

Tesis Doctoral

# Influencia de la Cordillera de los Andes sobre las perturbaciones baroclínicas invernales

Campetella, Claudia M.

2005

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

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

Cita tipo APA:

Campetella, Claudia M.. (2005). Influencia de la Cordillera de los Andes sobre las perturbaciones baroclínicas invernales. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Campetella, Claudia M.. "Influencia de la Cordillera de los Andes sobre las perturbaciones baroclínicas invernales". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2005.

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES  
Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los océanos

***Tesis doctoral***  
***Influencia de la Cordillera de los Andes sobre las perturbaciones baroclínicas invernales***

Tesista: Claudia M. Campetella

Director: Carolina S. Vera

Lugar de Trabajo

Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos  
Centro de Investigaciones del Mar y la Atmósfera (UBA-CONICET)

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

Diciembre 2005

***A mi padre,***  
que, navegando eternamente por los mares,  
espero se sienta orgulloso y feliz.

***A Claudio, Nico y Vale,***  
mi familia y sostén.

## AGRADECIMIENTOS

---

Como es lógico, el primer agradecimiento es hacia mi Directora de Tesis, Carolina Vera. Pero no lo hago por mero compromiso. Con Carolina nos une una relación personal que se remonta a nuestros años de estudiantes, en los que hemos compartido horas de estudio en la biblioteca, perdidas entre vaguadas, cuñas e inestabilidades....y .... mate. En lo estrictamente profesional, mi Agradecimiento con mayúscula por la paciencia que me tuvo en todos estos años y por ayudarme a abordar los problemas científicos. Gracias!! por todo lo que me enseñaste y cómo me has guiado en este trabajo, que si tuvo demoras, es toda mi responsabilidad.

A Celeste Saulo le agradezco su amistad, constante estímulo y consejos que me han impulsado principalmente en la etapa final de este trabajo de tesis.

A Matilde Nicolini le agradezco haber mostrado interés y preocupación constante por mi trabajo. Le agradezco además el haber sido un pilar muy importante en mi formación, tanto profesional como docente.

A Inés Velasco le agradezco su calidez humana, comprensión y guía en los mis primeros pasos en la investigación científica.

El agradecimiento hacia Norma Possia, por ser mi consejera y mi cable a tierra cuando los problemas me sobrepasan. Gracias por estar siempre!

Quiero agradecer también a Silvina Solman, quien me facilitó el modelo y me ayudó en mis primeras simulaciones numéricas.

Un agradecimiento especial a Mario Nuñez, quien me ha facilitado toda la infraestructura del CIMA para poder desarrollar este trabajo, y me brindó su apoyo incondicional en todo este tiempo.

Bibi, Marcela, Olga, Marisa, Elizabeth, Matu, gracias por estar siempre!

A todos los miembros del Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos y el CIMA les agradezco por todo el apoyo brindado. Además, mi agradecimiento a los alumnos del DCAO, quienes de una u otra manera han ayudado a mi crecimiento profesional. Un especial agradecimiento a Juan, antes alumno y ahora colega, quien en este último cuatrimestre me ha cubierto en la docencia para que yo pudiera concluir este trabajo.

No hubiera llegado a esta etapa sin el sostén de mi familia. Mis padres y hermanos quienes me ayudaron y me brindaron su apoyo incondicional desde mis años de estudiante. Claudio, Nico y Vale que siempre valoraron mi trabajo, me dieron ánimo para seguir adelante y soportaron, últimamente, los cambios en mi estado de ánimo.

## Resumen

---

La cordillera de los Andes produce importantes modificaciones en la estructura y evolución de las ondas baroclínicas que afectan el sur de Sudamérica que hasta el momento no han sido totalmente explicados. En consecuencia, este trabajo de Tesis reproduce mediante simulaciones numéricas tal evolución de las ondas baroclínicas y se identifica cuáles son las características morfológicas de los Andes que las dominan. Para alcanzar este objetivo general se realizaron simulaciones con un modelo numérico tridimensional en ecuaciones primitivas, hidrostático y seco basado en el sistema anelástico Boussinesq, con geometría esférica y la altura ( $z$ ) como coordenada vertical. A este modelo se le incluyó una representación realista de los Andes, que retuvo todas las características salientes de los mismos: altura, pendientes y cambio en la orientación. Las condiciones iniciales fueron determinadas de forma de simular las perturbaciones sinópticas que alcanzan latitudes subtropicales de Sudamérica durante el invierno y que crecen embebidas en la Corriente en Chorro subtropical.

Las simulaciones muestran que al atravesar los Andes una perturbación ciclón durante el invierno: **i)** sufre un debilitamiento en niveles bajos mientras se desplaza sobre la orografía alrededor de los  $40^{\circ}\text{S}$ , **ii)** luego comienza a reorganizarse a sotavento, en una latitud más al norte respecto de la inicial a barlovento, **iii)** en niveles altos, el tren de ondas sigue una trayectoria casi zonal mientras se desplaza desde el este, **iv)** Este diferente comportamiento entre los niveles bajos y altos, produce un desacople de  $180^{\circ}$  entre la fase de la perturbación en niveles altos y aquella en niveles bajos, debilitando en consecuencia los procesos que favorecen el desarrollo baroclínico, y **vi)** alrededor de 1000 km hacia el este de los Andes, la perturbación reestablece su estructura baroclínica y el ciclón en niveles bajos se intensifica.

Los estudios de sensibilidad muestran que con Andes de altura reducida a la mitad de la observada, la perturbación tiene una velocidad de fase mayor, no se desplaza hacia el Norte y es menos intensa. Por lo tanto se concluye que la altura de los Andes es el factor determinante en la extensión de la vaguada hacia el NO y en la disminución de la velocidad de fase de las ondas. Asimismo, cuando se duplica la

extensión lateral, las advecciones de temperatura exhiben una menor extensión meridional.

Los resultados de las simulaciones tanto para el invierno como para el verano muestran que la interacción de las ondas baroclínicas y los Andes, producen la intensificación del flujo del norte en niveles bajos al este de los Andes hacia el sur de su posición climatológica sin necesidad de incluir fuentes de calor diabático ni procesos húmedos.

## Abstract

---

The Andes cordillera produces strong modifications in the structure and evolution of the baroclinic waves moving along the southern portion of South America, that have not been explained so far. Therefore, performing numerical simulations this work reproduce such modifications and identify the morphologic features of the Andes have strongest influence. A primitive equation model, hydrostatic, dry and based on the Boussinesq system was used. It includes spherical geometry and the vertical height ( $z$ ) as vertical coordinate. A realistic representation of the Andes was included that includes the most relevant features of this orography like its steep slopes, its height and its geographical orientation. Initial conditions are based on the features of the observed mean flow in the vicinity of South America that during winter, they are associated with the Subtropical Jet.

Simulations show that a cyclonic perturbation evolving across the Andes during winter: i) weakens at low levels while it moves over the orography along the  $40^{\circ}\text{S}$ ; ii) it reorganizes on the lee side at a latitude equatorward from the initial one upwind; iii) at upper levels, the perturbation follows a more zonal trajectory while it moves eastward, iv) the different behavior between upper and lower levels, results in a  $180^{\circ}$  out-of-phase in the vertical structure of the perturbation, reducing the associated baroclinicity; v) once the low-level perturbation is located at around 1000 km eastward from the Andes, intensifies due to and increased baroclinicity.

Sensitivity experiments show that in cases with Andes with a half of the observed, the perturbation exhibits a larger phase speed, a more zonal propagation, and lower rates of intensification. It can be then concluded that the Andes height is responsible of the northwestern extension of the trough on the lee and its reduced phase speed. Moreover, experiments with lateral extension of the Andes doubled, show temperature advections less extended meridionally.

Finally, simulations not only for winter but also for summer show that the interaction between baroclinic waves and the Andes produce a intensification of the northerly low-level flow on the lee, southward from its climatological maximum, in absence of diabatic heating and moisture processes.



