

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Biblioteca Digital FCEN-UBA

Ciclo energético de ondas planetarias en el Hemisferio Sur

Solman, Silvina Alicia

1993

Tesis Doctoral

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

www.digital.bl.fcen.uba.ar

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir. 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. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Fuente / source:

Biblioteca Digital de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis

Ciclo Energético de Ondas Planetarias en el Hemisferio Sur

Autor

Silvina Alicia Solman

Director de Tesis

Dr. Isidoro Orlanski

Codirector

Dr. Mario Núñez

Lugar de Trabajo

Centro de Investigaciones del Mar y la Atmósfera
(CIMA/CONICET/UBA)

Departamento de Ciencias de la Atmósfera

Tesis presentada para optar al título de Doctor de la
Universidad de Buenos Aires

Tesis
2594
hja

A Gustavo y Arturito

RESUMEN

Con el fin de analizar los procesos que se llevan a cabo durante el desarrollo de la inestabilidad baroclínica, se estudió la evolución no lineal de perturbaciones baroclínicas que se desarrollan en el seno de un flujo zonal baroclínicamente inestable.

El ciclo energético asociado a las perturbaciones puso de manifiesto el desarrollo de un ciclo principal y ciclos secundarios. El ciclo principal está caracterizado por la conversión de energía potencial a energía cinética, amortiguado por procesos barotrópicos, cuyo efecto se incrementa durante la etapa de decaimiento de la perturbación.

Durante el desarrollo del sistema se produce el desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos bandas baroclínicas, asociadas a dos jets, o corrientes en chorro, baroclínicas. La banda subtropical mantiene un gradiente térmico meridional intenso y, en consecuencia, una cortante vertical del flujo zonal intensa. La banda polar está asociada a la parte ocluida del sistema frontal y presenta una estructura barotrópica. El jet asociado, el jet Polar, es muy intenso y tiene asociada una cortante meridional importante.

El transporte meridional de cantidad de movimiento que se establece durante el desarrollo de la inestabilidad baroclínica es hacia el Polo con un máximo en capas altas y un máximo secundario cercano a superficie, centrado en la latitud donde se ubica el corazón del jet inicial. Esta configuración induce una aceleración del flujo zonal hacia el Polo, por convergencia de flujo de cantidad de movimiento y una desaceleración hacia el Ecuador, por divergencia de flujo de cantidad de movimiento, que contribuye a la formación de estes en capas bajas.

Durante el desarrollo de los ciclos secundarios las perturbaciones

crecen barotrópicamente. Este comportamiento está asociado con el desarrollo de cortantes meridionales inestables en el flanco polar de los jets.

Se evaluó la sensibilidad del desarrollo del sistema baroclínico a factores tales como la fricción superficial y la presencia de una componente barotrópica superpuesta al flujo zonal inicial.

Los resultados obtenidos mostraron que durante la etapa de evolución no lineal del sistema baroclínico, la fricción superficial tiende a inhibir el desarrollo de la componente barotrópica, con lo cual, inhibe el desarrollo de la inestabilidad barotrópica durante los ciclos secundarios.

Tanto la fricción superficial como la presencia de la componente barotrópica actúan como factores estabilizadores del desarrollo baroclínico.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco muy especialmente al Dr. Isidoro Orlanski, mi director de tesis, por su invaluable guía desde mis primeros pasos en la investigación, su constante aporte de ideas y por las enriquecedoras discusiones, tanto personalmente como a distancia, que me permitieron aprender a 'distinguir el bosque del árbol' en lo académico, y a madurar una actitud de compromiso con mi trabajo, en lo personal.

Al Dr. Mario Núñez, director del CIMA, por haber aceptado desempeñarse como codirector de Tesis, por brindarme su estímulo permanente y por haber hecho posible que pudiera contar con todo el equipamiento y los medios necesarios para desarrollar mis investigaciones.

Hago extensivo mi agradecimiento a la Dra. Matilde Nicolini, mi consejera, por su amable colaboración, a la Dra. Zulema Garraffo por su aliento y al CONICET por haberme otorgado la beca de investigación que posibilitó el desarrollo de esta Tesis.

A la Lic. Celeste Saulo por su amistad y sus comentarios y a todos los integrantes del CIMA por el constante estímulo y el gran compañerismo.

Por último, deseo expresar mi más profundo agradecimiento a mis padres por la gran ayuda que me brindaron y a Gustavo por su apoyo permanente, su amor y su reconocimiento por mi trabajo.

INDICE

| | |
|---|------|
| <i>RESUMEN</i> | i |
| <i>AGRADECIMIENTOS</i> | iii |
| <i>INDICE</i> | vi |
| <i>LISTA DE TABLAS</i> | vii |
| <i>LISTA DE FIGURAS</i> | viii |
| <i>CAPITULO UNO</i> | 1 |
| <i>INTRODUCCION</i> | |
| 1.1 Reseña del problema de la inestabilidad en escala planetaria | 1 |
| 1.2 Algunos aspectos observados en la atmósfera | 6 |
| 1.3 Metodología y objetivos | 7 |
| <i>CAPITULO DOS</i> | 10 |
| <i>EL MODELO Y SUS CARACTERISTICAS</i> | |
| 2.1 Descripción del modelo numérico | 10 |
| 2.2 Características del modelo numérico | 14 |
| 2.3 Condiciones iniciales | 16 |
| APENDICE A2: Derivación de las expresiones para las perturbaciones de la velocidad horizontal y la temperatura potencial. | 19 |

| | |
|---|--------|
| <i>CAPITULO TRES</i> | 22 |
| <i>EXPERIMENTO CONTROL</i> | |
| <i>JET DE LATITUDES MEDIAS</i> | |
| <i>PARTE I</i> | |
| 3.1 Introducción | 22 |
| 3.2 Flujo Básico | 23 |
| 3.3 Descripción de la evolución del sistema | 25 |
| 3.4 Evolución de la energía cinética | 27 |
| 3.5 Resumen y discusión | 30 |
| <i>CAPITULO CUATRO</i> | 39 |
| <i>EXPERIMENTO CONTROL</i> | |
| <i>JET DE LATITUDES MEDIAS</i> | |
| <i>PARTE II</i> | |
| 4.1 Introducción | 39 |
| 4.2 Conversiones de energía | 41 |
| A. Ecuaciones de tendencia de energía | 41 |
| B. Análisis de las conversiones de energía. | 44 |
| 4.3 Transportes de calor y cantidad de movimiento | 46 |
| 4.4 El flujo medio | 48 |
| A. Evolución del jet zonal | 48 |
| B. Inestabilidad del jet zonal | 54 |
| 4.5 Discusión y conclusiones | 57 |

| | |
|--|-----|
| APENDICE A4: Ecuaciones de tendencia de la energía | 61 |
| | |
| <i>CAPITULO CINCO</i> | 80 |
| <i>EXPERIMENTOS NUMERICOS</i> | |
| 5.1 Introducción | 80 |
| 5.1.1 La fricción superficial | 81 |
| 5.1.2 La componente barotrópica | 83 |
| 5.2 Experimentos numéricos | 84 |
| 5.3 Experimento JET-F | 85 |
| 5.4 Experimento CLI-NF | 87 |
| 5.5 Experimento CLI-F | 90 |
| 5.6 Resumen y discusión | 93 |
| | |
| <i>CAPITULO SEIS</i> | 109 |
| | |
| <i>CONCLUSIONES</i> | |
| | |
| <i>REFERENCIAS</i> | |

LISTA DE TABLAS

TABLA 2.1: Analogía entre las variables del modelo y las variables del sistema anelástico Boussinesq.

TABLA 3.1 : Perfil vertical del flujo básico.

TABLA 5.1: Características de los experimentos numéricos.

LISTA DE FIGURAS

- FIGURA 1.1: Flujo barotrópico promediado sobre 30 días de Septiembre 1987, trazado cada 10 m/s. Las zonas sombreadas corresponden a valores de velocidad superiores a los 30 m/s.
Extraído de la publicación Orlanski, et al (1991).
- FIGURA 3.1: Estado inicial para el EXP. CONTROL: velocidad zonal media en m/s (línea continua) y temperatura potencial media en K (línea discontinua).
- FIGURA 3.2: Evolución no lineal del campo de temperatura potencial para el EXP. CONTROL en el nivel $z=500\text{m}$ durante la etapa de desarrollo del sistema baroclínico.
- FIGURA 3.3: Idem Figura 3.2 durante la etapa de decaimiento del ciclo principal y desarrollo de los ciclos secundarios.
- FIGURA 3.4: Perfil vertical de la temperatura potencial media a los 14 días de integración para el EXP. CONTROL.
- FIGURA 3.5: Evolución de la energía para el EXP. CONTROL.
a) Energía cinética de la perturbación (línea continua) y del flujo medio (línea punteada) cm^2/s^2 .
b) Energía potencial de la perturbación (línea continua) y del flujo medio (línea punteada) en cm^2/s^2 .

FIGURA 4.1: Evolución de las conversiones de energía para el EXP. CONTROL (en cm^2/s^3). Conversión de energía potencial del estado medio a la perturbación ($P1+P2$) en línea punteada gruesa, conversión de energía potencial a cinética de la perturbación, ($P3$), en línea continua y conversión de energía cinética de la perturbación al flujo medio, ($K1+K2$), en línea punteada fina.

FIGURA 4.2: Transportes meridionales para el EXP. CONTROL a los 12 días de integración. Los transportes hacia el Polo se indican con líneas punteadas.
a) Transporte de cantidad de movimiento (en m^2/s^2).
b) Transporte de calor (en $\text{K}\cdot\text{m}/\text{s}$)

FIGURA 4.3: Transportes verticales para el EXP. CONTROL a los 12 días de integración. Los transportes hacia capas superiores se indican con línea llena.
a) Transporte de cantidad de movimiento (en $\text{m}/\text{s}\cdot\text{cm}/\text{s}$).
b) Transporte de calor (en $\text{K}\cdot\text{cm}/\text{s}$).

FIGURA 4.4: Evolución no lineal del flujo medio zonal durante la evolución del sistema baroclínico para el EXP. CONTROL (en m/s). Las líneas punteadas indican velocidades del este.

FIGURA 4.5: Evolución del flujo barotrópico medio durante el desarrollo del ciclo principal para el EXPERIMENTO CONTROL.

FIGURA 4.6.a) Evolución del flujo zonal medio durante el desarrollo del ciclo principal en el nivel $z=11.25$ km para el EXP. CONTROL.

b) Idem Fig. 4.6.a) para el flujo baroclínico medio.

FIGURA 4.7.a) Idem Fig. 4.6.a) para el nivel $z=1.5$ km.

b) Idem Fig. 4.6.b) para el nivel $z=1.5$ km.

FIGURA 4.8.a) Variación temporal del jet zonal en el nivel $z=11.25$ km a los 10 días de integración. La línea gruesa corresponde a la tendencia del flujo zonal. Las restantes curvas muestran la contribución de: AHM y AHP, advección meridional media y de la perturbación, respectivamente; AVM y AVP, advección vertical media y de la perturbación; COR representa el término de Coriolis.

b) Idem Fig. 4.8.a) para el flujo barotrópico.

FIGURA 4.9: Perfil del gradiente meridional de vorticidad potencial cuasigeostrófica media durante la etapa del desarrollo del ciclo principal (panel superior) y del ciclo secundario (panel inferior). Las zonas sombreadas destacan los valores negativos.

FIGURA 4.10: Perfil vertical de la componente barotrópica y baroclínica del gradiente meridional de vorticidad potencial cuasigeostrófica media (paneles izquierdo y derecho, respectivamente) a los 10 y 16 días de integración (paneles superior e inferior, respectivamente). Se destacan sombreados los valores mayores a $3 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

FIGURA 4.11: Gradiente meridional de la vorticidad potencial cuasigeostrófica asociada al flujo barotrópico, a los 16 días de integración.

FIGURA 4.12: Perfil meridional de temperatura potencial media zonal y flujo medio zonal del experimento realizado por Simmons y Hoskins (1980). (Extraído de Gill. p 579).
a) Estado básico
b) Etapa final del ciclo de vida de las perturbaciones.

FIGURA 5.1: Estado inicial para los EXP. CLI-NF y CLI-F. Las líneas continuas y punteadas corresponden a la velocidad media zonal (en m/s), valores positivos y negativos, respectivamente. Las líneas discontinuas, a la temperatura potencial media.

FIGURA 5.2: Evolución de la energía para el EXP. JET-F.
a) Energía cinética de la perturbación (línea
continua) y del flujo medio (línea punteada) en
 cm^2/s^2)
b) Conversiones de energía: (P1+P2) línea punteada
gruesa, P3 línea continua y K1+K2 línea punteada
fina.

FIGURA 5.3: Evolución de la velocidad zonal media para el
EXP. JET-F.

FIGURA 5.4: Evolución no lineal del campo de temperatura
potencial en el nivel inferior del modelo
($z=500$ m) para el EXP. CLI-NF.

FIGURA 5.5: Idem FIGURA 5.2 para el EXP. CLI-NF.

FIGURA 5.6: Idem FIGURA 5.1 para el EXP. CLI-NF.

FIGURA 5.7: Idem FIGURA 5.2 para el EXP. CLI-F. (*)

FIGURA 5.8: Idem FIGURA 5.3 para el EXP. CLI-F.

FIGURA 5.9: Evolución del jet barotrópico durante la etapa
no lineal del desarrollo del sistema
baroclínico.

FIGURA 5.10: Evolución de la energía cinética de la
perturbación para los cuatro experimentos
numéricos realizados.

(*) En la Fig. 5.7.a la evolución de la energía cinética de la
componente barotrópica del flujo medio está representada con línea
punteada gruesa.

CAPITULO UNO

INTRODUCCION

1.1 Reseña del problema de la inestabilidad en escala planetaria.

Un problema de gran interés en el estudio de la circulación atmosférica es, sin duda, el rol de los sistemas baroclínicos, su desarrollo y sus mecanismos de interacción con el flujo medio. Estos sistemas transitorios son los mayores contribuyentes en la redistribución de energía en latitudes medias y, por lo tanto, es importante entender cómo evolucionan y cuáles son los mecanismos que inhiben su desarrollo.

Los primeros trabajos sobre el tema fueron los de Charney (1947) y Eady (1949) quienes demostraron que la existencia de ondas ciclónicas de gran escala en la atmósfera podía ser explicada en términos de la inestabilidad de una corriente zonal baroclínica, respecto de perturbaciones infinitesimales. Sus modelos revelaban la existencia de modos normales que presentaban un crecimiento exponencial cuyo número de onda y velocidad de fase eran similares a lo observado en la atmósfera. De acuerdo a sus resultados, se explicaba a la ciclogénesis como el crecimiento del modo más inestable de un espectro de perturbaciones infinitesimales.

Estos primeros estudios basados en la inestabilidad dinámica de corrientes zonales, consideraban una atmósfera bidimensional, donde la cortante del viento podía ser vertical (baroclínica), u horizontal (barotrópica) (Kuo, 1949). Sin embargo, en los flujos atmosféricos ambas cortantes están presentes simultáneamente. Charney y Stern (1962) y Pedlosky (1964) comenzaron a estudiar el problema de inestabilidad baroclínica y barotrópica. Sus estudios

revelaron que las ondas baroclínicas forzaban un flujo contragradiante de momento angular similar al observado en la atmósfera. Más tarde, Brown (1969) y Song (1971) estudiaron flujos más realistas con cortantes horizontal y vertical, confirmando los resultados de Pedlosky (1964). No obstante la longitud de la onda más inestable resultaba menor que la escala de perturbaciones observada en la atmósfera.

La comparación de los resultados emanados de las teorías lineales con el desarrollo observado de las perturbaciones de gran escala de latitudes medias aún mostraba grandes diferencias.

Comparando la distribución vertical de energía cinética de las perturbaciones observada y modelada, de acuerdo al análisis de Oort y Rasmusson (1971) y Lorenz (1960), en la atmósfera se observaba un máximo cerca de la tropopausa y un máximo secundario, más débil, cerca de superficie mientras que los resultados de los modelos lineales (Charney, 1947, Brown, 1969, Song, 1971, Simons, 1972) presentaban un sólo máximo en superficie. Esta diferencia en la distribución vertical de energía cinética de las perturbaciones no estaba asociada al efecto de fricción superficial ya que la distribución vertical de la amplitud de geopotenciales de la perturbación presentaba las mismas diferencias, siendo, esta variable, no afectada directamente por los efectos de fricción superficial (Gall, 1976a).

Willams (1974) estudió el problema de inestabilidad baroclínica de Eady permitiendo una variación en la vertical de la estabilidad estática y encontró diferencias significativas en la estructura vertical de las ondas, respecto de los estudios previos que consideraban constante a este parámetro.

Numerosos efectos se incorporaron a las teorías lineales, tendientes a determinar un estado básico más real, como la esfericidad de la Tierra, distribuciones horizontales y verticales más realistas del viento zonal medio y apartamientos del balance

geostrófico. No obstante los estados básicos eran más realistas, las perturbaciones aún eran consideradas como perturbaciones infinitesimales del flujo básico y, por lo tanto, los resultados de las teorías lineales sólo resultaban válidos mientras la amplitud de las ondas fuera suficientemente pequeña como para despreciar los efectos no lineales.

Fué necesario extender la teoría de inestabilidad baroclínica de modo de poder considerar los procesos no lineales.

Los primeros trabajos en los que se tuvieron en cuenta los procesos no lineales fueron los de Phillips (1954), Stuart (1960) y Watson (1960). Pedlosky (1970, 1971, 1972) desarrolló una teoría con la cual estudió la evolución de las perturbaciones de amplitud finita. Con un modelo cuasigeostrófico de dos niveles, analizó exhaustivamente los ciclos límites de las perturbaciones de amplitud finita y el efecto de la disipación en el desarrollo de las mismas. Encontró que la amplitud de las ondas baroclínicas se equilibraba en un valor estacionario independiente de las condiciones iniciales, cuando la fricción era significativa y, si la disipación era despreciable, la amplitud de la onda presentaba una oscilación.

Gall (1976a, 1976b) comparó los resultados obtenidos con un modelo de circulación general, representativos de la atmósfera real, con los resultados obtenidos con una teoría lineal de inestabilidad baroclínica y observó que las soluciones de las teorías lineales exhibían máximas amplitudes en superficie, mientras que los resultados del modelo de circulación general presentaban un máximo cerca de la tropopausa y que la escala zonal de las perturbaciones en la teoría lineal era menor que la escala zonal de las perturbaciones dadas por el modelo. A partir de estos resultados, estudió la influencia de distintos procesos no lineales, en particular, la interacción entre la onda y el flujo medio y la fricción.

Encontró que a medida que la onda evolucionaba, modificando al

flujo medio, la tasa de crecimiento de la perturbación disminuía más rápidamente cerca de superficie, permitiendo que , en capas altas, la onda pudiera alcanzar amplitudes mayores. La reducción de la tasa de crecimiento cerca de superficie se debía a un aumento de la estabilidad estática en esos niveles. Asimismo, el aumento de la estabilidad estática en capas bajas y la presencia de fricción superficial, inhibían el crecimiento de las ondas más cortas.

Simmons y Hoskins (1976, 1977a, 1978) analizaron exhaustivamente el ciclo de vida de perturbaciones baroclínicas mediante el estudio del desarrollo no lineal de las ondas 6 y 9 para distintos flujos zonales, utilizando un modelo en ecuaciones primitivas con geometría esférica.

Sus resultados indicaron que, en todos los casos, las perturbaciones eran inestables baroclínicamente y su desarrollo y estructura era similar al observado en la atmósfera. Durante las primeras etapas, el crecimiento del sistema era lineal, apartándose de este comportamiento a medida que la perturbación adquiría mayor amplitud. La tasa de crecimiento mostraba un decaimiento más rápido en superficie que en capas altas, siendo la amplitud de las ondas en esos niveles, mayor, en concordancia con lo obtenido por Gall (1976a). La etapa de decaimiento estaba dominada por procesos barotrópicos y la velocidad de decaimiento del sistema era similar a la del crecimiento baroclínico previo.

En un trabajo posterior, Simmons y Hoskins (1980), analizaron la influencia de la componente barotrópica durante toda la evolución del sistema y concluyeron que la amplitud de las ondas baroclínicas y, en menor medida, los transportes meridionales de calor y cantidad de movimiento, eran sensibles a cambios en la componente barotrópica del flujo básico, principalmente, durante la etapa de evolución no lineal del sistema.

Varios autores coinciden en que la presencia de una cortante barotrópica superpuesta al flujo medio zonal, juega un rol muy

importante en el desarrollo de la inestabilidad baroclínica pues actúa como factor inhibidor de la inestabilidad.

En un estudio numérico James y Gray (1986) analizaron el efecto de la fricción superficial en la circulación de una atmósfera baroclínica y encontraron que, al reducir la fricción superficial, la inestabilidad resultaba altamente inhibida, mientras que a mayor fricción superficial, el sistema era más inestable, con perturbaciones más activas. Las soluciones con baja fricción superficial tenían, aparentemente, gran baroclinicidad, con fuertes gradientes horizontales de temperatura, no obstante, no se desarrollaba la inestabilidad debido a que se generaba una componente barotrópica intensa que inhibía el desarrollo baroclínico. Al remover dicha componente barotrópica, el flujo resultaba altamente inestable. A partir de este estudio se mostró cómo la componente barotrópica controla el nivel de actividad de las perturbaciones.

James (1987) estudió el impacto de las cortantes horizontales en la estructura y crecimiento de la inestabilidad baroclínica y encontró que, durante la etapa de decaimiento no lineal de las perturbaciones baroclínicas, se generan cortantes barotrópicas que tienden a suprimir desarrollos baroclínicos secundarios. Las cortantes horizontales inhiben el desarrollo baroclínico pues modifican la estructura de los modos normales, reduciendo la tasa de crecimiento de los modos más inestables. En presencia de una cortante horizontal, los modos normales resultan confinados meridionalmente. Esto modifica su estructura de forma tal que el transporte de energía entre el flujo medio y las perturbaciones no es óptimo.

Más recientemente, Nakamura (1989) analizó el ciclo de vida de las perturbaciones baroclínicas y los mecanismos inhibitorios de la inestabilidad y observó el mismo comportamiento discutido por James (1987): los procesos barotrópicos actúan como factores

estabilizadores de la perturbación. Sus resultados mostraron que tanto el crecimiento de la estabilidad estática como el proceso de mezcla horizontal del gradiente térmico, son mecanismos que controlan el crecimiento baroclínico del sistema.

Como se puede ver, el problema de la inestabilidad baroclínica ha sido estudiado desde hace 40 años por diversos autores y se han analizado diferentes aspectos asociados a la evolución de estos sistemas.

Es evidente, a partir de los últimos trabajos mencionados, que tanto los procesos asociados a la inestabilidad barotrópica como baroclínica resultan importantes en el desarrollo de las ondas desde la escala planetaria hasta la escala de los ciclones.

1.2 Algunos aspectos observados en la atmósfera.

El estudio realizado por Trenberth (1981) de la circulación atmosférica en el Hemisferio Sur sugiere que algunas ondas planetarias pueden crecer debido al desarrollo de inestabilidad barotrópica del flujo medio. Trenberth (1986 a,b) postula que, en particular, la doble estructura del jet o corriente en chorro zonal troposférico en el Hemisferio Sur puede ser barotrópicamente inestable debido a la divergencia de flujo de cantidad de movimiento del oeste en el flanco polar del jet (flujo de cantidad de movimiento contragradiante), que contribuye al crecimiento de las perturbaciones por procesos barotrópicos.

La estructura dual del jet troposférico en el Hemisferio Sur ha sido observada por varios autores (Trenberth, 1981, 1987; Oort, 1983; Karoly y Oort, 1987; Randel, 1988) a partir de la buena cobertura satelital y la disponibilidad de datos provenientes de modelos de pronóstico de los centros meteorológicos mundiales que ha permitido desarrollar una climatología actualizada del Hemisferio Sur. Esta doble estructura, que se muestra en la Figura 1.1, se extiende sobre el Océano Índico y el Pacífico Sur. Presenta una estructura

espiralada entre el Polo y el Ecuador y provee una fuente de energía adicional para el desarrollo de los ciclones. Orlanski et al (1991) analizó el ciclo de vida de las ondas ciclónicas que se desarrollan en la región donde el jet presenta doble estructura. Los resultados obtenidos muestran que la advección ageostrófica del campo de alturas geopotenciales es la principal fuente y sumidero de energía de las perturbaciones, en contraposición con los resultados de estudios del ciclo de vida de los modos normales, en los que el decaimiento de las perturbaciones se debía principalmente a la transferencia de energía al flujo medio a través de los procesos de difusión (tensiones de Reynolds o fricción). La convergencia de los flujos ageostróficos permite el desarrollo, corriente abajo, de sistemas secundarios.

1.3 Metodología y objetivos

El estudio teórico que contiene esta tesis apunta a clarificar algunos de los procesos que se desencadenan a lo largo del desarrollo de la inestabilidad de las perturbaciones baroclínicas, dentro del marco idealizado del modelo numérico utilizado.

El objetivo es estudiar el ciclo energético de las perturbaciones baroclínicas, analizar la evolución del flujo medio zonal asociado al desarrollo baroclínico y evaluar el impacto de la fricción superficial y la presencia de una componente barotrópica superpuesta al flujo medio zonal en el desarrollo de la inestabilidad de los sistemas baroclínicos.

La redistribución energética asociada con el desarrollo de la inestabilidad baroclínica permite, en algunos casos, el desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos bandas baroclínicas ubicadas hacia el norte y hacia el sur de la misma. Uno de los objetivos de esta tesis consiste en determinar cuáles son los mecanismos responsables de la modificación del flujo medio.

Para llevar a cabo el objetivo propuesto se estudió la evolución de una perturbación baroclínica inmersa en un flujo zonal inestable característico de latitudes medias del Hemisferio Sur y se analizó su ciclo energético.

Con el fin de determinar el rol de la fricción superficial y de la componente barotrópica superpuesta al flujo zonal y su influencia en el desarrollo de las perturbaciones baroclínicas, se realizó una serie de experimentos numéricos en los cuales se combinaron ambos factores.

La herramienta utilizada es un modelo numérico oceánico, en ecuaciones primitivas, tridimensional, cuya adaptación para su uso a condiciones atmosféricas y sus características se detallan en el CAPITULO DOS. En el CAPITULO TRES se describe el estado básico del EXPERIMENTO CONTROL y se estudia la evolución no lineal de las ondas baroclínicas y su ciclo energético. El análisis se completa en el CAPITULO CUATRO, donde se evalúan las conversiones energéticas y la evolución del flujo medio zonal a lo largo del desarrollo del sistema baroclínico. En el CAPITULO CINCO se describe la serie de experimentos numéricos realizada y se analizan sus resultados. Finalmente, en el CAPITULO SEIS, se presentan las conclusiones.

CAPITULO DOS

EL MODELO Y SUS CARACTERISTICAS

El modelo utilizado para realizar los experimentos numéricos es el modelo oceánico tridimensional en ecuaciones primitivas desarrollado por M. Cox, al que fué necesario adaptar para su aplicación a sistemas atmosféricos. La adaptación se llevó a cabo mediante una analogía entre las variables del modelo y las variables de un sistema anelástico Boussinesq seco.

Las características del modelo y la inicialización del mismo se detallan en el presente capítulo.

2.1 Descripción del modelo numérico

El modelo numérico utilizado para realizar los experimentos es el modelo numérico oceánico, tridimensional, en ecuaciones primitivas desarrollado por Michael Cox (GFDL).

Debido a que el modelo fué desarrollado para el océano, fué necesario hacer una adaptación del mismo para poder aplicarlo a situaciones atmosféricas. Esta adaptación consistió en una analogía entre las variables del modelo y las variables de un sistema anelástico Boussinesq.

A continuación se detalla la fundamentación de la analogía propuesta entre ambos sistemas.

El sistema de ecuaciones que resuelve el modelo está dado por:

- i) Ecuaciones de movimiento

$$u_t + \Gamma(u) - fV = -\frac{m}{a} \left(\frac{p}{\rho_o} \right)_\lambda + F_u \quad (2.1)$$

$$v_t + \Gamma(v) + fU = -\frac{1}{a} \left(\frac{p}{\rho_o} \right)_\phi + F_v \quad (2.2)$$

ii) Ecuación hidrostática

$$\frac{p}{\rho_o} = \frac{p_s}{\rho_o} + \int_z^0 \frac{\rho}{\rho_o} g dz \quad (2.3)$$

iii) Ecuación de continuidad

$$\Gamma(1) = 0 \Rightarrow \frac{m}{a} \left[u_\lambda + \left(\frac{v}{m} \right)_\phi \right] + w_z = 0 \quad (2.4)$$

iv) Ecuación de conservación de la temperatura

$$T_t + \Gamma(T) = F_T \quad (2.5)$$

v) Ecuación de estado

$$\rho = \rho_o (1 - \alpha T) \quad (2.6)$$

donde $\alpha = 1/\theta_o$ y el operador advectivo, Γ , está definido por

$$\Gamma(\mu) = \frac{m}{a} \left[(u\mu)_\lambda + \left(v \frac{\mu}{m} \right)_\phi \right] + (w\mu)_z \quad (2.7)$$

El sistema de ecuaciones (2.1) - (2.7) constituye un sistema de ecuaciones primitivas expresado en coordenadas esféricas para un fluido en equilibrio hidrostático e incompresible.

