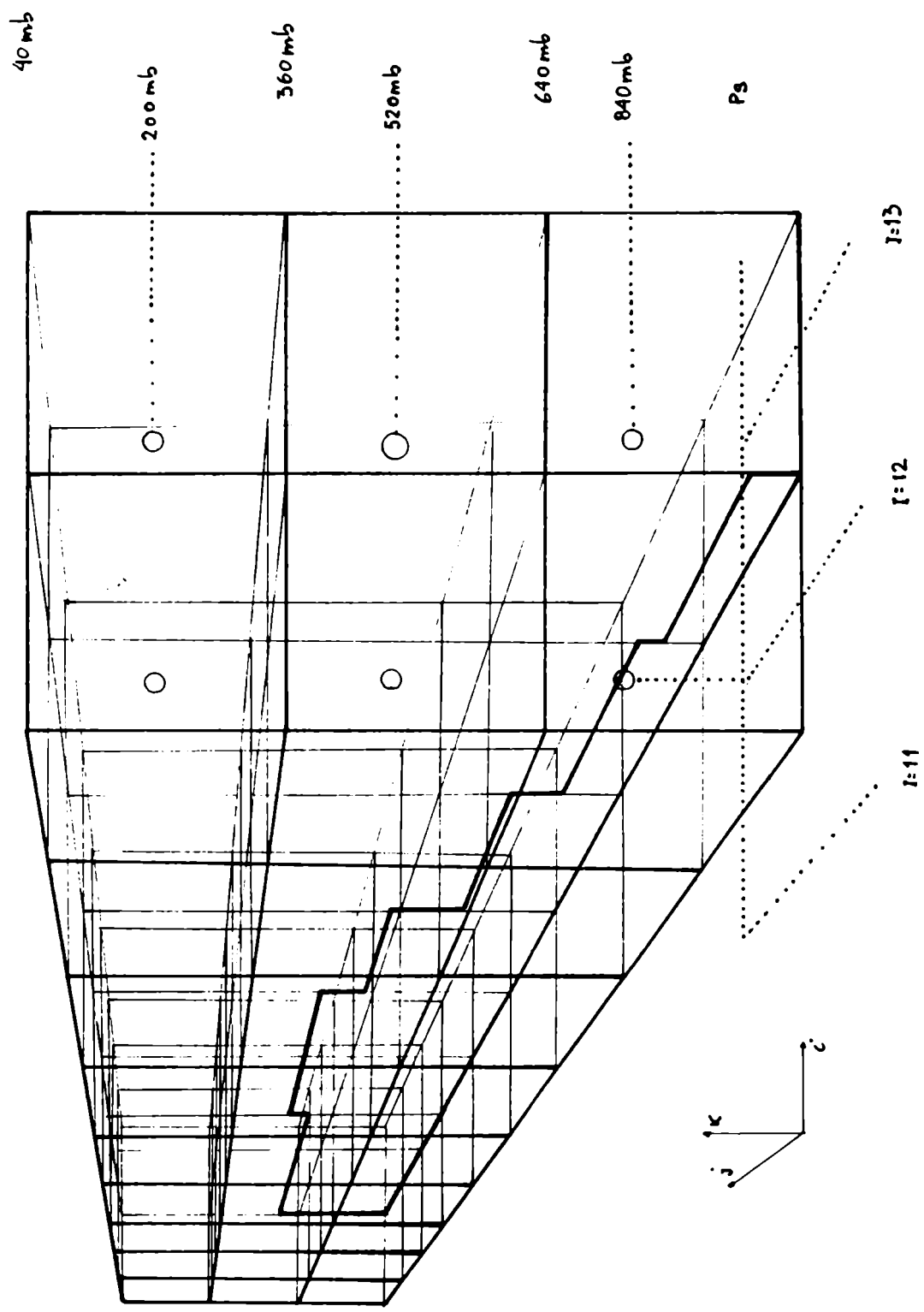
mas. Los números en cada celda de la Figura 3.3, señalan el porcentaje de flujo permitido a través del obstáculo simulado. Obviamente, los valores unitarios representan un flujo lateral del 100% (no hay obstáculo). Los números menores que uno indican la cantidad de flujo permitido en cada celda, respecto del total posible (sin obstáculo). Una representación tridimensional de la idealización de la cordillera en el modelo, se muestra en la Figura 3.4. Esta misma figura muestra las cajas involucradas para la simulación de la cadena montañosa. Como se mencionó en el capítulo 2, el plano horizontal está formado por un reticulado de 25 x 25 puntos, ubicándose la topografía entre las columnas $i = 12$ e $i = 13$ y extendiéndose desde la fila $j = 17$ hasta $j = 25$, inclusive.

Con el objeto de que el obstáculo puede ser introducido en el flujo atmosférico simulado por el modelo, sin provocar perturbaciones bruscas (aparición de ondas de alta frecuencia), se condiciona la introducción del mismo en función del tiempo. Por ello se define una función del número de pasos de tiempo en el modelo (NPT), que regula el crecimiento temporal de la cordillera. De esta forma, las alturas máximas se alcanzan después de una integración equivalente a 24 horas (144 pasos de tiempo). Esquemáticamente, puede representarse la función como sigue:

$$\text{Flujo} = \text{Flujo} (1 - \alpha)$$

Siendo
$$\alpha = \Delta \left(1 - \frac{144}{\text{NPT}} \right)$$

FIGURA 3.4



REPRESENTACION TRIDIMENSIONAL DEL ESQUEMA UTILIZADO PARA SIMULAR
LA CORDILLERA DE LOS ANDES

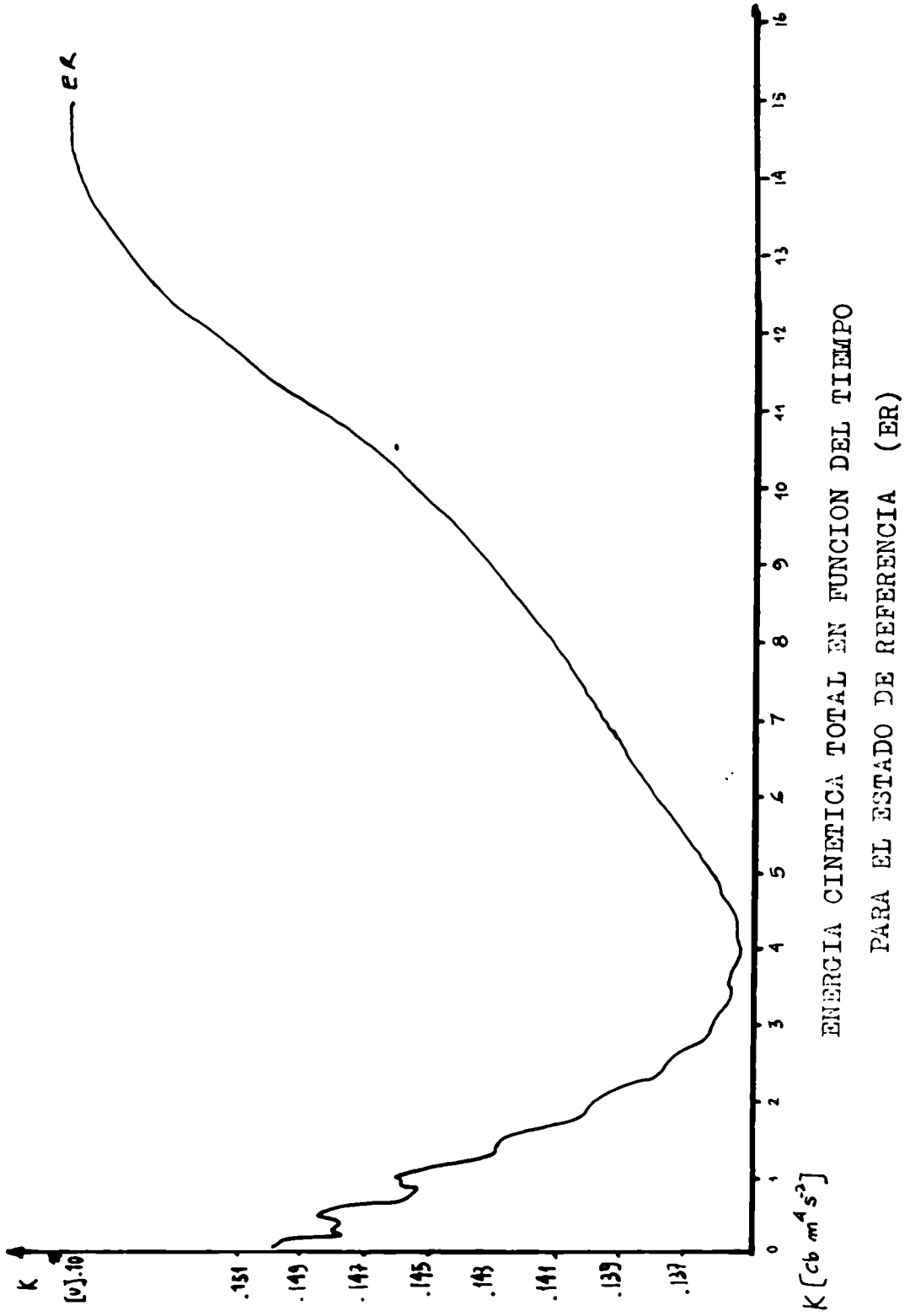
y A representa la ubicación de la caja.

Cuando $NPT = 144$, $\alpha = 1$ y la obstrucción del flujo toma el valor mínimo correspondiente a la cara de la caja.

Es necesario recordar aquí, que el proceso de incorporación de la orografía en el modelo, no comienza hasta que se alcanza un tiempo de integración equivalente a 24 horas. Es decir, el desarrollo temporal de la cordillera se efectúa durante la integración numérica, que corresponde al período de tiempo comprendido entre el día 1 ($NPT = 144$) y el día 2 ($NPT = 288$). La elección de dicho intervalo de incorporación no es casual, sino que obedece a la necesidad de demorar la introducción de la montaña, hasta que el modelo logre el control de las ondas de alta frecuencia, originados en la inicialización. La figura 3.5 muestra la variación de la energía cinética total del modelo en función del tiempo, cuando no se considera orografía. Del análisis de dicha figura, se infiere que el modelo se estabiliza a partir de las 24 horas de integración. Las oscilaciones que se observan en la curva de la integral de energía cinética, entre el instante inicial y el día 1, señalan la presencia en el modelo de ondas de alta frecuencia.

La experimentación numérica del modelo con orografía, se lleva a cabo a partir del instante en que se logran las alturas máximas de la montaña (día 2) y se extiende durante un tiempo de integración de 72 horas. Dicho intervalo coincide con el período en que la energía cinética total decrece o se mantiene constante (ver Fi-

FIGURA 3.5



gura 3.5), en el estado de referencia. A partir del día 5 la figura 3.5 señala un marcado aumento de la energía cinética total, lo que hace desaconsejable extender la integración del modelo con orografía, más allá del quinto día. El crecimiento antes mencionado de la energía cinética total en el estado de referencia (E.R.), obedece a una intensificación del flujo zonal, que responde al desarrollo de ondas no representadas por el reticulado elegido. Si se toma en cuenta que en el presente trabajo no se ha recurrido al uso de suavizados y filtros, con excepción de los señalados en el Capítulo 2, es razonable la existencia de perturbaciones de pequeña escala. Este fenómeno numérico podría ser salvado si se utilizaran esquemas de filtrado tales como los discutidos por Shapiro (1970), a expensas de un incremento considerable de los tiempos de computación. Las dificultades en la obtención de facilidades de computación, sumadas al riesgo de llegar a afectar la solución esperada con un exceso de filtrado, excluyó la utilización de este tipo de técnicas. Por lo tanto se adoptó como período máximo de integración del modelo con orografía, el equivalente a 120 horas.

3.3.2. Experimento N° 2

En este segundo experimento con orografía se introduce el obstáculo montañoso mediante un proceso numérico similar al descrito en 3.3.1., salvo que se reduce a la mitad, la restricción impuesta al flujo sobre las caras laterales de las cajas que representan al obs

título. El proceso de reducir la restricción sobre el flujo a través de las cajas inferiores afectadas a la simulación (Figura 3.3), puede interpretarse como una reducción de las alturas orográficas, aunque no surge de inmediato una relación entre la altura geométrica de las cajas y el flujo permitido a través de las mismas.