# Índice

---

## Capítulo 1

<b>Introducción y objetivos</b> .....	1
1.1 Consideraciones generales.....	1
1.2 Evidencias observacionales de la influencia de los Andes sobre las perturbaciones baroclínicas.....	5
1.3 Naturaleza del aporte original.....	7

## Capítulo 2

<b>El modelo numérico</b> .....	12
2.1 Introducción .....	12
2.2 Descripción del modelo numérico .....	12
2.3 Características del modelo numérico .....	14
2.4 El flujo básico inicial .....	16

## Capítulo 3

<b>Inclusión de la orografía en el modelo numérico. Estudio de interacción entre el flujo medio barotrópico y la orografía</b> .....	20
3.1 Introducción .....	20
3.2 introducción de la orografía en el modelo numérico .....	22
3.2.1 Orografía teórica .....	24
3.2.2 Orografía realista .....	24
3.3 Interacción entre un flujo medio barotrópico y diferentes orografías teóricas.....	26
3.3.1 Caso sin rotación .....	26

3.3.2 Con rotación .....	29
3.4 Interacción entre un flujo medio barotrópico y los Andes .....	30

## **Capítulo 4:**

### **Evolución de una perturbación baroclínica en ausencia de orografía. ...47**

4.1 Introducción .....	47
4.2 La perturbación inicial .....	48
4.2.1 Formulación de la perturbación inicial .....	48
4.2.2 Evolución temporal de la perturbación inicial .....	50

## **Capítulo 5**

### **Evolución de las perturbaciones baroclínicas invernales en**

### **presencia de los Andes .....** 57

5.1 Introducción .....	57
5.2 Condiciones iniciales .....	58
5.3 Evolución y estructura de las perturbaciones .....	60
5.3.1 Ondas baroclínicas invernales y la corriente en chorro en Capas bajas .....	64
5.3.2 Diagnóstico de la ecuación de vorticidad perturbada .....	65
5.3.3 Análisis de la ecuación termodinámica.....	66

## **Capítulo 6**

### **Experimentos de sensibilidad .....**82

6.1 Introducción .....	82
6.2 Experimentos de sensibilidad.....	83
6.2.1 Andes más bajos .....	84
6.2.2 Andes más anchos .....	85

6.2.3 Flujo medio más intenso .....	87
-------------------------------------	----

## **Capítulo 7**

### **Influencia de los Andes sobre la circulación de verano**

7.1 Introducción .....	100
7.2 Condiciones iniciales .....	101
7.3 Interacción entre las perturbaciones ciclónicas invernales y los Andes .....	102
7.3.1 Evolución horizontal y vertical de las perturbaciones .....	102
<b>Conclusiones</b> .....	111
<b>Apéndice I</b> .....	118
<b>Referencias</b> .....	122

# CAPÍTULO I

## Introducción y objetivos

---

### **1.1 Consideraciones generales**

Las montañas ejercen una considerable influencia sobre la atmósfera en un amplio rango de escalas temporales y espaciales. La distribución global de la orografía produce efectos importantes sobre la circulación general de la atmósfera y por lo tanto también sobre el clima regional y global. La tensión inducida por la orografía es un factor importante que influye en la intensidad del flujo zonal medio, siendo además uno de los forzantes de las ondas planetarias en latitudes medias. El trabajo de Charney y Eliassen (1949) fue pionero en el estudio de la orografía sobre el flujo atmosférico de gran escala. En este trabajo y luego Bolin (1950), utilizando modelos lineales barotrópicos, los autores concluyen que las perturbaciones estacionarias de gran escala en latitudes medias se generan en gran medida como respuesta al forzante orográfico. Posteriormente, Smagorinsky (1953) mostró que el forzante térmico es otro de los responsables de esas ondas estacionarias. Kalnay-Rivas y Merkiné (1981) realizaron simulaciones numéricas con un modelo barotrópico, el que integraron en un canal de gran longitud incluyendo una montaña con perfil gaussiano y una fuente de perturbaciones ciclónicas corriente arriba de la misma. Los autores muestran que pueden generarse condiciones de bloqueo como un efecto de resonancia de ondas de Rossby forzadas por dos fuentes estacionarias como las mencionadas. Berbery y Núñez (1989) realizaron experimentos numéricos utilizando un modelo hemisférico de aguas poco profundas y comprobaron que un episodio de bloqueo observado sobre el oeste del océano Atlántico responde al efecto de resonancia propuesto por los autores previamente mencionados.

Numerosos autores han estudiado la influencia de la orografía sobre el flujo medio mediante modelos numéricos, con distinto grado de complejidad, como por ejemplo Kasahara y Washington (1971), Manabe y Terpstra (1974), Hoskins y Karoly (1981) Jacquim y Lindzen (1985), Valdes y Hoskins (1991). Por ejemplo Held (1983),

realizó simulaciones con y sin orografía para el Hemisferio Norte encontrando que los anticiclones en superficie que aparecen en las medias climatológicas cerca de las mayores cadenas montañosas son simuladas mejor cuando se incluye la topografía. Esto coincide con lo encontrado en estudios observacionales.

El análisis de las trayectorias de ciclones y anticiclones en la vecindad de cadenas montañosas (Whittaker y Horn, 1984) revela que los anticiclones continentales tienden a tener trayectorias paralelas a la orientación de las cadenas montañosas. Este comportamiento es particularmente evidente en las irrupciones de aire frío. Garreaud (1999, 2000) estudió en forma muy detallada las irrupciones de aire frío que afectan el sur de Sudamérica, mostró que la pendiente, elevación y extensión de los Andes juegan un rol importante ya que bloquean el flujo del este en capas bajas sobre el flanco norte del anticiclón a sotavento de los Andes. La desaceleración del flujo induce una componente ageostrófica hacia el norte que se extiende unos 700 a 1000 km de la ladera oriental y con una propagación semejante a una onda de Rossby topográfica.

Las ondas de Rossby topográficas (ORT), las ondas de Kelvin y ondas de gravedad son tres de los más importantes tipos de perturbaciones inducidas por la topografía. En particular, las ORT pueden excitarse por ejemplo a lo largo de un terreno con pendiente. Las ORT pueden excitarse cuando un fluido se mueve sobre un terreno con altura variable y deben su existencia a la conservación de la vorticidad potencial. Longuet-Higgins (1965) fueron los primeros en proponer los mecanismos de generación y propagación de las ORT. En pendientes suaves y uniformes, la componente del flujo paralela o normal a la montaña están aproximadamente en balance geostrófico. Las perturbaciones en los campos de movimiento y altura decaen exponencialmente a medida que se alejan de la topografía en una distancia comparable con el ancho del obstáculo y con una escala vertical similar a la profundidad del fluido.

En el caso ideal de una barrera topográfica extendida meridionalmente, en la que su altura decrece exponencialmente en la dirección perpendicular a la misma ( $h_0 = h_{\max} e^{-2\lambda x}$ ), la velocidad de fase de propagación de las ORT ( $C_R$ ) será

$$C_R = \frac{2f\lambda}{k^2 + l^2 + \lambda^2}$$

con  $k$  y  $l$  números de onda en las direcciones  $x$  e  $y$  respectivamente.

La influencia de las Rocallosas, como ejemplo de orografías orientadas meridionalmente, sobre las perturbaciones baroclínicas ha sido estudiada extensamente.

Hsu (1987), realizó un estudio para Hemisferio Norte y encontró que los sistemas en niveles bajos se propagan en forma paralela a las montañas, en particular por ejemplo sobre la ladera este de las Rocallosas. Las ORT, inducidas como consecuencia de la conservación de la vorticidad potencial de un fluido que cruza la montaña, contribuyen a la propagación de la circulación en niveles bajos que tiende a seguir la forma del terreno.

Las simulaciones numéricas con orografías teóricas (elongadas zonalmente representando los Alpes y elongadas meridionalmente representando las Rocallosas) logran representar muchas de las características observadas. Buzzi et al. (1990) realizan simulaciones con un modelo de dos capas cuasigeostrófico y encuentran que las perturbaciones son fuertemente modificadas por la orografía orientada meridionalmente. Las perturbaciones que avanzan sobre la montaña son desviadas hacia el norte y rápidamente aparece un nuevo máximo a sotavento. Bannon (1992) utiliza un modelo cuasigeostrófico para estudiar la ciclogénesis al este de las Rocallosas, y muestra que la perturbación ciclónica se desplaza hacia el polo corriente arriba de la montaña y se intensifica corriente abajo, al mismo tiempo que se desplaza hacia el Ecuador. El autor sugiere que la montaña produce un efecto ciclolítico sobre la perturbación en niveles bajos a medida que ésta la cruza. Otro estudio numérico del efecto de las Rocallosas sobre las perturbaciones baroclínicas es el realizado por Davis (1997), que encuentra que el efecto más importante de la montaña es alterar la distribución media de temperatura potencial en superficie y por lo tanto modificar la propagación característica de la onda baroclínica incidente. Además, encuentra que la posición relativa de la corriente en chorro dentro de la cual crece la perturbación baroclínica respecto de la montaña, incide en la posterior estructura de la onda corriente abajo.

Las simulaciones numéricas realizadas para estudiar el efecto de los Andes sobre las perturbaciones baroclínicas son escasas y las mismas comprenden simulaciones numéricas con poca resolución espacial. Ciappesoni (1980) utilizó un modelo hemisférico en ecuaciones primitivas, seco, adiabático e hidrostático, de 3

niveles en coordenadas isobáricas para determinar los efectos dinámicos de los Andes sobre el flujo atmosférico. Utilizó una resolución horizontal variable entre 530 km (Ecuador) y 1060 km (Polo) y el “método de las cajas” para la integración espacial y temporal. Considera como condición inicial un campo de geopotencial sinusoidal que reproduce aproximadamente los valores climatológicos, al que se le superpone una perturbación de número de onda 5. Los Andes se presentan en este modelo con una altura máxima de 5400 m, con una pendiente importante hacia el sur. Las integraciones de 72 hs mostraron que la columna de aire a sotavento de los Andes es más inestable que a barlovento. Además se comprobó que la cadena montañosa interpuesta a un marcado flujo del oeste favorece el descenso de presión a sotavento.