Si se quiere aplicar este sistema de ecuaciones a sistemas atmosféricos, la suposición de incompresibilidad resulta muy restrictiva. Un sistema muy utilizado para aplicar a sistemas atmosféricos es el sistema anelástico Boussinesq seco, pues permite jerarquizar la variación de ρ_o , dependiendo de la escala vertical de las ondas atmosféricas estudiadas. Este sistema de ecuaciones está dado por:

i) Ecuaciones de movimiento

$$u_t + \Gamma(u) - fv = -\frac{m}{a} c_p \theta_o \pi_\lambda + F_u \quad (2.8)$$

$$v_t + \Gamma(v) + fu = -\frac{1}{a} c_p \theta_o \pi_\phi + F_v \quad (2.9)$$

ii) Ecuación hidrostática

$$c_p \theta_o \pi_z = g \frac{\theta'}{\theta_o} \quad (2.10)$$

iii) Ecuación de continuidad

$$\frac{m}{a} [(\rho_o u)_\lambda + (\frac{\rho_o V_o}{m})_\phi] + (\rho_o w)_z = 0 \quad (2.11) a$$

iv) Ecuación de conservación de la temperatura potencial

$$\frac{\theta'}{\theta_o} \tau + \Gamma(\frac{\theta'}{\theta_o}) = F_\theta \quad (2.12)$$

v) Ecuación de estado

$$\rho = \rho_o (1 - \frac{\theta'}{\theta_o}) \quad (2.13)$$

donde $\theta' = \theta - \theta_0$ es la perturbación de la temperatura potencial respecto de un estado básico y

$\pi = (p/p_0)^{R/C_p}$ es la presión de Exner

Si se considera que la densidad en el estado básico depende sólo de la coordenada vertical, $\rho_0 = \rho_0(z)$, en el sistema anelástico Boussinesq para sistemas secos y despreciando el término $w\rho_{0z}$ en la ecuación (2.11)a, la ecuación de continuidad puede aproximarse por:

$$\Gamma(1) = 0 \quad (2.11)$$

Para ondas baroclínicas secas cuya escala vertical es menor que H, la escala vertical de la atmósfera, el término $w\rho_{0z}$ no es muy importante, con lo cual, la aproximación a la ecuación de continuidad expresada en (2.11) es razonablemente válida. La gran cantidad de estudios realizados sobre inestabilidad baroclínica consideran esta aproximación.

Por otro lado, debido a que el flujo básico prescrito en cuyo seno se desarrolla la inestabilidad es un jet con un máximo ubicado por debajo de la tapa rígida superior, las ondas decaen considerablemente en la vertical. En rigor, resulta más restrictiva la condición del modelo por tener una tapa rígida superior.

Haciendo una analogía entre las variables del sistema anelástico Boussinesq para aguas poco profundas, (2.8)-(2.13) y las variables del sistema de ecuaciones que resuelve el modelo, (2.1)-(2.7), fué posible usar el modelo oceánico para condiciones atmosféricas. Externamente, las variables atmosféricas fueron obtenidas a partir de las variables del modelo de acuerdo a la Tabla 2.1

2.2 Características del modelo numérico

La grilla horizontal utilizada en el modelo numérico, es la grilla B de Arakawa en coordenadas latitud - longitud. Tiene una distribución regular no uniforme, con una resolución máxima de $2^\circ \times 2^\circ$. En la vertical se consideraron 8 niveles no igualmente espaciados en coordenadas z , desde 500 m hasta 15 km, con mayor resolución en capas bajas.

El dominio de integración abarca desde 70°S hasta el Ecuador y se extiende 120° longitudinalmente.

El esquema de integración temporal es el de diferencias centradas (Leap - frog), excepto en los pasos de mezcla, en los cuales se usó un esquema Euler atrasado o adelantado cada diez pasos de tiempo, proceso que tiene como finalidad filtrar el modo computacional asociado al esquema Leap - frog. El paso de tiempo se fijó en 5 minutos.

Las condiciones de contorno en los bordes del dominio de integración son:

- condiciones cíclicas en los bordes este - oeste.
- condición de simetría en el Ecuador.
- pared rígida en el borde sur.
- velocidad vertical nula en el tope de la atmósfera y en el nivel inferior (500 m).

Los términos de disipación están parametrizados mediante la siguiente expresión:

$$F_{\mu} = K_H \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mu}{\partial y^2} \right) + K_V \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} \quad (2.14)$$

donde K_H es el coeficiente de viscosidad horizontal y K_V , el coeficiente de disipación vertical.

La fricción superficial está parametrizada en el modelo de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{C_D}{K_V} |V| V \quad (2.15)$$

donde V representa la velocidad horizontal del viento y C_D el coeficiente de arrastre.

Se detallan a continuación los parámetros que se han mantenido fijos a lo largo de todas las integraciones realizadas:

$$\theta_0 = 300 \text{ K}$$

$$C_p = 1004 \text{ J/kg K}$$

$$R = 287 \text{ J/Kg K}$$

$$K_V = 10^4 \text{ cm}^2/\text{seg}$$

$$K_H = 10^9 \text{ cm}^2/\text{seg}$$

$$g = 9.8 \text{ m/seg}^2$$

$$C_D = 1.3 \times 10^{-3}$$

2.3 Condiciones iniciales

El estado inicial está dado por un flujo zonal uniforme, en balance geostrofico, esto es:

$$f\bar{U}(y, z) = -c_p\theta_o \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial y} \quad (2.16)$$

$$f \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}(y, z) = -\frac{g}{\theta_o} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \quad (2.17)$$

A partir de un flujo zonal dado, cuya configuración será discutida en el próximo capítulo, se obtuvo el campo térmico, haciendo uso de la ecuación (2.17), mediante una integración numérica. A tal efecto, se fijó el gradiente vertical de temperatura potencial en el Ecuador con un valor constante de 3°/km. Como resultado, se obtuvo un campo térmico cuya diferencia de temperatura en superficie entre los límites norte y sur del dominio de integración, resultó de 21°K.

Al estado básico zonal prescripto, se superpuso una perturbación baroclínica cuya estructura está definida por:

$$\pi'(x, y, z) = \pi'_o \sin[k(\lambda_o - \lambda)] \sin^3(\pi \sin^2\phi) \cos(\pi \frac{z}{H}) \quad (2.18)$$

donde λ_o es la longitud de referencia en el borde oeste del dominio de integración, H , la profundidad de la atmósfera y k el número de onda zonal.

A partir de la perturbación para la presión de Exner, dada por (2.18), se obtuvieron las perturbaciones correspondientes de u , v y θ , mediante las ecuaciones de balance geostrofico.

Se fijó la amplitud de la perturbación de la velocidad meridional en 0.2 m/seg y, a partir de ese valor, se obtuvieron las amplitudes de las perturbaciones de la temperatura potencial, θ' y de la velocidad zonal, u' .

La derivación de las expresiones para las perturbaciones y el cálculo de las amplitudes se detalla en el APENDICE A2.1.

| VARIABLES DEL MODELO | VARIABLES ATMOSFERICAS |
|----------------------|-------------------------------|
| P/ρ_0 | $C_p \theta_0 \pi$ |
| T | $\theta' = \theta - \theta_0$ |
| ρ/ρ_0 | $1 - \alpha \theta'$ |
| u | u |
| v | v |
| w | w |

TABLA 2.1: Analogía entre las variables del modelo y las variables del sistema anelástico Boussinesq.

APENDICE A2.1

Derivación de las expresiones para las perturbaciones de la velocidad horizontal y la temperatura potencial.

Dada la expresión para la perturbación de la presión de Exner:

$$\pi'(x, y, z) = \pi'_0 \sin[k(\lambda_0 - \lambda)] \sin^3(\pi \sin^2 \phi) \cos\left(\pi \frac{z}{H}\right) \quad (\text{A2.1.1})$$

donde λ_0 es la longitud de referencia en el borde oeste del dominio de integración, H , la profundidad de la atmósfera y k el número de onda zonal. Haciendo uso de las ecuaciones de balance geostrofico dadas por:

$$fv' = c_p \theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial x} \quad (\text{A2.1.2})$$

$$-fu' = c_p \theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial y} \quad (\text{A2.1.3})$$

$$c_p \theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial z} = \frac{\theta'}{\theta_0} g \quad (\text{A2.1.4})$$

se calcularon las expresiones para las perturbaciones de las velocidades introduciendo (A2.1.1) en (A2.1.2) y (A2.1.3) e integrando y la perturbación de la temperatura potencial, introduciendo (A2.1.1) en (A2.1.4) y derivando.

Dicha operación dió como resultado las siguientes expresiones:

$$v'(x, y, z) = \left[\frac{-k\pi'_o c_p \theta_o}{f a \cos \phi} \right] \sin^3(\pi \sin^2 \phi) \cos[k(\lambda_o - \lambda)] \cos\left(\pi \frac{z}{H}\right)$$

(A2.1.5)

$$u'(x, y, z) = u'_o \sin^2(\pi \sin^2 \phi) \cos(\pi \sin^2 \phi) \sin \phi \cos \phi \sin[k(\lambda_o - \lambda)] \cos\left(\pi \frac{z}{H}\right)$$

(A2.1.6)

$$\theta'(x, y, z) = \theta'_o \sin^3(\pi \sin^2 \phi) \sin[k(\lambda_o - \lambda)] \sin\left(\pi \frac{z}{H}\right)$$

(A2.1.7)

donde

$$u'_o = - \frac{6\pi c_p \theta_o \pi'_o}{f a}$$

$$\theta'_o = - \frac{\pi c_p \theta_o^2 \pi'_o}{g H}$$

Fijando la amplitud de la perturbación de la componente meridional de la velocidad $v'_o = 0.2$ m/seg, se obtuvieron las amplitudes de las variables restantes.

De (A2.1.5) se obtuvo:

$$\pi'_o = - \frac{v'_o f a \cos \phi}{k c_p \theta_o} \quad (\text{A2.1.8})$$

Finalmente, a partir de (A2.1.6), (A2.1.7) y (A2.1.8), se obtuvieron las amplitudes de las perturbaciones de velocidad zonal y la temperatura potencial, respectivamente:

$$u'_o = -\frac{6\pi a \cos\phi}{k} v'_o \quad (\text{A2.1.9})$$

$$\theta'_o = \frac{\pi\theta_o a f \cos\phi}{kgH} v'_o \quad (\text{A2.1.10})$$

CAPITULO TRES

EXPERIMENTO CONTROL JET DE LATITUDES MEDIAS PARTE I

En este capítulo se presenta la evolución no lineal de las ondas baroclínicas para el EXPERIMENTO CONTROL, inicializado con un flujo básico característico de latitudes medias, con un máximo en altura centrado en 45°S, sin fricción superficial.

El desarrollo del sistema baroclínico mostró las distintas etapas de evolución de un sistema frontal. Posterior a la oclusión del mismo, se observó un cambio importante en la estructura del sistema caracterizado por la presencia de dos zonas baroclínicas ubicadas, respectivamente, hacia el norte y el sur de la zona baroclínica inicial.

El ciclo energético puso de manifiesto la evolución de un ciclo principal y posterior a su decaimiento, ciclos secundarios asociados con el desarrollo de la inestabilidad barotrópica.

3.1 Introducción

El modelo numérico descrito en el CAPITULO DOS constituye la herramienta a utilizar para llevar a cabo los experimentos numéricos.

Es importante tener en cuenta la falta de representación de los procesos asociados con la presencia de la humedad, en particular la liberación de calor latente, que es responsable del carácter explosivo de los sistemas baroclínicos que se desarrollan en la atmósfera real (Orlanski, 1986). No obstante este mecanismo está ausente, los experimentos numéricos realizados permiten examinar

las características del desarrollo de los sistemas baroclinicos y el ciclo energético asociado a su evolución.

En el presente capítulo se estudia la evolución de las ondas baroclinicas que se desarrollan dentro del seno de un jet característico de latitudes medias, sin fricción superficial, al que llamaremos EXPERIMENTO CONTROL. Las características del estado básico se detallan en la sección 2. En la sección 3 se describe la evolución no lineal de las ondas baroclinicas. El ciclo energético asociado con la evolución del sistema es un buen indicador de la intensidad de la inestabilidad del mismo y se analiza en la sección 4. Por último, en la sección 5, se presenta una discusión de los resultados obtenidos comparando con lo obtenido por otros autores y las conclusiones.

3.2 Flujo Básico

El flujo básico en el cual se desarrolla la inestabilidad baroclinica representa un jet troposférico, característico de latitudes medias del Hemisferio Sur, cuya estructura vertical y meridional está dada por la siguiente expresión (Simmons y Hoskins, 1977a):

$$\bar{U}(\phi, z) = U_0(z) \sin^3(\pi \sin^2 \phi) \quad (3.1)$$

El perfil vertical $U_0(z)$, definido en la Tabla 3.1, extraído de la publicación mencionada, fue ajustado a los efectos de eliminar gradientes superadiabáticos en capas cercanas a superficie.

La zona baroclinica y el correspondiente jet zonal están centrados en 45°S y el corazón del mismo se encuentra a 11.25 km de altura. En la Figura 3.1 se muestra el perfil del flujo medio inicial, superpuesto a las isolíneas de temperatura potencial, en balance

geostrófico.

Cabe señalar que el flujo zonal dado por (3.1), cuyas características resume la Figura 3.1, presenta una componente barotrópica, promedio vertical, y, superpuesta a ésta, una componente puramente baroclínica.

La importancia de la presencia de cortantes meridionales y verticales radica en que las mismas posibilitan el desarrollo de la inestabilidad barotrópica y baroclínica, respectivamente, siempre que exista un cambio de signo del gradiente de la vorticidad potencial. La inestabilidad dominante durante el desarrollo del sistema dependerá de cuál de los términos que involucran sendas cortantes es más importante. Esta observación es relevante pues este comportamiento será analizado en detalle en capítulos subsiguientes.

Al flujo básico prescripto se superpuso una perturbación con número de onda zonal $k=6$. La elección del número de onda de la perturbación se realizó a partir de los resultados del trabajo de Simmons y Hoskins (1977a), en el cual se analizó el crecimiento lineal de los modos normales para diferentes flujos zonales. Los autores establecieron que, en particular, para el flujo zonal dado por (3.1), los números de onda de máximo crecimiento estaban comprendidos entre el 5 y el 9. Se escogió al número de onda 6 como uno de los más inestables, representativo de las perturbaciones baroclínicas de latitudes medias del Hemisferio Sur.

El **EXPERIMENTO CONTROL** que se detalla en este capítulo y el siguiente, no tiene fricción en superficie.

Simmons y Hoskins (1978, 1980) analizaron el ciclo de vida de las perturbaciones baroclínicas utilizando un modelo en ecuaciones primitivas con geometría esférica, sin fricción superficial, para distintos flujos básicos. Es de particular interés discutir y comparar los resultados presentados por estos autores para el

mismo flujo inicial que se analiza en este capítulo.

3.3 Descripción de la evolución del sistema

La integración del modelo numérico se realizó durante 24 días, de modo de cubrir suficientemente el ciclo de vida completo de las perturbaciones baroclínicas, es decir, su etapa de crecimiento y decaimiento y los posibles ciclos secundarios posteriores al ciclo principal.

La evolución no lineal del sistema se ilustra en la Figura 3.2, en la cual se puede observar una secuencia de los campos de temperatura potencial en superficie (nos referimos, rigurosamente, al nivel inferior del modelo) a lo largo del desarrollo de la inestabilidad.

A partir del séptimo día de integración comienza a manifestarse una incipiente onda frontal que se distingue claramente hacia el octavo día y cuyo desarrollo posterior se resume en la figura.

Los campos de movimiento en superficie durante la primer etapa de evolución, presentan una circulación ciclónica cerrada alrededor de 60°W y 55°S que manifiesta el desfazaje entre la onda térmica y el campo de presión, proclive al desarrollo de la inestabilidad baroclínica.

Durante esta etapa del desarrollo del sistema la inclinación de las ondas es del SE hacia el NW, con lo cual el transporte meridional de cantidad de movimiento es predominantemente hacia el Polo, característico del desarrollo de la inestabilidad baroclínica.

Al décimo día de integración el frente se encuentra bien desarrollado y comienza a producirse la oclusión el sistema. Se generan dos zonas de intenso gradiente meridional de temperatura potencial ubicadas a ambos lados de la zona baroclínica inicial. La banda baroclínica ubicada al norte, correspondiente al frente frío,

y la del sur, más débil, a la oclusión. A los 12 días de integración el sistema alcanza su máxima intensidad, con intensos gradientes meridionales de temperatura potencial en las dos bandas baroclínicas ubicadas, respectivamente, alrededor de 30°S y 60°S.

La secuencia analizada pone en evidencia que el desarrollo de la inestabilidad baroclínica tiende a reducir la baroclinicidad media, ya que el gradiente meridional intenso del estado inicial es destruido por el importante proceso de mezcla horizontal que tiene lugar durante la evolución del sistema. No obstante, se generan dos bandas de mayor baroclinicidad alrededor de la zona baroclínica inicial.

Este comportamiento concuerda con lo señalado por Nakamura (1989) y por Simmons y Hoskins (1978).

La evolución del campo térmico presentada en la Figura 3.2 se corresponde con el desarrollo usual de los sistemas sinópticos observados en la atmósfera, en latitudes medias.

En la Figura 3.3 se muestra el perfil vertical correspondiente al campo de temperatura potencial media a los 14 días de integración, durante la etapa de debilitamiento del sistema.

Si se la compara con la Figura 3.1, se puede observar que las pendientes de las isolíneas se ha reducido, es decir, la estabilidad estática media ha aumentado, luego del desarrollo del sistema. Este resultado coincide con lo discutido por Nakamura (1989) quien postulaba que el aumento de la estabilidad estática, consecuencia del transporte vertical de calor hacia capas altas, es uno de los mecanismos inhibitorios de la inestabilidad baroclínica.

En la Figura 3.3 se identifican las dos bandas baroclínicas como dos zonas de mayor pendiente en las superficies de $\theta = \text{cte}$ y, entre ellas, una amplia zona barotrópica, con mayor estabilidad estática.

Posterior al debilitamiento del sistema se produce el desarrollo de

inestabilidades secundarias en el seno de la banda baroclínica ubicada al norte de la zona baroclínica inicial. La Figura 3.4 resume las características de dicho desarrollo. Como se puede observar, no presenta el mismo comportamiento que el desarrollo baroclínico previo. Esto se debe a que esta inestabilidad está asociada al desarrollo de la inestabilidad barotrópica y baroclínica. Este comportamiento será discutido y analizado en detalle en el capítulo siguiente, en el que se estudiarán las conversiones de energía que tienen lugar a lo largo del ciclo de vida de las perturbaciones.

3.4 Evolución de la energía cinética

Una idea más precisa de la evolución del sistema y de la intensidad de la inestabilidad desarrollada, está dada por el análisis de la evolución de la energía potencial (PE) y cinética (KE). Estas magnitudes, se calcularon a partir de las expresiones:

$$PE = \frac{g^2}{2\theta_0^2 N_0^2} \langle \{ [\theta^2] \} \rangle \quad (3.2)$$

$$KE = \langle \left\{ \left[\frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} \right] \right\} \rangle \quad (3.3)$$

donde [], { } y < > indican promedios longitudinal, latitudinal y vertical, respectivamente, definidos como:

$$[a] = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} a dx$$

$$\langle a \rangle = \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} a dy \quad (3.4)$$

$$\langle a \rangle = \frac{1}{H} \int_0^H a dz$$

Es de gran interés examinar la interacción entre el flujo medio zonal y la perturbaciones respecto del mismo, de modo que se separaron las contribuciones de cada una de estas componentes, para calcular la energía asociada al flujo medio y a las perturbaciones. (Cada campo es descompuesto en un campo zonal más una perturbación, esto es: $a = [a] + a'$).

También se calculó la energía cinética de la componente barotrópica. Estos cálculos se resumen en las siguientes expresiones:

$$[KE] = \left\langle \left[\frac{[u]^2}{2} \right] \right\rangle$$

$$KE' = \left\langle \left[\frac{u'^2}{2} + \frac{v'^2}{2} \right] \right\rangle$$

$$\langle KE \rangle = \left\langle \left[\frac{\langle u \rangle^2}{2} + \frac{\langle v \rangle^2}{2} \right] \right\rangle$$

correspondientes a la energía cinética del flujo medio zonal, de la perturbación y componente barotrópica, respectivamente.

Las Figuras 3.5.a y 3.5.b muestran el ciclo energético del sistema durante el desarrollo, a lo largo de los 24 días de integración. Durante los primeros días de integración, la energía cinética y la energía potencial de la perturbación crecen en forma exponencial, en concordancia con las teorías lineales de inestabilidad baroclínica, a una tasa de crecimiento de, aproximadamente, 1/día. Esto es así debido a que la amplitud de las perturbaciones es

pequeña y, en consecuencia, las interacciones no lineales son, todavía, despreciables.

Cuando las perturbaciones alcanzan mayor amplitud, el crecimiento se aparta del estimado por las teorías lineales.

A los 13 días de integración la energía cinética de la perturbación alcanza su valor máximo. Este máximo en el desarrollo de las perturbaciones fue observado en los campos de temperatura potencial en superficie (Fig. 3.2), donde se producían los máximos gradientes meridionales, indicando un máximo en el desarrollo de la baroclinicidad del sistema.

La saturación de la energía potencial de la perturbación se produce antes de la saturación de la energía cinética, entre los días 11 y 12. Este desfazaje está asociado a la conversión baroclínica, transferencia de energía potencial a cinética de las perturbaciones. Por lo tanto, la energía cinética de la perturbación, que crece a expensas de la energía potencial de la perturbación, debe alcanzar el máximo a posteriori del máximo de energía potencial de la perturbación.

A partir del día 13 comienza el debilitamiento del sistema baroclínico. La energía de las perturbaciones decae, aunque a una tasa de decaimiento menor que el crecimiento previo.

Posterior al decaimiento del ciclo principal, se desarrollan inestabilidades secundarias que se manifiestan claramente en las curvas de energía.

Es importante señalar que, luego del desarrollo explosivo del sistema baroclínico, tanto la energía asociada al flujo medio como a las perturbaciones, exhiben oscilaciones alrededor de un nivel de energía de equilibrio. Pedlosky (1970) observó estas oscilaciones al analizar la evolución no lineal de las perturbaciones baroclínicas, mediante una teoría desarrollada en el marco de la aproximación cuasigeostrófica. Sus resultados mostraron que, en ausencia de fricción, el estado de equilibrio final presentaba oscilaciones. No obstante, al incluir una disipación pequeña, las

oscilaciones aún se observaban.

Las características de la evolución de los ciclos secundarios no se pueden identificar con claridad a partir del presente análisis. No obstante, a partir de la Figura 3.4, es evidente que su desarrollo presenta patrones diferentes al desarrollo del ciclo principal, asociado al desarrollo de la inestabilidad barotrópica. Este comportamiento será analizado en detalle en el próximo capítulo, a partir del análisis de las conversiones de energía.

3.4 Resumen y discusión

Se ha analizado, en este capítulo, el desarrollo de las ondas baroclínicas, a partir de la evolución de los campos de temperatura potencial en superficie y la evolución de la energía, correspondientes al EXPERIMENTO CONTROL, inicializado con un jet zonal, sin fricción.

La evolución de la perturbación baroclínica mostró las distintas etapas de desarrollo de un sistema frontal.

El proceso de mezcla horizontal, asociado al desarrollo de la inestabilidad baroclínica, contribuye a la destrucción del gradiente meridional de temperatura inicial, reduciendo la baroclinicidad media. No obstante, el desarrollo del sistema baroclínico induce el desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos bandas baroclínicas ubicadas, respectivamente, al norte y al sur de la zona baroclínica inicial. La zona baroclínica que quedó formada hacia el norte presenta un gradiente meridional de temperatura intenso y posibilita el desarrollo de inestabilidades secundarias.

Luego del desarrollo del sistema baroclínico, las pendientes de las superficies de temperatura potencial disminuyen, reflejando una reducción en la estabilidad estática media. Se distinguen dos zonas de pendientes relativamente más pronunciadas, en concordancia con

las dos bandas baroclínicas observadas.

El desdoblamiento de la zona baroclínica inicial luego del desarrollo de la inestabilidad baroclínica, fue señalado también por otros autores, como Simmons y Hoskins (1977a) y Nakamura (1989).

Simmons y Hoskins (1978) analizaron el ciclo de vida de las perturbaciones, inicializando un modelo numérico en ecuaciones primitivas, con el flujo inicial que se prescribió en el experimento presentado en el presente capítulo.

La estructura de la perturbaciones iniciales superpuestas al flujo medio era la correspondiente a la de los modos normales para el número de onda 6.

Los resultados presentados muestran aspectos en común con lo obtenido por Simmons y Hoskins, no obstante existe un desfazaje en el tiempo del desarrollo del sistema. Esto se debe a que la perturbación inicial expresada en (2.18) no tiene la estructura exacta correspondiente a los modos normales para el número de onda 6 y, por lo tanto, durante los primeros días, se produce una reorganización en su estructura hasta alcanzar las características del modo normal dominante.

En la solución obtenida por Simmons y Hoskins no se observaron desarrollos secundarios posteriores a la evolución del sistema (la integración numérica no se extiende más allá de los 14 días). Las curvas de energía presentaron un crecimiento baroclínico, seguido de un decaimiento dominado por procesos barotrópicos, que se produce a la misma velocidad que el crecimiento previo.

Nakamura (1989) analizó los mecanismos inhibitorios de las perturbaciones baroclínicas, utilizando un modelo tridimensional en ecuaciones primitivas, inicializado con un flujo básico idealizado más la perturbación lineal más inestable.

Para los casos en que la zona baroclínica presentaba una extensión meridional apropiada, observó el desdoblamiento de la zona

baroclínica inicial, luego de que la onda primaria alcanzara el equilibrio, generándose caminos de tormenta que desarrollan inestabilidades secundarias. Esta dependencia con el ancho de la zona baroclínica inicial, puede estar influenciada por la aproximación plano f que contempla el modelo utilizado por el autor.

| NIVELES | Z (km) | U_o (m/seg) |
|---------|--------|---------------|
| 1 | 13.75 | 36.00 |
| 2 | 11.25 | 40.10 |
| 3 | 8.75 | 32.90 |
| 4 | 6.25 | 22.60 |
| 5 | 4.25 | 16.00 |
| 6 | 2.75 | 11.25 |
| 7 | 1.50 | 7.70 |
| 8 | 0.50 | 5.20 |

Tabla 3.1 : Perfil vertical del flujo básico.

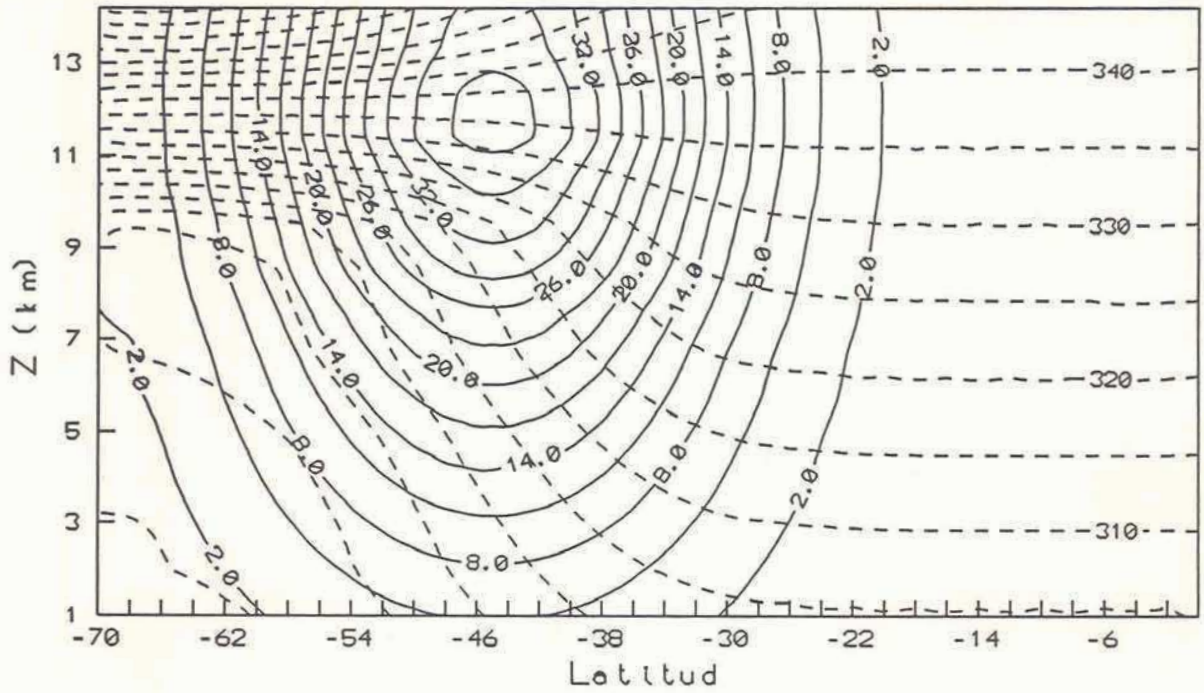


FIGURA 3.1: Estado inicial para el EXP. CONTROL: velocidad zonal media en m/s (línea continua) y temperatura potencial media en K (línea discontinua).