CAPITULO 4

RESULTADOS OBTENIDOS

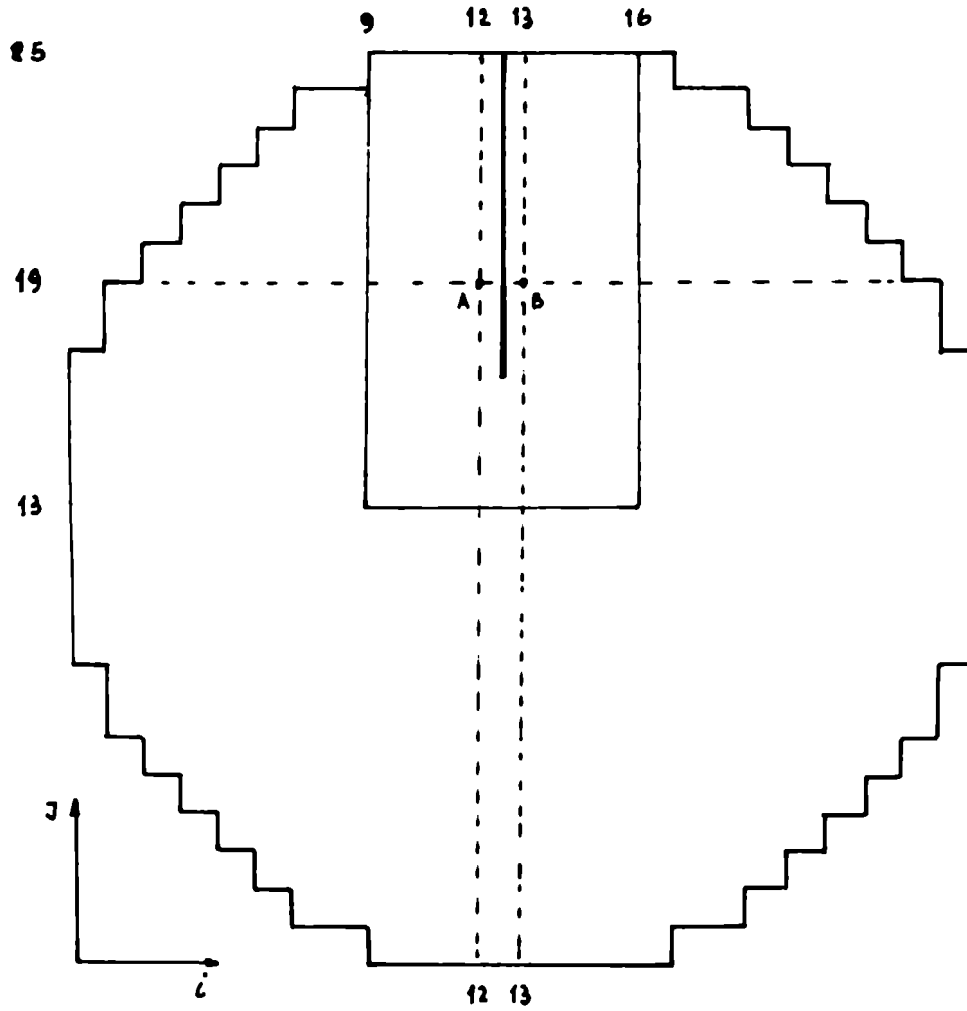
4.1.- Campo de presión en superficie y movimientos verticales

En este parágrafo se presenta y discute el comportamiento de la presión en superficie y los movimientos verticales asociados, mediante el análisis de los resultados de experimentos numéricos con y sin orografía.

Las Figuras 4.2 hasta 4.13 representan los campos de presión en superficie, durante el proceso de incorporación de la orografía en el experimento N° 1, durante el período que va desde la hora 24 (NPT = 144) , hasta la hora 48 (NPT = 288) . Las figuras señaladas se han graficado con resultados obtenidos cada 2 horas y la región representada en las mismas es un rectángulo comprendido entre las rectas determinadas por las columnas $i = 9$ e $i = 16$ y las filas $j = 13$ y $j = 25$, del reticulado (Ver Figura 4.1).

Al cabo de las dos primeras horas de integración durante el proceso de incorporación de la orografía (Figura 4.2), pueden observarse la presencia de un centro de alta presión al oeste de la cordillera, una vaguada al este de la misma y que el gradiente isobárico aumenta al sur del obstáculo. En esta zona señalada no hay indicio de que la circulación haya sido afectada todavía. De ésta misma figura puede inferirse la tendencia del flujo atmosférico a desviarse hacia el sur, evitando las mayores alturas de la orografía. En las primeras horas del proceso de incorporación, no aparecen modificaciones in-

FIGURA 4.1



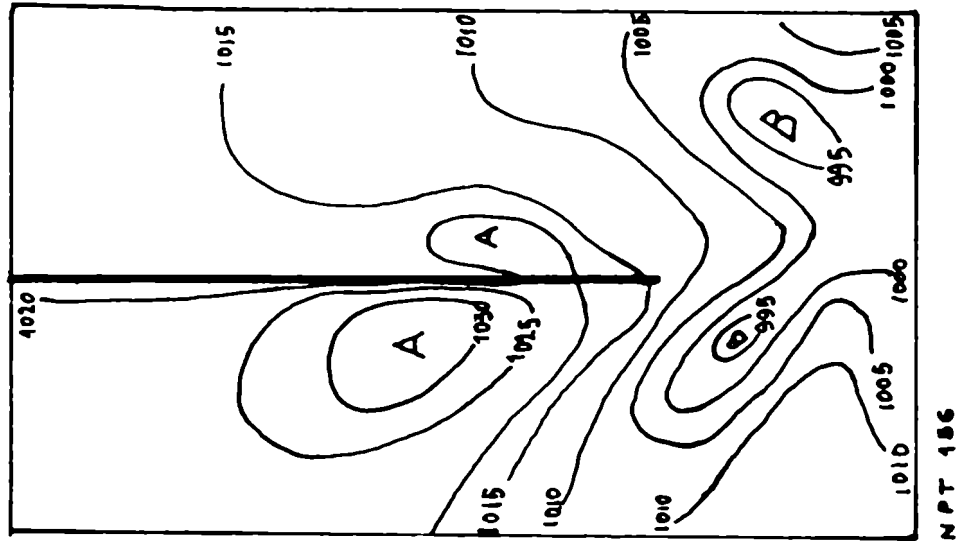
REGION UTILIZADA PARA EL ANALISIS DE LOS
RESULTADOS DE LOS EXPERIMENTOS NUMERICOS

portantes en la configuración de la presión en superficie, al sur del obstáculo. Sin embargo, a barlovento y sotavento de la cadena montañosa se observa una intensificación de los sistemas, siendo más notorio el descenso de presión a sotavento (Figuras 4.3, 4.4, 4.5, 4.6). A partir de las 12 horas (NPT = 216) de incorporación de la orografía, pueden notarse como la alta presión a barlovento migra hacia el sur y a sotavento aparece un doble sistema de bajas presiones. Apparentemente, el sistema que se encuentra más alejado de la cordillera forma parte de la configuración sinóptica general, mientras que la baja presión próxima al obstáculo es una consecuencia dinámica del mismo (ver Figuras 4.7, 4.8 y 4.9). En 4.9, se advierte además, que el sistema de alta presión se ha desplazado marcadamente hacia el sur, intensificándose a la vez que salva el obstáculo por la zona de menores alturas.

Las características sobresalientes que surgen de las Figuras 4.10, 4.11, 4.12 y 4.13 son una marcada tendencia de la baja presión a ubicarse muy próxima al obstáculo, a sotavento del mismo. Por otro lado, la baja presión de sotavento aparece retrocediendo y con tendencia a extenderse adosándose a lo largo de las paredes del obstáculo. En cuanto a la configuración básica al sur de la cordillera, la misma aparece significativamente perturbada, en tanto que el anticiclón ha salvado prácticamente el accidente orográfico.

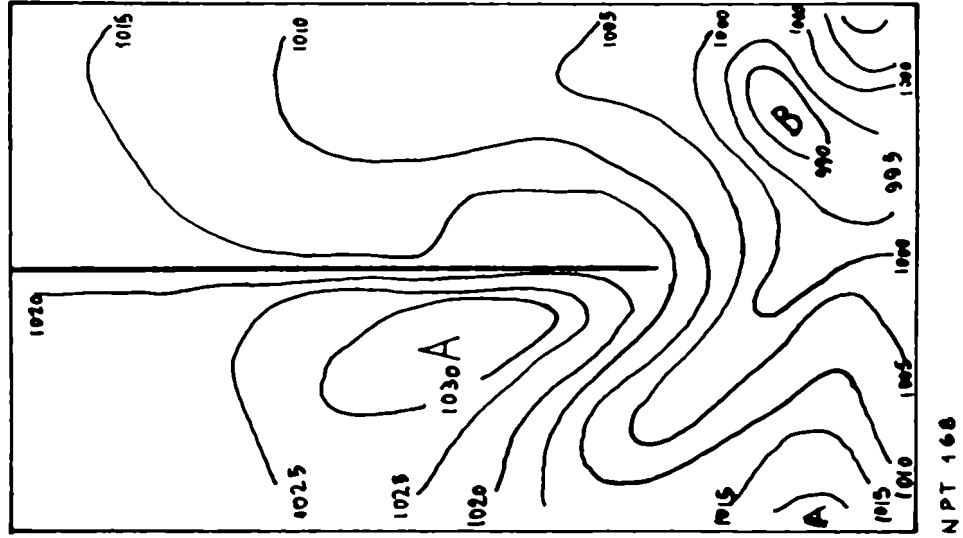
De la comparación de esta secuencia de figuras surge que, a medida que la altura de la cordillera crece, la baja presión de superficie a sotavento se intensifica y recuesta sobre la misma. Por otro lado, el anticiclón a barlovento migra hacia el sur, tratando de salvar la pared. Estos hechos pueden corroborarse analizando los campos representados en las Figuras 4.14 y 4.15 y comparando las mismas con las Figuras 4.3 y 4.13. En la Figura 4.14 se ha representado el campo de presión en superficie para el estado de referencia (ER), al cabo de

FIGURA 4.2



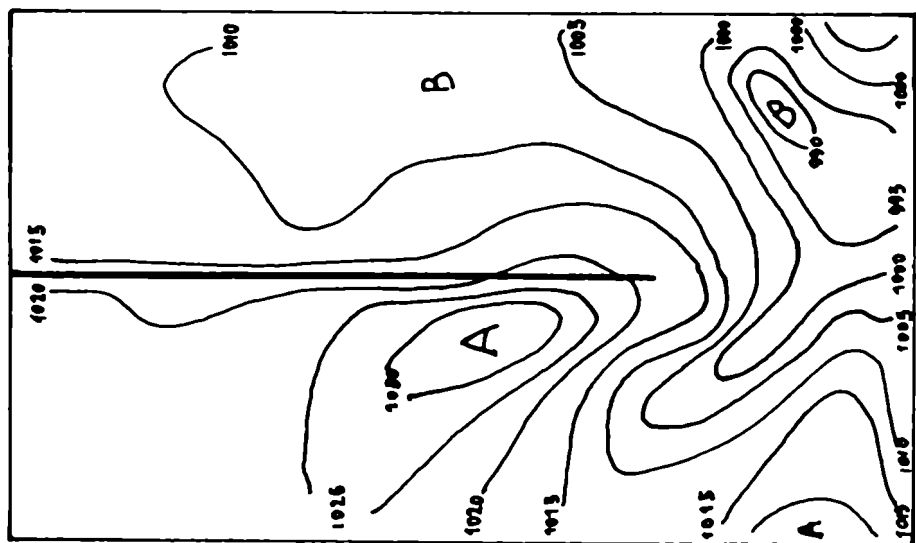
CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 156 PASOS DE TIEMPO