Berbery y Núñez (1987) estudiaron, a través de los términos de la ecuación del desarrollo de Sutcliffe (Radinovic, 1985), la influencia dinámica de los Andes sobre la ciclogénesis al este de los mismos. Para ello utilizaron un modelo en ecuaciones primitivas de 5 niveles sigma, adiabático y seco con una resolución de  $10^\circ$  en la dirección zonal y  $5^\circ$  en la dirección meridional y como estado inicial un flujo con inestabilidad baroclínica máxima en  $45^\circ\text{S}$  (que estaría representado una situación de verano), al que se le superpone una perturbación con número de onda 8. Estudian la evolución de una vaguada que se intensifica mientras se desplaza al este cruzando los Andes. Los autores encuentran un desplazamiento hacia norte del ciclón, sin embargo los autores indican que más que representar un movimiento real del mismo, mostraría que la región que es favorecida por la orografía se halla al norte de la iniciación del ciclón. Por otro lado, los autores encuentran que el mecanismo por el cual actuaría la orografía sobre el ciclón sería a través del término de la advección de espesores debido al bloqueo del flujo en capas bajas.

Por otro lado, Byerle y Paegle (2002) estudiaron el efecto de los Andes sobre la circulación de invierno y verano utilizando datos reanalizados y simulaciones numéricas utilizando un modelo en ecuaciones primitivas, adiabático y seco, con una resolución aproximada de  $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ . Los autores analizan el efecto mecánico de los Andes sobre el flujo restando simulaciones con y sin orografía. En estos campos diferencia tanto de verano como invierno aparece un ciclón sobre la orografía, mostrando un flujo del NW sobre Bolivia y Paraguay en ambas estaciones. Además,

en la circulación de invierno, observaron una intensificación del flujo del oeste al sur de 40°S, donde la orografía es más baja.

## ***1.2 Evidencias observacionales de la influencia de los Andes sobre las perturbaciones baroclínicas***

La topografía más importante de Sudamérica es la cordillera de los Andes, cuyas características más salientes son: su orientación norte-sur desde latitudes altas hasta 20°S, el cambio de orientación a NO-SE al norte de 20°S, la rápida caída de altura al sur de 38°S, el Altiplano Boliviano con una altura media de 4500 m y un ancho de 300 km y su fuertes pendientes en la dirección este-oeste. Estas características particulares modifican el flujo en niveles bajos y medios.

Durante el invierno, las perturbaciones baroclínicas se propagan sobre dos zonas preferenciales: a lo largo de latitudes subtropicales y asociadas a la corriente en chorro subtropical (Figura 1.1) y a lo largo de latitudes medias y subsolares y asociadas a la corriente en chorro polar (Vera y otros, 2002). Éstas últimas se desplazan centradas aproximadamente en 60°S, por lo que sólo el flanco norte de estas perturbaciones puede ser modificada por los Andes. Sin embargo, las perturbaciones baroclínicas que se propagan embebidas en la corriente en chorro subtropical poseen una trayectoria que es casi perpendicular a los Andes, por lo que su estructura tridimensional experimentará modificaciones cuando se desplazan sobre la orografía. Berbery y Vera (1996) mostraron que la estructura de estas ondas varía según la región donde se propagan, lo que se atribuye a cambios en el estado básico. En particular, en la región de Sudamérica, las ondas en niveles altos adquieren una orientación horizontal NO-SE mientras se propagan al NE, modificando su propagación zonal (Berbery y Vera, 1996).

Gan y Rao (1994) encuentran que las perturbaciones de geopotencial en niveles altos cruzan los Andes con una trayectoria casi zonal, mientras que en niveles bajos las perturbaciones experimentan una trayectoria anticiclónica a sotavento elongándose hacia el Ecuador.

Vera y otros (2002) documentaron las modificaciones en la estructura tridimensional de las perturbaciones baroclínicas cuando éstas se desplazan sobre el Pacífico Sur hacia el este y cruzan los Andes. Los cambios más importantes que



los autores resaltan son: 1) la perturbación en niveles bajos avanza siguiendo la forma de los Andes, experimentando a sotavento un desplazamiento hacia el Ecuador, y la perturbación en niveles altos se desplaza zonalmente, 2) la onda de superficie se “desacopla” de la onda de altura ya que la diferencia de fase entre ambas es de aproximadamente  $180^\circ$  (Figura 1.2), 3) cuando la vaguada en niveles altos se encuentra a sotavento, la perturbación en niveles bajos se encuentra al este de la Argentina, la perturbación adquiere una estructura tridimensional favorable para el desarrollo baroclínico, con la consiguiente intensificación del ciclón en superficie.

Hay trabajos observacionales sobre Sudamérica que documentan la región ciclogénica en el sudeste de Sudamérica. Taljaard (1967) analiza el desarrollo, distribución y movimiento de ciclones y anticiclones, destacando como zona preferencial de ocurrencia de ciclogénesis la región subtropical de Sudamérica y su océano adyacente. La combinación de la vaguada planetaria inducida por la orografía (Satyamurty y otros, 1980) y el contraste de las corrientes oceánicas de Brasil (cálida) y Malvinas (fría), ha sido sugerida también por Streten y Troup (1973) como determinante del área ciclogénica a sotavento de los Andes. Necco (1982a) presenta un estudio empírico referido a la generación de vórtices ciclónicos en superficie sobre Sudamérica, utilizando los análisis del National Meteorological Center durante el año operativo del FGGE. Concuerda con los trabajos precedentes sobre la zona preferencial de ocurrencia de las ciclogénesis, y en que la depresión del NOA pocas veces se relaciona con desarrollos sobre el Río de la Plata, lo que marcaría una diferencia con las ciclogénesis a sotavento de la Rocallosas (Chung, 1976). Necco (1982b) estudia las trayectorias y desarrollo de vórtices ciclónicos sobre Sudamérica y mares circundantes, confirmando resultados de Schwertfeger (1954) sobre la influencia de las vaguadas de altura en la iniciación de depresiones activas sobre el litoral durante el invierno.

Los sondeos de viento de la estación chilena Quintero (actualmente Santo Domingo, situada en  $33,6^\circ\text{S}$ - $71,6^\circ\text{O}$ ) analizados por Fernandez (1990), muestra un comportamiento distintivo durante los meses de junio y julio: la componente meridional del viento es del norte desde superficie hasta 500 hPa para luego revertir el signo, mientras que la componente zonal que se mantiene del este hasta 850 hPa

durante todo el año en esos meses presenta un mínimo. Durante los meses de invierno el anticiclón subtropical del Pacífico se encuentra desplazado hacia el norte, por lo que en niveles bajos predominan los vientos con componente oeste al sur de 30°S. En los capítulos 3 y 5 de la presente tesis se justificará esta componente del norte.

Hasta el momento no hay simulaciones teóricas con representación realista de los Andes que analicen la interacción entre las ondas baroclínicas con tal orografía, por lo tanto la motivación y objetivo se detallan a continuación.

### ***1.3 Naturaleza del aporte original***

Muchos de los trabajos que presentan descripciones observacionales de la influencia de los Andes como los citados en el punto anterior, relacionan sus resultados a aquellos obtenidos con simulaciones teóricas para las Rocallosas. Pero esto no es del todo correcto, ya que existen numerosas diferencias entre ambas cadenas: i) la cordillera de los Andes es una pared meridional con grandes alturas y fuerte efecto bloqueante en latitudes subtropicales, mientras que las Rocallosas se extienden más zonalmente y sus mayores alturas se encuentran en latitudes medias, ii) la orientación de las Rocallosas es NW-SE, mientras que los Andes cambian fuertemente su inclinación entre los 5 y 18°S, induciendo una circulación anticiclónica al flujo desde el Atlántico, característica que no tienen en cuenta las simulaciones con orografías teóricas, que en general tienen una orientación norte-sur. El efecto mecánico de bloqueo orográfico depende fuertemente de la forma de la orografía, su ubicación y del flujo incidente. Byerle y Paegle (2002) realizaron una comparación entre las circulaciones atmosféricas en los entornos de los Andes, las Rocallosas y el macizo tibetano a través de un análisis barotrópico. Los autores concluyen que las mayores similitudes se observan entre los Andes y el macizo Tibetano ya que ambos tienen su elevación máxima en zonas subtropicales, donde el flujo en la troposfera media es más débil, lo que favorece una circulación ciclónica sobre ambas cadenas montañosas tanto en invierno como en verano. Mientras que las Rocallosas presentan su máxima altura en latitudes medias, donde el flujo es más intenso.

Como se mencionó en el punto anterior, durante la estación invernal el hecho de que el jet subtropical esté ubicado sobre el Océano Pacífico Sur a lo largo de los 30°S, favorece el desarrollo de ondas baroclínicas que atraviesan los Andes en forma perpendicular y penetran a las regiones subtropicales del continente, modificando su estructura tridimensional. Las vaguadas de altura asociadas con estas ondas son el mecanismo inicial para que se produzcan ciclogénesis en el sudeste de Sudamérica.