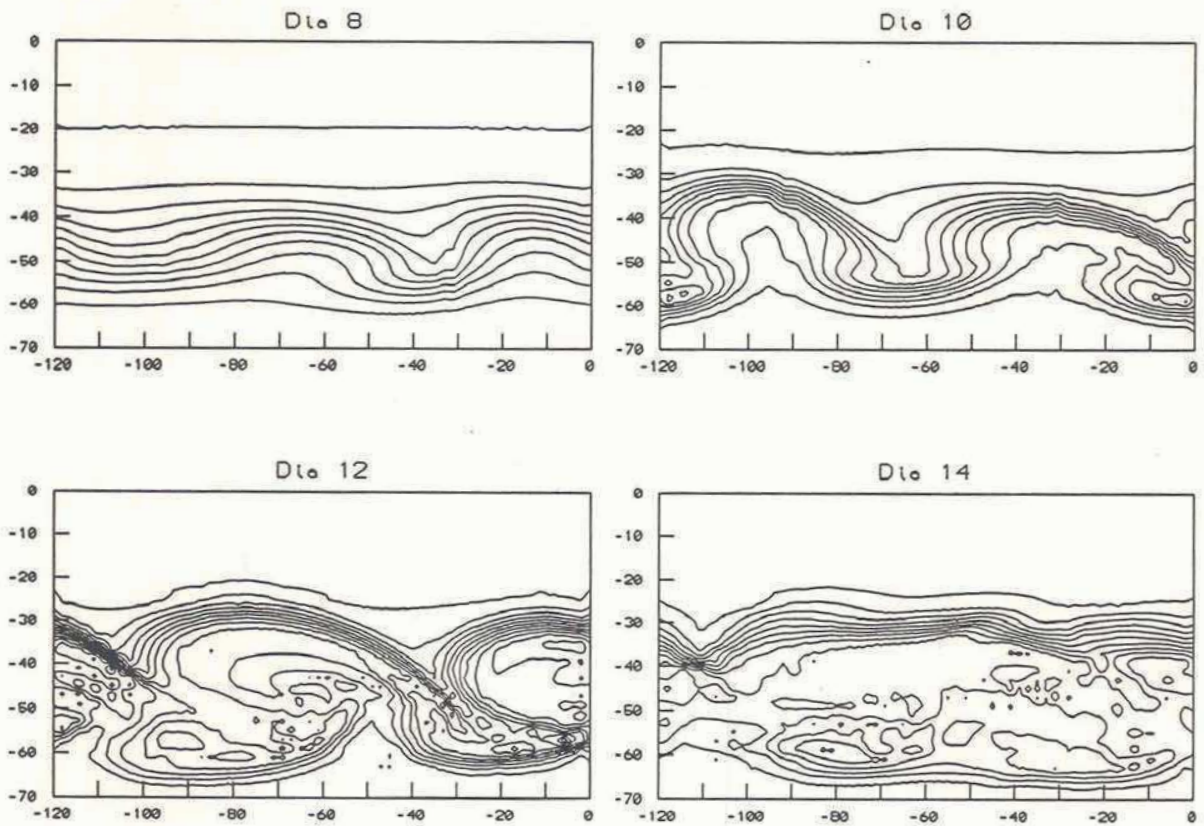


FIGURA 3.2: Evolución no lineal del campo de temperatura potencial para el EXP. CONTROL en el nivel $z=500\text{m}$ durante la etapa de desarrollo del sistema baroclínico.

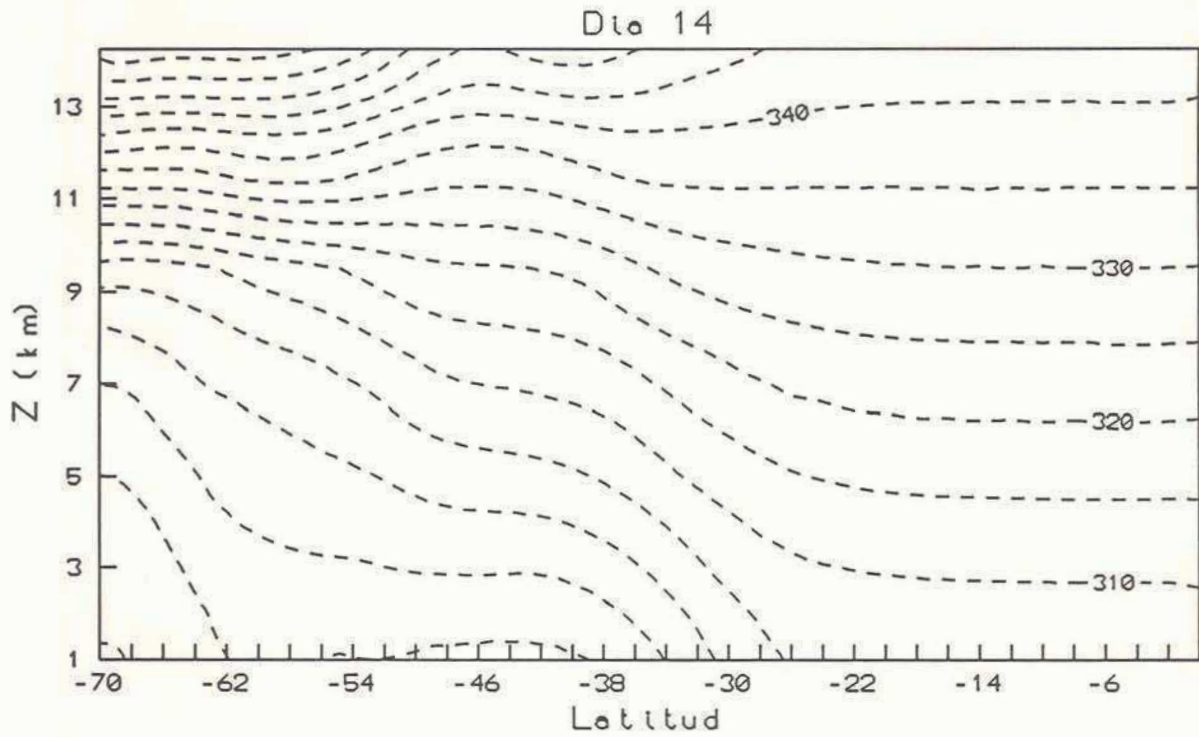


FIGURA 3.3: Perfil vertical de la temperatura potencial media a los 14 días de integración para el EXP. CONTROL.

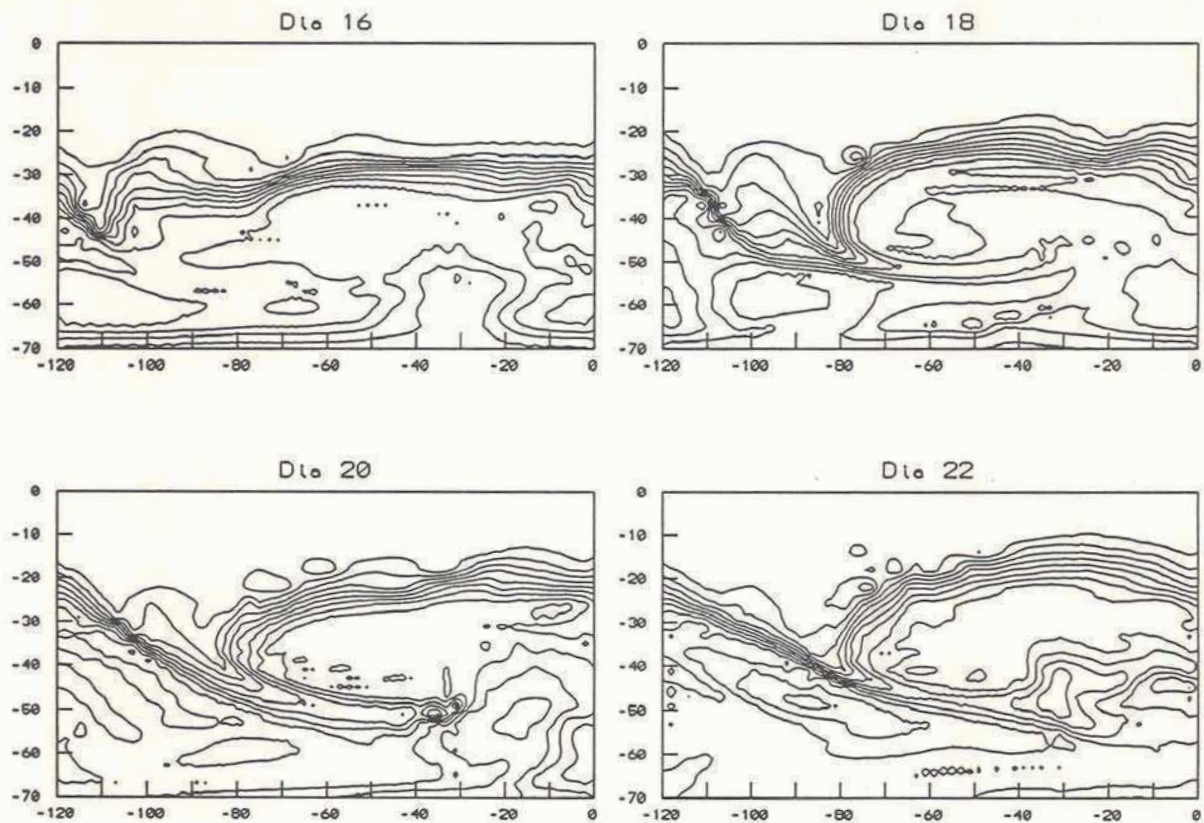


FIGURA 3.4: Idem Figura 3.2 durante la etapa de decaimiento del ciclo principal y desarrollo de los ciclos secundarios.

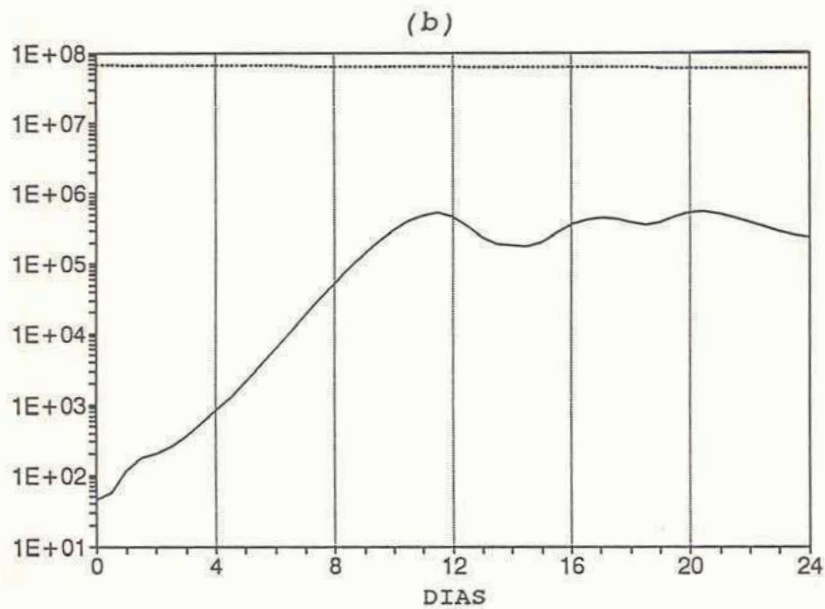
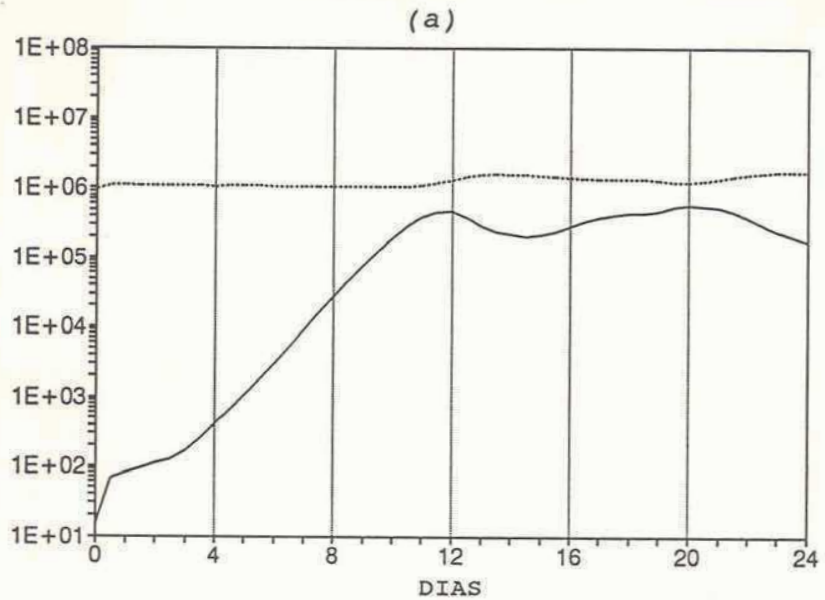


FIGURA 3.5. Evolución de la energía para el EXP. CONTROL.
 a) Energía cinética de la perturbación (línea continua) y del flujo medio (línea punteada) cm^2/s^2 .
 b) Energía potencial de la perturbación (línea continua) y del flujo medio (línea punteada) en cm^2/s^2 .

CAPITULO CUATRO

EXPERIMENTO CONTROL JET DE LATITUDES MEDIAS

PARTE II

En este capítulo se analizan las conversiones de energía que tienen lugar a lo largo del desarrollo del sistema baroclínico, la evolución del flujo medio, su inestabilidad y la estructura de los transportes asociados al desarrollo de la inestabilidad.

Durante el ciclo principal el crecimiento de las perturbaciones está dominado por las conversiones baroclínicas y es levemente amortiguado por procesos barotrópicos. Estos se intensifican durante la etapa de decaimiento del sistema.

Durante los ciclos secundarios la conversión de energía cinética del flujo medio a las perturbaciones es positiva, con lo cual, éstas crecen barotrópicamente.

El desarrollo del sistema baroclínico induce el desdoblamiento del jet troposférico. El jet Polar, presenta una componente barotrópica intensa, consecuencia de la convergencia de flujo de cantidad de movimiento, con una débil cortante baroclínica. El jet subtropical, es consecuencia del desplazamiento del jet baroclínico hacia el Ecuador, asociado con la banda de gradiente meridional intenso, centrada en, aproximadamente, 35°S.

4.1 INTRODUCCION

En el capítulo anterior se presentó el EXPERIMENTO CONTROL y se examinó la evolución de las ondas baroclínicas, el desarrollo del sistema frontal asociado y la evolución de la energía.

El análisis realizado puso de manifiesto, como resultado del desarrollo de las perturbaciones baroclínicas, el desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos bandas baroclínicas durante la

evolución del ciclo principal y el posterior desarrollo de ciclos secundarios. En el capítulo anterior, no obstante se presentaron algunas características del desarrollo del sistema, no se examinaron los mecanismos responsables de los procesos que se llevaron a cabo durante su evolución.

Es conocido el efecto inhibitorio que producen las cortantes barotrópicas en el desarrollo de la inestabilidad baroclínica. Nakamura (1989) analizó los mecanismos de equilibrio de las perturbaciones baroclínicas y postuló que existen tres factores importantes que actúan como inhibidores del desarrollo baroclínico, estos son: el proceso de mezcla horizontal de temperatura, el aumento de la estabilidad vertical y los procesos barotrópicos. James (1987) estudió el rol de las cortantes barotrópicas en el desarrollo de la inestabilidad baroclínica y observó que, durante la fase de decaimiento del sistema baroclínico, se establecen cortantes barotrópicas que tienden a suprimir el desarrollo. También Simmons y Hoskins (1980), en su estudio del ciclo de vida de las perturbaciones baroclínicas, señalaron que el decaimiento del sistema estaba dominado por procesos barotrópicos. Estos resultados ponen en evidencia que la presencia de la cortante barotrópica, superpuesta al flujo baroclínico inestable, constituye un factor importante durante el desarrollo de la inestabilidad.

Por otra parte, si analizamos la modificación sufrida por el campo térmico, y, dado que estamos trabajando en una escala suficientemente grande como para que la aproximación geostrofica sea razonablemente válida, es intuitivo pensar que, asociado al cambio producido en el gradiente meridional de temperatura, debe haber un cambio en la cortante vertical del flujo zonal.

Estos cambios están estrechamente ligados a los transportes meridionales y verticales de calor y cantidad de movimiento, los cuales son responsables, en gran medida, de la redistribución de energía durante el desarrollo de los sistemas baroclínicos.

Es importante, entonces, buscar una herramienta de análisis que

permita identificar los procesos que se llevan a cabo a lo largo de las distintas etapas del desarrollo examinado y, como paso posterior, determinar la razón por la cual se producen.

Una manera de identificar los procesos que intervienen durante el desarrollo de la inestabilidad, como también, un criterio para evaluar la intensidad de la misma, es, sin duda, la conversión de energía que tiene lugar durante el ciclo de vida de las perturbaciones. Este tema será estudiado en la sección 4.2, donde se detallan las ecuaciones de la tendencia de energía potencial y cinética y se analizan las conversiones, durante el ciclo principal y los ciclos secundarios.

En la sección 4.3 se analizan los transportes meridionales y verticales de calor y cantidad de movimiento, importantes durante el desarrollo de la inestabilidad. Los cambios producidos en la estructura del flujo medio se estudian en la sección 4.4 y, finalmente, en la sección 4.5 se presenta un resumen de los resultados y una discusión acerca de los mismos.

4.2 Conversiones de energía

Una herramienta útil para analizar la evolución de la energía del sistema es la evaluación de las conversiones de energía. Con ellas, se pueden determinar cuáles son los mecanismos responsables del crecimiento y decaimiento del sistema, así como las características de los desarrollos secundarios. Asimismo, nos dan una idea de los intercambios producidos entre el flujo medio y las perturbaciones.

A. Ecuaciones de tendencia de energía

Para llevar a cabo el análisis propuesto, se utilizaron las ecuaciones de tendencia de energía cinética y potencial de las perturbaciones, promediadas en el dominio de integración del modelo.

Se desea evaluar, como se expresó anteriormente, el intercambio entre el flujo medio y las perturbaciones, por lo tanto, es necesario descomponer las variables u , v , w y θ en un estado medio, promediado longitudinalmente, más un apartamiento respecto de ese estado medio. Así, es posible calcular la energía cinética y potencial asociadas al estado medio y a las ondas, respectivamente, definidas por:

$$[KE] = \left\langle \left\{ \frac{[u]^2}{2} \right\} \right\rangle \quad (4.1)$$

$$[PE] = \frac{g^2}{2\theta_o^2 N_o^2} \langle \{ [\theta]^2 \} \rangle \quad (4.3)$$

$$KE' = \left\langle \left\{ \left[\frac{u'^2}{2} \right] + \left[\frac{v'^2}{2} \right] \right\} \right\rangle \quad (4.3)$$

$$PE' = \frac{g^2}{2\theta_o^2 N_o^2} \langle \{ [\theta'^2] \} \rangle \quad (4.4)$$

Las ecuaciones de tendencia de energía de las perturbaciones se obtuvieron restando de las ecuaciones de tendencia de la energía total, las correspondientes al flujo medio. Los cálculos están desarrollados en detalle en el APENDICE 4.1.

Las expresiones finales de las ecuaciones de tendencia de energía cinética y potencial de las perturbaciones, están dadas por:

$$\frac{\partial PE'}{\partial t} = P1 + P2 + P3 + Dis. \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial KE'}{\partial t} = K1 + K2 - P3 + Dis. \quad (4.6)$$

donde:

$$P1 = -\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \langle \left\{ \frac{\partial [\theta]}{\partial y} [\theta'v'] \right\} \rangle \quad (4.7.a)$$

$$P2 = -\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \langle \left\{ \frac{\partial [\theta]}{\partial z} [\theta'w'] \right\} \rangle \quad (4.7.b)$$

$$P3 = -\frac{g}{\theta_o} \langle \left\{ [\theta'w'] \right\} \rangle \quad (4.7.c)$$

$$K1 = -\langle \left\{ \frac{\partial [u]}{\partial y} [u'v'] \right\} \rangle \quad (4.7.d)$$

$$K2 = -\langle \left\{ \frac{\partial [u]}{\partial z} [u'w'] \right\} \rangle \quad (4.7.e)$$

Los términos expresados por (4.7) representan los siguientes procesos:

P1: conversión de energía potencial del flujo medio a la perturbación, debido a las variaciones del gradiente meridional de la temperatura potencial media y al transporte meridional de calor.

P2: conversión de energía potencial del flujo medio a la perturbación, debido a la variación del gradiente vertical de temperatura potencial media (estabilidad vertical) y al transporte vertical de calor.

P1+P2 representa la conversión neta de energía potencial del estado medio a las perturbaciones, la principal fuente de energía para el

crecimiento de las perturbaciones.

P3: conversión entre la energía potencial y la energía cinética de las perturbaciones.

K1: conversión de energía cinética del flujo medio a la perturbación, debido a la variación del perfil horizontal del flujo medio y al transporte meridional de cantidad de movimiento. Este término representa los procesos barotrópicos.

K2: conversión de energía cinética del flujo medio a la perturbación, debido a la modificación del perfil vertical del flujo medio y al transporte vertical de cantidad de movimiento.

K1+K2 representa la conversión neta de energía cinética del flujo medio a la perturbación.

La evaluación a lo largo del ciclo de vida de las perturbaciones baroclínicas, de los términos descritos, permitirá dar un diagnóstico de la importancia relativa de los procesos que tienen lugar durante la evolución del sistema. Los términos disipativos no fueron calculados en el presente estudio.

B. Análisis de las conversiones de energía.

Los términos expresados en las ecuaciones (4.7) representan procesos no lineales, por lo cual, durante los primeros días de integración, en que la amplitud de las perturbaciones es pequeña, no son importantes.

La Figura 4.1 muestra la evolución de cada uno de los términos, a lo largo del período de integración del modelo, donde se distinguen, claramente, el ciclo principal y los ciclos secundarios observados en las curvas de energía de la Figura 3.5. Durante la

etapa de crecimiento de la perturbación predominan las conversiones baroclínicas, esto es, la conversión neta de energía potencial del flujo medio a la perturbación, y de ésta a la energía cinética de la perturbación, dados por $P1+P2$ y $P3$, respectivamente. La conversión de energía cinética de las perturbaciones al flujo medio, dominada por los procesos barotrópicos ($K1 \gg K2$), actúa amortiguando el crecimiento de las perturbaciones baroclínicas.

La saturación de la energía cinética de la perturbación se produce debido, en primer lugar, a la reducción de la conversión de energía potencial a cinética de la perturbación ($P3$) y, en segundo lugar, al fuerte aumento de la conversión barotrópica de energía cinética de la perturbación al flujo medio. Este resultado indica que los procesos barotrópicos son muy importantes durante la etapa de decaimiento de las perturbaciones baroclínicas, en concordancia con lo obtenido por James (1987), Simmons y Hoskins (1980) y Nakamura (1988).

Si se examinan las componentes horizontal y vertical de la conversión de energía potencial del flujo medio a la perturbación, podemos señalar que el decaimiento del término $P1$ está ligado a la reducción del gradiente meridional de temperatura potencial, ya que, durante esa etapa, el transporte meridional de calor hacia el Polo se intensifica notablemente, destruyendo el gradiente baroclínico inicial. Por otro lado, el término $P2$ refleja el aumento de la estabilidad vertical.

En resumen, el aumento de la estabilidad estática, la destrucción del gradiente meridional de temperatura potencial, observados en la sección 3.2 y el efecto de los procesos barotrópicos constituyen factores inhibitorios del desarrollo baroclínico.

Los ciclos secundarios que se producen luego del decaimiento del ciclo principal, a partir del día 14, evidentes en la Figura 4.1, presentan características diferentes: la conversión de energía cinética entre el flujo medio y la perturbación es positivo. Esto

significa que la energía cinética de la perturbación crece a expensas de la energía cinética del flujo medio. Este comportamiento es característico del desarrollo de la inestabilidad barotrópica. No obstante, se mantienen las conversiones características del desarrollo baroclínico, $P1+P2$ y $P3$. Es decir que durante los ciclos secundarios se desarrollan ambas inestabilidades, y a esto se deben las características observadas en los campos de temperatura potencial en superficie, en la Figura 3.4.

El desarrollo de la inestabilidad barotrópica, evidente por el signo de la conversión de energía cinética, está asociado a un cambio en la estructura del flujo medio que ha dado lugar a cortantes barotrópicos intensos, las que, de acuerdo al criterio de inestabilidad (que se analiza en 4.4.B), posibilitan el desarrollo de la inestabilidad barotrópica.

4.3 Transportes de calor y cantidad de movimiento

El proceso de mezcla horizontal asociado al desarrollo de la inestabilidad es responsable, en gran medida, de la destrucción del gradiente meridional de temperatura y, por ende, de la zona baroclínica inicial, como fué señalado en la sección anterior. Este comportamiento puede verse claramente a partir de la Figura 4.2 que presenta los transportes meridionales de calor y cantidad de movimiento, a los 12 días de integración.

El transporte meridional de cantidad de movimiento hacia el Polo (Figura 4.2.a) presenta un máximo en capas altas, aproximadamente coincidente con el corazón del jet inicial, y un máximo secundario en superficie. Esta estructura, responsable de la destrucción de la zona baroclínica inicial, produce una convergencia de cantidad de movimiento hacia el sur de la misma, con lo cual, contribuye al aumento de la intensidad del jet.

Durante la evolución del ciclo principal, la estructura del transporte meridional de calor hacia el Polo (Figura 4.2.b), presenta un máximo en capas altas, aproximadamente a 9 km y un máximo secundario en capas inferiores, centrados, aproximadamente, en 45°S, con una leve inclinación hacia el Polo con la altura. Esta estructura contribuye, además de la destrucción del gradiente meridional de temperatura, al aumento de la estabilidad estática media.

La magnitud de los transportes aumenta a medida que las perturbaciones crecen y, por lo tanto, el proceso de mezcla horizontal se intensifica, contribuyendo más eficientemente como mecanismo estabilizador del sistema.

La estructura vertical de los transportes meridionales es comparable a la observada en la atmósfera por Oort y Rasmussen (1971), discutida por Gall (1976a) y obtenida por Simmons y Hoskins (1978).

Los transportes verticales de calor y de cantidad de movimiento se presentan en la Figura 4.3. El flujo vertical de cantidad de movimiento (Figura 4.3.a) es predominantemente positivo, con máximos en capas altas, centrados, aproximadamente, en las bandas baroclínicas generadas luego de la oclusión del sistema.

El transporte vertical de calor (Figura 4.3.b) muestra un máximo bastante ancho ubicado en la tropósfera media, contribuyendo más significativamente a cambios en los campos medios cerca de superficie y en la alta tropósfera.

En general, se observa una buena correlación entre los transportes hacia el Polo y hacia capas altas, tanto de calor como de cantidad de movimiento, que constituye una característica de la inestabilidad baroclínica.

Durante la etapa posterior al decaimiento del ciclo principal, a los 18 días de integración, se revierte el transporte meridional de

cantidad de movimiento siendo predominantemente hacia el Ecuador, que induce una reducción del jet de oeste. Este proceso está asociado a que durante el desarrollo de los ciclos secundarios las perturbaciones modifican su estructura de modo tal que crecen a expensas del flujo medio por el desarrollo de la inestabilidad barotrópica.

4.4 El flujo medio

A. Evolución del Jet Zonal

A partir del análisis presentado en el CAPITULO TRES, es evidente que el desarrollo baroclínico ha producido importantes cambios en la estructura del campo térmico y, asociado a estos cambios, se han producido modificaciones significativas en la estructura del flujo medio. La Figura 4.4 presenta la evolución del flujo medio a lo largo del desarrollo del sistema.

Inicialmente y hasta el octavo día de integración, la estructura del flujo medio presenta un máximo en altura, centrado en 45°S , que mantiene el intenso gradiente meridional de temperatura del estado inicial. A medida que el sistema evoluciona, el máximo en altura se desplaza hacia el Polo y se intensifica, debido al intenso transporte meridional de cantidad de movimiento hacia el Polo y a la convergencia horizontal del flujo de cantidad de movimiento. Hacia el norte y hacia el sur de la latitud donde es máxima la amplitud de las perturbaciones se generan estos en las capas inferiores.

Este comportamiento, que será analizado en el siguiente apartado, puede ser interpretado como una consecuencia del crecimiento baroclínico que tiende a modificar el flujo medio intensificando el jet del oeste en las latitudes cercanas a aquellas en las cuales la amplitud de las perturbaciones es máxima, y aceleraciones del este

en bandas de latitud ubicadas hacia el norte y hacia el sur, respectivamente (Simmons y Hoskins, 1980).

A los 12 días de integración comienza a generarse un máximo secundario en altura, centrado, aproximadamente, en los 35°S superpuesto a los estes de capas bajas, quedando formada una zona de fuerte baroclinicidad. Esta nueva configuración del flujo medio que presenta una estructura dual del jet del oeste, mantiene las dos bandas baroclínicas observadas en el campo de temperatura potencial en superficie.

El jet subtropical, centrado aproximadamente en 35°S, presenta una cortante vertical intensa, con una estructura fuertemente baroclínica, que permite el desarrollo de inestabilidades secundarias.

El jet centrado en 55°S es más intenso, presenta una débil cortante vertical, una intensa componente barotrópica y está rodeado por dos zonas de fuerte cortante barotrópica.

Luego de la oclusión del sistema, al finalizar el primer ciclo del desarrollo baroclínico, a los 14 días de integración, se mantiene la doble estructura del flujo medio, asociada a las dos bandas baroclínicas ubicadas, respectivamente, hacia el norte y hacia el sur de la zona baroclínica inicial.

El desarrollo baroclínico ha impulsado el crecimiento de la componente barotrópica y, asociada a ésta, cortantes barotrópicas intensas, las cuales, de acuerdo al análisis de las conversiones de energía, permiten el desarrollo de la inestabilidad barotrópica durante los ciclos secundarios.