FIGURA 4.3



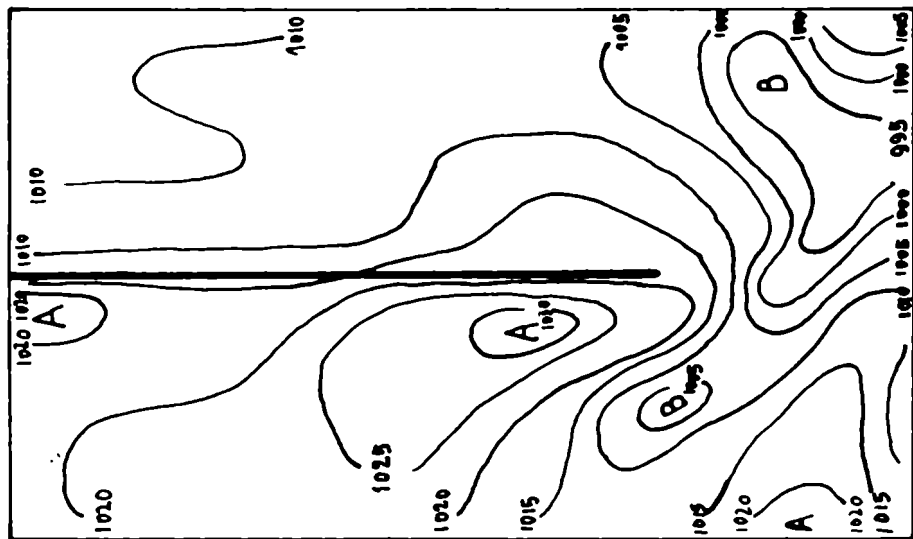
CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 168 PASOS DE TIEMPO

FIGURA 4.4



N P T 180

FIGURA 4.5

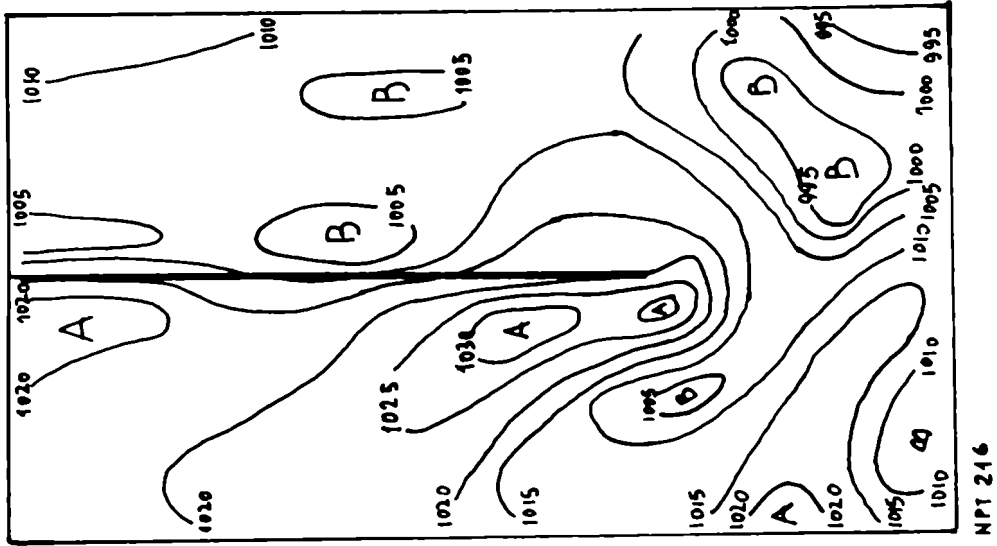


N P T 192

CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE, AL CABO DE 180 PASOS DE TIEMPO

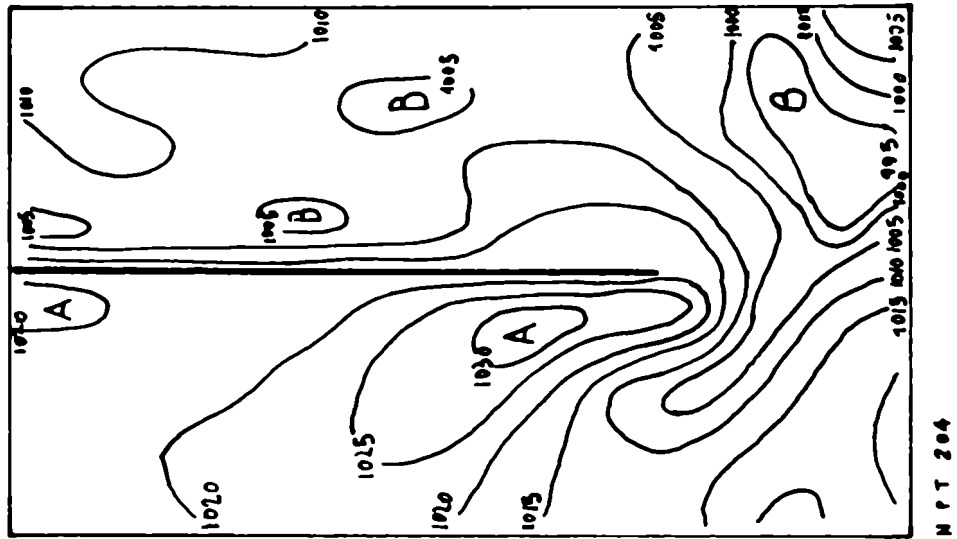
CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE, AL CABO DE 192 PASOS DE TIEMPO

FIGURA 4.7



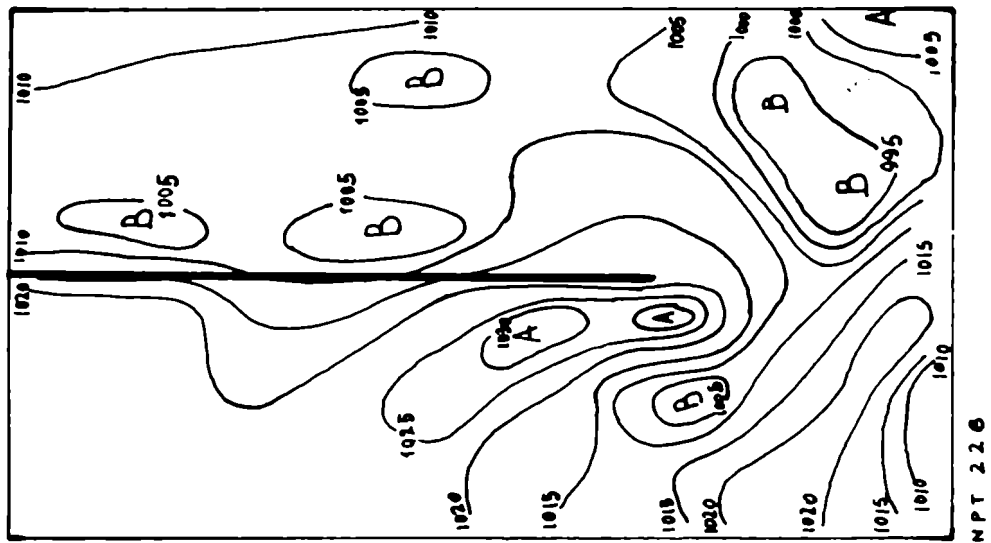
CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 216 PASOS DE TIEMPO

FIGURA 4.6



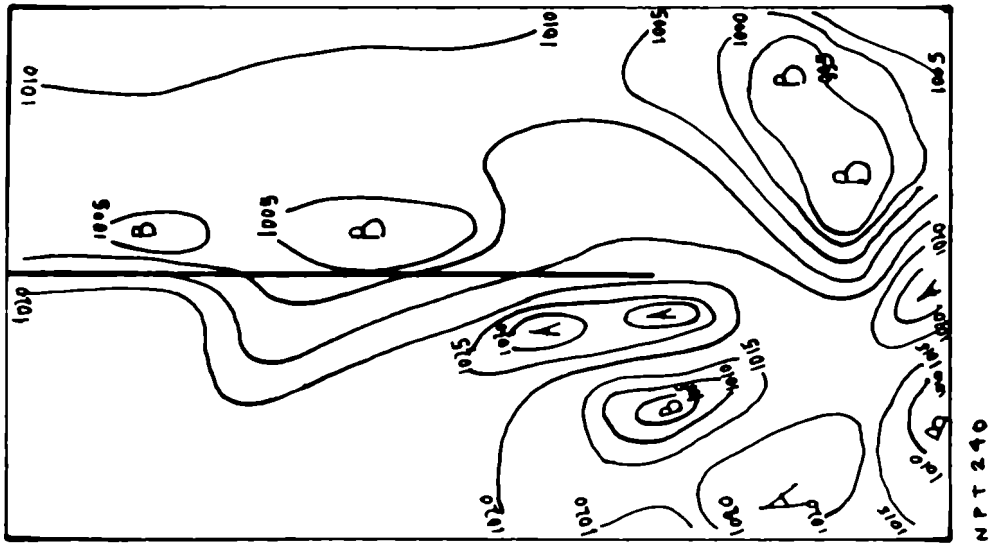
CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 204 PASOS DE TIEMPO

FIGURA 4.8



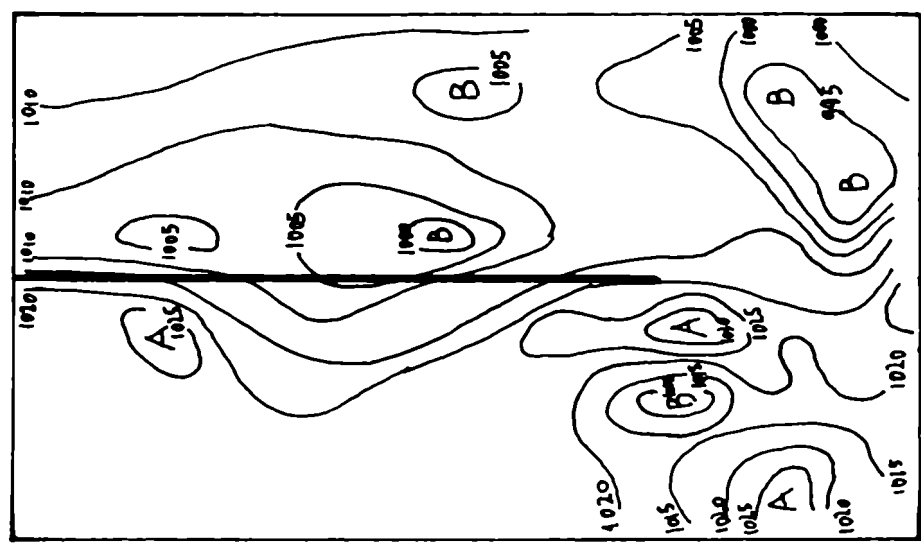
CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 228 PASOS DE TIEMPO

FIGURA 4.9



CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 240 PASOS DE TIEMPO

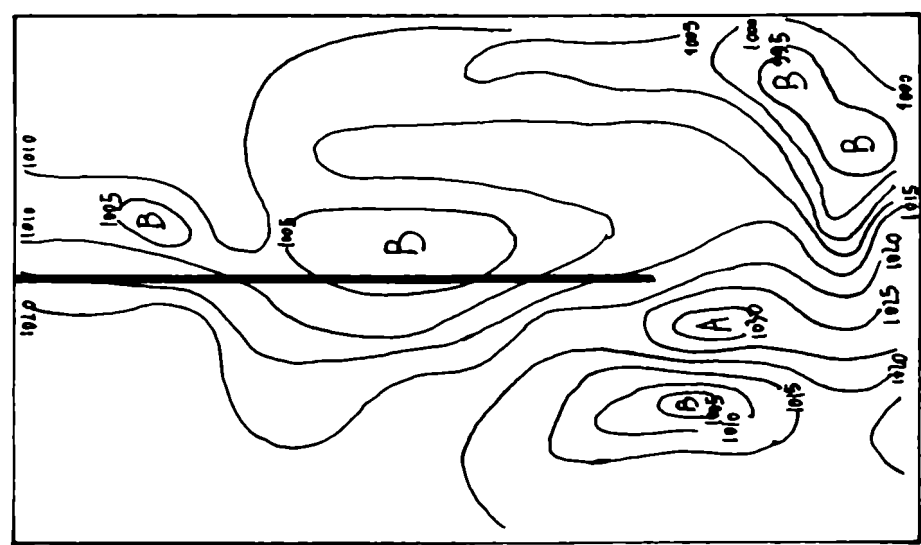
FIGURA 4.10



NPT 252

CAMPO DE PRMSION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 252 PASOS DE TIEMPO