En consecuencia, en esta tesis se propone la realización de simulaciones teóricas que describan la interacción entre las ondas baroclínicas invernales y la cordillera de los Andes. Especial atención se dará a las perturbaciones baroclínicas invernales que se propagan a lo largo de latitudes subtropicales, ya que son las que muestran mayor interacción con la orografía. En particular se propone comprobar las siguientes hipótesis:

- Las perturbaciones de escala sinóptica que se propagan sobre las regiones subtropicales del Océano Pacífico Sur durante el invierno son ondas baroclínicas que son fuertemente modificadas por la presencia de la cordillera de los Andes. La división y deformación de la perturbación, y los cambios en su dirección de propagación y en la inclinación de su eje vertical, serían las características más prominentes de estas perturbaciones afectadas por la orografía.
- Los rasgos morfológicos propios de los Andes, le dan a la interacción entre las ondas baroclínicas y la orografía características únicas.

El modelo numérico utilizado para realizar las simulaciones es el mismo que utilizó Solman (1993) para estudiar el ciclo energético de las ondas planetarias en el Hemisferio Sur. Las características del modelo numérico y del flujo básico se presentan en el Capítulo 2. En el Capítulo 3 se describen las características de las orografías utilizadas en este trabajo de tesis: una orografía teórica elongada meridionalmente y una representación realista de los Andes. Además se presentan los resultados de simulaciones numéricas utilizando estas orografías como forzante orográfico y una corriente en chorro barotrópica como flujo básico. En el Capítulo 4

se presenta la formulación de la perturbación inicial de vorticidad y se describe su evolución hacia una onda baroclínica que se desarrolla en ausencia de orografía. La evolución de las perturbaciones baroclínicas invernales en presencia de los Andes se presenta en el Capítulo 5. En el Capítulo 6 se muestran los resultados de los experimentos de sensibilidad realizados, modificando las características de los Andes y el flujo básico. En el Capítulo 7 se describe la influencia de los Andes sobre la circulación en niveles bajos en el sur de Sudamérica. Por último en el Capítulo 8 se presentan las conclusiones.

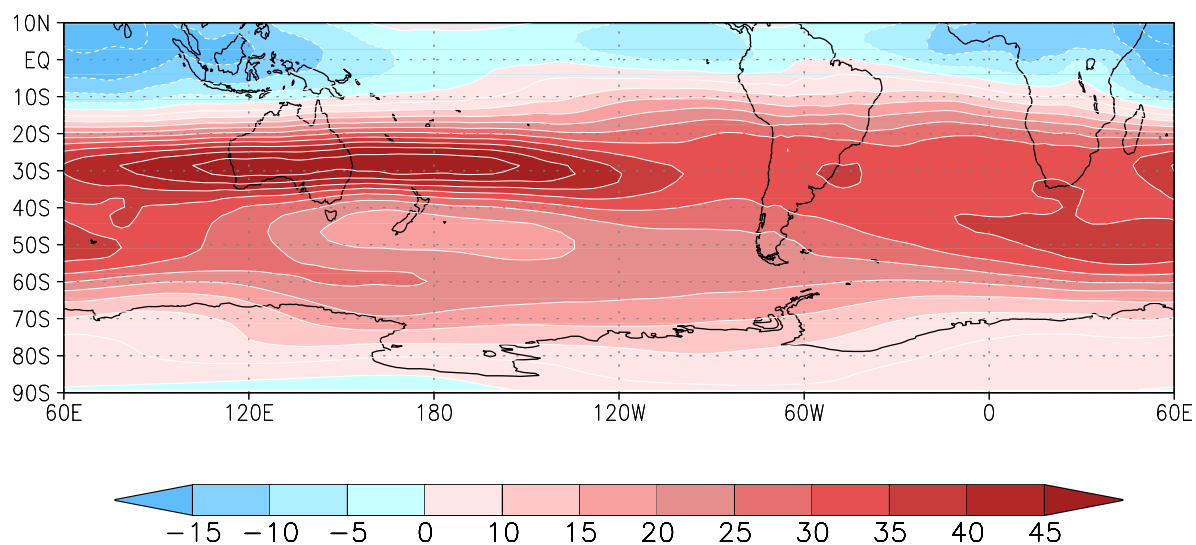


Figura 1.1: Viento zonal medio (m/s) para el invierno en 300 hPa calculado a partir de 15 años de reanálisis del ECMWF.

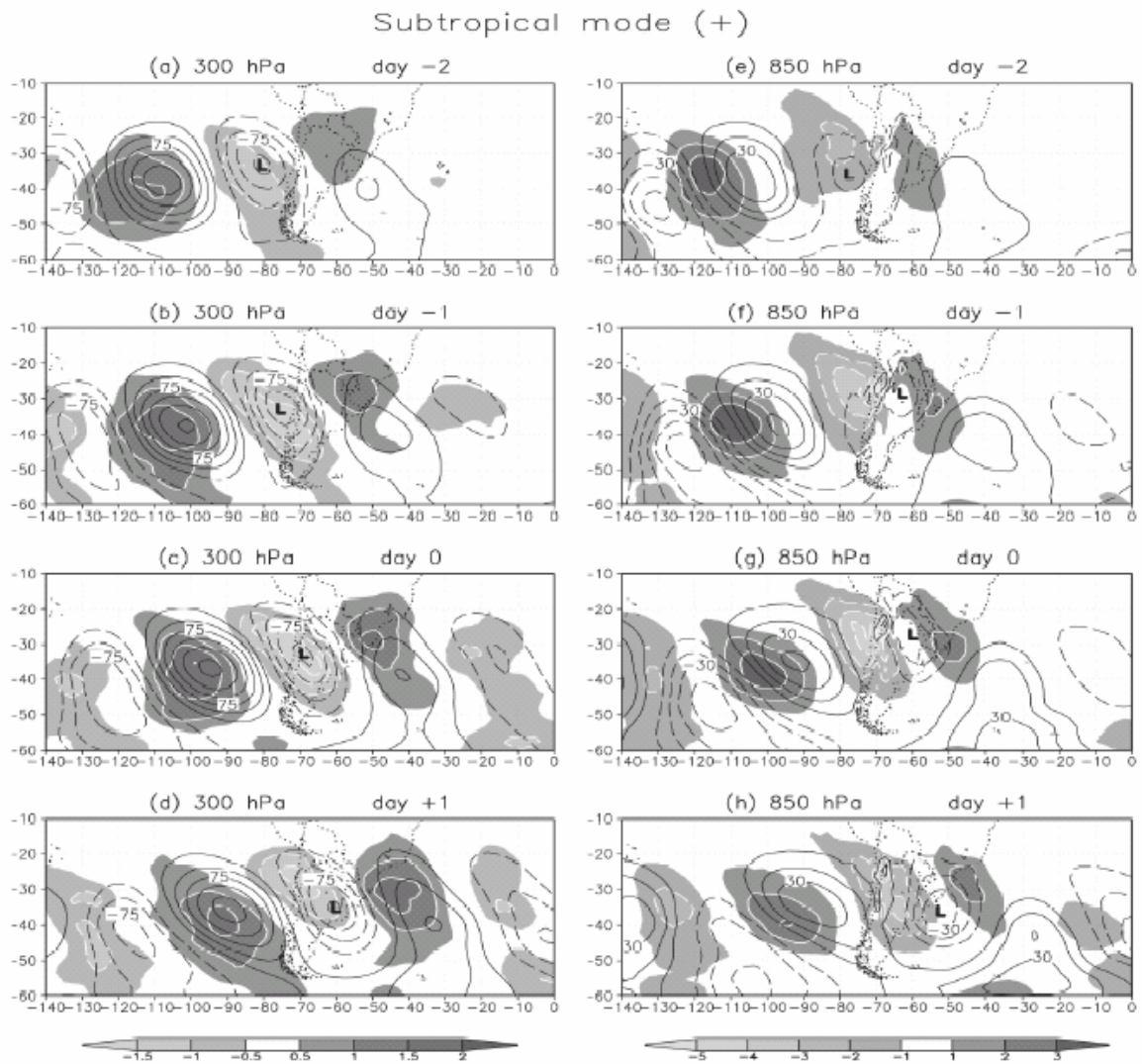


Figura 1.2: perturbaciones de altura geopotencial y temperatura (sombreado) para el modo subtropical. (a)-(d) para 300 hPa y (e)-(h) para 850 hPa. (Vera y otros, 2002)

## CAPÍTULO 2

### El modelo numérico

---

#### **2.1 Introducción**

Las simulaciones numéricas son una herramienta fundamental al momento de determinar causas y efectos de determinados procesos físicos, que pueden ser previamente descritos mediante estudios de diagnóstico. En especial, tales simulaciones han sido fundamentales para el entendimiento de los procesos ligados a las ondas baroclínicas.

Solman (1993) adaptó a la atmósfera un modelo de simulación oceánico, desarrollado por Cox (1984), con el fin de estudiar la dinámica de la inestabilidad baroclínica en el Hemisferio Sur. Considera como condiciones iniciales un flujo básico del oeste característico de latitudes medias al que se superpuso una perturbación inicial de la forma de modos normales. Solman (1993) encontró que durante el desarrollo del sistema, se produce un desdoblamiento de la zona baroclínica inicial en dos zonas. La primera de ellas asociada a la corriente en chorro subtropical, caracterizada por un fuerte gradiente térmico meridional. En cambio la banda polar, asociada a la oclusión del sistema frontal, presenta una estructura barotrópica, aunque el máximo de viento es muy importante, con una fuerte cortante meridional.