Posterior al desarrollo del ciclo principal, el flujo medio mantiene la estructura descrita, no obstante, disminuye la intensidad del jet Polar y la intensidad de la cortante barotrópica que da lugar al desarrollo de la inestabilidad barotrópica. El jet subtropical mantiene alta baroclinicidad, posibilitando desarrollos baroclínicos posteriores.

A partir de la secuencia presentada en la Figura 4.4 es evidente que un importante desarrollo de la componente barotrópica modifica la estructura del flujo medio. Es necesario, entonces, analizar separadamente la evolución de la componente barotrópica y de la componente baroclínica para evaluar cómo contribuyen en la evolución del flujo zonal.

Para ello, se descompuso el flujo zonal medio en componentes barotrópica y baroclínica, esto es:

$$[U](Y, z) = [U]_{\text{BAR}}(Y) + [U]_{\text{CLIN}}(Y, z)$$

donde $[U]_{\text{BAR}}(Y) = \langle [U](Y, z) \rangle$

Se analizaron los perfiles del flujo medio y de las componentes barotrópica y baroclínica a lo largo de la evolución del ciclo principal. El flujo medio y la componente baroclínica se analizaron en dos niveles significativos: el nivel de máxima intensidad del jet y el nivel cercano a superficie.

En la Figura 4.5, que muestra la evolución del flujo barotrópico, se puede ver un fuerte crecimiento hacia el sur del máximo inicial (centrado aproximadamente en 45°S) y un decaimiento hacia el norte. Este patrón se puede interpretar como un desplazamiento e intensificación del jet barotrópico hacia el Polo.

Las Figuras 4.6.b y 4.7.b, que muestran la evolución del jet baroclínico en capas altas y bajas, respectivamente, reflejan un desplazamiento del jet hacia el Ecuador. Este comportamiento induce un crecimiento de la cortante vertical, y con ello de la baroclinicidad, hacia el Ecuador, que está asociado con el intenso gradiente meridional de temperatura que queda centrado en 35°S.

La evolución del flujo zonal en altura, Figura 4.6.a, refleja el desplazamiento e intensificación del jet barotrópico hacia el Polo

y, el desplazamiento del jet baroclínico hacia el Ecuador que se presenta como un máximo secundario débil. En capas bajas, Figura 4.7.a., el fuerte debilitamiento del flujo barotrópico y, en menor medida, el desplazamiento del jet baroclínico hacia el Ecuador provocan la formación de estes al norte de 40°S.

En resumen, el jet polar, centrado en 55°S, aproximadamente, presenta una componente barotrópica intensa y una débil cortante baroclínica (producto del debilitamiento de la componente baroclínica en capas altas y bajas). El jet subtropical, centrado en 35°S, es consecuencia del desplazamiento del jet baroclínico hacia el Ecuador asociado a la banda de gradiente térmico meridional intenso alrededor de esa latitud.

Hasta aquí hemos hecho una descripción exhaustiva de la evolución del flujo zonal medio, sin determinar cuáles son los mecanismos responsables de las variaciones observadas.

Una manera de identificar los procesos que se llevan a cabo es analizar cada uno de los términos de la ecuación que rige la evolución del flujo zonal medio.

Para llevar a cabo este propósito, partimos de la ecuación de movimiento para la componente zonal, u , que contempla el modelo numérico, esto es:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial u^2}{\partial x} - \frac{\partial uv}{\partial y} - \frac{\partial uw}{\partial z} + fV - c_p \theta_o \frac{\partial \pi}{\partial x} + DIS \quad (4.8)$$

Aplicamos el operador [], promedio en longitud, a la ecuación (4.8) para evaluar la tendencia del flujo zonal medio y obtenemos:

$$\frac{\partial [u]}{\partial t} = - \frac{\partial [uv]}{\partial y} - \frac{\partial [uw]}{\partial y} + f[v] + [DIS] \quad (4.9)$$

Descomponiendo cada componente un un estado medio (promedio longitudinal) mas un apartamiento respecto de ese estado medio, la ecuación (4.9) queda expresada por:

$$\frac{\partial [u]}{\partial t} = \underbrace{- \frac{\partial ([u][v])}{\partial y}}_{\text{I}} - \underbrace{\frac{\partial [u'v']}{\partial y}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{\partial ([u][w])}{\partial z}}_{\text{III}} - \underbrace{\frac{\partial [u'w']}{\partial z}}_{\text{IV}} + \underbrace{f[v] + [DIS]}_{\text{V}} \quad (4.10)$$

donde los términos I y II representan la advección horizontal del flujo medio y las perturbaciones, respectivamente, la advección vertical del flujo medio, el término III, y de las perturbaciones, el término IV .El término de Coriolis está representado por V.

Tomando promedio vertical de la ecuación (4.10), obtenemos la tendencia de la componente barotrópica media, esto es:

$$\frac{\partial \langle [u] \rangle}{\partial t} = - \frac{\partial \langle [u][v] \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \langle [u'v'] \rangle}{\partial y} + f \langle [v] \rangle + \langle [DIS] \rangle \quad (4.11)$$

La tendencia de la componente baroclínica se puede evaluar tomando la diferencia entre la ecuación (4.10) y la ecuación (4.11).

El cálculo de los términos advectivos se realizó aplicando diferencias finitas a la ecuación (4.10), de acuerdo a la filosofía de cálculo del modelo numérico.

Los términos disipativos no se computaron.

La variación del flujo zonal está fuertemente influenciada por la variación de la componente barotrópica, como se puso de manifiesto

en las Figuras 4.6.a y b. Por este motivo, focalizamos el análisis en la tendencia del flujo medio zonal y del flujo barotrópico medio.

La Figura (4.8) muestra la tendencia del flujo zonal en capas altas (panel superior) y la tendencia de la componente barotrópica (panel inferior) con la contribución de cada uno de los términos de las ecuaciones (4.10) y (4.11), respectivamente, durante la etapa de crecimiento de las perturbaciones, a los 10 días de integración.

En concordancia con el análisis realizado previamente (en relación con la Figura 4.6.a), el flujo zonal medio se intensifica al sur de, aproximadamente, 46°S y se debilita al norte de esa latitud. Este comportamiento está asociado, fundamentalmente, con las contribuciones del término de Coriolis y la advección horizontal de las perturbaciones.

El término de Coriolis está asociado con el crecimiento de una componente meridional media, $[v]$, que responde a un desbalance entre el gradiente meridional de presión y el flujo zonal (circulación ageostrófica).

La estructura del transporte meridional de cantidad de movimiento explica el comportamiento del término advectivo: a los 10 días de integración el transporte meridional de cantidad de movimiento es hacia el Polo (negativo), con un máximo centrado en 45°S y un máximo secundario en superficie (la estructura es análoga a la de la Figura 4.2.a).

Esta configuración provoca convergencia de flujo de cantidad de movimiento al sur del máximo produciendo aceleración del flujo zonal y divergencia del flujo de cantidad de movimiento hacia el norte, desacelerando el flujo del oeste.

La contribución de este término es importante en altura pues el transporte de cantidad de movimiento es máximo.

La advección vertical de cantidad de movimiento asociada al flujo medio contribuye, en menor medida, a la intensificación del flujo zonal al sur de 45°S y a su debilitamiento al norte.

La tendencia de la componente barotrópica, que se resume en la Figura 4.8.b, refleja el crecimiento al sur de, aproximadamente, 42°S y el debilitamiento hacia el norte.

En este caso, la circulación ageostrófica, asociada al término de Coriolis, es responsable, en gran medida, de la intensificación de la componente barotrópica.

La estructura del transporte meridional de cantidad de movimiento promediado verticalmente induce convergencia de flujo de cantidad de movimiento al sur de 45°S y divergencia al norte de esa latitud, por cuanto contribuye al crecimiento del jet barotrópico hacia el Polo y a su debilitamiento hacia el Ecuador.

El fuerte debilitamiento del flujo barotrópico hacia el Ecuador explica la formación de estes en capas bajas.

B. Inestabilidad del Jet Zonal

Es evidente, a partir de los resultados presentados, que la evolución de la inestabilidad ha inducido modificaciones importantes en la estructura del flujo medio. El análisis del gradiente meridional de la vorticidad potencial cuasigeostrófica constituye una herramienta útil y poderosa para detectar la potencial inestabilidad baroclínica y barotrópica en flujos zonales. Es de particular interés evaluar el comportamiento del sistema asociado a la estructura del flujo zonal, durante la etapa de crecimiento del ciclo principal, a los 10 días de integración, y durante el desarrollo de los ciclos secundarios, a los 16 días de integración.

Charney y Stern (1962) demostraron que un jet zonal es estable, siempre que el gradiente meridional de la vorticidad potencial cuasigeostrófica, evaluada en niveles isoentrópicos, no se anule.

Por el contrario, si existen cambios de signo de este gradiente, el jet es inestable.

A la luz de este criterio, se analizó el gradiente meridional de vorticidad potencial cuasigeostrófico en niveles z , de acuerdo a la siguiente expresión, derivada por Randel et al (1987):

$$[q_y](y, z) = \beta - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\cos\phi} \frac{\partial}{\partial y} ([U] \cos\phi) \right) \quad (4.12)$$

I

$$-\frac{f^2}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho}{N^2} \frac{\partial [U]}{\partial z} \right)$$

II

La preponderancia del término I, representativo de los procesos barotrópicos, o del término II, representativo de los procesos baroclínicos, constituye una evidencia del proceso que domina en la evolución del sistema.

En las Figuras 4.9 y 4.10 se muestra el perfil de $[q_y]$ y de los términos I y II durante distintas etapas del desarrollo del sistema, a los 10 y 16 días de integración, que representan el ciclo principal y el primer ciclo secundario, respectivamente.

Tanto durante el desarrollo del ciclo principal como durante el desarrollo del ciclo secundario se observan, en la Figura 4.9, sombreadas, zonas con gradiente meridional negativo de vorticidad potencial cuasigeostrófica, indicando que existen vastas zonas del dominio de integración donde se produce cambio de signo de $[q_y]$, con lo cual, se satisface el criterio de inestabilidad.

Con el objetivo de identificar el proceso dominante involucrado en

el desarrollo de las perturbaciones, se analizó la magnitud de los términos I y II, que se muestran en la Figura 4.10, paneles izquierdo y derecho, respectivamente, a los 10 y 16 días de integración, paneles superior e inferior, respectivamente.

En la figura se indican, sombreadas, las zonas donde, tanto I como II superan el valor de $3 \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$ (mayores que β).

Durante el ciclo principal, la componente dominante es la componente baroclínica y es, precisamente durante esta etapa del desarrollo del sistema que la conversión de energía baroclínica, $C([PE], PE')$ y $C(PE', KE')$, es la responsable del crecimiento de las perturbaciones.

Durante la evolución del ciclo secundario, ambas componentes son importantes, con lo cual las perturbaciones pueden crecer debido al desarrollo de la inestabilidad baroclínica y barotrópica. Este resultado se señaló al analizar las curvas de conversión de energía, donde la conversión de energía barotrópica, $C([KE], KE')$ y la conversión baroclínica, $C(PE', KE')$, son positivas y de magnitud comparable.

En virtud de explorar particularmente el desarrollo de la inestabilidad barotrópica y ubicar las zonas donde las perturbaciones pueden crecer localmente a expensas del flujo medio, se calculó el gradiente meridional de vorticidad potencial cuasigeostrófica asociado al flujo barotrópico medio, esto es:

$$\langle [q_y] \rangle = \beta - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\cos\phi} \frac{\partial}{\partial y} (\langle [U] \rangle \cos\phi) \right)$$

La condición necesaria para la inestabilidad barotrópica es, nuevamente, un cero en $\langle [q_y] \rangle$.

A los 16 días de integración, cuando las conversiones de energía evidencian el crecimiento barotrópico de las perturbaciones, la

Figura 4.11 muestra cambios de signo del gradiente en dos bandas de latitud ubicadas, aproximadamente, entre 65° y 70° y entre 38° y 46° S, respectivamente. Esto estaría indicando que las perturbaciones crecen barotrópicamente en bandas de latitud ubicadas en el flanco polar de los dos jets. Asociado con este comportamiento, el transporte meridional de cantidad de movimiento se revierte hacia el Ecuador.

4.5 Discusión y conclusiones

La evaluación de las conversiones de energía durante el ciclo de vida de las perturbaciones, ha permitido identificar los procesos que se llevan a cabo a lo largo de las distintas etapas de evolución del sistema.

Durante la etapa de crecimiento baroclínico predominan las conversiones de energía baroclínicas, esto es, conversión de energía potencial del estado medio a la perturbación y de ésta a energía cinética de la perturbación. No obstante, la conversión barotrópica amortigua el crecimiento de las perturbaciones. Cuando el sistema comienza a decaer la conversión barotrópica de energía cinética de las perturbaciones al flujo medio se intensifica fuertemente.

Posterior al decaimiento del sistema se producen desarrollos secundarios en los que están presentes la inestabilidad baroclínica y la inestabilidad barotrópica, esta última se evidencia por el signo positivo de la conversión de energía cinética del flujo medio a las perturbaciones.

La evolución del flujo medio ha mostrado un cambio importante en su estructura. El desarrollo del sistema produce el desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos bandas baroclínicas, como se señaló en el CAPITULO TRES y, asociado a éstas, dos jets baroclínicos. El jet ubicado al norte de la zona baroclínica inicial, jet subtropical, asociado con el gradiente meridional

intenso de temperatura en una banda de latitud centrada en los 35°S, mantiene una estructura baroclínica que posibilita el desarrollo de la inestabilidad baroclínica posterior. Al sur de la zona baroclínica inicial, se ubica el jet polar que mantiene la banda baroclínica centrada, aproximadamente, en 55°S. Este jet, que es muy intenso, presenta una cortante vertical débil y cortantes barotrópicas muy significativas que son responsables del desarrollo barotrópico observado durante el desarrollo de los ciclos secundarios.

Los transportes meridionales de cantidad de movimiento son, en gran medida, responsables de la redistribución del impulso, ya que, debido a la intensa componente de flujo cantidad de movimiento hacia el Polo, el corazón del jet es desplazado hacia el Polo y, por convergencia horizontal de flujo de cantidad de movimiento, se intensifica.

Hacia el Ecuador, la divergencia de flujo de cantidad de movimiento contribuye a la desaceleración del flujo del oeste, explicando la formación de estes en niveles cercanos a superficie.

Los transportes meridional y vertical de calor permiten ver, el primero, la destrucción del fuerte gradiente meridional de temperatura debido al proceso de mezcla horizontal y, el segundo, el aumento de la estabilidad estática media del sistema.

Los transportes de calor y cantidad de movimiento muestran una buena correlación entre el flujo hacia el Polo y hacia capas altas, característico de la inestabilidad baroclínica.

La estructura de los transportes discutida es similar a lo obtenido por Simmons y Hoskins (1980) y a lo observado por Oort y Rasmussen (1971) en la atmósfera real.

El análisis del gradiente meridional de la vorticidad potencial cuasigeostrofica reflejó el desarrollo de la inestabilidad baroclínica durante el ciclo principal de evolución del sistema y

el crecimiento de las perturbaciones debido al desarrollo de la inestabilidad baroclínica y barotrópica, durante la evolución de los ciclos secundarios.

El crecimiento barotrópico de las perturbaciones se produjo en bandas de latitud ubicadas en el flanco polar de los dos jets.

La Figura 4.12 muestra la estructura del flujo medio zonal en el estado inicial y hacia el final del ciclo de vida del desarrollo baroclínico obtenido por Simmons y Hoskins (1980). El estado inicial es el mismo que el del EXPERIMENTO CONTROL, como se puede comprobar si se comparan las Figuras 4.12.a y 3.1. En el estado final, no obstante, luego del desarrollo de la inestabilidad baroclínica, la estructura del flujo medio presenta importantes diferencias.

Si se comparan las Figuras 4.12.b y 4.4.d se puede notar que en ambas el jet Polar presenta una componente barotrópica muy intensa superpuesta a una componente baroclínica con cortante vertical débil. Alrededor del jet Polar, en superficie, se observan vientos del este. No obstante, en la solución de Simmons y Hoskins no está presente el jet subtropical en altura y, por consiguiente, la zona baroclínica asociada al mismo, lo cual se evidencia en la pendiente de las isolíneas de temperatura potencial, que presenta un valor mayor alrededor de 60°S , correspondiente al jet polar, y una pendiente muy débil alrededor de 30°S . Esta estructura en el estado final del ciclo baroclínico no permite el desarrollo de inestabilidades secundarias.

En el EXPERIMENTO CONTROL la formación del jet subtropical con una cortante vertical muy intensa constituye un factor favorable para el desarrollo de inestabilidades baroclínicas secundarias en la banda subtropical.

La débil cortante vertical del jet polar no es suficiente para que se desarrolle inestabilidad baroclínica y, por lo tanto, Simmons

y Hoskins no observan desarrollos posteriores al ciclo principal.

El desdoblamiento del jet del oeste en el EXPERIMENTO CONTROL se produce como resultado del desarrollo baroclínico.

Varios autores (Trennberth, 1987; Orlanski et al, 1991) han encontrado que el jet troposférico sobre el Océano Pacífico Sur presenta una doble estructura. Dadas las características de la región, en cuanto a la gran extensión zonal sin topografía, presenta las condiciones idealizadas con que cuenta el modelo para el estudio de ondas planetarias. Por lo tanto, el desdoblamiento del jet del oeste puede estar influenciado por el desarrollo de la inestabilidad baroclínica de las perturbaciones de latitudes medias.

APENDICE A4.1

Ecuaciones de tendencia de la energía

Es de nuestro interés evaluar el intercambio de energía cinética y potencial entre el flujo medio (promedio longitudinal) y las perturbaciones respecto de ese estado medio, por lo cual, es conveniente descomponer cada variable en una componente media más una perturbación, esto es:

$$\begin{aligned}u &= [u] + u' \\v &= [v] + v' \approx v' \\w &= [w] + w' \approx w' \\ \theta &= [\theta] + \theta'\end{aligned}$$

donde $[v]$ y $[w]$ se asumen cercanos a cero.

La energía potencial y cinética se calcularon promediadas en el dominio de integración, de acuerdo a las siguientes expresiones:

$$PE = \frac{g^2}{2\theta_0^2 N_0^2} \langle \{ [\theta^2] \} \rangle$$

$$KE = \langle \left\{ \left[\frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} \right] \right\} \rangle$$

donde los operadores $[]$, $\{ \}$ y $\langle \rangle$ corresponden a los promedios longitudinal, meridional y vertical, respectivamente, definidos como:

$$[a] = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} a dx$$

$$\langle a \rangle = \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} a dy$$

$$\langle a \rangle = \frac{1}{H} \int_0^H a dz$$

Partiendo del sistema de ecuaciones que resuelve el modelo:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\bar{u}+u) \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f u = -c_p \theta_0 \frac{\partial \pi}{\partial y} + F_v \quad (\text{A4.2})$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\bar{u}+u) \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} + v \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = F_\theta \quad (\text{A4.3})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A4.4})$$

donde u y θ representan el estado básico inicial, derivamos las ecuaciones de tendencia de la energía potencial y energía cinética, respectivamente, calculando:

$$\langle \left[\left(\frac{g^2}{\theta_0^2 N_0^2} \right) \theta * (\text{A4.3}) \right] \rangle$$

y

$$\langle [u * (\text{A4.1}) + v * (\text{A4.2})] \rangle$$

La energía potencial y cinética del flujo medio y la perturbación se definen, respectivamente, como:

$$[PE] = \frac{g^2}{\theta_0^2 N_0^2} \langle [(\theta)^2] \rangle \quad (\text{A4.5.a})$$

$$PE' = \frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \langle \{ [\theta'^2] \} \rangle \quad (A4.5.b)$$

$$[KE] = \langle \{ \left[\frac{u}{2} \right]^2 \} \rangle \quad (A4.6.a)$$

$$KE' = \langle \{ \frac{[u'^2]}{2} + \frac{[v'^2]}{2} \} \rangle \quad (A4.6.b)$$

Para derivar la tendencia de energía de las perturbaciones se restó de las ecuaciones de tendencia de energía total, las tendencias de energía del estado medio.

A continuación se detallan los cálculos realizados en la derivación de estas ecuaciones y se identifican cada uno de los términos que contribuyen a las conversiones de energía.

1) Energía potencial

La tendencia de la energía potencial se calculó tomando $[\theta * (A4.3)] * (g^2 / \theta_o^2 N_o^2)$. Haciendo uso de la ecuación de continuidad (A4.4), del balance geostrófico del estado inicial e integrando respecto de 'y' y de 'z' (aplicando los operadores { } y < >, respectivamente), se obtiene:

$$\frac{\partial PE}{\partial t} = \frac{g^2}{2\theta_o^2 N_o^2} \langle \{ \left[\frac{\partial \theta^2}{\partial t} \right] \} \rangle = \frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \langle \{ [\theta v] \frac{\partial \theta}{\partial y} \} \rangle - \langle \{ [\theta w] \frac{\partial \theta}{\partial z} \} \rangle + Dis$$

(A4.7)

Si aplicamos el operador [] a la ecuación (A4.3), se obtiene:

$$\frac{\partial [\theta]}{\partial t} + [(\bar{u}+u) \frac{\partial \theta}{\partial x}] + [v \frac{\partial \theta}{\partial y}] + [w \frac{\partial \theta}{\partial z}] = Dis \quad (A4.8)$$

Multiplicando (A4.8) por $(g^2/2\theta^2 N_o^2) * [\theta]$ e integrando respecto de 'y' y de 'z', se obtiene:

$$\frac{\partial [PE]}{\partial t} = \left(\frac{g^2}{2\theta_o^2 N_o^2} \right) \left\langle \frac{\partial [\theta]^2}{\partial t} \right\rangle = \left(\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \right) \left\langle [\theta v] \frac{\partial [\theta]}{\partial y} \right\rangle + \left(\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \right) \left\langle [\theta w] \frac{\partial [\theta]}{\partial z} \right\rangle + Di$$

+Dis (A4.9)

La ecuación (A4.7) representa la tendencia de la energía potencial total y la ecuación (A4.9), la tendencia de la energía potencial del estado medio. Restando (A4.7) - (A4.9) obtenemos la ecuación de la tendencia para la energía potencial de la perturbación:

$$\frac{\partial PE'}{\partial t} = \left(\frac{g^2}{2\theta_o^2 N_o^2} \right) \left\langle \frac{\partial [\theta']}{\partial t} \right\rangle = \left(\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \right) \left(- \left\langle [\theta v] \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\rangle - \left\langle [\theta w] \frac{\partial \theta}{\partial z} \right\rangle - \left\langle [\theta v] \right\rangle \frac{\partial [\theta]}{\partial y} \right);$$

El segundo término de la derecha se puede reemplazar por:

$$\frac{g}{\theta_o} [\theta w]$$

con lo cual, la ecuación de tendencia de energía potencial de la perturbación resulta:

$$\frac{\partial PE'}{\partial t} = - \left(\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \right) \left\langle [\theta v] \frac{\partial [\theta]}{\partial y} \right\rangle - \left(\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \right) \left\langle [\theta w] \frac{\partial [\theta]}{\partial z} \right\rangle - \left(\frac{g}{\theta_o} \right) [\theta w] + Dis$$

(A4.10)

2) Energía cinética

La tendencia de la energía cinética se calculó tomando $[u*(A4.1)+v*(A4.2)]$. Haciendo uso de la ecuación de continuidad

(A4.4), del balance geostrófico del estado inicial y aplicando los operadores { } y < >, se obtiene:

$$\frac{\partial KE}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left\langle \left[\frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} \right] \right\rangle = - \langle [uv] \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \rangle - \langle [uw] \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \rangle + \left(\frac{g}{\theta_0} \right) \langle [\theta w] \rangle + Dis$$

(A4.11)

que representa la tendencia de la energía cinética total.

Aplicando el operador [] a la ecuación (A2.1) y multiplicando por [u] e integrando respecto de 'y' y de 'z', se obtiene la ecuación de la tendencia de la energía cinética del flujo medio, esto es:

$$\frac{\partial [KE]}{\partial t} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\partial [u]^2}{\partial t} \right\rangle = \langle [uv] \frac{\partial [u]}{\partial y} \rangle + \langle [uw] \frac{\partial [u]}{\partial z} \rangle + Dis$$

(A4.12)

Restando (A4.11)-(A4.12), obtenemos la ecuación de la tendencia de la energía cinética de las perturbaciones, dada por:

$$\frac{\partial KE'}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \langle [u'^2] + [v'^2] \rangle = - \langle [uv] \frac{\partial [u]}{\partial y} \rangle - \langle [uw] \frac{\partial [u]}{\partial z} \rangle + \left(\frac{g}{\theta_0} \right) \langle [\theta w] \rangle + Dis$$

(A4.13)

+Dis.

Podemos reescribir las ecuaciones de tendencia de energía (A4.9), (A4.10), (A4.12) y (A4.13) a los efectos de identificar cada término como una conversión de energía:

$$\frac{\partial PE'}{\partial t} = P1 + P2 + P3 + Dis$$

$$\frac{\partial [PE]}{\partial t} = -P1 - P2 + Dis$$

$$\frac{\partial KE'}{\partial t} = K1 + K2 - P3 + Dis$$

$$\frac{\partial [KE]}{\partial t} = -K1 - K2 + Dis$$

donde

$$P1 = - \left(\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \right) \langle \{ [\theta v] \frac{\partial [\theta]}{\partial y} \} \rangle$$

$$P2 = - \left(\frac{g^2}{\theta_o^2 N_o^2} \right) \langle \{ [\theta w] \frac{\partial [\theta]}{\partial z} \} \rangle$$

$$P3 = - \left(\frac{g}{\theta_o} \right) \langle \{ [\theta w] \} \rangle$$

$$K1 = - \langle \{ [uv] \frac{\partial [u]}{\partial y} \} \rangle$$

$$K2 = - \langle \{ [uw] \frac{\partial [u]}{\partial z} \} \rangle$$

Los términos expresados representan los siguientes procesos:

P1: conversión de energía potencial del flujo medio a la perturbación debido a las variaciones del gradiente meridional de temperatura potencial media y al transporte meridional de calor. En este término se incluye la conversión de energía del estado básico a la perturbación, la principal fuente de energía para el crecimiento de las perturbaciones baroclínicas.

P2: conversión de energía potencial del flujo medio a la perturbación debido a la variación del gradiente vertical de temperatura potencial media (estabilidad vertical) y al transporte

vertical de calor.

P1+P2 constituye la conversión neta de energía potencial del flujo medio a la perturbación.

P3: conversión entre la energía potencial y cinética de las perturbaciones.

K1: conversión de energía cinética del flujo medio a la perturbación debido a la variación del perfil horizontal del flujo medio y al transporte meridional de cantidad de movimiento. Este término es el que representa los procesos barotrópicos.

K1 incluye la conversión de energía cinética entre el estado básico y la perturbación.

K2: conversión de energía cinética del flujo medio a la perturbación debido a la modificación del perfil vertical del flujo zonal y al transporte vertical de cantidad de movimiento.

K2 contiene la conversión de energía cinética entre el estado básico y la perturbación.

K1+K2 representa la conversión neta de energía cinética del flujo medio a la perturbación.

En los cálculos realizados el estado medio incluye al estado inicial más el estado medio que evoluciona con el tiempo.

Los términos disipativos no se calcularon.

EXP. CONTROL

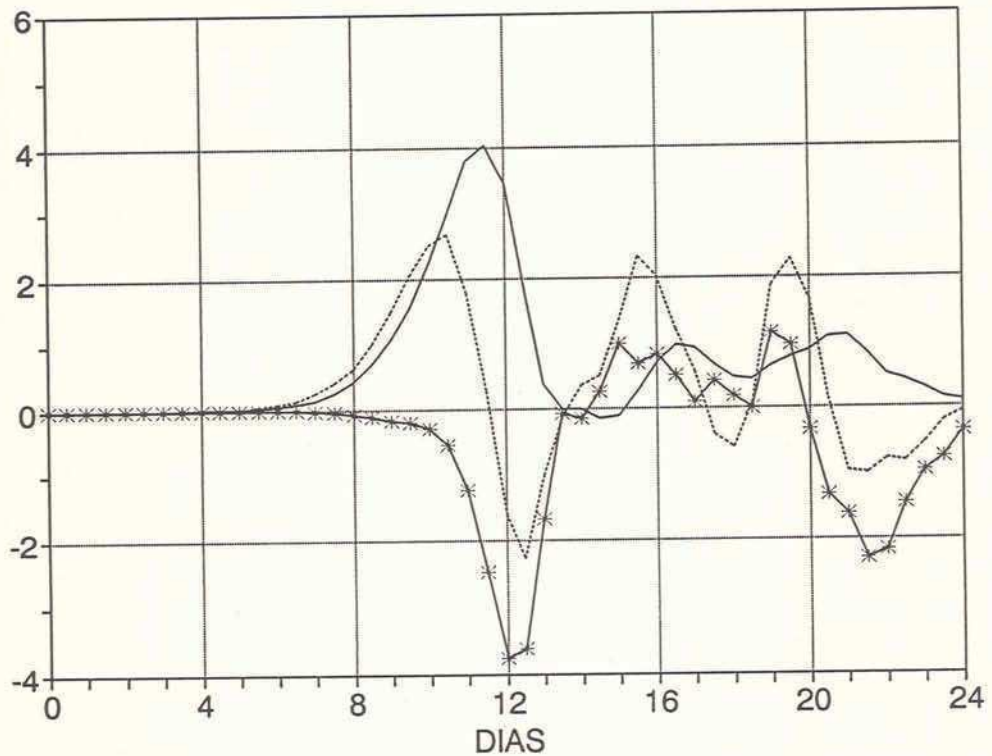


FIGURA 4.1: Evolución de las conversiones de energía para el EXP. CONTROL (en cm^2/s^3). Conversión de energía potencial del estado medio a la perturbación (P1+P2) en línea punteada, conversión de energía potencial a cinética de la perturbación, (P3), en línea continua y conversión de energía cinética de la perturbación al flujo medio, (K1+K2), en línea continua con asteriscos.