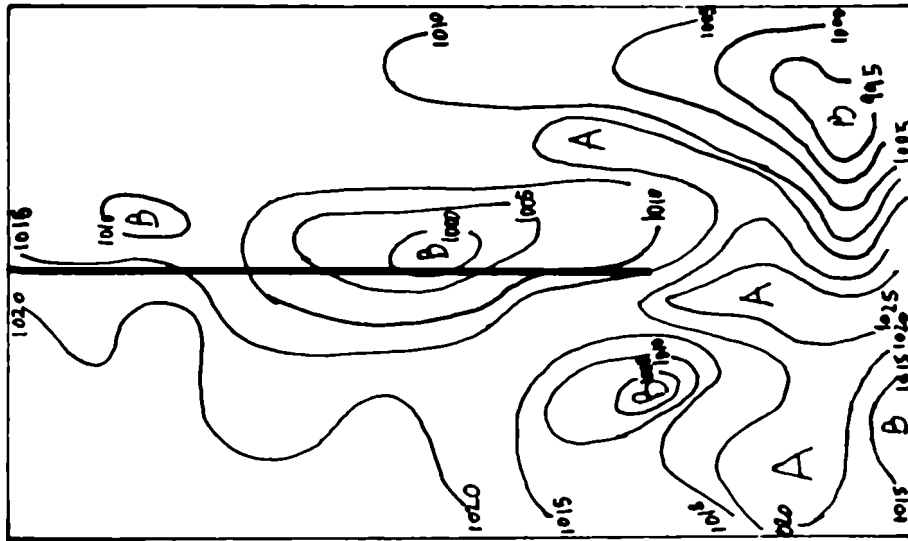
FIGURA 4.11



NPT 264

CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 264 PASOS DE TIEMPO

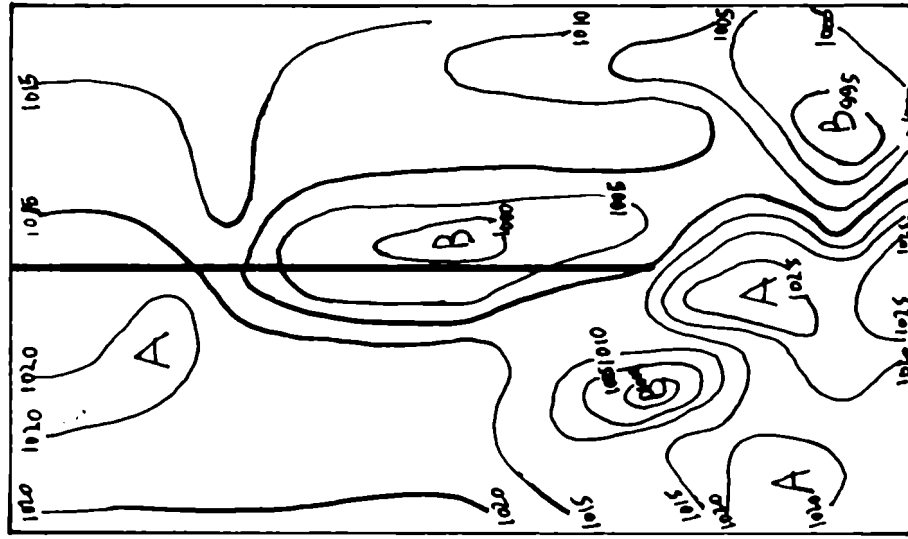
FIGURA 4.12



NPT 276

CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 276 PASOS DE TIEMPO

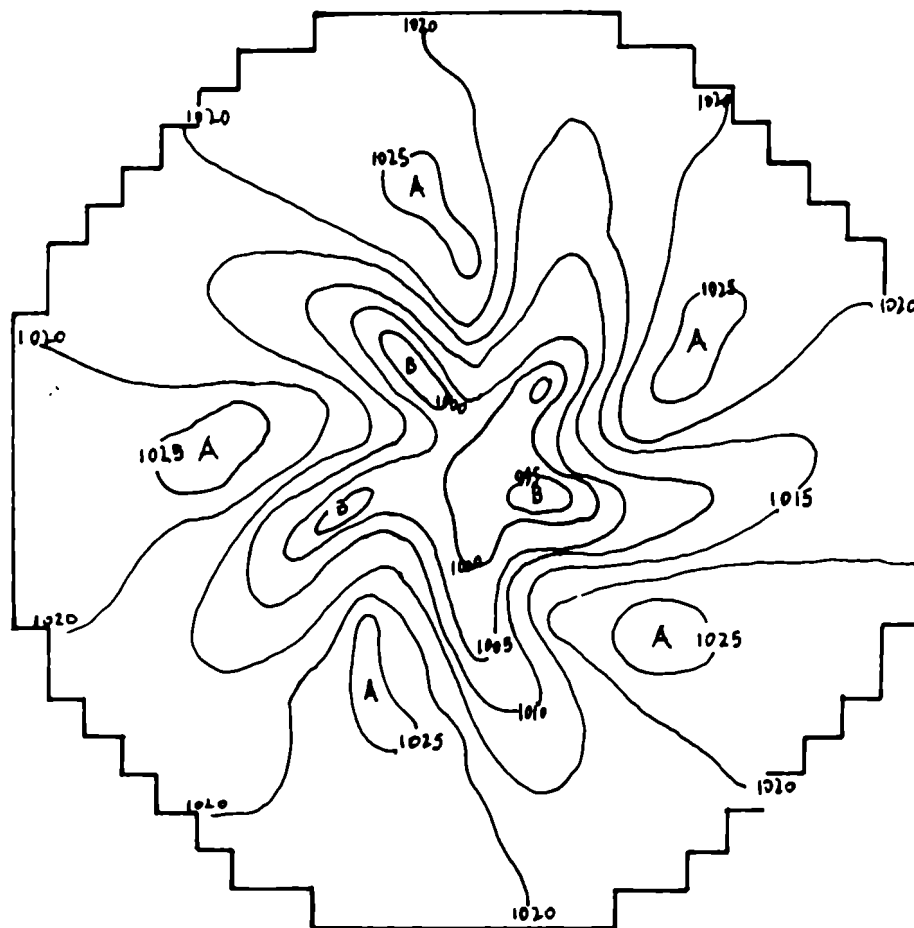
FIGURA 4.13



NPT 288

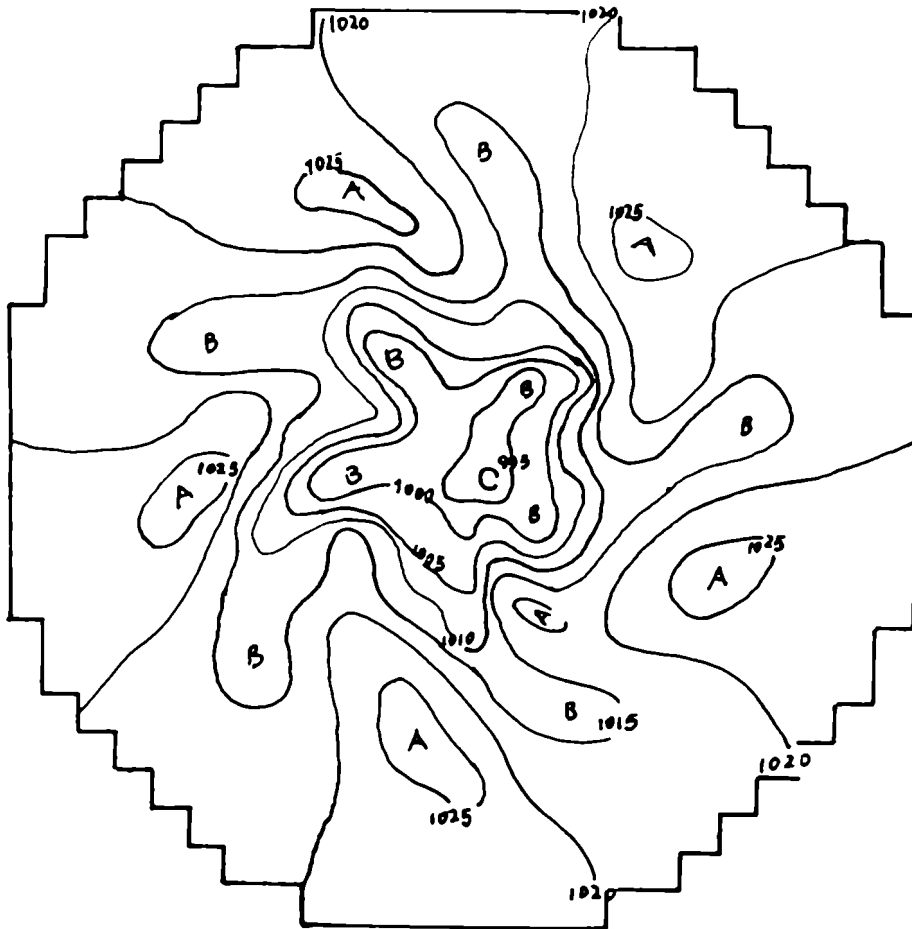
CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE,
AL CABO DE 288 PASOS DE TIEMPO

FIGURA 4.14



CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE AL CABO DE 1 DIA
DE INTEGRACION, PARA EL ESTADO DE REFERENCIA (ER)

FIGURA 4.15



CAMPO DE PRESION EN SUPERFICIE AL CABO DE 2 DIAS
DE INTEGRACION, PARA EL ESTADO DE REFERENCIA (ER)

y las columnas $i = 2$ hasta $i = 24$ y en dos pasos de tiempo determinados, $NPT = 288$ y $NPT = 576$ (ver Figura 4.1). Estos pasos de tiempo equivalen a 48 horas de integración del modelo (cordillera con altura máxima), en el primer caso y a 96 horas de integración en el segundo caso, es decir, 48 horas después de que el obstáculo alcanzó la altura máxima. En la Figura 4.1, se ve que la ubicación del obstáculo está comprendida entre las columnas $i = 12$ e $i = 13$.

La Figura 4.16 pone de manifiesto el marcado descenso relativo de la presión en superficie en presencia de la orografía. Se observa además en esta figura, que la presión en el experimento N° 1 a sotavento y barlovento del obstáculo, no vuelve a tomar los valores del estado de referencia. Este resultado es independiente del número de valores utilizados para obtener el promedio móvil y la única diferencia encontrada es que a mayor número de valores, mayor es el suavizado de la curva $(P_C - P_R)$. Al cabo de 48 horas (Figura 4.17) persiste la configuración general de las curvas, aunque aparece un aumento de presión relativo con respecto al estado de referencia, a barlovento de la orografía. A sotavento de la misma el descenso de presión es aún más notorio y el mínimo de las curvas se ha desplazado al este de la cordillera. Esto último, sugiere un desplazamiento y profundización de la baja presión a sotavento en la dirección del flujo 48 horas después que la cordillera alcanzó su máxima altura, en relación al flujo permitido a través de las caras laterales de las cajas.