Teniendo en cuenta que el modelo adaptado por Solman (1993) a la atmósfera representó bien el ciclo de vida de las perturbaciones baroclínicas en el Hemisferio Sur, se lo seleccionó para desarrollar el presente trabajo de tesis.

#### **2.2 Descripción del modelo numérico**

El modelo numérico utilizado para realizar las simulaciones es un modelo tridimensional en ecuaciones primitivas, hidrostático y seco basado en el sistema anelástico Boussinesq, con geometría esférica y la altura ( $z$ ) como coordenada vertical. En su versión original, el modelo fue desarrollado para el océano en el Geophysical

Fluid Dynamic Laboratory (GFDL), Cox (1984), con las ecuaciones básicas para un fluido hidrostático e incompresible. Solman (1993) adaptó este modelo para que sea aplicable a la atmósfera, haciendo una analogía entre el sistema de ecuaciones para el océano y las de un sistema anelástico Boussinesq seco. En la Tabla 2.1 del citado trabajo se presentan las analogías entre las variables del modelo oceánico y las del sistema atmosférico anelástico Boussinesq.

Las ecuaciones para el modelo atmosférico son las que se detallan a continuación:

a) ecuaciones de movimiento

$$u_t + \Gamma(u) - fv = -\frac{m}{a} c_p \theta_0 \pi_\lambda + F_u \quad (2.1)$$

$$v_t + \Gamma(v) + fu = -\frac{1}{a} c_p \theta_0 \pi_\varphi + F_v \quad (2.2)$$

donde:  $\varphi$ : latitud                       $m$ :  $\sec\varphi$                        $\theta_0$ : temperatura potencial de  
 $\lambda$ : longitud                       $a$ : radio terrestre                      referencia (300 K)

$$u = \frac{a}{m} \frac{d\lambda}{dt} \quad v = a \frac{d\varphi}{dt}$$

$$\pi = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/c_p} : \text{presión de Exner}$$

$$\Gamma(\mu) = \frac{m}{a} [(u\mu)_\lambda + (v\mu \cos \varphi)_\varphi] + (w\mu)_z : \text{operador advectivo}$$

b) ecuación hidrostática

$$c_p \theta_0 \frac{\partial \pi}{\partial z} = g \frac{\theta'}{\theta_0} \quad (2.3)$$

donde:  $\theta' = \theta - \theta_0$

c) Ecuación de continuidad

$$\frac{m}{a} [(\rho_0 u)_\lambda + (\rho v \cos \varphi)_\varphi] + (\rho_0 w)_z = 0 \quad (2.4)$$



d) Ecuación de conservación de la temperatura potencial

$$\frac{\theta'_t}{\theta_0} + \Gamma\left(\frac{\theta'}{\theta_0}\right) = F_\theta \quad (2.5)$$

e) Ecuación de estado

$$\rho = \rho_0\left(1 - \frac{\theta'}{\theta_0}\right) \quad (2.6)$$

### 2.3 Características del modelo numérico

El retículo horizontal que utiliza el modelo es el que corresponde a la grilla B de Arakawa y Lamb (1977). La resolución elegida para realizar las simulaciones es de  $1,5^\circ \times 1,5^\circ$  en la horizontal y 16 niveles en la vertical, con mayor resolución en niveles bajos, como se describe en la Tabla 2.1. El dominio de integración horizontal es hemisférico, abarcando entre los  $70^\circ\text{S}$  y  $0,5^\circ\text{N}$ , salvo en las simulaciones realizadas para el verano en que el borde sur se extendió hasta  $75^\circ\text{S}$ .

El esquema de integración temporal es el de diferencias centradas (Leap-Frog), excepto en los pasos de mezcla en los que se utiliza un esquema Euler atrasado cada 10 pasos de tiempo. Esto último se realiza para filtrar el modo computacional asociado al esquema Leap-Frog. El paso de tiempo se fijó en 300 seg. en todos los experimentos, de modo de filtrar la inestabilidad computacional.

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

- cíclicas en la dirección zonal
- $u, v, \frac{\partial T}{\partial \varphi} = 0$  en los bordes norte y sur, lo que indica paredes rígidas e impermeables
- una tapa rígida en el tope, que se fijó a los 15 km de altura o sea que la velocidad vertical ( $w$ ) es nula en el borde superior. Esta condición filtra las ondas de gravedad externas que de otro modo limitarían fuertemente el paso de tiempo de la integración numérica.

- velocidad vertical nula ( $w=0$ ) en el nivel inferior del modelo (375 m), para las simulaciones sin orografía. La condición de contorno para la velocidad vertical en los casos con orografía se desarrollará en el Capítulo 3.

Si bien la condición de tapa rígida es restrictiva, es ampliamente usada en simulaciones numéricas para estudiar la evolución de perturbaciones baroclínicas ya sea que incluyan orografía o no (Li y otros (1996), Orlandi y Gross (1994), entre otros).

Los únicos procesos físicos que se incorporan al modelo son: 1) la difusión interna, que parametriza los procesos de subgrilla para la cantidad de movimiento y la temperatura y 2) la fricción superficial.

Los términos difusivos están parametrizados de la siguiente forma:

$$F^{\mu} = K_H \nabla^2 \mu + K_v \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} \quad (2.7)$$

donde:  $\nabla^2$ : laplaciano horizontal

$K_H$ : coeficiente de viscosidad horizontal =  $10^9$  cm<sup>2</sup>/seg

$K_v$ : coeficiente de disipación vertical =  $10^4$  cm<sup>2</sup>/seg

Numerosos trabajos (Simmons y Hoskins (1978), MacVean (1983), entre otros), documentan la importancia de la inclusión de los efectos difusivos para obtener resultados físicamente realistas cuando se pretende estudiar la evolución de las perturbaciones baroclínicas mediante simulaciones numéricas. Si bien la elección de los valores de los coeficientes es arbitraria, los propuestos en este trabajo de tesis son similares a los comúnmente usados. Además se realizaron estudios de sensibilidad respecto a dichos valores y los elegidos arrojan resultados aceptables sobre la evolución de las ondas estudiadas, coherente con los resultados de los trabajos mencionados anteriormente.

La fricción superficial está parametrizada de una forma simple, de acuerdo a la expresión:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{C_d}{K_v} |V|V \quad (2.8)$$

donde:  $V$ : velocidad del viento horizontal  
 $C_d$ : coeficiente de arrastre= $1,3 \times 10^{-3}$

Esta última expresión es incorporada al modelo en las simulaciones en las que se incluye la fricción.

## 2.4 El flujo básico inicial

Las condiciones iniciales se representan mediante un flujo básico zonal uniforme del oeste ( $U(\varphi, z)$ ) en balance geostrofico. Teniendo en cuenta que el primer objetivo parcial de este trabajo es simular las características de las perturbaciones baroclínicas que durante el invierno se aproximan al sur de Sudamérica, se elige entonces un flujo básico tal que represente las características invernales medias. Como ya se mencionara en el Capítulo I, el campo medio de la componente zonal del viento en 300 hPa en el invierno del Hemisferio Sur (Figura 1.1) muestra la presencia de dos corrientes en chorro: la subtropical y la polar. En particular la corriente en chorro subtropical presenta una gran variación en intensidad a lo largo del paralelo de 30°S con máxima intensidad aproximadamente entre 160° y 180°E (en las cercanías de Australia) y debilitándose hacia el este. Las perturbaciones baroclínicas que alcanzan el sur de Sudamérica entre los 30°S y 40°S crecen embebidas en esta corriente en chorro. En la Figura 2.1a se puede observar la estructura vertical de la Corriente en Chorro Subtropical en la posición del máximo (180°E), graficada utilizando los datos provenientes de los reanálisis del ECMWF (European Centre of Medium Range Weather Forecast).

En consecuencia, para simular la estructura media horizontal de la Corriente en Chorro Subtropical del invierno se tomó un flujo básico zonal uniforme, que maximiza en 30°S representado por:

$$U(\varphi, z) = U_0(z) \text{sen}^6(\pi \text{sen} \varphi) \quad (2.9)$$

donde  $U_o(z)$  es el perfil vertical del flujo básico (Simmons y Hoskins, 1977). Los valores de  $U_o(z)$  se interpolaron a los niveles verticales del modelo a partir de la estructura vertical media observada (Figura 2.1a). La Figura 2.1b muestra la estructura vertical del flujo básico zonal y superpuesto a él las isoentrópicas que están en balance geostrófico. El flujo básico representa muy bien al observado, maximiza en 30°S y aumenta en intensidad desde 0.7 m/s en el nivel más bajo (375 m) hasta un máximo de 46 m/s en los niveles superiores, disminuyendo rápidamente en intensidad tanto hacia el ecuador como hacia el polo. Si bien el máximo es levemente inferior a los 50 m/s observados, las cortantes laterales, tanto del lado polar como del ecuatorial son muy similares a las observadas.