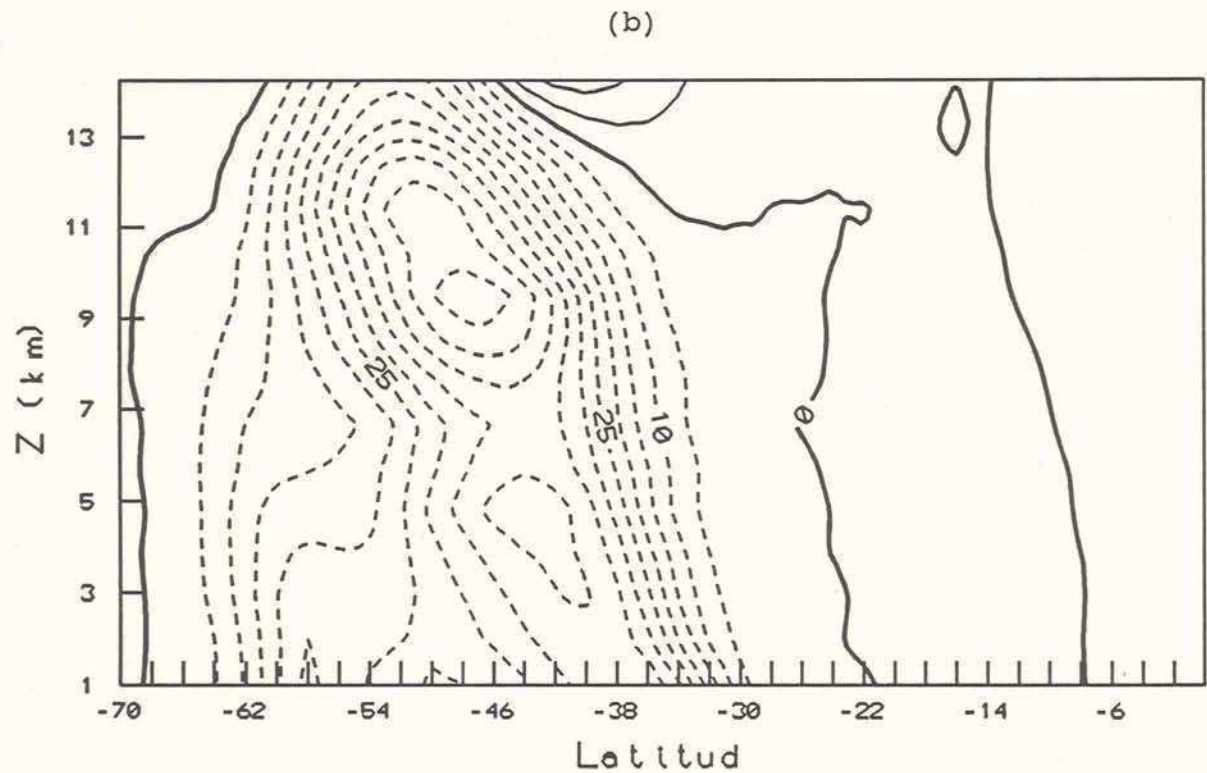
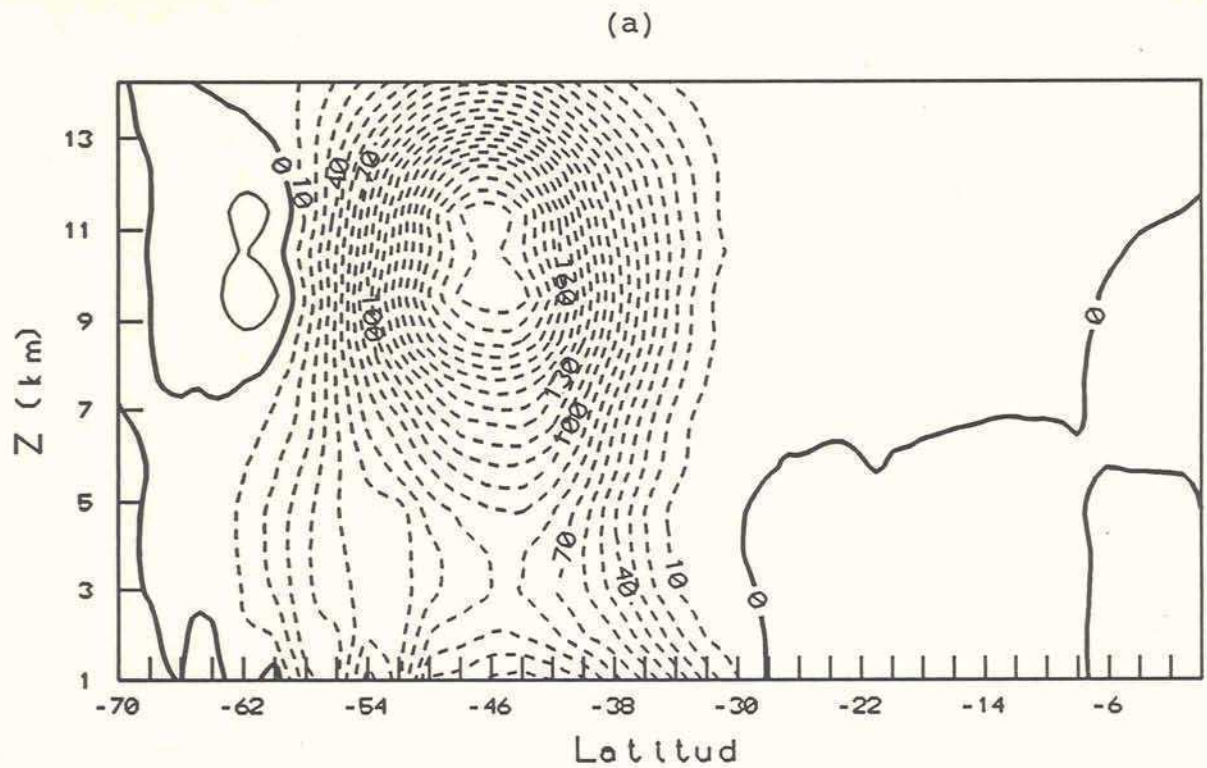


FIGURA 4.2: Transportes meridionales para el EXP. CONTROL a los 12 días de integración. Los transportes hacia el Polo se indican con líneas punteadas.
 a) Transporte de cantidad de movimiento (en m^2/s^2)
 b) Transporte de calor (en $K*m/s$).

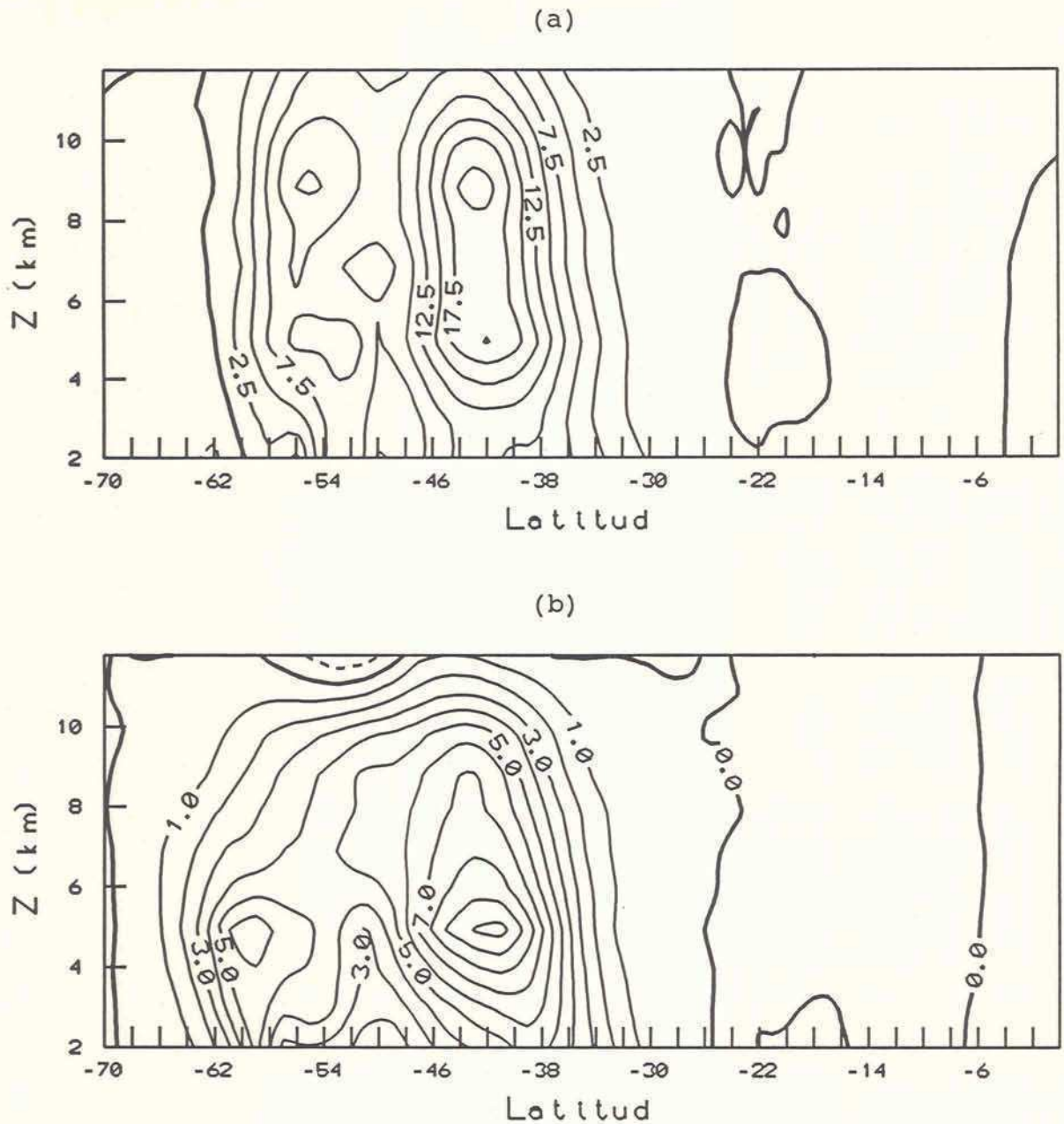


FIGURA 4.3: Transportes verticales para el EXP. CONTROL a los 12 días de integración. Los transportes hacia capas superiores se indican con línea llena.
 a) Transporte de cantidad de movimiento (en m^2/s^2)
 b) Transporte de calor (en $K*m/s$).

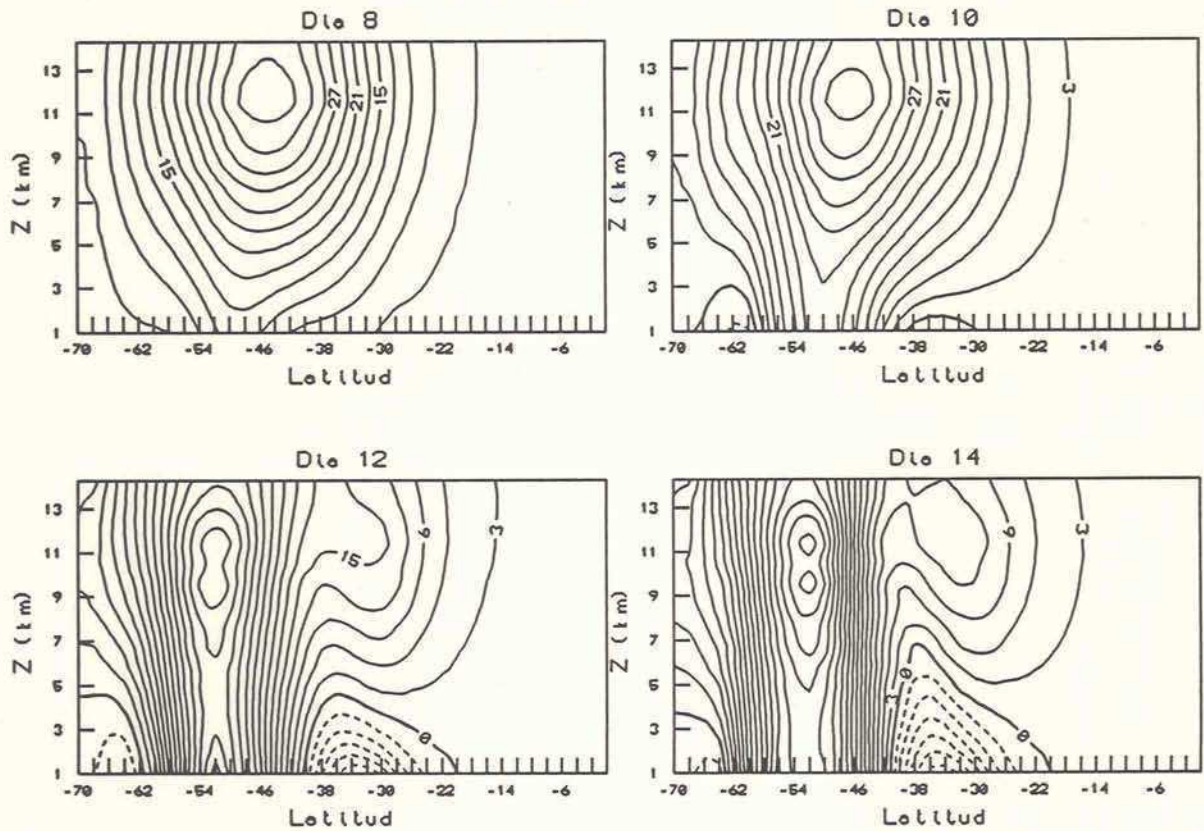


FIGURA 4.4: Evolución no lineal del flujo medio zonal durante la evolución del sistema baroclínico para el EXP. CONTROL (en m/s). Las líneas punteadas indican velocidades del este.

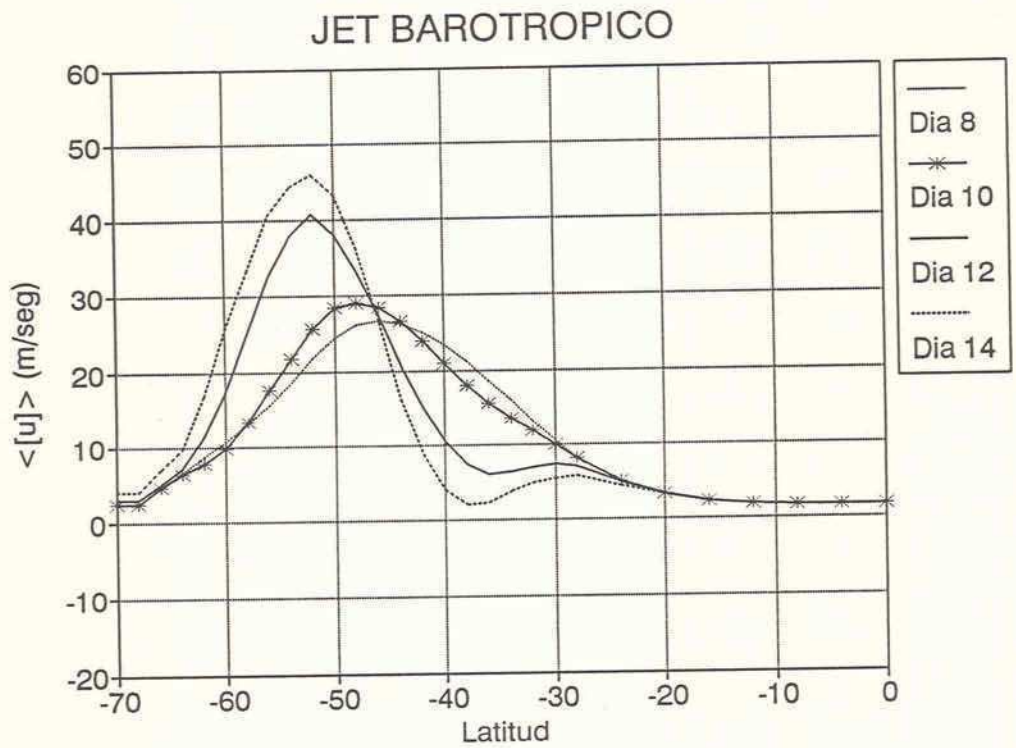
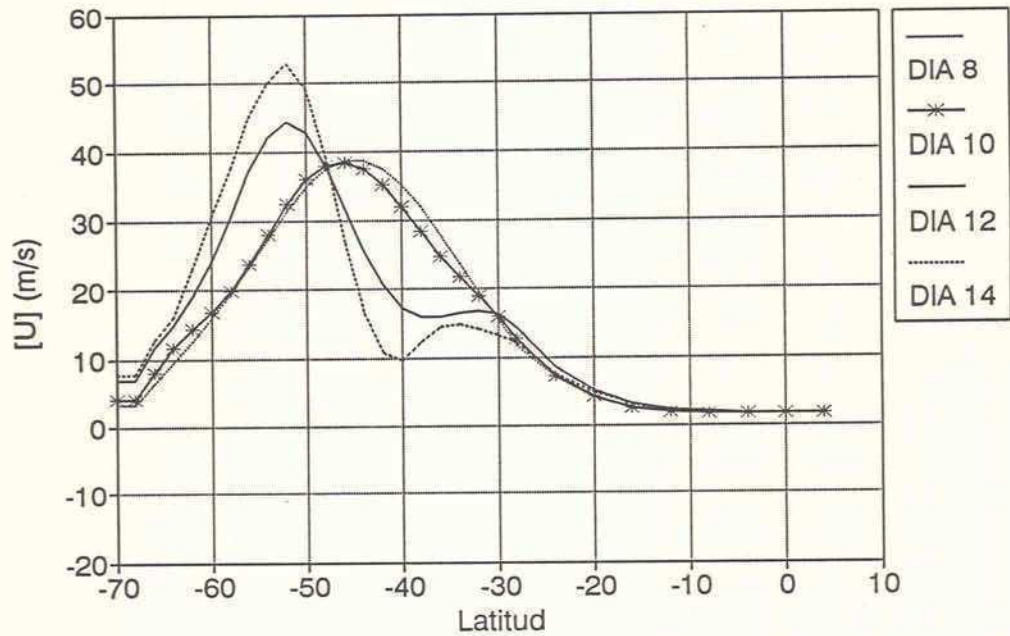


FIGURA 4.5: Evolución del flujo barotrópico medio durante el desarrollo del ciclo principal para el EXPERIMENTO CONTROL.

(a) JET ZONAL
z=11.25 km



(b) JET BAROCLINICO
z=11.25 km

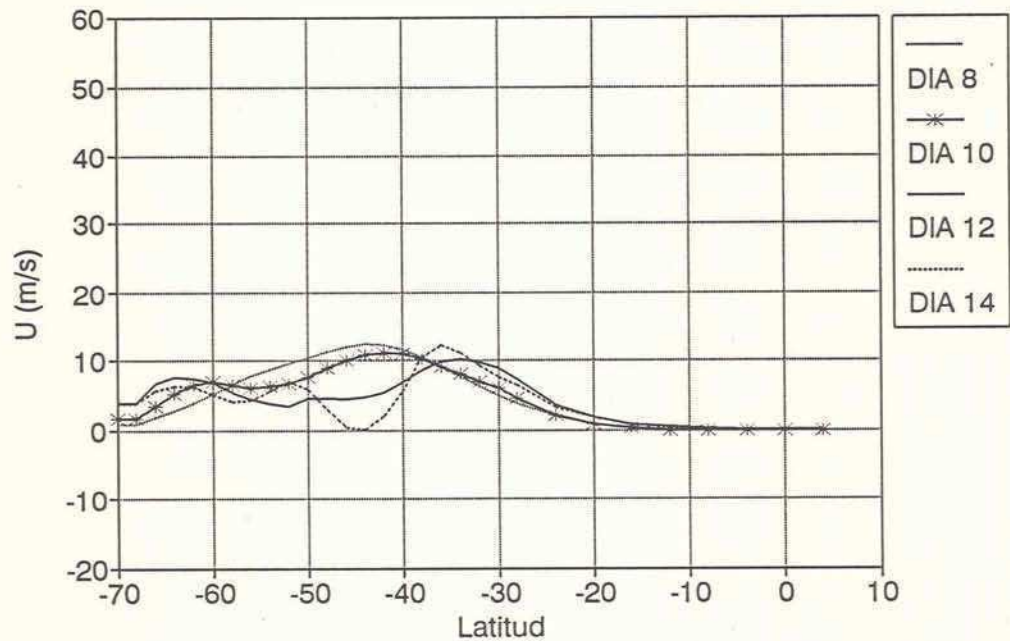
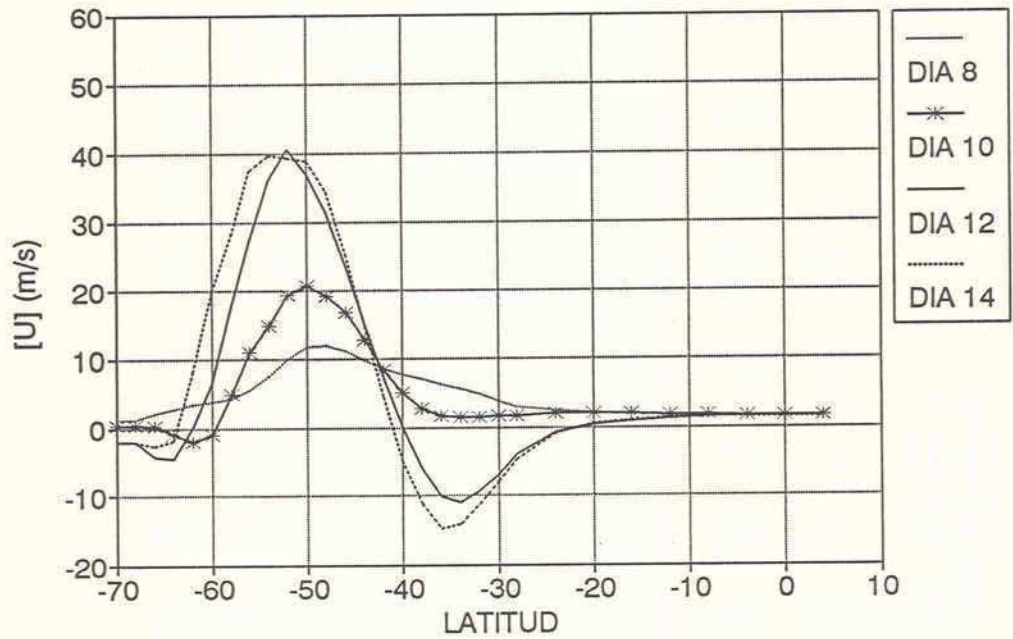


FIGURA 4.6.a) Evolución del flujo zonal medio durante el desarrollo del ciclo principal en el nivel z=11.25 km para el EXP. CONTROL.

b) Idem Fig. 4.6.a) para el flujo baroclínico medio.

(a) JET ZONAL
 $z=1.5$ km



(b) JET BAROCLINICO
 $z=1.5$ km

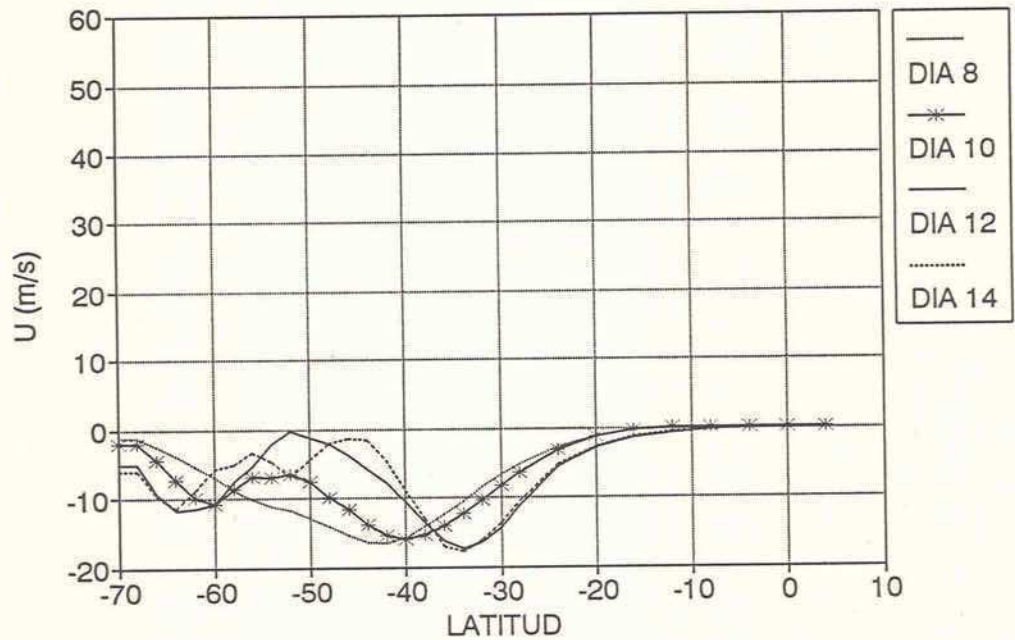


FIGURA 4.7.a) Idem Fig. 4.6.a) para el nivel $z=1.5$ km.
b) Idem Fig. 4.6.b) para el nivel $z=1.5$ km.

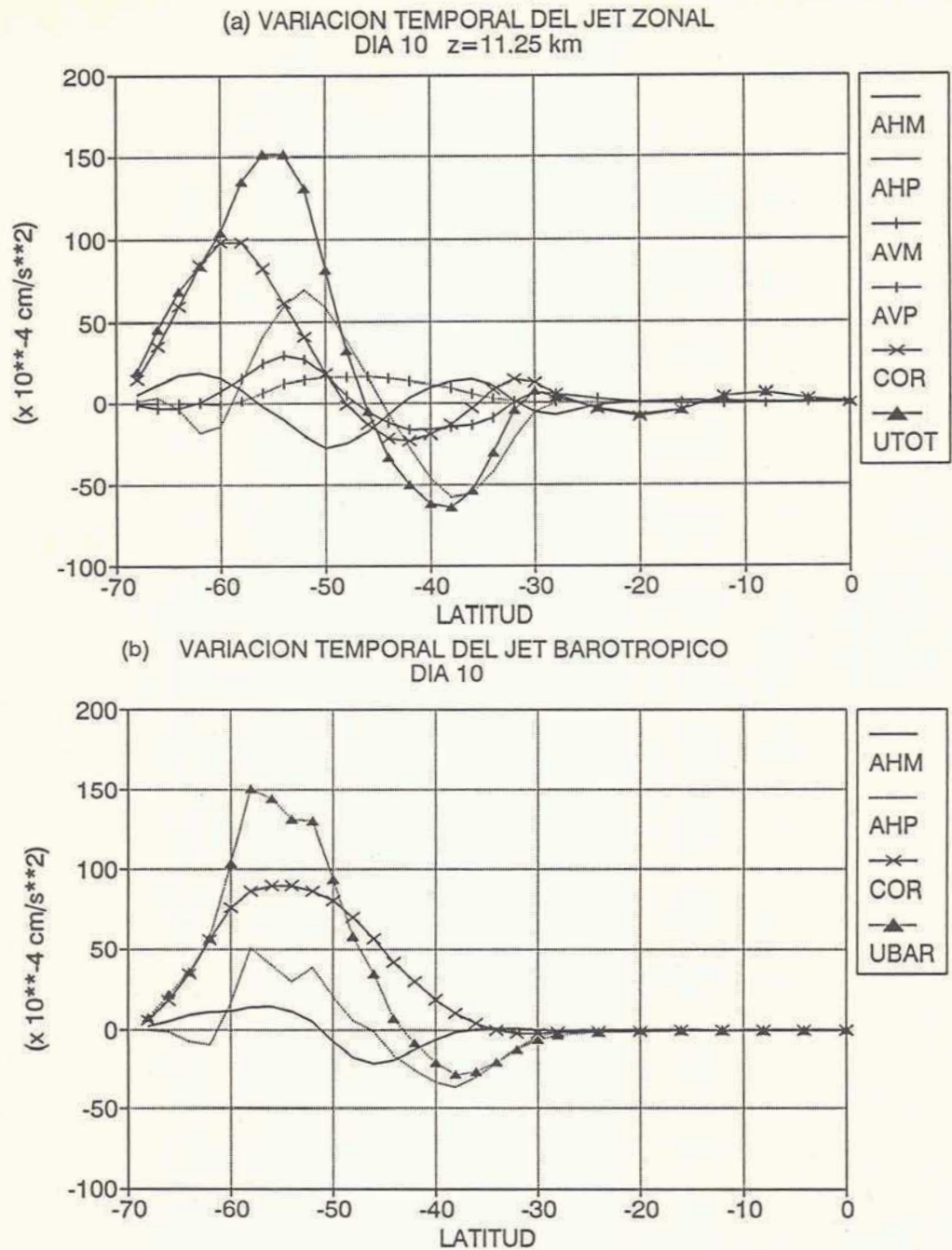


FIGURA 4.8.a) Variación temporal del jet zonal en el nivel $z=11.25$ km a los 10 días de integración. La línea gruesa corresponde a la tendencia del flujo zonal. Las restantes curvas muestran la contribución de: AHM y AHP, advección meridional media y de la perturbación, respectivamente; AVM y AVP, advección vertical media y de la perturbación; COR representa el término de Coriolis.

b) Idem Fig. 4.8.a) para el flujo barotrópico.