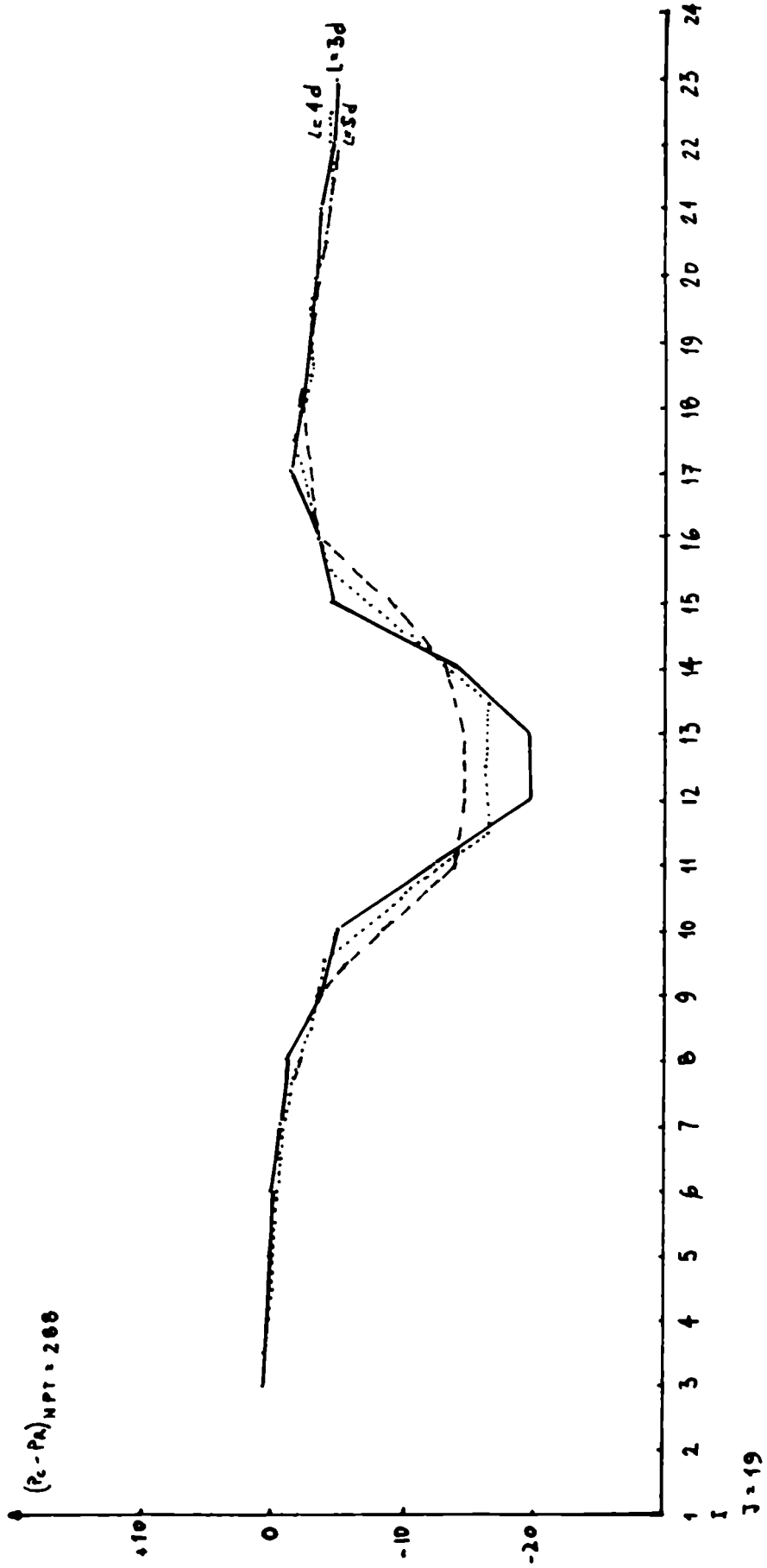
En las Figuras 4.18 y 4.19 se ha graficado la variación de la diferencia de presión en superficie entre los valores de E_L y E_R $(P_C - P_R)$, como función de la latitud y

corroborarse analizando los campos representados en las Figuras 4.14 y 4.15 y comparando las mismas con las Figuras 4.2 y 4.13. En la Figura 4.14 se ha representado el campo de presión en superficie para el estado de referencia (E.R.), al cabo de 24 horas de integración (NPT = 144). Este paso de tiempo coincide con la iniciación del proceso de incorporación del obstáculo en el experimento N° 1 (E1). Puede inferirse de la comparación de las Figuras 4.2 y 4.14, que el anticiclón de 1025 mb en ER se intensifica (1030 mb en E1) e inicia la migración para salvar el obstáculo. La Figura 4.15 representa la presión en superficie para ER, al cabo de 48 horas de integración (NPT = 288). Este paso de tiempo coincide con la finalización del proceso de incorporación del obstáculo en E1. Comparando los resultados de los experimentos ER y E1 para tiempos simultáneos (48 horas), se ratifica lo señalado anteriormente respecto de la migración del anticiclón a barlovento y la intensificación de la baja presión a sotavento.

Simultáneamente a los hechos antes señalados, los resultados muestran una concordancia entre el campo vertical de movimiento y los sistemas básicos, correspondiendo movimientos de ascenso a barlovento y descenso a sotavento de la cordillera en los niveles medios.

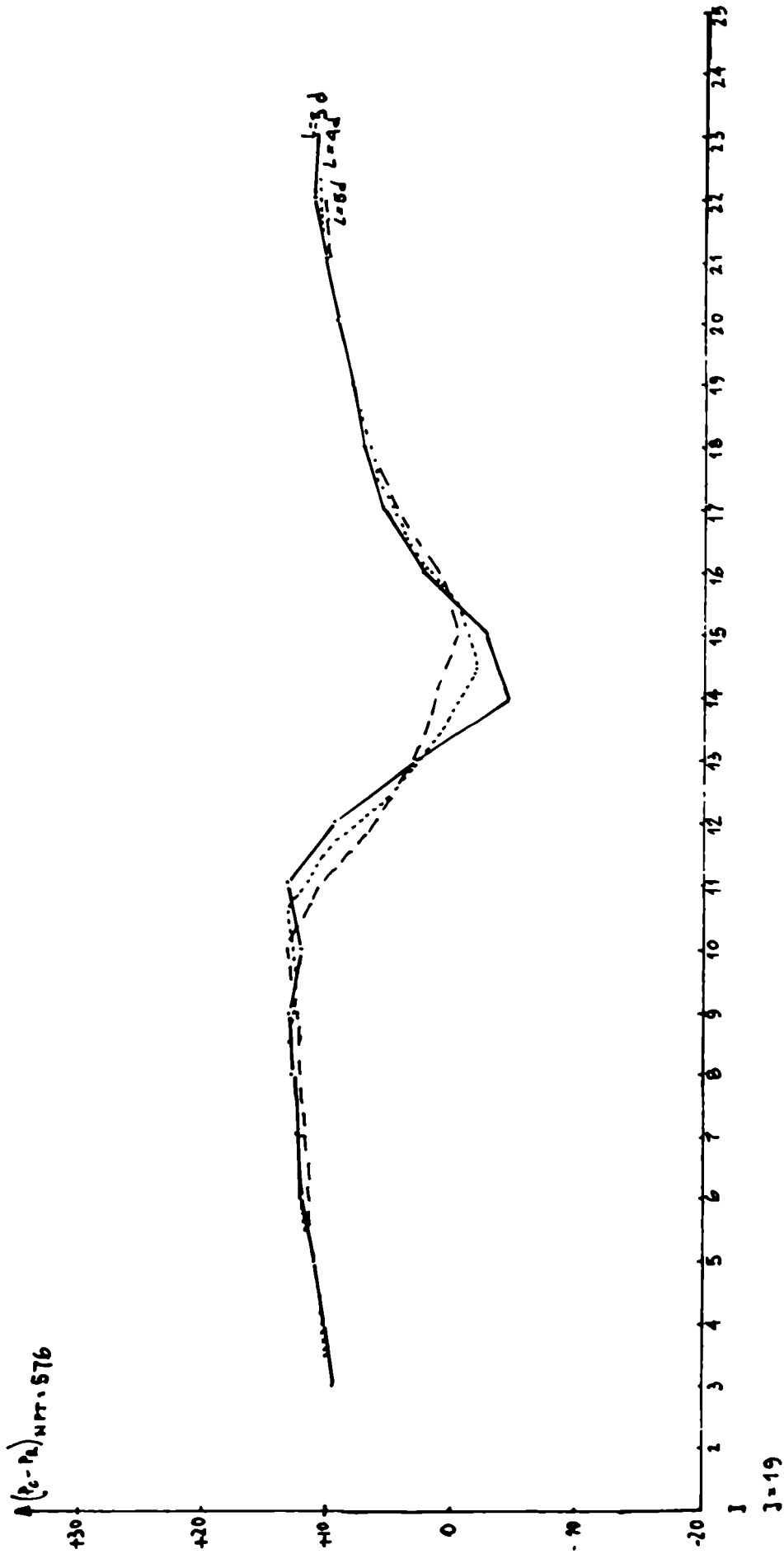
En las Figuras 4.16 y 4.17 se ha graficado la variación de la diferencia de presión ($P_C - P_R$) en superficie entre, los valores del experimento N° 1 y los del estado de referencia, en función de la longitud y en dirección perpendicular al obstáculo en el plano estereográfico del 2. Para ello se efectuaron promedios móviles de las diferencias ($P_C - P_R$), evaluados en 3, 4 y 5 puntos contiguos del reticulado. Los cálculos fueron realizados tomando los valores de la fila $j = 19$

FIGURA 4.16



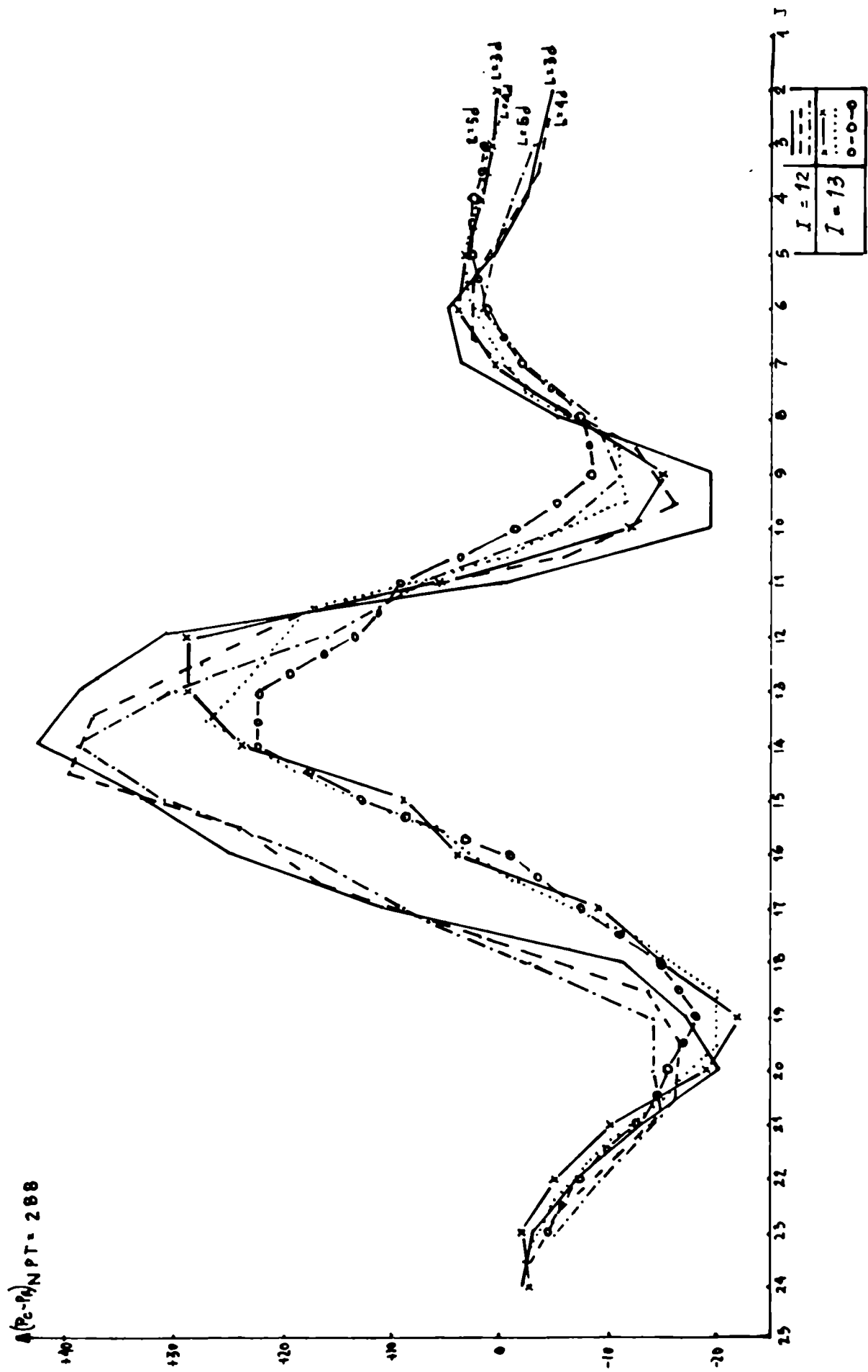
VARIACION DE LA DIFERENCIA DE PRESION EN SUPERFICIE ($P_c - P_a$) EN FUNCION DE LA LONGITUD, AL CASO DE 2 DIAS DE INTEGRACION