Tabla 2.1: Altura de los niveles verticales utilizados en las simulaciones

<i>Nivel</i>	<i>Altura (km)</i>
1	14,25
2	12,75
3	11,25
4	9,75
5	8,25
6	6,75
7	5,5
8	4,625
9	4,0
10	3,5
11	3,0
12	2,5
13	2,0
14	1,5
15	1,0
16	0,375

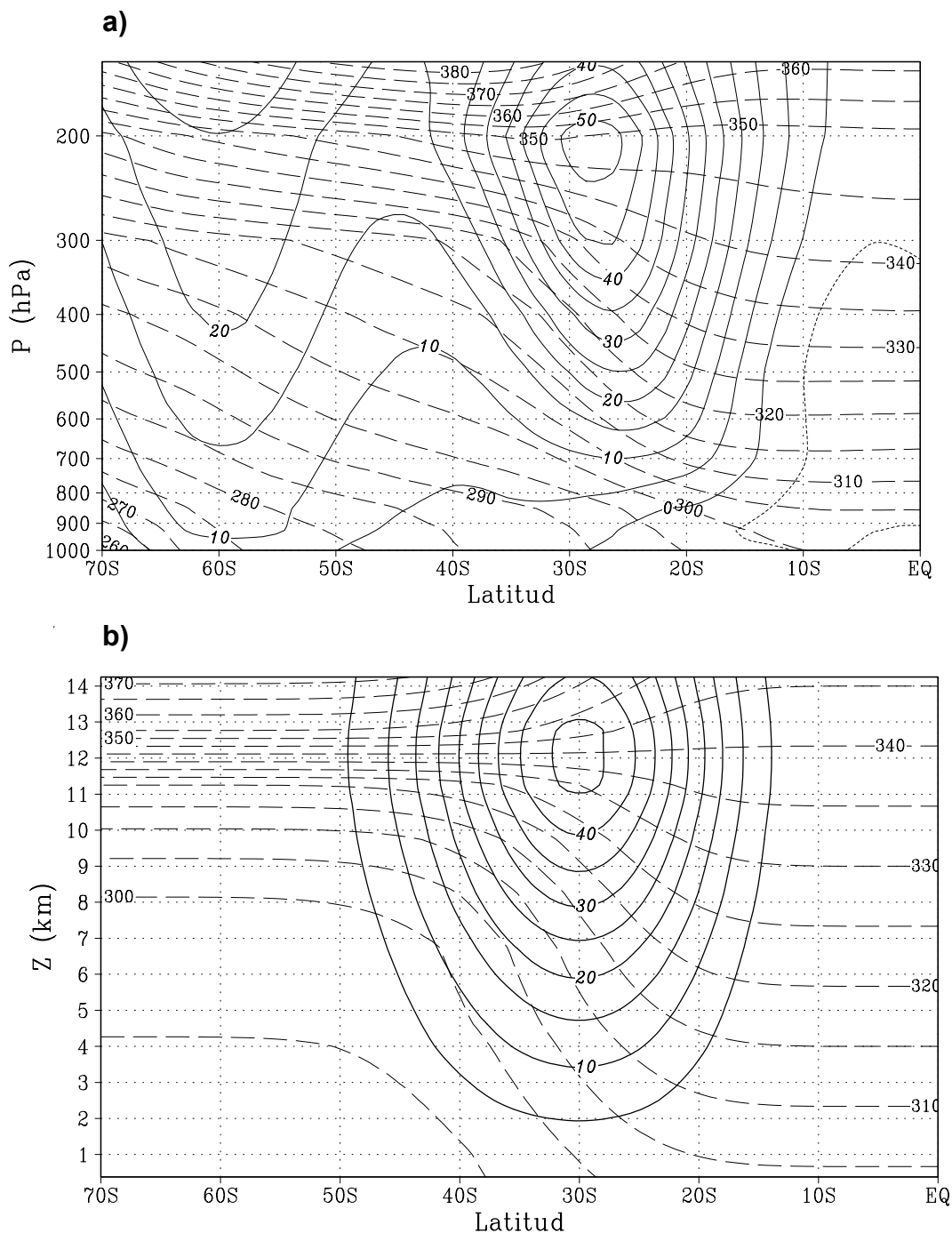


Figura 2.1: a) Corte vertical en 180°E de la componente zonal del viento medio y temperatura potencial media para el invierno, calculados en base a 15 años de reanálisis del ECMWF. b) Perfil vertical del estado inicial correspondiente a un flujo zonal uniforme que simula la corriente en chorro en 180°O. En ambos casos en líneas llenas el viento zonal (m/s) y en líneas punteadas la temperatura potencial (K).

## CAPÍTULO 3

### Inclusión de la orografía en el modelo numérico. Estudio de interacción entre el flujo medio barotrópico y la orografía.

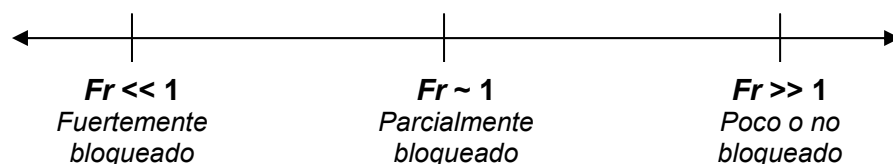
---

#### 3.1 Introducción

Uno de los factores que influyen en el comportamiento del flujo atmosférico que interactúa con una orografía es la estabilidad estática del flujo incidente. En condiciones estables, la componente perpendicular a la montaña es bloqueada por el terreno y por lo tanto es incapaz de mantener el equilibrio geostrófico en la dirección paralela a la misma. El efecto “bloqueante” de una barrera topográfica se puede cuantificar mediante el número de Froude ( $Fr$ ),

$$Fr = \frac{U}{Nh_m}$$

donde  $h_m$  es la altura de la barrera topográfica,  $U$  es el viento corriente arriba (medio entre superficie y  $h_m$ ) y  $N$  es la frecuencia de Brunt-Vaisala ( $N = \left(\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)^{1/2}$  (Smith, 1979). Para valores de  $Fr$  menores que uno, el flujo sufre algún tipo de bloqueo el que será más intenso cuánto mayor sea la estabilidad estática o en su defecto la altura del obstáculo.



Experimentos observacionales, como por ejemplo el ALPEX (Alpine Experiment) revelaron que, en general, el flujo en niveles bajos es desviado

alrededor de los Alpes sin alcanzar el tope. Pierrehumbert y Wyman (1985), basados en las conclusiones de este experimento estudiaron la interacción de un flujo estratificado con la orografía, de modo de aislar bajo qué circunstancias el obstáculo produce bloqueo en el flujo incidente. Encontraron que los parámetros que controlan el bloqueo son  $Fr_i = \frac{Nh_m}{U}$  y  $Ro = \frac{U}{fL}$ . En el número de Rossby ( $Ro$ ),  $L$  es la distancia a la cual la altura de la montaña cae un valor de  $e$  en la dirección del flujo y por eso a esta forma de  $Ro$  se la denomina número de  $Ro$  a través de montaña.  $Fr_i$  es la inversa de  $Fr$  y es utilizada por muchos autores como uno de los parámetros que gobiernan el comportamiento del flujo sobre la orografía y se lo denomina generalmente altura adimensional de la montaña. En un flujo tridimensional con un valor alto de  $Fr_i$  la energía cinética del flujo incidente puede no ser suficiente para vencer la barrera potencial del obstáculo y entonces el flujo tiene que rodearla.

El estudio de la influencia de las montañas sobre el flujo atmosférico cubre un amplio espectro: desde flujo bidimensional (Smith, 1977; Stein, 1992; entre otros), o tridimensional interactuando con diferentes tipo de orografías teóricas con diferente relación de aspecto (relación entre el ancho y el largo). Dentro de este último grupo de estudios, Olafsson y Bougeault (1996) estudiaron mediante simulaciones numéricas las interacciones entre un flujo hidrostático y una montaña elíptica orientada de forma perpendicular al flujo, sin considerar el efecto de la rotación, con  $Fr_i$  variando entre 0,5 y 6,8. Los autores verifican que para valores muy bajos de  $Fr_i$  la energía cinética del flujo es suficiente para sobrepasar la montaña, generándose leves ondas de montaña por encima. No hay bifurcación del flujo y no se generan vórtices a sotavento. En cambio, a medida que aumenta  $Fr_i$  comienza a haber bifurcación del flujo a barlovento. Así mismo, el flujo a sotavento se ve fuertemente modificado: para  $Fr_i > 1,4$  se comienzan a formar dos vórtices simétricos que varían su tamaño y posición a medida que  $Fr_i$  aumenta. Estos resultados son consistentes con los encontrados por Sun y Chern (1994), quienes analizaron el comportamiento de los vórtices a sotavento en casos de  $Fr$  bajo, estudiando su comportamiento a través de simulaciones con/sin rotación, la forma del obstáculo y las características del flujo incidente.