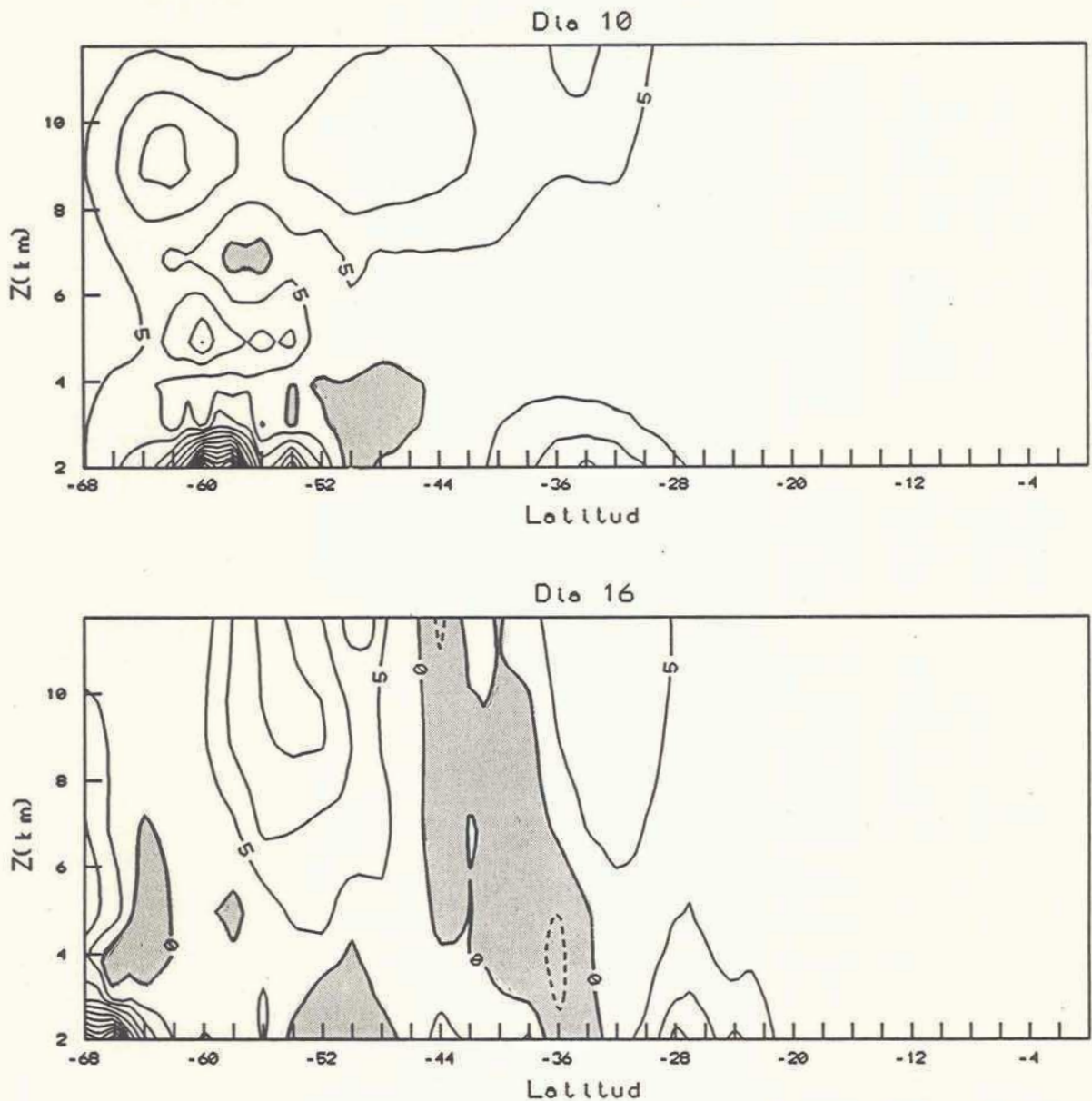


FIGURA 4.9: Perfil del gradiente meridional de la vorticidad potencial cuasigeostrófica media durante la etapa del desarrollo del ciclo principal (panel superior) y del ciclo secundario (panel inferior). Las zonas sombreadas destacan los valores negativos.

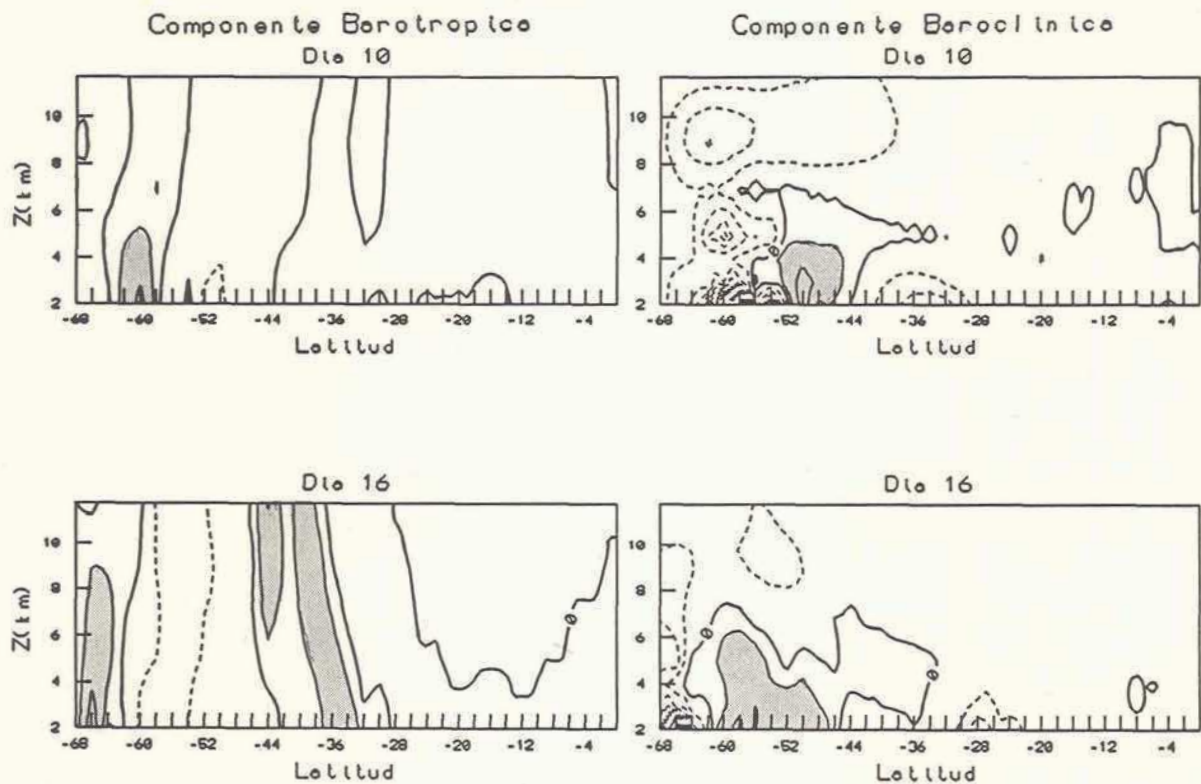


FIGURA 4.10: Perfil vertical de la componente barotrópica y baroclínica del gradiente de vorticidad potencial cuasigeostrófica media (paneles izquierdo y derecho, respectivamente) a los 10 y 16 días de integración (paneles superior e inferior, respectivamente). Se destacan sombreados los valores mayores a $3 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

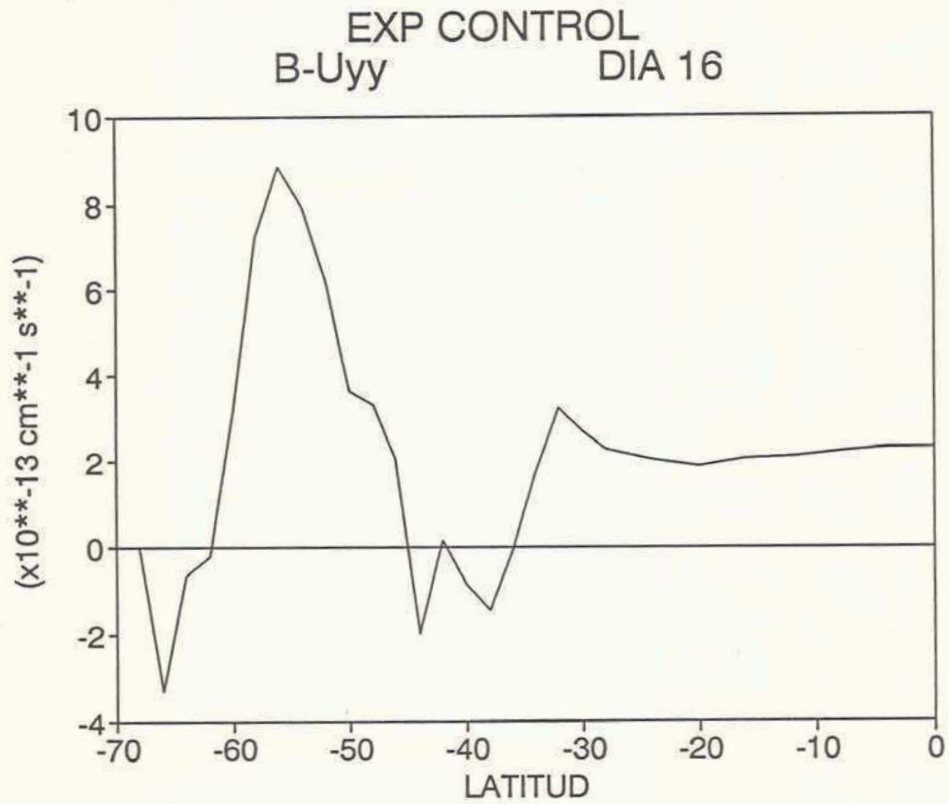


FIGURA 4.11: Gradiente meridional de la vorticidad potencial cuasigeostrófica asociada al flujo barotrópico, a los 16 días de integración.

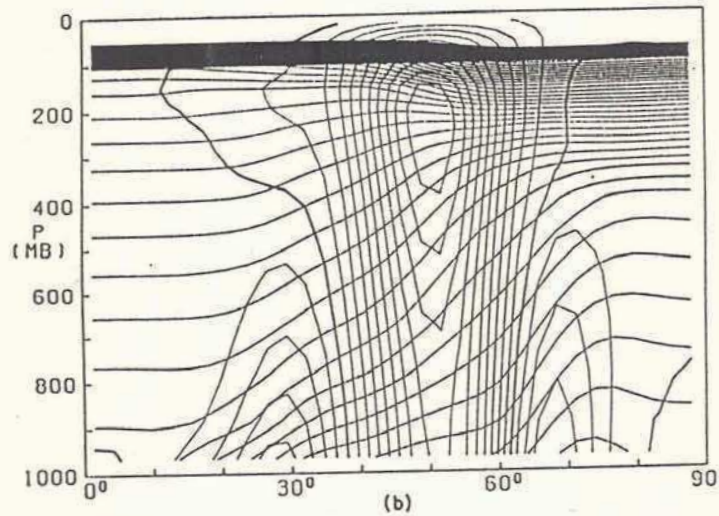
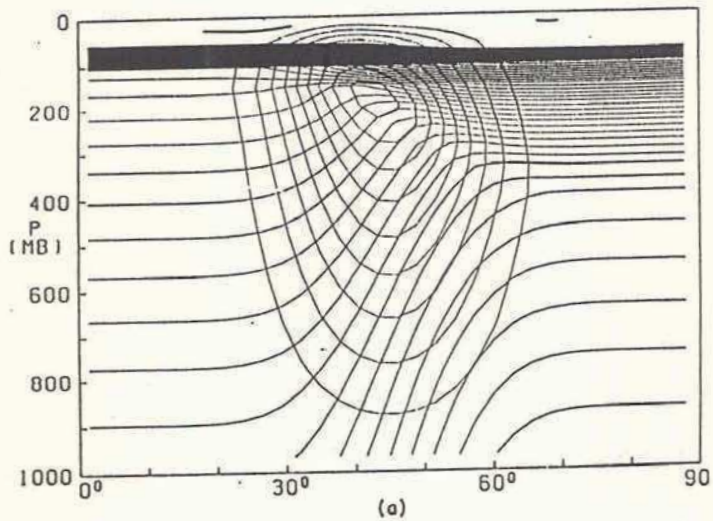


FIGURA 4.12: Perfil meridional de temperatura potencial media zonal y flujo medio zonal del experimento realizado por Simmons y Hoskins (1980). (Extraído de Gill. p 579).
 a) Estado básico
 b) Etapa final del ciclo de vida de las perturbaciones.

CAPITULO CINCO

EXPERIMENTOS NUMERICOS

En este capítulo se analiza la influencia de la fricción superficial y las cortantes barotrópicas en el desarrollo de la inestabilidad baroclínica. Combinando la presencia de tales factores se realizaron tres experimentos numéricos. Los resultados obtenidos mostraron que la fricción superficial tiene un profundo efecto sobre el desarrollo de la componente barotrópica del flujo medio.

5.1 Introducción

En los capítulos 3 y 4 se examinó el desarrollo no lineal de las ondas baroclínicas a partir de la integración numérica de un modelo en ecuaciones primitivas, sin fricción superficial, utilizando como estado inicial un flujo zonal en balance geostrófico, perturbado con una onda de amplitud pequeña y número de onda 6.

La evolución de este sistema baroclínico mostró las distintas etapas de desarrollo de un sistema frontal. El desarrollo del sistema baroclínico provocó el desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos bandas baroclínicas, correspondientes a dos jets baroclínicos ubicados, respectivamente, hacia el norte y el sur de la zona baroclínica inicial. Posterior al decaimiento del ciclo principal, se observaron ciclos secundarios en los cuales se desarrollaba la inestabilidad baroclínica y barotrópica, evidente por la conversión de energía del flujo medio a la perturbación.

Uno de los temas de interés en este estudio consiste en analizar cuáles son los mecanismos responsables de la estabilización de las

perturbaciones baroclínicas. Las teorías cuasigeostróficas proponían al proceso de mezcla horizontal de temperatura como principal factor estabilizador de las ondas.

En el otro extremo, para las ondas baroclínicas no geostróficas bidimensionales, el aumento de la estabilidad estática resultaba el proceso dominante para la estabilización. Sin embargo, en los últimos años, se han realizado numerosos estudios que muestran la importancia de las cortantes barotrópicas como factores inhibidores de la inestabilidad baroclínica.

También la presencia de la fricción superficial constituye un factor de gran importancia en la evolución de los sistemas baroclínicos, pues actúa, principalmente, amortiguando el flujo en superficie, con lo cual, modifica la estructura de la componente barotrópica.

Estos dos factores, la fricción superficial y la componente barotrópica, modifican notoriamente el desarrollo baroclínico de las perturbaciones. Su comportamiento será estudiado en el presente capítulo.

5.1.1 La fricción superficial

La fricción superficial es un factor de gran importancia en el desarrollo de los sistemas atmosféricos y está siempre presente en la atmósfera real. El marcado contraste en la circulación de los Hemisferios Norte y Sur se debe, en gran medida, a la diferencia en la distribución y extensión de la superficie oceánica y, por consiguiente, a la diferencia en el coeficiente de viscosidad. Como consecuencia de estas diferencias, la intensidad de los vientos zonales de superficie en ambos Hemisferios es considerablemente disímil.

Una característica poco realista de los resultados emanados del EXPERIMENTO CONTROL es la intensidad del flujo superficial que alcanza, durante el desarrollo de la inestabilidad, valores del

orden de los 40 m/s. Esto se debe a que no está incluido el efecto de la fricción superficial que es responsable de debilitar el flujo de superficie.

Su contribución más evidente consiste en la reducción del flujo de superficie. No obstante, su efecto se extiende sobre toda la estructura del flujo pues modifica, fundamentalmente, las conversiones de energía que tienen lugar durante el desarrollo de los sistemas baroclínicos.

James y Gray (1986) investigaron el efecto de la variación de la fricción superficial en el desarrollo de la inestabilidad baroclínica y encontraron que al reducir la fricción en superficie, se generaban cortantes barotrópicas intensas en el flujo zonal medio, cuyo efecto consistía en inhibir la inestabilidad baroclínica. En ese trabajo se mostró que la fricción superficial modifica la escala e intensidad de las perturbaciones de un modo poco intuitivo: una fricción tenue suprime la inestabilidad más eficientemente que una fricción mayor pues altera el desarrollo del flujo zonal medio.

Cabe mencionar lo realizado por Valdés y Hoskins (1988) quienes analizaron la inestabilidad baroclínica del flujo medio zonal observado en la atmósfera y encontraron que es inestable aun en el caso de incluir los efectos de fricción superficial, modelados considerando una capa de Ekman o la fricción de Rayleigh, siendo, no obstante, las tasas de crecimiento de las perturbaciones más pequeñas en este caso.

El efecto de la fricción superficial se refleja en las conversiones energéticas y juega un papel preponderante en el desarrollo de la componente barotrópica del flujo medio que será analizado a continuación.

5.1.2 La componente barotrópica

El comportamiento obtenido por James y Gray (1986) ponía de manifiesto la importancia de la componente barotrópica en el desarrollo de la inestabilidad de las perturbaciones baroclínicas, como factor que controlaba la actividad de las perturbaciones.

Simmons y Hoskins (1980) analizaron la evolución del ciclo de vida de las perturbaciones baroclínicas superponiendo al flujo zonal inicial, distintos flujos barotrópicos. Observaron que la amplitud de las ondas baroclínicas y, en menor medida, los transportes de calor y cantidad de movimiento, variaban sustancialmente con los distintos perfiles barotrópicos prescritos. Mostraron que el crecimiento lineal de las perturbaciones no era sensible a los distintos jets barotrópicos, sin embargo, durante la etapa de decaimiento no lineal, se observaban grandes diferencias para los distintos jets.

Las cortantes barotrópicas no remueven la posibilidad de la inestabilidad baroclínica sino que modifican la estructura de los modos normales. En ausencia de una componente barotrópica, los modos normales tienen una estructura tal que el transporte de energía entre el flujo medio y las perturbaciones es óptimo.

Al superponer una componente barotrópica, la estructura de los modos normales se deforma debido a la advección diferencial, con lo cual, disminuyen las conversiones de energía responsables del crecimiento baroclínico y, por consiguiente, disminuye la tasa de crecimiento de las perturbaciones baroclínicas.

James (1987) analizó el impacto de las cortantes horizontales en la estructura y crecimiento de la inestabilidad baroclínica utilizando un modelo baroclínico de dos niveles. Sus resultados mostraron que el efecto era el de reducir las tasas de crecimiento del modo normal más inestable debido al confinamiento meridional y a la deformación horizontal. El confinamiento meridional es responsable

de limitar la energía potencial que puede ser utilizada por los modos inestables y, los flujos de cantidad de movimiento asociados con la deformación horizontal reducen la tasa de crecimiento.

En el presente capítulo se presentan los resultados de una serie de experimentos numéricos en los que se combinan la presencia de la fricción superficial y la presencia de una componente barotrópica superpuesta al flujo baroclínico en el estado inicial. En la sección 5.2 se detallan las características de los experimentos numéricos realizados que se analizarán en las secciones 5.3, 5.4 y 5.5. Finalmente, en la sección 5.6 se resumen los resultados obtenidos y se presenta una discusión acerca de los mismos.

5.2 Experimentos numéricos

Se realizaron tres experimentos numéricos en los que se combinan los procesos mencionados en la sección 5.1: la fricción superficial y la componente barotrópica del estado inicial.

En el primer experimento, llamado JET-F, se inicializó el modelo con el mismo flujo medio que en el EXPERIMENTO CONTROL (Fig. 3.1) y se incluyó el proceso que involucra la fricción superficial, parametrizado de acuerdo a la expresión (2.15).

El flujo prescrito inicialmente en el EXP. CONTROL presenta una componente barotrópica (promedio vertical) superpuesta a la componente baroclínica, de modo que el flujo cerca de superficie no es muy intenso.

Con el objeto de testear la influencia de la componente barotrópica a lo largo del ciclo de vida de las perturbaciones baroclínicas se realizó un experimento numérico en el cual se prescribió un flujo inicial que se obtuvo como resultado de extraer la componente barotrópica al flujo inicial del EXP. CONTROL. Cabe señalar que el estado básico tiene la misma estructura térmica.

El efecto de la fricción superficial no fué considerado en este experimento al que denominamos CLI-NF.

La Figura (5.1) muestra el perfil vertical de este flujo inicial, que es puramente baroclínico. Se puede observar que en capas bajas el flujo inicial es del este y cerca de superficie alcanza una velocidad considerablemente elevada, que supera los 20 m/s.

Para evaluar el impacto de la fricción superficial en la evolución de un flujo inicial puramente baroclínico, se realizó otro experimento numérico, llamado CLI-F, en el cual se inicializó el modelo con el mismo flujo que en el EXP. CLI-NF pero se incluyó la fricción superficial. El impacto de la fricción superficial resultó, en este experimento, considerablemente importante debido al intenso flujo superficial inicial, con una consecuencia directa sobre el crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio que se analiza en detalle en el presente capítulo.

Las características de los experimentos numéricos realizados se resumen en la Tabla (5.1).

Los resultados obtenidos para las integraciones numéricas que a continuación se presentan muestran características importantes del desarrollo de los sistemas baroclínicos en relación con los procesos que se analizaron y permiten visualizar ciertos mecanismos relacionados con los mismos.

5.3 Experimento JET-F

Las Figuras 5.2.a y b, donde se muestra la evolución de la energía cinética y de las conversiones de energía, respectivamente y la Figura 5.3 que muestra la evolución del flujo zonal medio, resumen las características del desarrollo del sistema baroclínico con fricción superficial.

La energía cinética de la perturbación presenta una tasa de

crecimiento levemente menor a la del EXP. CONTROL, produciéndose el máximo de energía de la perturbación un día más tarde y siendo éste de menor intensidad. Las conversiones baroclínicas son similares al EXP. CONTROL, no obstante, el amortiguamiento producido por la conversión barotrópica es más débil. Esto se debe a que la fricción superficial inhibe el crecimiento del flujo zonal en las capas cercanas a superficie y, como resultado, la componente barotrópica del flujo medio es más débil. Este comportamiento se refleja en la Figura 5.3: la estructura del flujo medio zonal de este experimento difiere del CONTROL en la intensidad de la componente barotrópica. Por lo tanto, el amortiguamiento producido por la conversión de energía barotrópica resulta menor debido a que la cortante meridional del flujo medio es menor. No obstante, el efecto inhibitorio producido por la fricción superficial provoca que la amplitud de las perturbaciones sea menor, aun siendo menor el amortiguamiento barotrópico.

Subsecuentemente, el crecimiento de la conversión barotrópica (energía cinética de la perturbación al flujo medio) provoca el decaimiento de la perturbación.

Como se puede ver en las Figuras 5.2.a y 5.2.b, luego del decaimiento del ciclo principal se desarrolla un ciclo secundario débil, que difiere significativamente de la evolución de los ciclos secundarios del CONTROL. Este comportamiento está asociado a los procesos barotrópicos.

Durante el primer ciclo, en ambos experimentos, el flujo de cantidad de movimiento hacia el Polo presenta un máximo ubicado aproximadamente en la posición del corazón del jet inicial. La intensa cortante barotrópica asociada al jet polar contribuye al amortiguamiento de la amplitud de las ondas. Posterior al decaimiento del ciclo principal en el EXP. CONTROL el flujo troposférico de cantidad de movimiento se invierte y, teniendo en cuenta la intensa cortante meridional del flujo medio, la perturbación crece barotrópicamente.

Este mecanismo no se produce en presencia de la fricción

superficial y, por lo tanto, los ciclos secundarios no resultan tan vigorosos.

Los transportes meridionales de calor y cantidad de movimiento durante el primer ciclo presentan la misma estructura que en el EXP. CONTROL, pero tienen menor intensidad, provocando un menor desplazamiento hacia el Polo del jet polar.

El desarrollo del sistema baroclínico mantiene características similares al EXP. CONTROL: luego de la oclusión se generan dos bandas baroclínicas alrededor de la zona baroclínica inicial, asociadas a dos jets baroclínicos. Estas características se reflejan claramente en la Figura 5.3.

Posterior al decaimiento del ciclo principal se producen desarrollos secundarios, aunque más débiles que en el CONTROL. Las conversiones de energía durante los ciclos secundarios muestran que éstos están asociados al desarrollo de la inestabilidad baroclínica.

Es evidente, a partir de estos resultados que la fricción superficial modifica el desarrollo del flujo de superficie y, por lo tanto, modifica el desarrollo de la componente barotrópica del flujo medio. En consecuencia, el desarrollo del sistema, sensible a la evolución del flujo barotrópico, presenta algunas características diferentes respecto del CONTROL.

5.4 Experimento CLI-NF

El EXP. CLI-NF tiene como objetivo analizar cómo se desarrolla el sistema baroclínico en ausencia de una componente barotrópica en el estado inicial, para las mismas condiciones que el EXP. CONTROL, es decir, sin fricción superficial.

El jet inicial, cuyo perfil se muestra en la Figura 5.1, es un jet puramente baroclínico, por lo cual, en capas bajas presenta flujo del este y en superficie, velocidades intensas con máximos que

superan los 20 m/s.

El desarrollo del sistema baroclínico se resume en la Figura 5.4. El sistema resulta altamente perturbado y se puede observar que alcanza el estado de sistema ocluido a los 10 días de integración. Si se compara con la Figura 3.2, es evidente que el desarrollo de la inestabilidad es mucho más vigoroso que en el EXP. CONTROL.

Como se refleja en la Figura 5.4, durante la evolución del sistema baroclínico tiene lugar un proceso de mezcla horizontal muy intenso que destruye el gradiente meridional de temperatura del estado inicial.

La evolución de la energía cinética y las conversiones de energía, Figuras 5.5.a y 5.5.b, respectivamente, permiten visualizar los procesos que se llevan a cabo durante la evolución de las perturbaciones. Es evidente, a partir de la figura, que el crecimiento de las perturbaciones es mucho más vigoroso que en el EXP. CONTROL. El carácter explosivo de este crecimiento se debe a varios factores.

En primer lugar, la ausencia de la fricción superficial es un factor que contribuye a un mayor crecimiento de las perturbaciones. Por otro lado, debido a la ausencia de una componente barotrópica en el estado inicial, durante los primeros días de evolución del sistema baroclínico, los modos normales baroclínicos presentan una estructura óptima para las conversiones de energía, ya que el flujo medio barotrópico es muy débil, inferior a los 3 m/s hasta el octavo día de integración, aproximadamente. La ausencia de estos dos factores inhibitorios del desarrollo baroclínico contribuyen favorablemente al crecimiento explosivo.

La etapa de crecimiento de las perturbaciones, hasta el octavo día de integración, está caracterizada por transporte de cantidad de movimiento hacia el Ecuador, con lo cual, hay una débil conversión de energía del flujo medio a las perturbaciones, de modo que contribuye a que éstas crezcan barotrópicamente.

Por lo tanto, los procesos barotrópicos no amortiguan el crecimiento de las perturbaciones, como se observó en los otros experimentos analizados, sino que, por el contrario, impulsan su crecimiento.

Estos factores contribuyen a que la tasa de crecimiento sea, en este caso, 35% más elevada que en el EXP. CONTROL.

A partir del onceavo día de integración el transporte de cantidad de movimiento se revierte, siendo predominantemente hacia el Polo, con lo cual, cambia el signo de la conversión barotrópica de energía que comienza a amortiguar el crecimiento de la perturbación baroclínica. La conversión barotrópica se intensifica durante la etapa de decaimiento de las perturbaciones debido a que el transporte de cantidad de movimiento hacia el Polo es muy intenso. Se produce una fuerte convergencia horizontal de flujo de cantidad de movimiento hacia el Polo, al sur de 45°S , que da lugar al crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio, caracterizada por flujo del oeste al sur de 45°S y del este hacia el norte de esa latitud.

Durante la etapa de decaimiento predomina la conversión barotrópica que, junto con el proceso de mezcla horizontal responsable de la destrucción del gradiente térmico, inhiben el desarrollo de ciclos secundarios.

La evolución del flujo zonal medio se puede ver en la Figura 5.6. A partir de un jet puramente baroclínico el desarrollo de la inestabilidad ha dado lugar, luego del decaimiento del sistema, a un jet con características marcadamente barotrópicas. El corazón del jet se ha desplazado hacia el Polo debido al intenso transporte meridional de cantidad de movimiento, y está rodeado por zonas fuertemente barotrópicas. Este resultado es comparable con el estado alcanzado en el EXP. CONTROL, no obstante, no se observa el jet subtropical. Este comportamiento está asociado al fuerte proceso de mezcla horizontal que tiene lugar durante el desarrollo

de la inestabilidad. El transporte meridional de calor es, en este experimento, 40% más intenso que en el CONTROL, con lo cual, el gradiente meridional de temperatura resulta muy debilitado luego del desarrollo del sistema.

5.5 Experimento CLI-F

Este experimento numérico fue inicializado con el jet inicial puramente baroclínico del EXP. CLI-NF y se incluyó el efecto de la fricción superficial.

Dadas las características del jet inicial, cerca de superficie el flujo del este es muy intenso, del orden de los 15 m/s, con lo cual, el efecto producido por la presencia de la fricción superficial resulta muy relevante.