FIGURA 4.17



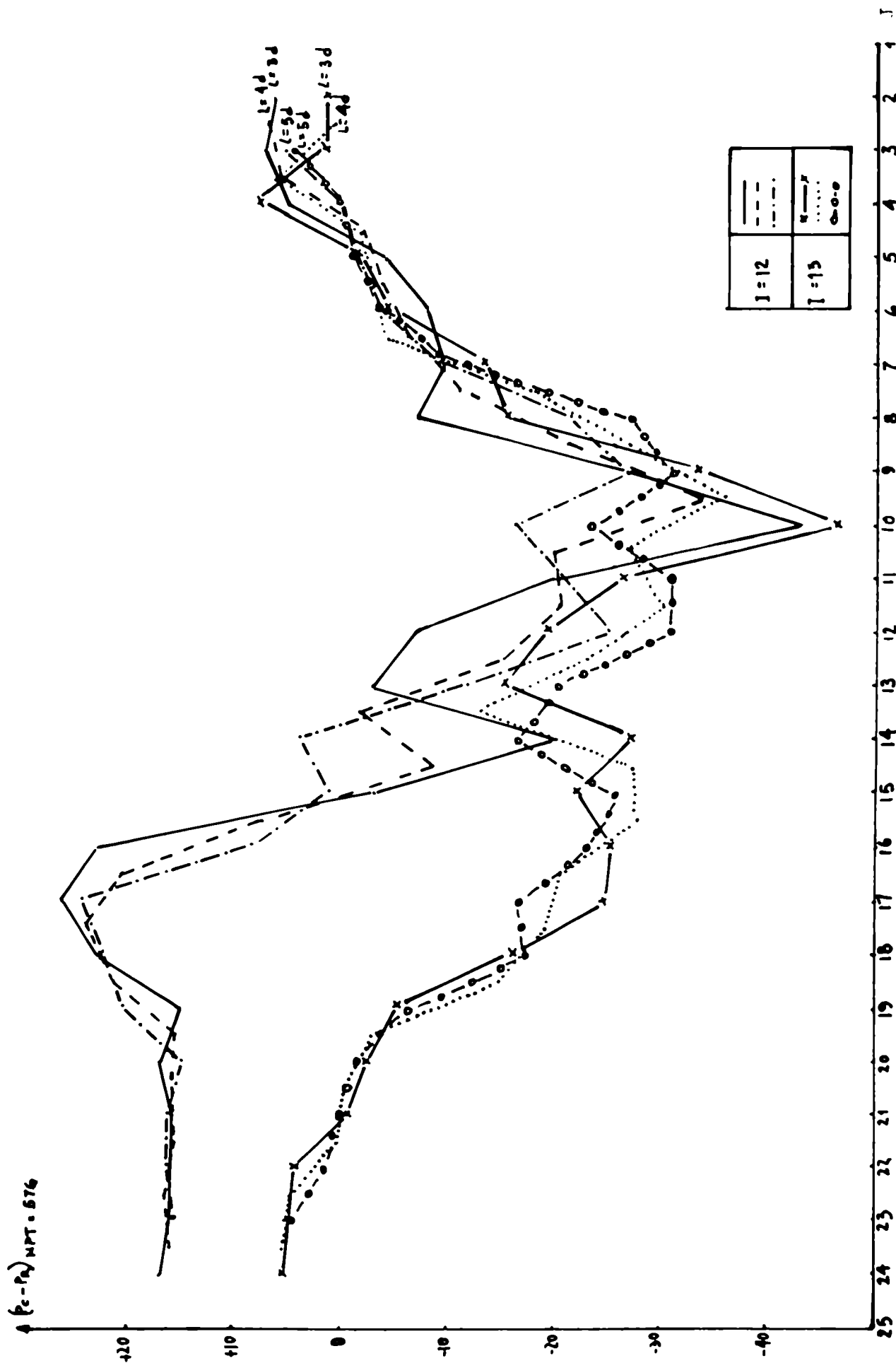
VARIACION DE LA DIFERENCIA DE PRESION EN SUPERFICIE ($P_c - P_a$) EN FUNCION DE LA LONGITUD, AL CABO DE 4 DIAS DE INTEGRACION

FIGURA 4.18



VARIACION DE LA DIFERENCIA DE PRESION EN SUPERFICIE ($P_c - P_a$) EN FUNCION DE LA LATITUD, AL CABO DE 2 DIAS DE INTEGRACION

FIGURA 4.19



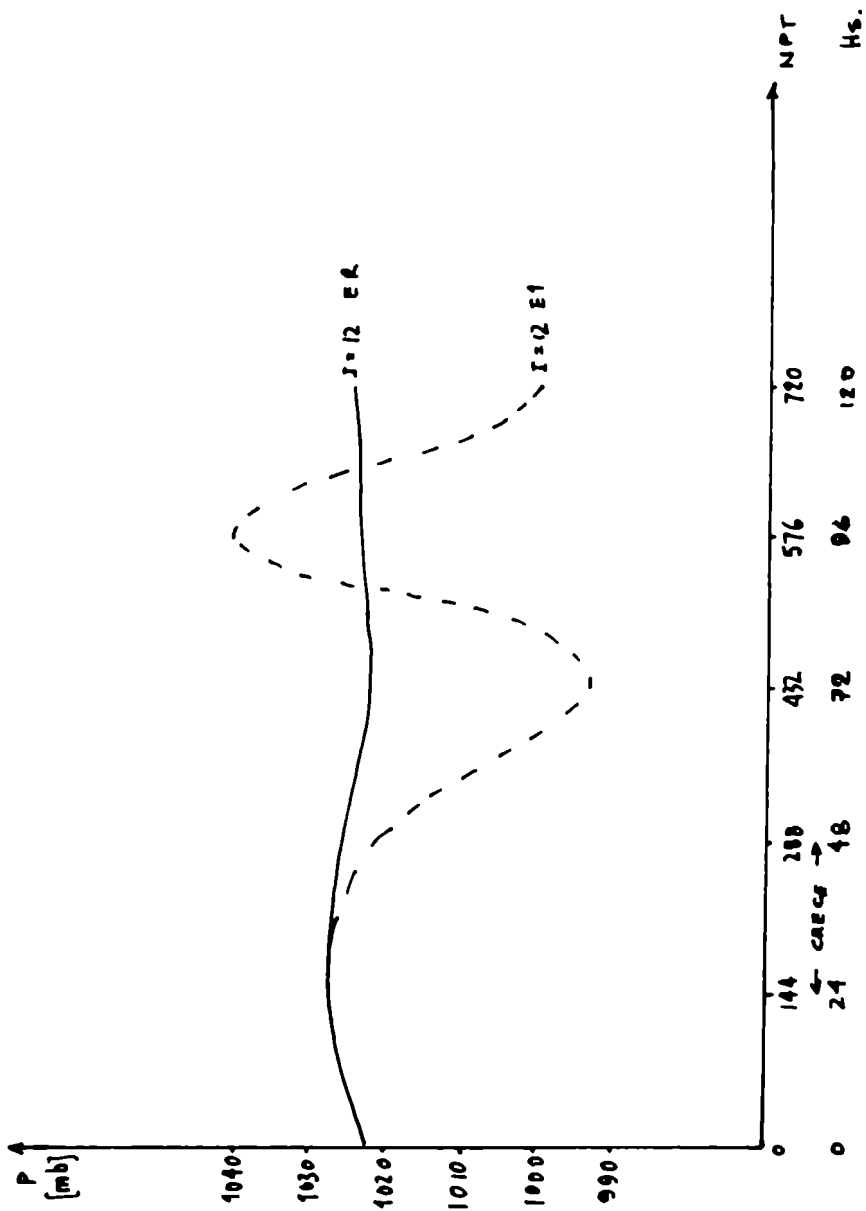
VARIACION DE LA DIFERENCIA DE PRESION EN SUPERFICIE ($P_c - P_a$) EN FUNCION

DE LA LATITUD, AL CABO DE 4 DIAS DE INTEGRACION

en las direcciones paralelas al obstáculo. Estos paralelos se ubican a ambos lados del mismo, coincidiendo con las rectas determinadas por las columnas $i = 12$ e $i = 13$ del reticulado (ver Figura 4.1). En estos casos también se tomaron promedios móviles de la diferencia $(P_a - P_b)$, evaluados en 3, 4 y 5 puntos contiguos del reticulado. Puede observarse en la Figura 4.18 (para tiempo igual a 48 horas de integración del modelo), un marcado descenso relativo de la presión a lo largo de la fila $j = 19$, que coincide con el descenso relativo observado en la Figura 4.16. Por otro lado, hay un notorio desfase entre las curvas a barlovento ($i = 12$) y a sotavento ($i = 13$) de la cordillera, que no se observa a partir de la fila $j = 13$ (nótese en la Figura 4.1 que la fila $j = 13$ contiene al Polo Sur) donde las curvas tienden a coincidir. Estos resultados son independientes del número de valores utilizados para obtener los promedios móviles. En la Figura 4.19 se graficaron las diferencias $(P_a - P_b)$ para el experimento N° 1, al cabo de 96 horas de integración del modelo. En este caso se mantienen las características señaladas para la Figura 4.18, aunque es más marcado en la región comprendida entre las filas $j = 15$ y $j = 20$. Los resultados discutidos anteriormente, sugieren que hacia el sur de la posición del obstáculo, desaparecen los efectos del mismo sobre la circulación como cabía esperar.

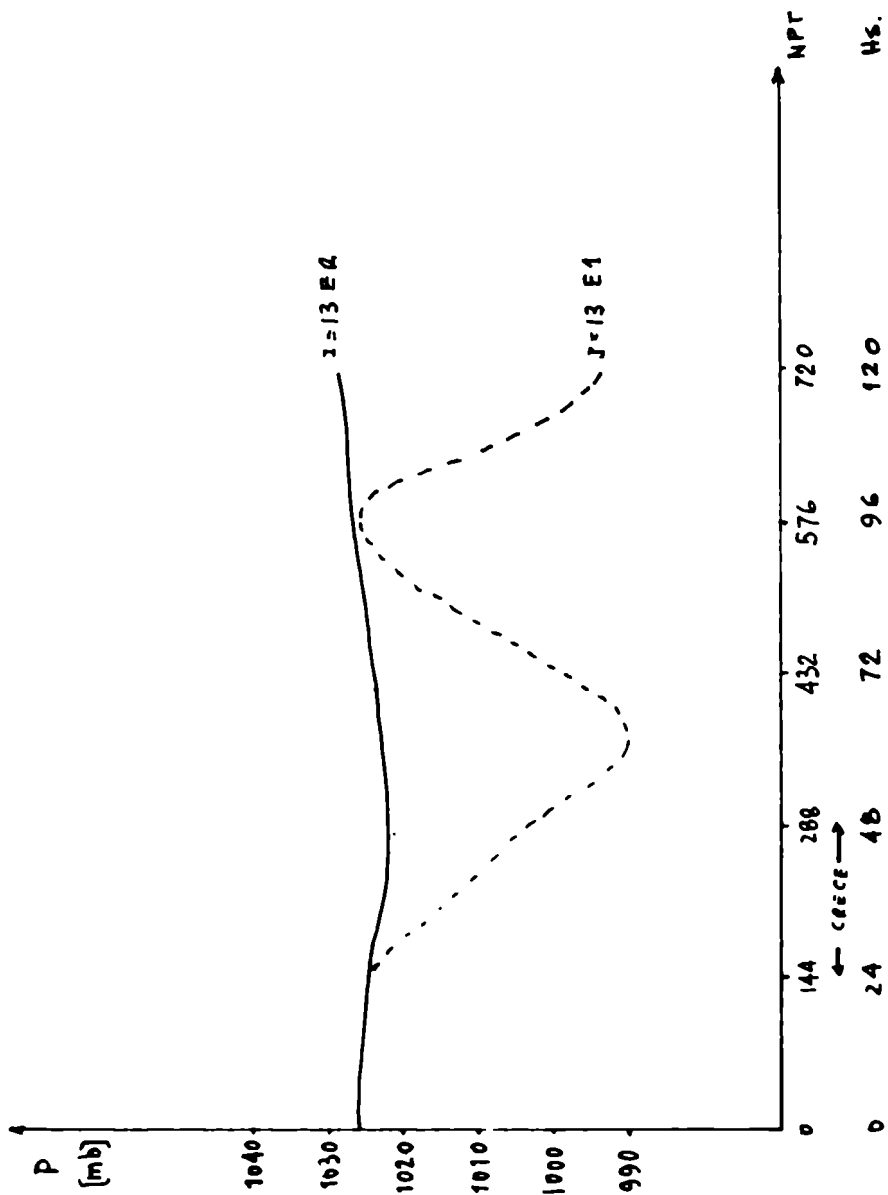
Con el objeto de estudiar el comportamiento de la presión en superficie en función del tiempo y a ambos lados de la cordillera, se graficó en las Figuras 4.20 y 4.21 la marcha de la presión de ER y de EL en dos puntos. La ubicación de los mismos se señala en la Figura 4.1 con las letras A (barlovento) y B (sotavento). En la Figura 4.20 puede ob-