En un trabajo posterior, Olafsson y Bougeault (1997) incluyeron la rotación y analizaron además el efecto de la fricción. Mostraron que el primer efecto que produce la rotación sobre el flujo incidente es aumentar la componente hacia el polo debido a la disminución de la velocidad zonal por efecto de la orografía. Esta desviación del flujo se produce por un desequilibrio entre las fuerzas de presión y de Coriolis a barlovento, generando a sotavento vórtices que ya no son simétricos. Byerle y Paegle (2002) realizaron un análisis barotrópico sobre el efecto mecánico de bloqueo de los Andes sobre el flujo atmosférico. Para ello utilizan la velocidad de fase de una onda de Rossby en un fluido barotrópico y no divergente:

$$C = \bar{u} - \frac{\beta}{k^2}$$

donde  $\bar{u}$  es el flujo zonal uniforme, beta es el gradiente meridional del parámetro de Coriolis (que es constante ya que se considera aproximación plano beta). Considerando una respuesta estacional cuasiestacionaria a la orografía,  $C=0$ , y condiciones “supercríticas” se obtienen para  $C>0$  y “subcríticas” para  $C<0$ . Los autores demuestran que bajo condiciones “subcríticas” se produce un ciclón sobre la orografía. Estas últimas condiciones se satisfacen más fácilmente en orografías situadas en latitudes subtropicales, ya que en esas latitudes  $\beta$  es mayor y en general el flujo atmosférico es más débil respecto del de latitudes medias. Estas son las condiciones que se cumplen para los Andes, que presenta su máxima altura en latitudes subtropicales.

### 3.2 Introducción de la orografía en el modelo numérico

Teniendo en cuenta que el movimiento vertical en superficie para una corriente de aire que fluye sobre una barrera orográfica está dado por la condición cinemática

$$w = \mathbf{V} \cdot \nabla h \quad (3.1)$$

donde:  $\mathbf{V}$ : vector viento horizontal

$\nabla$ : laplaciano horizontal

$h$ : altura de la orografía

Por lo tanto, en este modelo y completando las condiciones de borde descritas en el punto 2.3, la condición de borde en superficie está dada por la velocidad vertical expresada de la siguiente forma, teniendo en cuenta que el modelo integra desde el tope hacia abajo:

$$w = -\frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \lambda} - \frac{v}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \quad (3.2)$$

Como se mencionó anteriormente, muchos trabajos utilizan representaciones teóricas de la orografía, las que tienen la ventaja de tener contornos más suaves y continuos que las reales. Pierrehumbert y Wyman (1985) encontraron que cuando se quiere representar una orografía real en un modelo numérico de mesoescala, es más importante preservar la altura del escollo orográfico que el volumen del mismo. En las secciones siguientes se describen las representaciones orográficas utilizadas en esta tesis.

Para diagnósticos posteriores es conveniente tener en cuenta que la energía cinética del flujo corriente arriba de un escollo orográfico, por unidad de masa, está dada por:

$$EC = \frac{U^2}{2}$$

y la energía potencial, por unidad de masa, requerida para “cruzar” la montaña es proporcional a

$$EP = gh \approx \frac{N^2 h^2}{2}$$

por lo tanto una forma de interpretar el número de Froude es a partir de la relación entre las energías cinética y potencial:

$$\frac{EC}{EP} = \frac{U^2}{N^2 h^2} = Fr^2$$

Si hacemos una simple consideración acerca de la energía necesaria para que una parcela de aire ascienda sobre una montaña, vemos que la altura de la

montaña será el factor dominante para que la parcela que se acerca en niveles bajos alcance el tope, o se frene y/o quizás la rodee.

### 3.2.1 Orografía teórica

En un primer paso, para estudiar la estabilidad del modelo frente a la inclusión de la orografía, se realizaron simulaciones numéricas con una representación teórica de la orografía (“orografía teórica”). Para esto se eligió la descrita por Buzzi y otros. (1990), que es adecuada para representar cadenas montañosas elongadas meridionalmente, dada por:

$$h(x, y) = h_0 f(y) \exp(-x^2/x_0^2)$$

$$f(y) = \frac{1}{2} \{1 - \tanh[(y - y_0)/s]\} \quad \text{para } y > 0 \quad (3.3)$$

$$f(-y) = f(y)$$

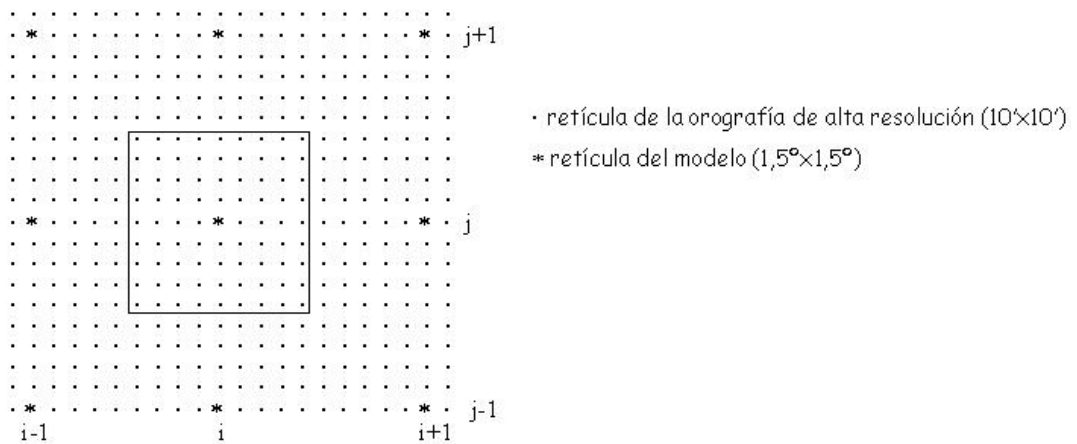
donde  $h_0$ : altura máxima de la montaña  
 $x_0$ : ancho medio  
 $y_0$ : largo medio

Los valores de estas últimas constantes se eligen de forma que la orografía teórica reproduzca el perfil deseado.

### 3.2.2 Orografía realista

Para la inclusión en el modelo numérico de una representación más realista de los Andes (“orografía realista”), se utilizó la orografía observada en puntos de retículo con una resolución de 10'x10' (US Navy Global elevation data, disponibles a través de NCAR), que presenta una altura máxima para los Andes de 5500m. Para interpolar esta orografía a la retícula del modelo (1,5°x1,5°) se optó el método de la envolvente (Jarraud y otros, 1986), ya que este método es más conveniente para el

caso de barreras orográficas angostas, pues retiene en gran medida las singularidades del terreno. La siguiente figura muestra la relación entre los puntos de retícula de la orografía observada y aquellos del modelo.



La altura de la orografía para cada uno de los puntos de retícula del modelo, según el método de la envolvente, queda determinada por:

$$h = \bar{h} + E\sigma \tag{3.4}$$

donde: h: altura en cada punto de retícula del modelo

$\bar{h}$ : promedio de alturas de la orografía de alta resolución (representada por los puntos de la retícula de la US Navy contenidos en el cuadrado)

$\sigma$ : desviación estándar asociada a  $\bar{h}$

E: valor de la envolvente

Queda claro de (3.4) que si E=0, la altura de la orografía en la retícula del modelo queda representada por el valor medio de la misma. El efecto de la envolvente E es el de modular las variaciones de la orografía que pueden ser suaves (pequeños valores de  $\sigma$ ) o abruptas (grandes valores de  $\sigma$ ). Luego de realizar numerosas pruebas, se decidió optar por la orografía interpolada tomando E=1 aunque imponiendo una altura máxima de 4500 m de modo de eliminar picos aislados y así no introducir perturbaciones de escala menor a la que se desea estudiar. La Figura 3.1 muestra los perfiles verticales para diferentes latitudes de la

orografía US Navy y la interpolada obtenida a partir de (3.4) con  $E=0$  ( $E_0$ ) y  $E=1$  ( $E_1$ ). Las mayores diferencias entre  $E_0$  y  $E_1$  aparecen donde hay grandes variaciones longitudinales de la altura, con diferencias de hasta 1500 m en  $30^\circ\text{S}$ . Además, se eliminaron de la región otro tipo de elevaciones como las del sudeste del Brasil y la Antártida. Es decir que, la representación de los Andes elegida parece apropiada ya que retiene las mayores características de la Cordillera y la Precordillera (Figura 3.2)

### **3.3 Interacción entre un flujo medio barotrópico y diferentes orografías teóricas**

#### **3.3.1 Sin rotación**

Para avanzar en el entendimiento de la interacción entre el flujo atmosférico y una orografía con las características de los Andes, se realizaron primero simulaciones con la orografía teórica, un flujo medio barotrópico y considerando nulo el efecto de Coriolis ( $f=0$ ). Estas simulaciones son similares a las realizadas por otros autores como Smith, 1989; Sun y Chern, 1994; Olafsson y Bougeault, 1996; entre otros. En consecuencia se discuten también las similitudes y diferencias de éstos con los desarrollados en esta tesis.

El flujo medio se representó a partir de la expresión (2.9), considerando  $U_{0(z)}$  constante e igual a 10 m/s, dando por resultado una corriente en chorro barotrópica y zonal, centrada en  $30^\circ\text{S}$  (Figura 3.3). A este campo de movimiento se le superpone un campo térmico con  $N=1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , en equilibrio geostrófico. Este flujo inicial, que propone una corriente en chorro barotrópica con variación zonal en su intensidad, difiere de los utilizados en otros trabajos mencionados en el párrafo anterior donde se utilizó un flujo barotrópico constante en todo el recinto.