Las curvas de energía y conversión de energía resumen las características del desarrollo del sistema baroclínico en las Figuras 5.7.a y b, respectivamente. La energía cinética de la perturbación crece, durante los primeros cinco días de integración, a una tasa de crecimiento levemente mayor que en los EXPERIMENTOS CONTROL y JET-F debido a la ausencia de cortantes barotrópicas que, como se discutió previamente, inhiben el crecimiento. No obstante, como puede notarse en la Fig. 5.7.a, rápidamente se genera una componente barotrópica media que revierte esa tendencia.

Este crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio puede explicarse por la presencia de la fricción superficial.

La fricción superficial está parametrizada en el modelo, de acuerdo a la expresión (2.15), como:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_o = \frac{C_d}{K_v} |V| V$$

La ecuación de movimiento para la componente zonal del viento, presentada en el CAPITULO DOS, está expresada por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \cdot \nabla u - f v = -\frac{1}{\rho_0} p_x + K_H \nabla^2 u + \frac{\partial}{\partial z} (K_v \frac{\partial u}{\partial z})$$

Tomando promedio meridional y vertical de esta ecuación, es posible obtener la evolución temporal de la componente barotrópica del flujo medio zonal, esto es:

$$\langle [\frac{\partial u}{\partial t}] \rangle + \langle [v \cdot \nabla u] \rangle - f \langle [v] \rangle = K_H \langle [\nabla^2 u] \rangle + \frac{1}{H} \int_0^H \frac{\partial}{\partial z} (K_v \frac{\partial [u]}{\partial z}) dz \quad (5.1)$$

I II III IV V

Si despreciamos los términos II, III y IV, es posible evaluar la contribución del término de fricción superficial, término V, al crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio.

Durante los primeros días de evolución lineal del sistema baroclínico, los términos no lineales, representados por II y el término de Coriolis, representado por III, pueden despreciarse, pues las perturbaciones son aún muy pequeñas y también lo es el flujo meridional medio (inicialmente nulo). Despreciando los términos de disipación interna, IV, resulta:

$$\langle [\frac{\partial u}{\partial t}] \rangle = \frac{1}{H} \int_0^H \frac{\partial}{\partial z} (K_v \frac{\partial [u]}{\partial z}) dz$$

Reemplazando por la parametrización dada para la fricción superficial e integrando, se obtiene:

$$\langle [\frac{\partial u}{\partial t}] \rangle = -\frac{1}{H} C_d | [V_0] | [u_0]$$

Si aproximamos $|V_0| \approx u_0$, la evolución del flujo barotrópico medio

está explicada por:

$$\langle [\frac{\partial u}{\partial t}] \rangle = \frac{1}{H} C_D [u_o]^2 \quad (5.2)$$

Esta expresión indica que la velocidad de crecimiento de la componente barotrópica media en presencia de fricción superficial, es proporcional al cuadrado de la velocidad en superficie.

En el EXPERIMENTO JET-F las velocidades en superficie son pequeñas, con lo cual, este término no contribuye mayormente al crecimiento de la componente barotrópica media. En el EXPERIMENTO CLI-F, por el contrario, la velocidad en superficie es, inicialmente, del orden de los 15 m/s, con lo cual, de acuerdo a (5.2), se produce un crecimiento de la componente barotrópica media de 1.7 m/s / día.

Durante los primeros tres días de integración, el flujo barotrópico medio se incrementa de acuerdo a la tasa calculada. A medida que se genera la componente barotrópica, el flujo de superficie disminuye su intensidad, ya que, siendo inicialmente del este, se superpone una componente barotrópica media del oeste. Por lo tanto, la velocidad de crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio, proporcional al cuadrado de la velocidad en superficie, se reduce. En consecuencia, la curva de energía barotrópica media muestra un crecimiento explosivo hasta el tercer día de integración y, posteriormente, un crecimiento mucho más moderado.

La evolución total del sistema en este experimento resultó más moderada que en los demás experimentos numéricos. Si se analizan las conversiones de energía (Fig. 5.7.b), se puede ver que la magnitud de las mismas es mucho menor. Las conversiones baroclínicas resultaron, aproximadamente 5 veces más débiles que en el EXPERIMENTO CONTROL.

Hay una notable diferencia en la evolución no lineal del sistema

con respecto al CONTROL. La energía cinética de la perturbación tiende asintóticamente a un estado de equilibrio sin oscilaciones durante las etapas finales del desarrollo. Este comportamiento se debe a que se produce un balance entre la conversión baroclínica de energía potencial a energía cinética de la perturbación y la conversión barotrópica que contribuye al crecimiento del flujo barotrópico medio.

El crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio por el efecto de la fricción superficial, se manifiesta claramente en el cambio en la estructura del jet zonal a lo largo del desarrollo del sistema baroclínico, como puede verse en la Figura 5.8.

La pequeña amplitud de las perturbaciones se traduce en transportes meridionales débiles, con lo cual, el jet presenta menor intensidad, debido a que hay menor convergencia horizontal de cantidad de movimiento, y menor desplazamiento del jet hacia el Polo.

No obstante estas diferencias, el estado final presenta una estructura similar a la de los EXPERIMENTOS CONTROL y JET-F: se produce el desdoblamiento del jet, siendo, el jet subtropical del este, muy débil y con cortante vertical pequeña.

5.6 Resumen y discusión

Los experimentos numéricos realizados han mostrado la sensibilidad del desarrollo baroclínico a factores tales como la fricción superficial y la presencia de una componente barotrópica superpuesta al flujo baroclínico.

La fricción superficial tiene un profundo efecto sobre el desarrollo de la componente barotrópica. En el EXP. CLI-F, en el cual se inicializó el modelo con un flujo puramente baroclínico, la presencia de la fricción superficial resultó ser responsable del crecimiento de la componente barotrópica media durante los primeros días de evolución lineal del sistema, cuando las perturbaciones

tienen amplitud pequeña. Este comportamiento se explica mediante el análisis de la ecuación que rige la evolución de la componente barotrópica del flujo medio. Durante los primeros días de desarrollo del sistema baroclínico, en que las perturbaciones son de pequeña amplitud, despreciando la contribución de los términos de advección, de Coriolis y de disipación interna, la velocidad de crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio resulta proporcional al cuadrado de la velocidad de superficie, debido a la fricción superficial. Siendo el flujo inicial puramente baroclínico presenta, cerca de superficie, velocidades del orden de los 15 m/s, con lo cual, el crecimiento de la componente barotrópica del flujo medio resulta importante. Este mecanismo se debilita al llegar al quinto día de integración debido a que el flujo de superficie disminuye al superponer la componente barotrópica.

A partir del análisis de la evolución del flujo zonal, en todos los experimentos numéricos realizados, es evidente que hay una tendencia asociada al desarrollo no lineal de las ondas baroclínicas a modificar el flujo barotrópico medio, produciendo aceleración del oeste hacia el sur de la latitud en que se ubica el máximo del jet inicial y aceleración del este hacia el norte de esa latitud.

Este comportamiento puede verse más claramente en la Figura 5.9 en la que se muestra la evolución de la componente barotrópica media para los distintos experimentos numéricos realizados. Es evidente, a partir de la figura, que existe una fuerte relación entre el desarrollo de la componente barotrópica media y la fricción superficial.

En los experimentos sin fricción superficial, CONTROL y CLI-NF, el cambio en la estructura meridional del flujo barotrópico medio durante la etapa de desarrollo no lineal de las perturbaciones baroclínicas es muy importante. El intenso crecimiento hacia el sur de 45°S del flujo barotrópico del oeste y hacia el norte de esa latitud del flujo barotrópico del este dá lugar a que se generen cortantes horizontales suficientemente grandes como para

posibilita el desarrollo de la inestabilidad barotrópica. La presencia de una componente barotrópica con fuerte cortante horizontal produce una advección diferencial tal que provoca un fuerte desfazaje horizontal de las ondas baroclínicas de modo que, si bien debilitan las conversiones baroclínicas, llega a producirse conversión barotrópica de energía cinética del flujo medio a las perturbaciones, con lo cual, éstas crecen barotrópicamente.

En los experimentos con fricción superficial, JET-F y CLI-F, el crecimiento de la componente barotrópica media durante el desarrollo no lineal de la inestabilidad baroclínica resulta más moderado, con cortantes horizontales más débiles. Este comportamiento está asociado con el mecanismo amortiguador de la inestabilidad baroclínica, la conversión de energía cinética de la perturbación al flujo medio, que tiene su mayor contribución durante la etapa de decaimiento del sistema baroclínico. Para los experimentos CONTROL y CLI-NF este término resulta, aproximadamente, un 30% mayor que para el experimento JET-F.

La fricción superficial actúa como factor inhibidor del desarrollo baroclínico. Si se comparan las curvas de crecimiento de la energía cinética de la perturbación para los cuatro experimentos realizados, Figura 5.10, se puede ver que las tasas de crecimiento correspondientes a los experimentos con fricción superficial son menores que para los experimentos sin fricción.

La presencia de la componente barotrópica superpuesta al flujo baroclínico también constituye un factor inhibitorio. Comparando la evolución de las curvas de energía de los experimentos CONTROL y CLI-NF es evidente que, en CLI-NF el desarrollo baroclínico resulta más vigoroso debido a que la etapa de crecimiento de las perturbaciones está caracterizada por una componente barotrópica débil y una conversión de energía cinética del flujo medio a las perturbaciones, con lo cual, éstas crecen por el desarrollo de la inestabilidad baroclínica y barotrópica.

Posterior al decaimiento del ciclo principal, excepto en el EXPERIMENTO CLI-NF, el flujo zonal medio presenta dos máximos, como se discutió en el CAPITULO IV. EN el EXPERIMENTO CLI-NF, caracterizado por una gran actividad de las perturbaciones, los transportes meridionales de calor y cantidad de movimiento son muy intensos. El transporte meridional de calor constituye una medida del proceso de mezcla horizontal de temperatura que se lleva a cabo durante el desarrollo del sistema. Debido al fuerte proceso de mezcla, el gradiente térmico resulta muy debilitado, con lo cual, se destruye la zona baroclínica, imposibilitando así el desarrollo baroclínico posterior al decaimiento del sistema.

| NOMBRE DEL EXPERIMENTO | FRICCION SUPERFICIAL | COMPONENTE BAROTROPICA INICIAL |
|------------------------|----------------------|--------------------------------|
| CONTROL | NO | SI |
| JET-F | SI | SI |
| CLI-NF | NO | NO |
| CLI-F | SI | NO |

Tabla 5.1: Características de los experimentos numéricos.

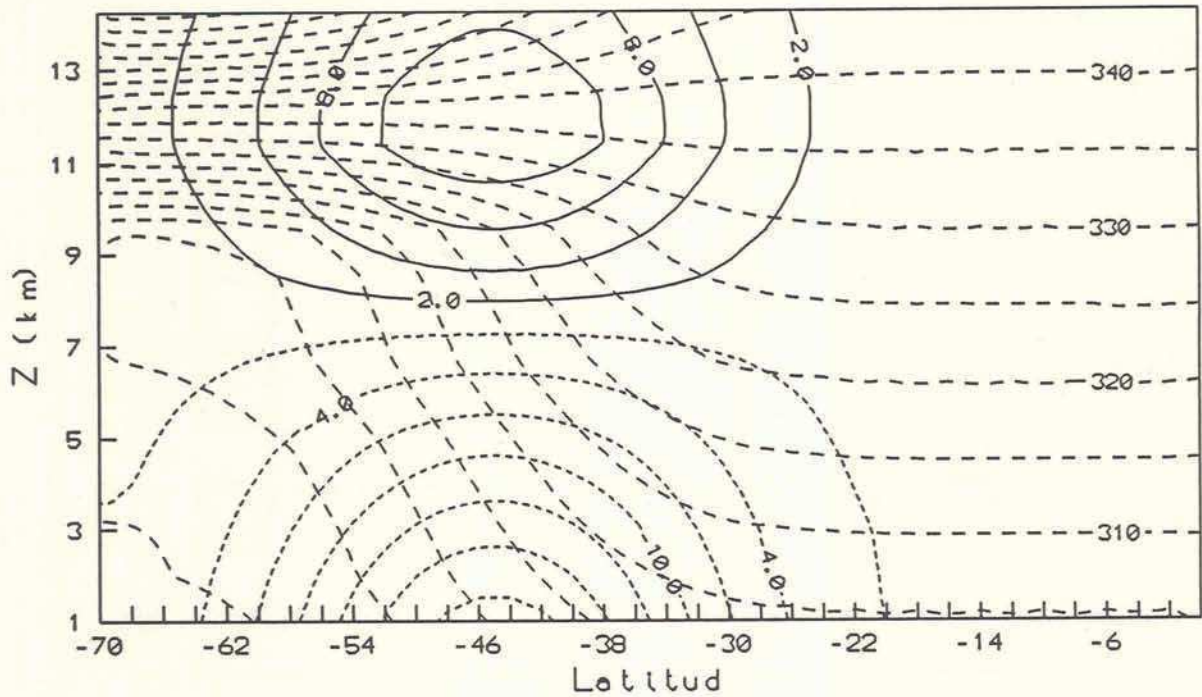


FIGURA 5.1: Estado inicial para los EXP. CLI-NF y CLI-F. Las líneas continuas y punteadas corresponden a la velocidad media zonal (en m/s), valores positivos y negativos, respectivamente. Las líneas discontinuas, a la temperatura potencial media (en K).

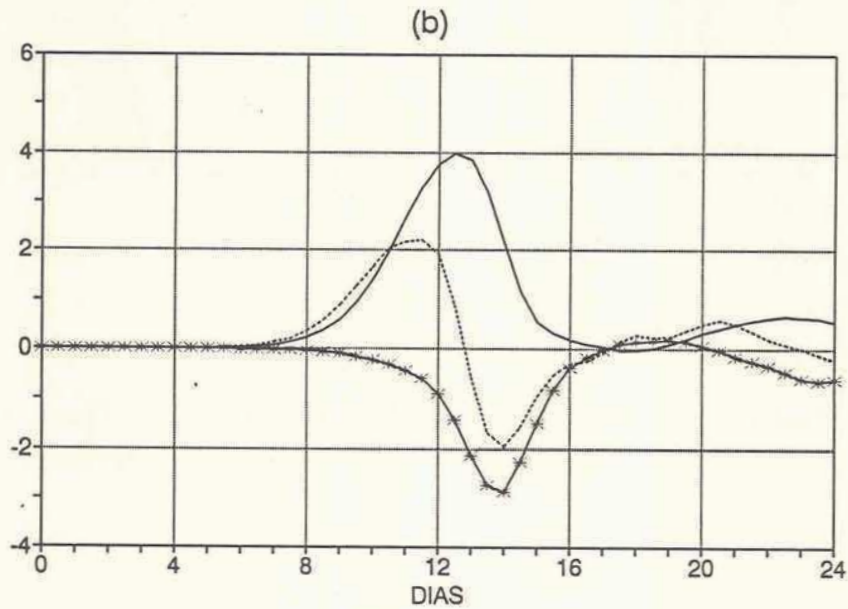
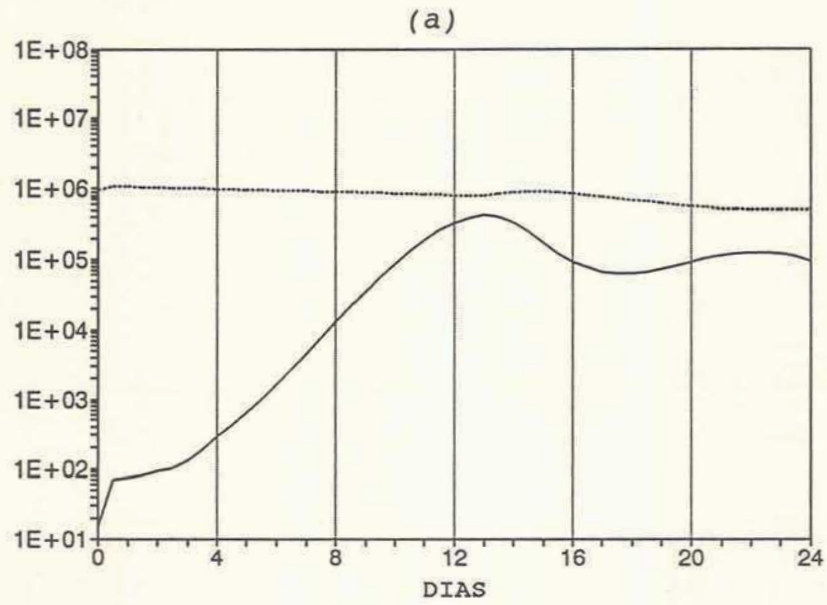


FIGURA 5.2: Evolución de la energía para el EXP. JET-F.

a) Energía cinética de la perturbación (línea
continua) y del flujo medio (línea punteada) en
 cm^2/s^2)

b) Conversiones de energía: (P1+P2) línea punteada,
P3 línea continua y K1+K2 línea continua con asteriscos.

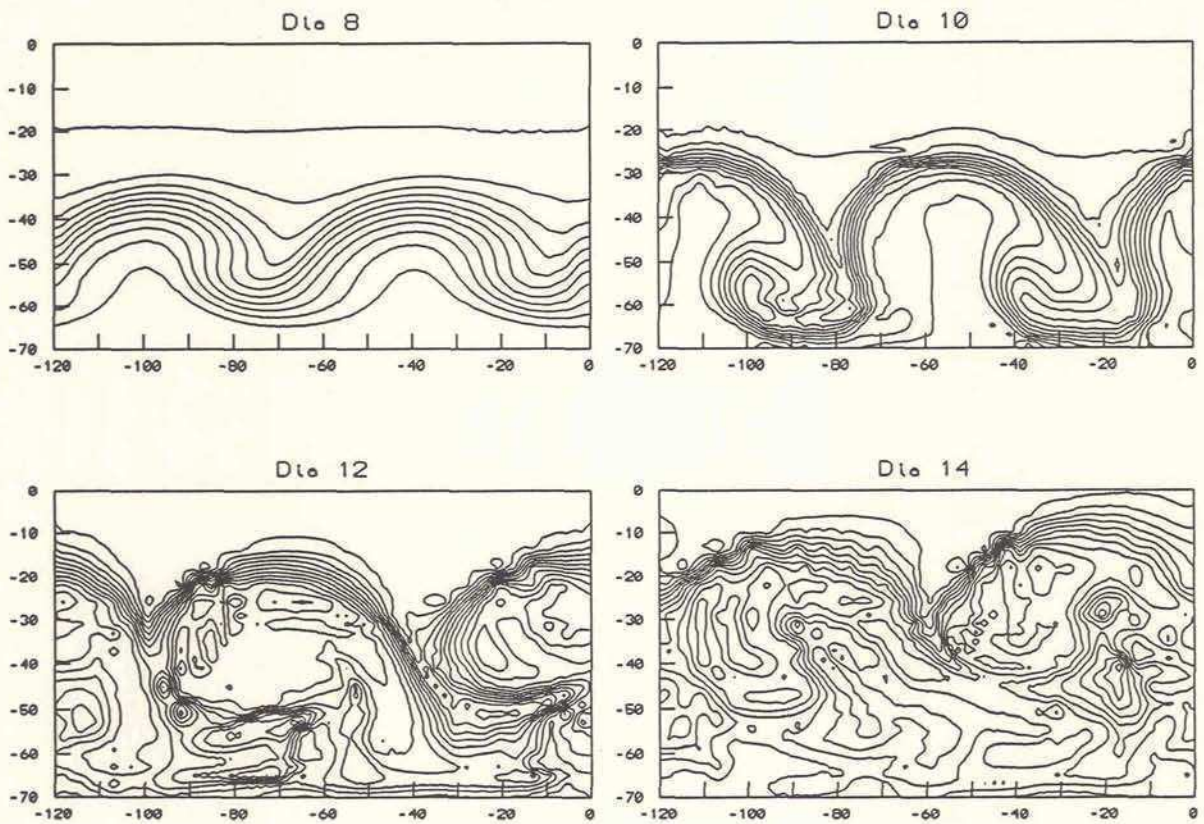


FIGURA 5.4: Evolución no lineal del campo de temperatura potencial en el nivel inferior del modelo ($z=500$ m) para el EXP. CLI-NF.

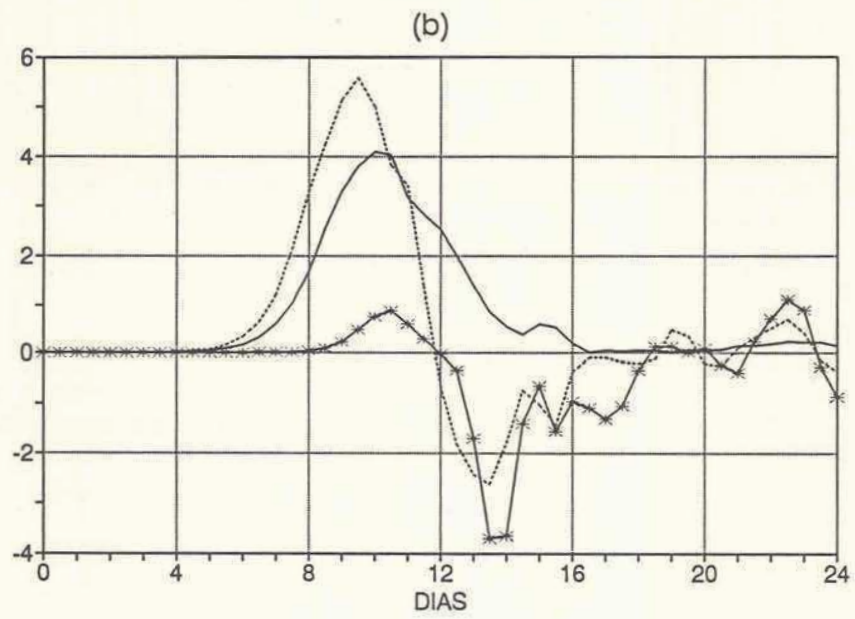
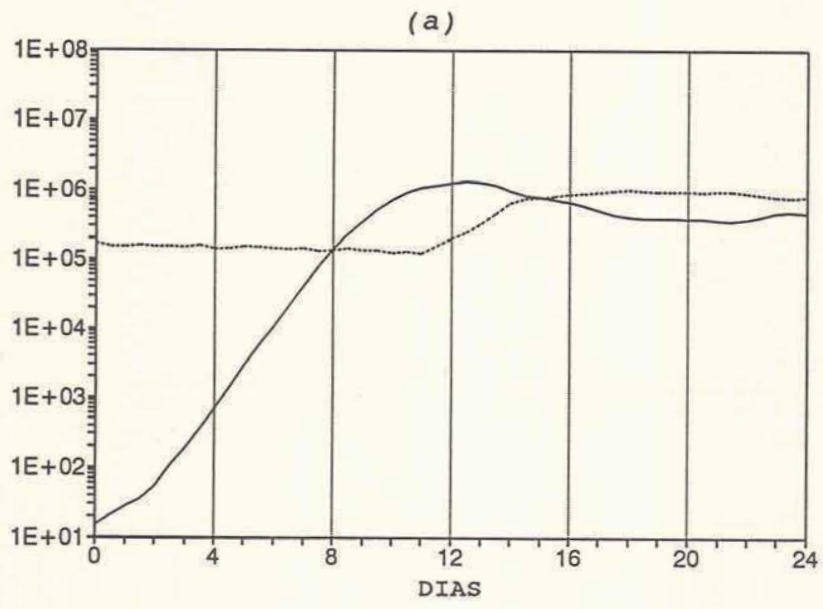


FIGURA 5.5: Idem FIGURA 5.2 para el EXP. CLI-NF.

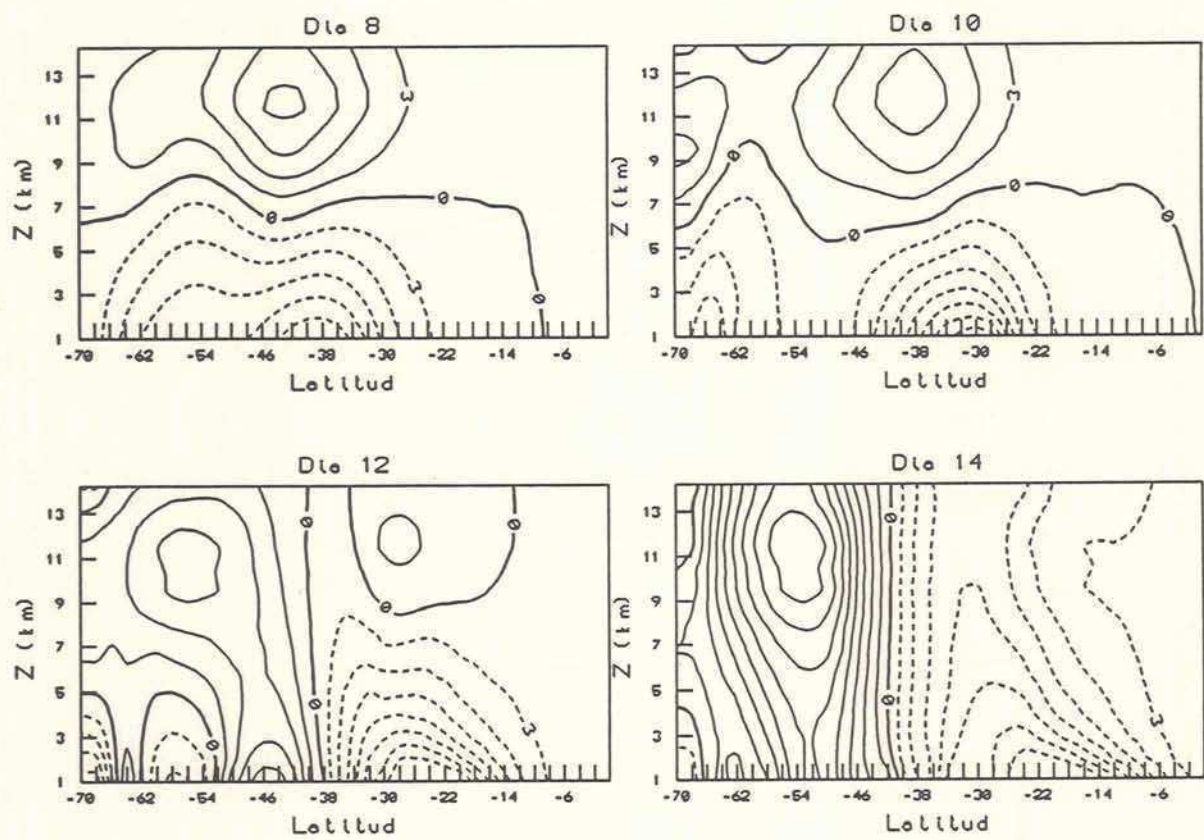


FIGURA 5.6: Idem FIGURA 5.1 para el EXP. CLI-NF.

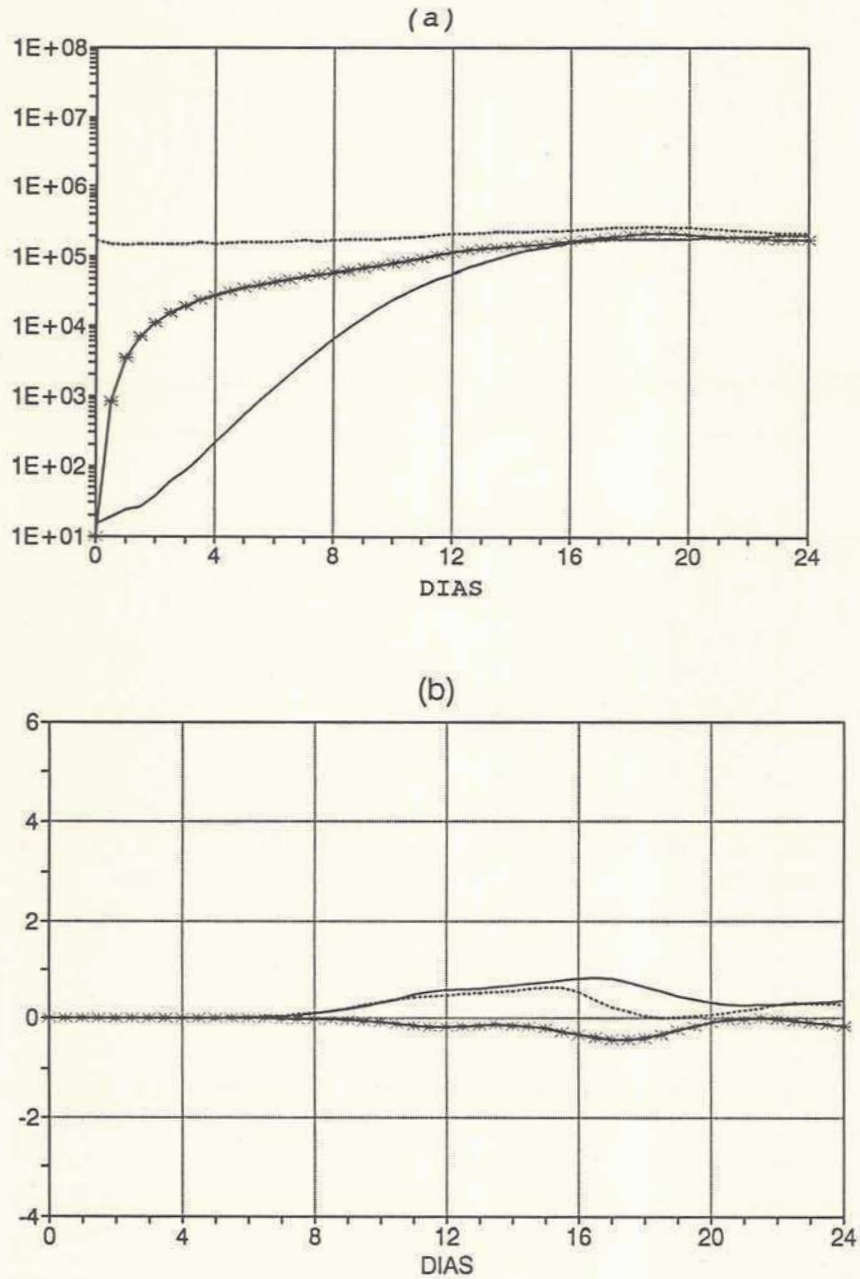


FIGURA 5.7: Idem FIGURA 5.2 para el EXP. CLI-F. (*)

(*) En la Fig. 5.7.a la evolución de la energía cinética de la componente barotrópica del flujo medio está representada con línea continua con asteriscos.