FIGURA 4.20



VARIACION DE LA PRESION EN SUPERFICIE EN FUNCION DEL TIEMPO,
A BARLOVENTO DE LA OROGRAFIA

FIGURA 4.21



VARIACION DE LA PRESION EN SUPERFICIE EN FUNCION DEL TIEMPO,
A SOTAVENTO DE LA OROGRAFIA

servarse la diferencia notoria en las oscilaciones de presión a barlovento, entre el experimento con y sin cordillera. La onda de presión en superficie (como una función del tiempo) a barlovento, aumenta su amplitud y varía su longitud, en presencia de la cordillera. El descenso de presión al cabo de 72 horas puede explicarse como efecto de la migración del anticiclón no discutido. En cuanto al ascenso de la presión observado en el día N° 4, sugiere una tendencia al ascenso de presión por efecto de un rescomodamiento de la masa, una vez incorporado el obstáculo. Sin embargo, las oscilaciones observadas a barlovento se mantienen alrededor de la presión correspondiente al estado de referencia.

En la Figura 4.21 también se observa como la presión a sotavento en presencia de la cordillera, modifica su amplitud y longitud con relación al ER. Sin embargo el rasgo sobresaliente es que, los valores de presión no superan en ningún momento a los correspondientes al estado de referencia. Este hecho sugiere que la presencia de la cordillera interpuesta a un marcado flujo del oeste, favorece el descenso de la presión a sotavento de la misma.

4.2.- Estabilidad del Flujo Atmosférico

Con el objeto de evaluar cuantitativamente los efectos debidos a la incorporación de la cordillera, sobre la estabilidad del flujo atmosférico en la cercanía del obstáculo, se calculó el número de Richardson:

$$R_i = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{z_1 - z_2} \right)}{\left(\frac{V_1 - V_2}{z_1 - z_2} \right)^2} \quad (4.1)$$

donde θ_1 , θ_2 = temperatura potencial del nivel 1 y 2, respectivamente

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2} (\theta_1 + \theta_2)$$

$$g = 9,81 \text{ m/s}^2 \quad (\text{aceleración de la gravedad})$$

V_1, V_2 = vientos en los niveles 1 y 2, respectivamente

z_1, z_2 = alturas geopotenciales de los niveles 1 y 2, respectivamente.

Para ello se tomaron los valores en altura, de acuerdo a la expresión (4.1), correspondientes a los puntos A y B a barlovento y sotavento, respectivamente. En la Tabla 4.1 se volvieron los valores calculados cada 2 horas durante el proceso de incorporación de la cordillera. Por otro lado, se calcularon además, los valores de R_i para los instantes correspondientes a 48, 72 y 96 horas, tomando en cuenta la incorporación o no de la orografía. Analizando la Tabla 4.1, puede notarse como los valores de R_i calculados para sotavento del obstáculo, disminuyen en función del tiempo. A barlovento del obstáculo puede observarse un comportamiento opuesto en general para R_i , durante el proceso de incorporación de la cordillera. Este hecho indica que a sotavento de la orografía, hay un aumento de la inestabilidad del flujo atmosférico. Las

tres últimas filas de la Tabla 4.1, contienen los valores de R_i para los experimentos E1 y ER, calculados a intervalos diarios para los tres días posteriores al proceso de incorporación de la cordillera. Los resultados indican un incremento de la inestabilidad del flujo en presencia del obstáculo, a ambos lados del mismo. Por otro lado, en todos los casos, se puede observar que a sotavento el flujo atmosférico es más inestable que a barlovento.

TIEMPO	R_i			
	E1		ER	
	A	B	A	B
NPT				
156	68	70		
168	35	30		
180	30	20		
192	33	17		
204	39	12		
216	50	18		
228	76	20		
240	120	24		
252	210	30		
264	303	39		
276	222	81		
288	119	80	183	510
432	15	14	132	141
576	45	48	213	73

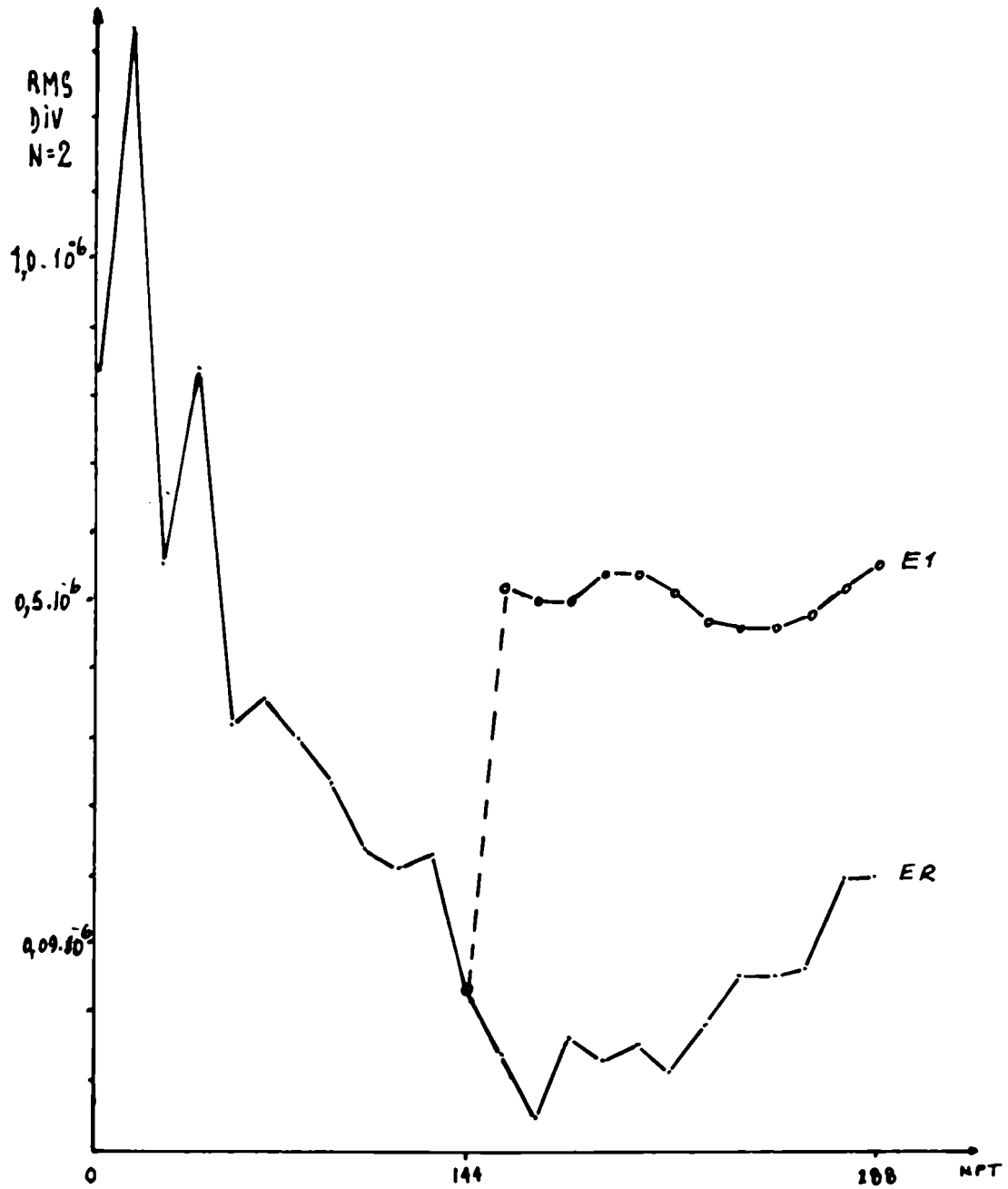
TABLA 4.1

4.3.- Divergencia y Energía Cinética Total

A los efectos de controlar el modelo durante el proceso de incorporación del obstáculo, se ha calculado la raíz cuadrada de la divergencia cuadrática media (RMS) para cada nivel, en todos los experimentos. La Figura 4.22, muestra el RMS de la divergencia correspondiente al nivel 2, para el ER y E1. De la misma se advierte que a partir del instante de introducción de la cordillera en el modelo, el RMS de la divergencia aumenta en forma brusca y luego se mantiene aproximadamente constante. A pesar de este incremento, se nota claramente que los valores se mantienen dentro del orden correspondiente a la escala sinóptica (10^{-6} s^{-1}). Por lo anteriormente expuesto se estima que los resultados del modelo, al mantenerse dentro de los valores esperados para la escala sinóptica, aseguran la confiabilidad de los cálculos numéricos.

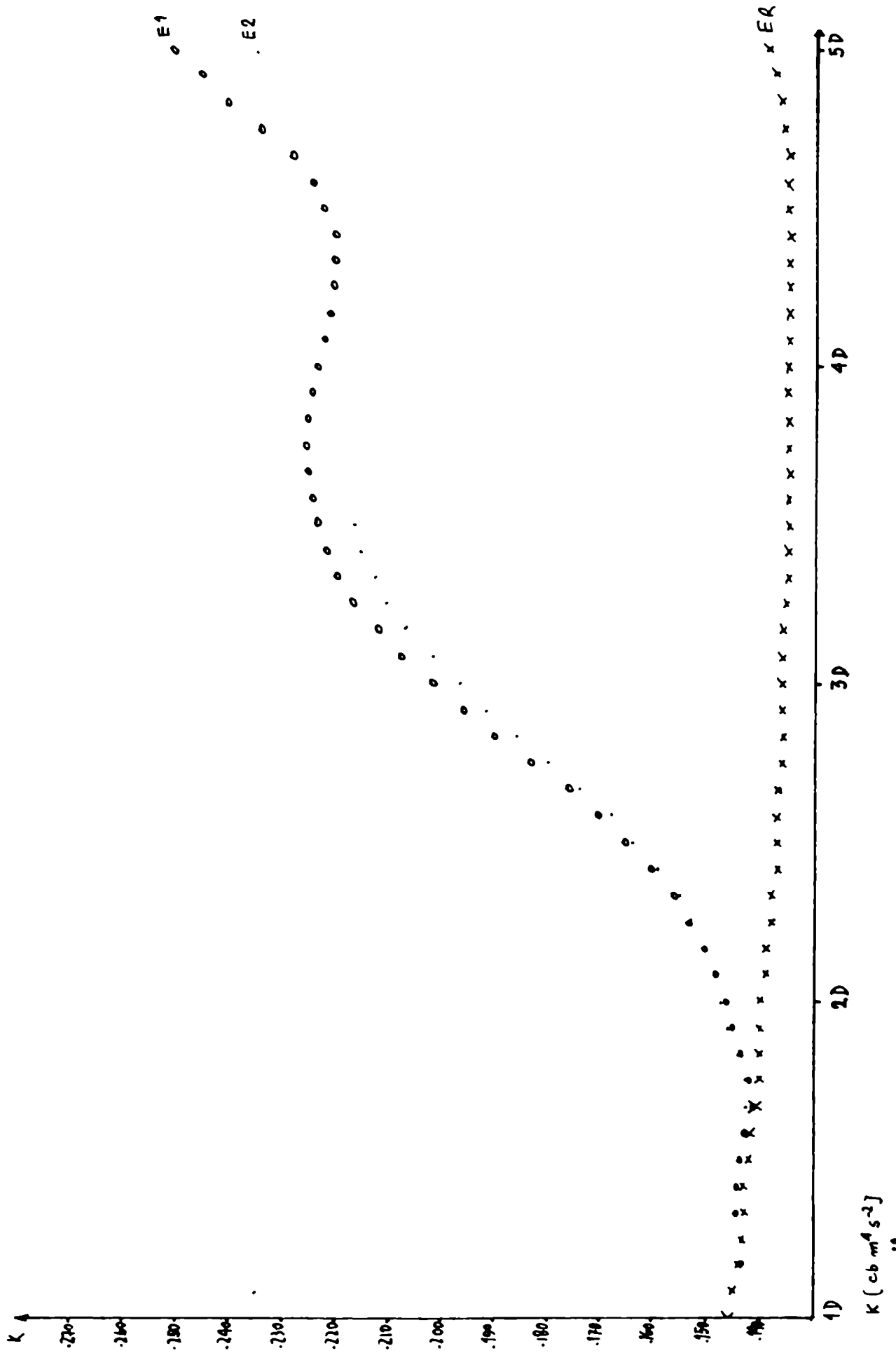
Por último, cabe discutir los resultados del experimento N° 2, es decir cuando se reduce a la mitad la restricción sobre los flujos. En la Figura 4.23 se ha representado la variación de la energía cinética total (K) en función del tiempo, para los experimentos ER, E1 y E2. En la misma puede observarse un incremento de energía cinética en las experiencias E1 y E2, a partir del momento en que se introduce el obstáculo orográfico. Siguiendo a Manabe y Terps tra podría inferirse que las perturbaciones generadas por el obstáculo aumentan la energía cinética global del sistema. Si se comparan los resultados de las experiencias E1 y E2 con respecto al experimento ER, puede notarse una marcada diferencia que no es observada entre los valores de energía de los experimentos E1 y E2. Por otro lado, los resultados

FIGURA 4.22



MARCHA TEMPORAL DEL RMS DE LA DIVERGENCIA,
PARA EL ER Y E1

FIGURA 4.23



VARIACION TEMPORAL DE LA ENERGIA CINETICA TOTAL PARA EL ER, EL Y E2

$K (cb \cdot mm^4 \cdot s^{-2})$
 $K (u) \cdot 10^{10}$

obtenidos del experimento E2, no presentan diferencias significativas con los resultados numéricos del experimento E1. Es decir, si se reduce a la mitad la restricción impuesta al flujo sobre las caras laterales de las cajas que representan el obstáculo, no implica una reducción de los efectos sobre el flujo atmosférico de magnitud equivalente. Consecuentemente, las alturas geométricas simuladas en las experiencias E1 y E2 no son equivalentes a las alturas reales de las cajas, excepto cuando la obstrucción sobre las caras de las mismas es total. Cabría por lo tanto determinar el umbral a partir del cual, la restricción sobre los flujos es significativa con respecto a los resultados del estado de referencia.

CAPITULO 5

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS

5.1.- Conclusiones

La adopción de un modelo hemisférico en coordenadas x , y , p en ecuaciones primitivas, para simular el flujo atmosférico en presencia de la cordillera de Los Andes, junto a un adecuado esquema de diferencias finitas (box - method) para la resolución numérica, permitió la consistencia energética y la representación de las características más sobresalientes de la circulación hemisférica en presencia de la orografía. La inclusión de la cordillera mediante el proceso de interrumpir el flujo a través de las caras laterales de los "boxes" o cajas afectadas a la simulación, introduce una metodología novedosa en cuanto a la consideración de la cadena montañosa de Los Andes, en los modelos de simulación y previsión numérica a corto plazo (24 - 72 horas). Se comprobó que durante el proceso de incorporación de la orografía, los sistemas béricos de superficie son modificados a medida que la cordillera "crece". La presión en superficie a sotavento del obstáculo desciende y el área ocupada por el descenso se extiende contiguamente al obstáculo. El anticiclón de barlovento de la barrera (ya existente) migra hacia el sur, tratando de salvar la pared simulada. Estos hechos señalados son ratificados, al comparar los resultados de experimentos numéricos con y sin orografía, realizados en este trabajo. Simultáneamente, se observa una concordancia entre el campo vertical de movimientos y los sistemas béricos correspondiendo movimien-

tos de ascenso a barlovento y descenso a sotavento en los niveles medios.

En los análisis realizados con el objeto de determinar la influencia de la cordillera, se comprobó que durante la extensión temporal de la experimentación numérica, los efectos del obstáculo sobre el flujo atmosférico pierden significancia al alejarse meridionalmente del mismo. Por otra parte, se observó que la presencia de la cadena montañosa interpuesta a un marcado flujo del oeste, favorece el descenso de la presión a sotavento de la misma. Este último resultado es coincidente con los resultados obtenidos por distintos investigadores, tal como fuera señalado en el capítulo 1.

Un análisis de la variación temporal de la presión en superficie, señaló a barlovento y sotavento del obstáculo, que las amplitudes de onda bariométrica aumentan y varían su longitud en la escala regional. La frecuencia de oscilaciones a sotavento de la barrera montañosa, en ningún momento toma valores mayores que los correspondientes al experimento sin cordillera. Este hecho confirma que el efecto dinámico del obstáculo, favorece el descenso de la presión a sotavento.

Se comprobó que en todos los experimentos numéricos con obstáculos orográficos, la columna de aire a sotavento es más inestable que a barlovento. Por otra parte el análisis del campo de divergencia en todas las experiencias mostró que, si bien éste aumenta sus valores, los mismos se mantienen dentro del orden correspondiente a la escala sinóptica, resultado que permite verificar la bondad del proceso numérico aquí utilizado para el tratamiento de la cordillera de los Andes.

En el análisis de la energía cinética total del sis-

ten, encontró que las perturbaciones generadas por el obstáculo aumentan la misma, hecho verificado por Murabe y Terps-tr.

Por último, se comprobó que al reducir a la mitad la obstrucción impacta el flujo sobre las caras laterales de la caja que representa el obstáculo, no implica una reducción de los efectos sobre el flujo atmosférico de magnitud equivalente. Consecuentemente las alturas geométricas simuladas mediante el método aquí propuesto para generar la cordillera, no son equivalentes a las alturas reales de las cajas, excepto cuando la obstrucción del flujo sobre las caras de las mismas es total.

5.2.- Conclusiones

Como es obvio, el problema de la incorporación de la cordillera de Los Andes en los modelos de circulación atmosférica, no puede agotarse en un trabajo como el aquí desarrollado, a pesar de los ambiciosos objetivos inicialmente propuestos. Durante el desarrollo de las experimentaciones numéricas y de los análisis correspondientes, surgieron algunas inquietudes en cuanto a futuras líneas de trabajo que no podríamos dejar de mencionar y son citadas a continuación:

- a) La incorporación de la cordillera utilizando un esquema numérico temporal de los llamados "ida y vuelta", de tal forma de reducir el tiempo equivalente del proceso de incorporación.
- b) Utilización de los datos provenientes del experimento

municipal del CARR, con el objeto de llevar a cabo con el presente modelo experiencias de pronóstico.

- c) Investigación de un análisis espectral de la energía en ríos con inclusión o no de orografía, fin de determinar la distribución de energía en las distintas longitudes del espectro.
- d) Aplicando el método aquí propuesto para incorporar la cordiller en los modelos de circulación hemisférica, determinar el umbral a partir del cual, la restricción sobre los flujos es significativa con respecto a los resultados del estado de referencia (sin orografía). Encontrar una relación entre la altura geométrica del obstáculo y el flujo permitido a través de su simulación.



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- CHURCH, P. 1948. "The roller of air flow over mountains: A Summary of Theoretical Studies". Bull. Amer. Meteor. Soc. 291, 16-18.
- CHURCH, P. and SHARPLEY, W. 1949. A numerical method for predicting the Perturbations of the middle latitude Westerlies. Tellus 1, 38-54.
- COLIN, B. 1950. On the influence of the Earth's orography on the general character of the westerlies. Tellus, 2, 184-195.
- PHILLIPS, N.M. 1951. "A simple three-dimensional model for the study of large scale extratropical flow patterns. J. Appl. Met. 3, 381-394.
- SMAGORINSKY, J. 1963. "General Circulation Experiment with the primitive equations I. the Basic Experiment". Mon. Wea. Rev. 91 (3), 99-164.
- MINZ, Y. 1965. "Very long-term global integration of primitive equations of atmosphere motion". W.M.O. Tech Note 66, 141-167.
- MURINER., Y. 1965. "On the use of implicit and iterative methods for the times integration of the wave equations". Mon. Wea. Rev. 93, 36-46.

- BRYAN, K. 1966. "A scheme for numerical integration of the equations of motion on an irregular grid free of non-linear instability". Mon. Wea. Rev. 94, 39-40.
- KAMAHARA, M. 1966. "A computational testing for long-term numerical integrations of the equations of fluid motion two-dimensional incompressible flow, Part I". J. Comp. Phys., I (1), 119-143.
- KAMAHARA, A. 1966. The dynamical influence of orography on the large scale motion of the atmosphere. J. Atmos. Sci. 23, 259-271.
- MATSUO, T. 1966. Numerical integrations of the primitive Equations by a Simulated Backward difference Method. Journal of the Meteorological Society of Japan. Vol. 44, No 1, 76-83.
- KAMAHARA, A. and WASHINGTON, W.M. 1967. "NCAR Global general circulation model of the atmosphere". Mon. Wea. Rev. 95 (7), 389-402.
- KURIHARA, Y and HOLLOWAY, J.L. Jr. 1967. "Numerical integration of a nine-level global primitive equations model formulated by the box method". Mon. Wea. Rev. 95 (8), 509-529.
- SHUMAN, F.G. and HOVERSOLE, J.B. 1968. "An Operational six layer primitive equation forecast model". J. Appl. 7, 525-547.

- ELIASSON, A. and RAUSTEIN, E. 1963. "A numerical integration experiment with a model atmosphere based on isentropic coordinates".
- LANGLOIS, W.E. and KWOK, H.C.W. 1969. Description of the Mintz-Arakawa Numerical General Circulation Model. Tech. Rep. N° 3, Numerical Simulation of Weather and Climate, Dept. of Met., Univ. de California.
- SHAPIRO, R. 1970. Smoothing, Filtering, and Boundary Effects. Reviews of Geophysics and Space Physics, Vol. 8, N° 2, May 1970. 359-387.
- HALTINER, G.J. 1971. "Numerical Weather Prediction". John Wiley and Sons Inc., New York. N.Y.
- MANABE, S. and HOLLOWAY, J.L. Jr. 1971. "Simulation of climate by a Global General Circulation Model: I Hydrologic cycle and Heat Balance". Mon. Wea. Rev. 99, 335-370.
- KASAHARA, A. and WASHINGTON, W.M. 1971. General Circulation Experiments with a six-layer NCAR model, including orography, cloudiness and surface temperature calculations. J. Atmos. Sci., 28, 657-701.
- SODOURNY, R. 1972. "Forced geostrophic adjustment in large scale flow". Laboratoire de Météorologie Dynamique CNRS. Paris.
- HORDIJ, J., CIAPPESONI, R. et RABREAU, G. 1973. "Initialisation d'une prevision numérique de la circulation

générale à partir de données incomplètes non-synoptiques. Ann. Geophys. 29 (3), 385-393.

ESGER, J. 1974. "Numerical Experiments of lee cyclogenesis". Mon. Wea. Rev. 102, 847-860.

MANABE, S. and TERPSIHA, T.B. 1974. The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiment. J. Atmos. Sci., 31, 3-42.

PAEGLE, Y. and PAEGLE, J.N. 1976. Frequency spectra of atmosphere motions in the vicinity of a mountain barrier. J. Atmos. Sci., 33, 499-506.

TREVISAN, A. 1976. "Numerical Experiments of the influence of Orography on Cyclone formation with an Isentropic Primitive Equation Model. J. Atmos. Sci., 33, 768-780.

ALPEX, 1979. GARP Sub-programme on Air Flow Over and Around Mountains. W.M.O. ALPEX. Scientific objective, Geneva, July 1979.