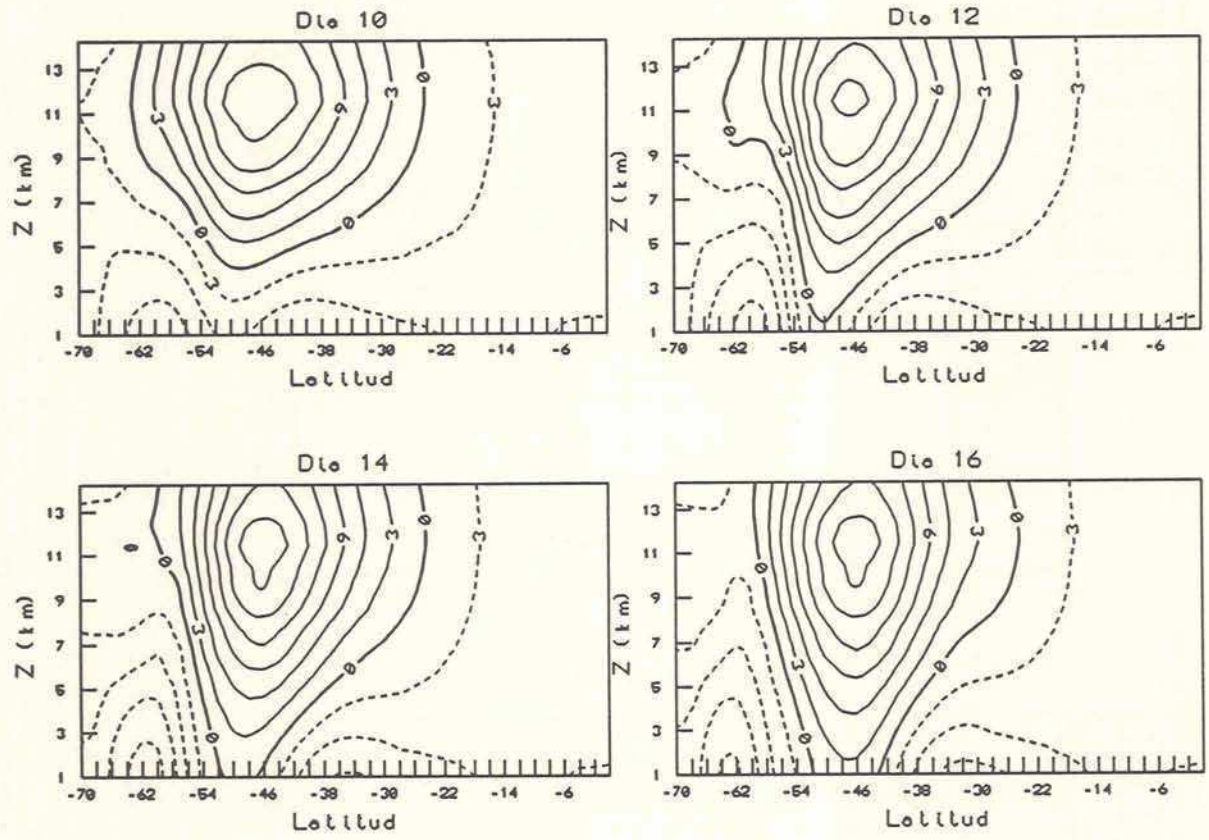


FIGURA 5.8: Idem FIGURA 5.3 para el EXP. CLI-F.

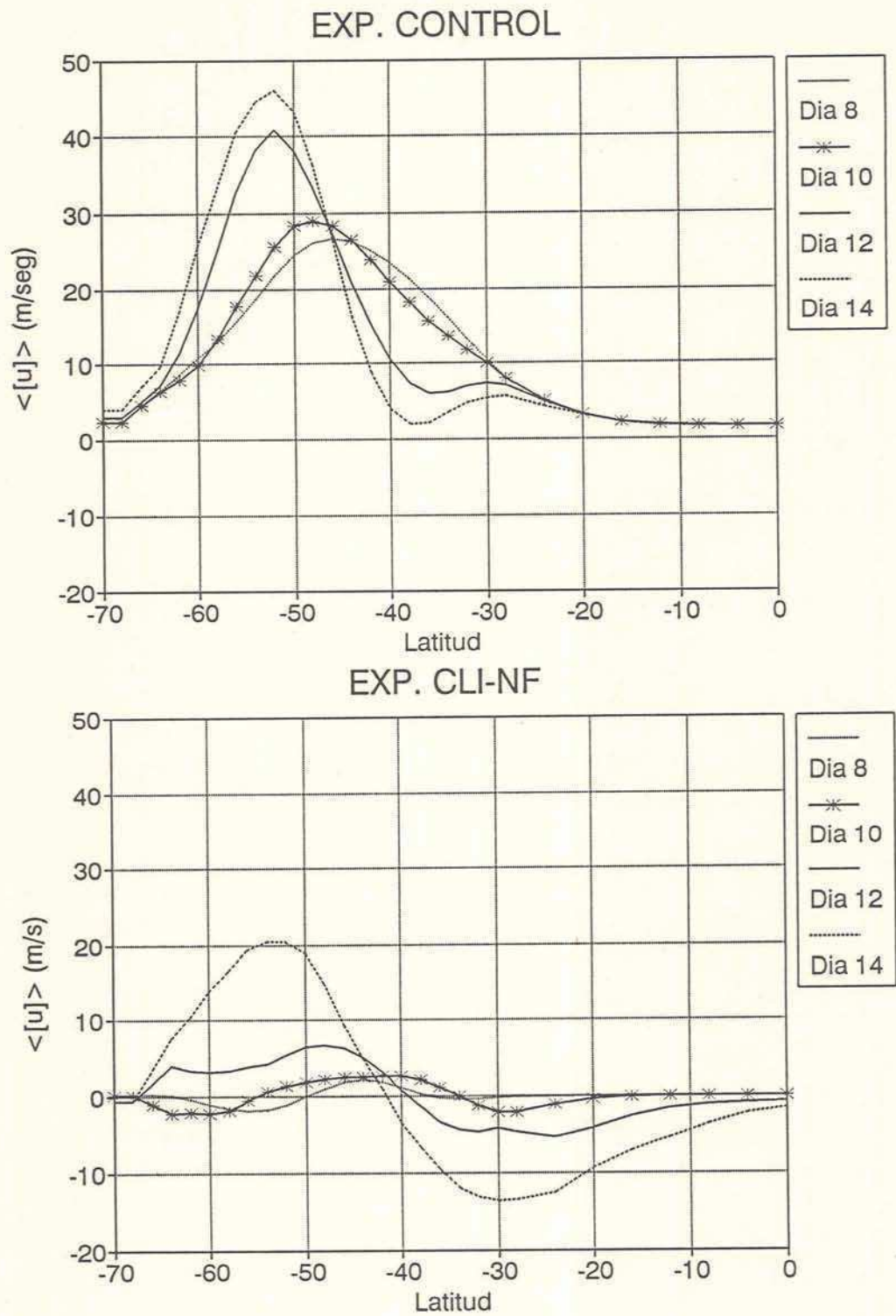


FIGURA 5.9: Evolución del jet barotrópico durante la etapa no lineal del desarrollo del sistema baroclínico.

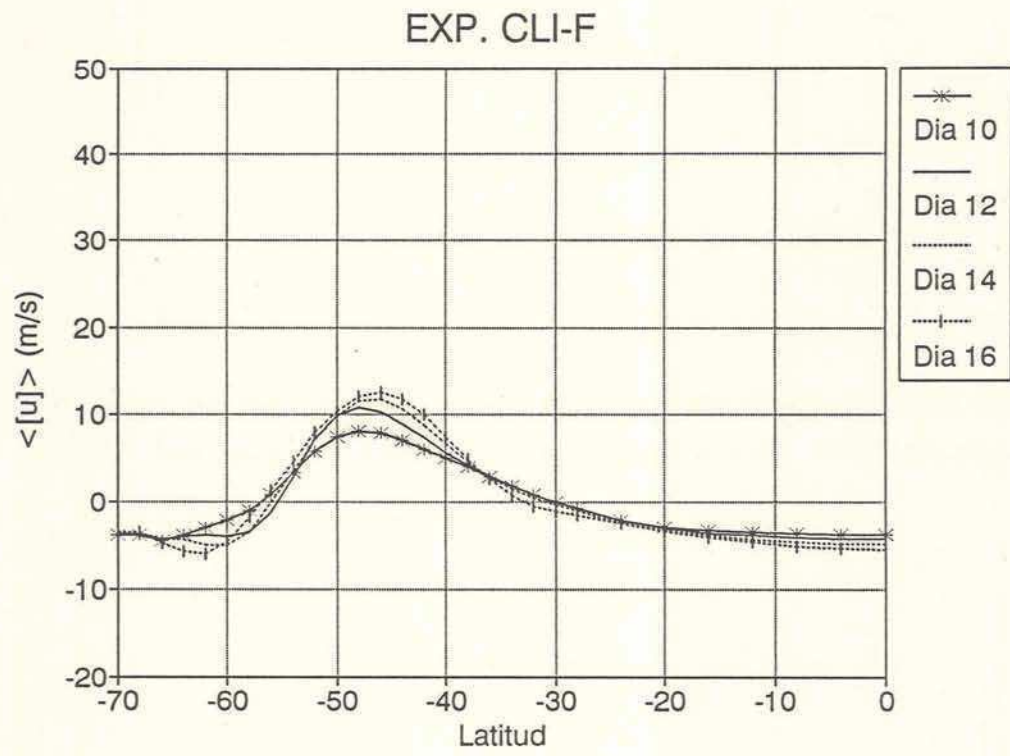
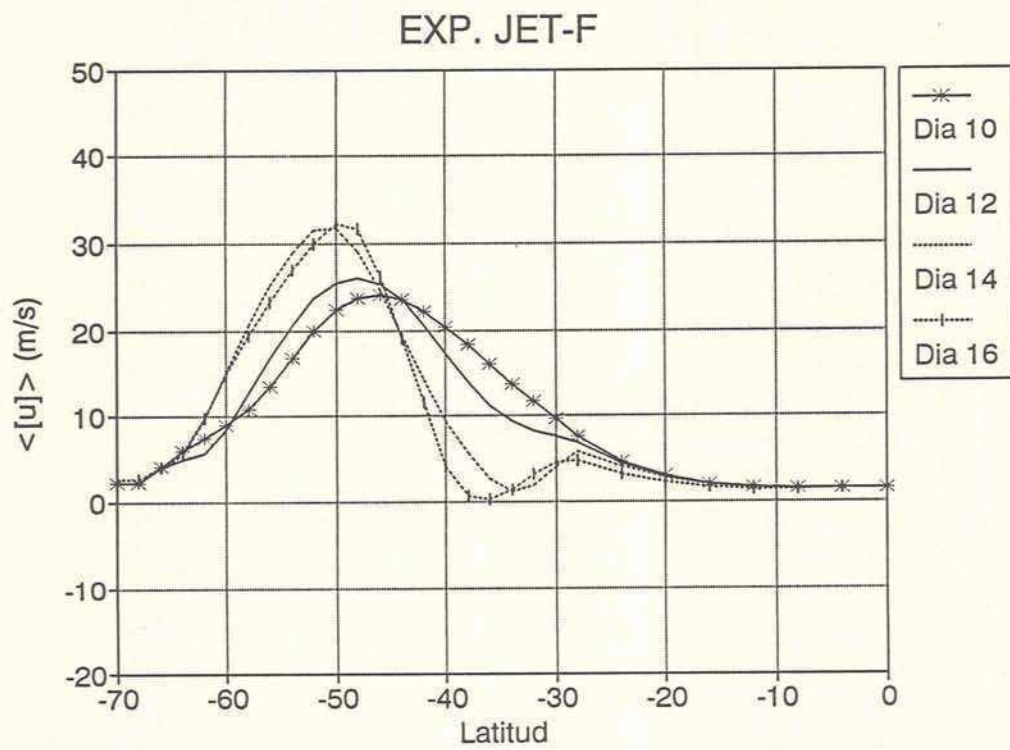


FIGURA 5.9: continuación.

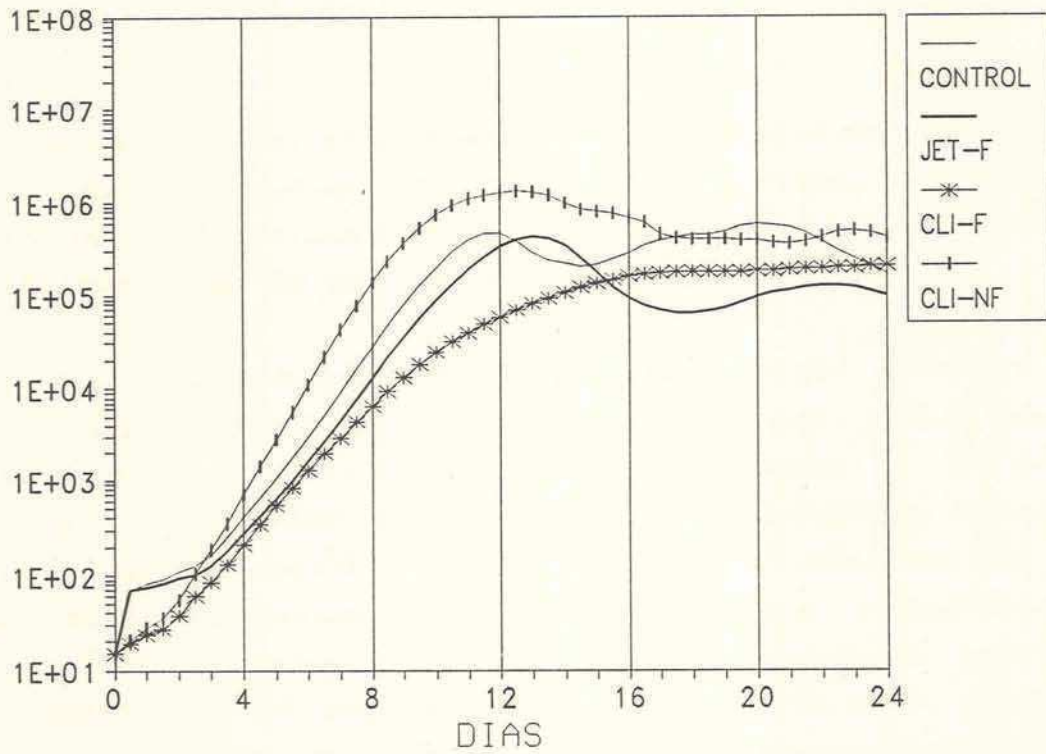


FIGURA 5.10: Evolución de la energía cinética de la perturbación para los cuatro experimentos numéricos realizados.

CAPITULO SEIS

CONCLUSIONES

Se ha presentado en esta tesis una investigación acerca de la dinámica de la inestabilidad baroclínica, cuyos resultados han mostrado características importantes asociadas al desarrollo de la inestabilidad, que se resumen a continuación.

La evolución de las perturbaciones baroclínicas inmersas en un flujo del oeste característico del Hemisferio Sur, con un máximo en latitudes medias, en capas altas, en ausencia de la fricción superficial (EXP. CONTROL), mostró las distintas etapas del desarrollo de un sistema frontal. Luego de la oclusión del mismo, se generaron dos bandas baroclínicas ubicadas, respectivamente, hacia el norte y hacia el sur de la zona baroclínica inicial. La banda baroclínica subtropical, asociada al frente frío, presenta un gradiente meridional de temperatura más intenso que la banda polar, asociada a la oclusión.

El proceso de mezcla horizontal, reflejado en los transportes meridionales, contribuye a la destrucción del gradiente meridional de temperatura inicial, reduciendo la baroclinicidad media. No obstante, aumenta la baroclinicidad a ambos lados de la zona baroclínica inicial.

Las conversiones de energía permitieron visualizar los procesos que se llevaron a cabo a lo largo del ciclo de vida de las perturbaciones. Durante la primer etapa del desarrollo baroclínico, predominan las conversiones baroclínicas, esto es, la energía cinética de la perturbación crece a expensas de la energía potencial de la perturbación, y ésta, a expensas de la energía potencial del flujo medio. No obstante, el crecimiento de las perturbaciones baroclínicas es amortiguado por los procesos

barotrópicos. Estos se intensifican durante la etapa de decaimiento de las perturbaciones baroclínicas, debilitando el sistema. Durante los ciclos secundarios las perturbaciones crecen por el desarrollo de la inestabilidad baroclínica y barotrópica, ésta última se evidencia por la conversión de energía cinética del flujo medio a la perturbación.

Los transportes meridional y vertical de calor constituyen dos mecanismos que tienden a debilitar el desarrollo baroclínico, pues contribuyen a la destrucción del gradiente meridional de temperatura, el primero, y al aumento de la estabilidad estática, el segundo.

Los transportes de calor y cantidad de movimiento muestran una buena correlación entre el flujo hacia el Polo y hacia capas altas, característico del desarrollo de la inestabilidad baroclínica.

A lo largo de la evolución del sistema baroclínico, el flujo zonal mostró cambios muy importantes en su estructura.

El desarrollo del sistema baroclínico produce el desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos bandas baroclínicas, asociadas a dos jets. El jet subtropical, centrado en 35°S , aproximadamente, mantiene una estructura baroclínica que posibilita el desarrollo de la inestabilidad baroclínica durante los ciclos secundarios y está asociado al desplazamiento del jet baroclínico hacia el Ecuador. Presenta un máximo débil en capas altas con este en superficie. El jet polar, centrado en 55°S , presenta una cortante vertical débil y cortantes meridionales muy intensas, responsables del desarrollo de la inestabilidad barotrópica observada durante la evolución de los ciclos secundarios.

Durante la etapa de crecimiento de las perturbaciones baroclínicas se produce convergencia de flujo de cantidad de movimiento hacia el Polo, que contribuye al desplazamiento e intensificación del jet hacia el sur de la zona baroclínica inicial. Hacia el Ecuador, la divergencia de flujo de cantidad de movimiento contribuye a la

desaceleración del flujo del oeste, explicando la formación de estes en capas bajas.

El desarrollo del flujo medio está dominado por el desarrollo de la componente barotrópica media. La estructura del transporte meridional de cantidad de movimiento es responsable, en gran medida, de la aceleración del flujo barotrópico medio hacia el Polo y la desaceleración hacia el Ecuador. El desplazamiento del jet baroclínico hacia el Ecuador contribuye a un aumento de la baroclinicidad hacia el Ecuador y debilitamiento de la misma hacia el Polo. Es así que, luego del desarrollo del ciclo principal, el flujo zonal presenta un jet Polar intenso, con una estructura marcadamente barotrópica, con fuertes cortantes meridionales y débil baroclinicidad y un jet subtropical débil, con estes en superficie, con una estructura baroclínica que permite el desarrollo de inestabilidades secundarias.

El análisis del gradiente meridional de vorticidad potencial cuasigeostrofica reflejó el desarrollo de la inestabilidad baroclínica durante el ciclo principal de evolución del sistema y el crecimiento de las perturbaciones debido al desarrollo de la inestabilidad baroclínica y barotrópica durante la evolución de los ciclos secundarios. Durante el desarrollo de los ciclos secundarios, el crecimiento barotrópico de las perturbaciones se produjo en bandas de latitud ubicadas en el flanco polar de los dos jets.

Los resultados emanados de los experimentos numéricos en los que se combinaron la presencia de la fricción superficial y del flujo barotrópico inicial, permitieron visualizar la influencia de ambos factores en el desarrollo del sistema baroclínico.

La fricción superficial tiene un profundo efecto sobre el desarrollo de la componente barotrópica: en todos los experimentos numéricos realizados se ha observado que el desarrollo no lineal del sistema baroclínico induce una modificación en la estructura

del flujo barotrópico, produciendo aceleración del oeste hacia el sur del máximo del jet inicial y aceleración del este, hacia el norte.

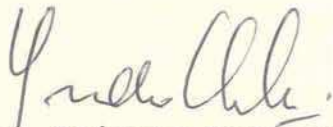
En los experimentos sin fricción superficial el cambio sufrido en la estructura del flujo barotrópico medio es muy importante, alcanzando, la componente barotrópica media, velocidades muy intensas. Este proceso dá lugar a que se generen cortantes horizontales suficientemente intensas y confinadas meridionalmente como para posibilitar el desarrollo de la inestabilidad barotrópica, que se observa durante los ciclos secundarios.

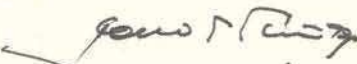
Este mecanismo se debilita cuando la fricción superficial actúa sobre el sistema. El desarrollo de la componente barotrópica media es, en este caso, más moderado, con cortantes meridionales más débiles y, por ese motivo, en los experimentos con fricción superficial, durante los ciclos secundarios se inhibe el desarrollo de la inestabilidad barotrópica.


En el experimento inicializado con un flujo puramente baroclínico, con fricción superficial, se mostró que la presencia de la fricción contribuye al crecimiento de la componente barotrópica media, durante los primeros días de evolución lineal del sistema, cuando las perturbaciones tienen amplitud pequeña. En esta etapa de desarrollo del sistema baroclínico, la velocidad de crecimiento de la componente barotrópica media en presencia de fricción superficial resultó proporcional al cuadrado de la velocidad en superficie. Siendo el flujo inicial puramente baroclínico, la velocidad en superficie es muy intensa, con lo cual, se explica el crecimiento explosivo de la componente barotrópica.

La presencia de una componente barotrópica media inhibe al desarrollo de la inestabilidad baroclínica debido a que modifica la estructura de los modos normales, con lo que disminuyen las conversiones de energía baroclínicas. Asimismo, la presencia de la fricción superficial también debilita el desarrollo baroclínico.

Los resultados obtenidos muestran que tanto la presencia de la fricción superficial como la presencia de una componente barotrópica superpuesta al flujo baroclínico inicial tienen un efecto inhibitor sobre el desarrollo del sistema baroclínico. Asimismo, es importante el efecto secundario de la fricción superficial sobre el desarrollo del flujo barotrópico y su influencia en la inestabilidad de los ciclos secundarios.


Dr. Isidoro Orlanski
Director de Tesis
29/7/93


Dr. Mario Núñez
Co-director de Tesis


Lic. Silvina Solman
Tesisista

REFERENCIAS

- * Brown J. A. (1969): A Numerical Investigation of Hydrodynamic Instability and Energy Conversions in the Cuasi-geostrophic Atmosphere. Part I. J. Atmos. Sci., 26, 352-365.
- * Charney J.G. (1947): The Dynamics of Long Waves in a Baroclinic Westerly Current. J. Meteor., 4, 135-162.
- * Charney J.G. y Stern M.E. (1962): On the Stability of Internal Baroclinic Jets in a Rotating Atmosphere. J. Atmos. Sci., 19, 159-172.
- * Eady E. (1949): Long Waves and Cyclone Waves. Tellus 1, 33-52.
- * Gall R. (1976)a: A Comparision of Linear Baroclinic Instability Theory With the Eady Statistics of a General Circulation Model. J. Atmos. Sci., 33, 349-373.
- * Gall R. (1976)b: Structural Changes of Growing Baroclinic Waves. J. Atmos. Sci., 33, 374-390.
- * Gill A.E. (1982): Atmospheric-Ocean Dynamics. Academic Press, 662 pp.
- * James I. y Gray L. (1980): Concerning on the Effect of Surface Drag on the Circulation of a Baroclinic Planetary Atmosphere. Quart. Roy. Meteor. Soc., 112, 1231-1250.
- * James I. (1987): Supression of Baroclinic Instability in Horizontally Sheared Flows. J. Atmos. Sci., 44, 3710-3720.
- * Karoly D.J. y Oort A.H. (1987): A Comparision of Southern Hemisphere Circulation Statistics Based on GFDL and Australian Analyses. Mon. Wea. Rev., 115, 2033-2059.

- * Kuo A. L. (1949): Dynamic Instability of Two-dimensional Non-divergent flows in a Barotropic Atmosphere. *J. Meteor.*, 6, 105-122.
- * Lorenz E.N. (1960): Energy and Numerical Weather Prediction. *Tellus*, 12, 871-883.
- * Nakamura N. (1989): Dynamics of Baroclinic Instability in Rapid Cyclogenesis. PhD. Thesis, Princeton University.
- * Oort A. H. y Rasmusson E. R. (1971): Atmosphere Circulation Statistics . NOAA Prof. Pap. 5. [U.S. Govt. Printing Office, Stock No. 0317-0045, c55.25:5]
- * Oort A.H. (1983): Global Atmosphere Circulation Statistics. 1958-1973. NOAA Professional Pap. No. 14, U.S Govt. Printing Office, Washington, D.C.
- * Orlanski I. (1986): Localized Baroclinicity: A Source for Meso- α Cyclones. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2857-2885.
- * ————— y Katzfey J. (1991)a: The Life Cycle of a Cyclone Wave in the Southern Hemisphere Part I: Eddy Energy Budget. *J. Atmos. Sci.*, 48, 1972-1998
- * —————, Katzfey J., Menendez C. y Marino M. (1991)b: Simulation of an Extratropical Cyclone in the Southern Hemisphere: Model Sensitivity. *J. Atmos. Sci.*, 48, 2293-2311.
- * Pedlosky J. (1964): The Stability of Currents in the Atmosphere and the Ocean. Part I. *J. Atmos. Sci.*, 21, 208-219.
- * ————— (1970): Finite Amplitude Baroclinic Waves. *J. Atmos. Sci.*, 27, 15-30.

- * ————— (1971): Finite Amplitude Baroclinic Waves with Small Dissipation. J. Atmos. Sci., 28, 587-597.
- * ————— (1972): Limit Cycles and Unstable Baroclinic Waves. J. Atmos. Sci., 29, 53-63.
- * Phillips N.A. (1954): Energy Transformations and Meridional C Circulations Associated with Single Baroclinic Waves in a two-level quasi-geostrophic Model. Tellus, 6, 273-286.
- * Randel W.J. y Stevens D.E. (1987): A Study of Planetary Waves in the Southern Winter Troposphere and Stratosphere. Part II: Life Cycles. J. Atmos. Sci., 44, 936-949.
- * ————— (1988): The Seasonal Evolution of Planetary Waves in the Southern Hemisphere Stratosphere and Troposphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 114, 1385-1409.
- * Simmons A.J. y Hoskins B.J. (1976): Baroclinic Instability on the Sphere: Normal Modes of the Primitive and Quasi-geostrophic Equations. J. Atmos. Sci., 34, 581-588.
- * ————— y ————— (1977)a: Baroclinic Instability on the Sphere: Solutions with a More Realistic Tropopause. J. Atmos. Sci., 34, 581-588.
- * ————— y ————— (1978): The Life Cycles of Some Nonlinear Baroclinic Waves. J. Atmos. Sci., 35, 414-432.
- * ————— y ————— (1980): Barotropic Influences on the Growth and Decay of Nonlinear Baroclinic Waves. J. Atmos. Sci., 37, 1679-1684.
- * Simons T.J. (1972): The Nonlinear Dynamics of Cyclone Waves. J. Atmos. Sci., 29, 38-52.

- * Song R. T. (1971): A Numerical Study of the Three-dimensional Structure and Energetics of Unstable Disturbances in Zonal Currents. Part II. J. Atmos. Sci., 26, 376-389.
- * Stuart J.T. (1960): On the Nonlinear Mechanics of Wave Disturbances in Stable and Unstable Pararell Flows I, J. Fluid Mech., 9, 353-370.
- * Trenberth K.E. (1981): Observed Southern Hemisphere Eddy Statistics at 500 mb: Frequency and Spatial Dependence. J. Atmos. Sci., 38, 2585-2605.
- * ————— (1986)a: The Signature of a Blocking Episode on the General Circulation in the Southern Hemisphere. J. Atmos. Sci., 43, 2061-2069.
- * ————— (1986)b: An Assesment of the Impact of Transient Eddies on the Zonal Flow During Blocking Episopde Using Localized Eliassen-Palm Flux Diagnostics. J. Atmos. Sci., 43, 2070-2087.
- * ————— (1987): The Zonal Mean Westerlies Over the Southern Hemisphere. Mon. Wea. Rev., 115, 1528-1533.
- * Valdés P.J. y Hoskins B.J. (1988): Baroclinic Instability of the Zonally Averaged Flow with Boundary Layer Damping. J. Atmos. Sci., 45, 1584-1593.
- * Watson J. (1960): On the Nonlinear Mechanics of Waves Disturbances in Stable and Unstable Pararell Flows. II, J. Fluid Mech., 9, 371-389.
- * Willams G.P. (1974): Generalized Eady Waves. J. Fluid Mech., 62, 643-655.