La orografía teórica se generó a partir de (3.3), con ancho medio ( $x_0$ ) de 400 km, largo medio ( $y_0$ ) de 800 km y se posicionó aproximadamente en el centro del dominio. Las variaciones de su altura determinan diferentes valores de  $Fr$ .

Con esta configuración se realizaron tres experimentos según se detalla en la Tabla 3.1:

**Tabla 3.1:** Valor de la altura máxima de la montaña ( $h$ ) para cada uno de los experimentos y el número de Froude ( $Fr$ ) correspondiente.

	<b>EX08</b>	<b>EX18</b>	<b>EX40</b>
$h$ (m)	800	1800	4000
$Fr$	1,25	0,55	0,25

El cálculo de  $Fr$  se realizó considerando  $U = 10$  m/s (valor máximo de la corriente en chorro), de modo que en realidad los valores indicados en la tabla están representando un valor máximo de ese número adimensional, que es válido en el centro del dominio.

La Figura 3.4 muestra la forma de la orografía en el plano horizontal y los perfiles meridionales y latitudinales para el caso de la altura fijada en 1800 m. Las otras dos orografías utilizadas son similares, sólo variando en la altura máxima que alcanzan.

Los tres experimentos se basan en simulaciones a 10 días y del análisis de la Tabla 3.1 se puede deducir que los valores de  $Fr$  para EX08 el flujo debería ser parcial o poco bloqueado, mientras que para EX18 el flujo sería parcialmente bloqueado y en el caso de EX40 el flujo debería ser mayormente bloqueado.

La Figura 3.5a y b muestra la evolución del campo horizontal de líneas de corriente y de temperatura potencial en el nivel más bajo del modelo (375 m) para EX08. En ellas se observa que el flujo corriente arriba experimenta un enfriamiento adiabático y a sotavento calentamiento adiabático (de aproximadamente medio grado), lo que muestra que el flujo tiene energía cinética suficiente como para ascender el escollo orográfico ( $Fr > 1$ ). El corte vertical-longitudinal de la temperatura potencial a sotavento del escollo orográfico (Figura 3.6) muestra que el calentamiento está restringido al primer kilómetro por encima de la superficie. Teniendo en cuenta el perfil de corriente en chorro utilizada (Figura 3.3), y el perfil de altura de la montaña (Figura 3.4b), se obtiene  $Fr \sim 0,58$  al sur de los 38°S, valor que indica que parte del flujo será bloqueado.

Los resultados para el caso EX18 son sustancialmente diferentes como puede verse en la Figura 3.7. El flujo incidente corriente arriba de la montaña se bifurca en dos ramas, una hacia el norte y otra hacia el sur, bordeando el obstáculo orográfico y consistente con un  $Fr$  pequeño, generándose a sotavento dos vórtices: ciclónico del lado ecuatorial y anticiclónico del lado polar del eje de simetría (similar a lo encontrado por Sun y Chern, 1994). A partir del día 8 de simulación se alcanza un estado estacionario, con ambos vórtices bien definidos. Este patrón de circulación se mantiene en el nivel de 1000 m, pero con ambos vórtices debilitados y con parte del flujo con energía suficiente para sobrepasar la orografía (no se muestra). En 1500 m ya no se encuentran centros cerrados y por encima de los 3000 m el flujo es zonal, aunque se observa una aceleración del mismo corriente abajo de la montaña (no se muestra).

Los dos vórtices generados a sotavento presentan una perturbación de temperatura positiva (Figura 3.7b), de alrededor de 2 K, que está relacionada con la subsidencia parcial a sotavento. Estas dos áreas más calientes están separadas por aire más frío asociado al enfriamiento adiabático por el ascenso del flujo de retorno entre 30° y 35° S. El corte vertical-longitudinal realizado a sotavento de la orografía (Figura 3.8) muestra que dicha perturbación caliente queda restringida debajo de los 1500 m y es más importante cerca de superficie, al igual que el enfriamiento por ascenso adiabático del flujo de retorno.

El último experimento (E40) que se realizó considerando una montaña de altura 4000 m, está asociado a un valor de  $Fr$  de 0,25 por lo que se espera que el flujo experimente un bloqueo mayor al EX18. En la Figura 3.9a se observa cómo los vórtices a sotavento tienen una escala zonal mayor en este caso respecto al EX18. Asimismo, el centro de los vórtices en este caso está más alejado del eje de simetría. Con respecto al campo térmico (Figura 3.10) se observa que el enfriamiento por ascenso adiabático del flujo de retorno se extiende hasta niveles más altos, mientras que el calentamiento por subsidencia está restringido a los niveles más bajos.

Si bien las simulaciones discutidas difieren de aquellas en trabajos previos en dos aspectos fundamentales: se incluye un perfil de corriente en chorro y se trabaja

con geometría esférica, los resultados concuerdan con numerosos trabajos previos (Sun y Chern, 1994; Olafsson y Bougeault, 1996; entre otros).

### 3.3.2 Con rotación

En los experimentos con altura de la orografía de 1800 m y 4000 m ( EX18f y EX40f respectivamente) se incluye ahora el efecto de rotación.

Según, Pierrehumbert y Wyman (1985), cuando la topografía es dinámicamente empinada ( $Ro/Fr > 1$ ), la influencia de la topografía sobre el flujo incidente normal a la barrera topográfica se extiende a una distancia de la misma que corresponde al radio de deformación de Rossby ( $l_R = \frac{Nh_m}{f}$ ).

Mientras que trabajos anteriores realizan experimentos similares considerando  $f=cte$ , o la aproximación plano  $\beta$  aquí se mantiene la variación del parámetro de Coriolis. Considerando  $f$  en 31°S, y  $L = 381 \times 10^3$  m (que corresponde al valor en que la altura cae un factor de e en la dirección del flujo medio), se obtienen los siguientes valores de los números adimensionales, para cada uno de los experimentos:

	<b>EX18f</b>	<b>EX40f</b>
h (altura montaña)	1800 m	4000 m
$Fr$	0,55	0,25
$Ro$	0,35	0,35
$l_R$ (km)	240	533
$Ro/Fr$	0,63	1,4

Al incluir la rotación, la desaceleración del flujo zonal del oeste corriente arriba por efecto del bloqueo orográfico produce el desbalance entre las fuerzas de presión y Coriolis en la dirección paralela al obstáculo, generándose una componente meridional hacia el sur en el Hemisferio Sur.



La Figura 3.11a muestra el campo de movimiento horizontal en niveles bajos para EX18f, donde se observa corriente arriba de la montaña un aumento de la componente del norte al sur de los 25°S. Respecto de la circulación corriente abajo, se intensifica una circulación de curvatura ciclónica generando un eje de vaguada (paralelo a la montaña). En niveles medios (5500 m, Figura 11b), la aceleración del flujo corriente abajo produce una componente hacia el norte, generando una configuración cuña-vaguada que se mantiene estacionaria a partir del día 7. La comparación del eje de vaguada en niveles bajos con aquel en niveles altos, muestra un desfase entre los mismos de 5° aproximadamente, lo que significaría la generación de un sistema baroclínico.

En el caso EX40f (Figura 3.12), la componente hacia el sur a barlovento es más intensa (notar que es diferente la escala del viento respecto de EX18f), producto de un mayor bloqueo de la componente zonal. A sotavento, la componente del sur también es más intensa lo que favorece la advección de aire frío hacia latitudes más bajas, que es parcialmente contrarrestado por encima del nivel de 1500 m por un leve calentamiento por subsidencia (no se muestra). En niveles medios, el patrón es similar a lo obtenido en EX18f.

Los resultados de estas simulaciones concuerdan con los autores mencionados principalmente en la bifurcación que experimenta el flujo corriente arriba de la montaña. Las modificaciones a sotavento, es decir la destrucción de los vórtices casi simétricos, se debe al aumento de la componente del sur debido a la aceleración del flujo sobre dicho flanco. En el caso EX40f, se verifica lo sugerido por Pierrehumbert y Wyman (1985) para configuraciones con  $Ro/Fr > 1$ , ya que la perturbación al campo meridional se extiende aproximadamente 7° de longitud ( $\sim l_R$ )

### **3.4 Interacción entre un flujo medio barotrópico y los Andes**

En esta sección se describe la simulación considerando la representación realista de los Andes y las mismas condiciones iniciales de la sección 3.3

Dado que la representación de los Andes incluida en el modelo presentan un ancho mayor al real, principalmente alrededor de 30°S (Figura 3.1),  $Ro$ , calculado en base a los datos de la orografía interpolada, será levemente inferior al real. En este caso, considerando  $L = 215$  km en 30°S, conduce a  $Ro = 0,64$ , siendo  $Fr = 0,22$ . Estos valores confirman que el flujo en latitudes subtropicales será mayormente bloqueado por los Andes.

La Figura 3.13 muestra el campo de viento horizontal en el nivel de 1500 m, en la que puede observarse cómo el flujo es desviado hacia el sur a barlovento, similar a EX40f y con los valores de  $Fr$  y  $Ro$ . Parte del flujo al sur de los 40°S puede ascender la montaña, consistente con un valor de  $Fr = 0,4$  (que se obtiene para esa latitud, considerando que allí el flujo incidente es de 6 m/s y que la altura media es de unos 1500 m). La Figura 3.15 muestra cómo el flujo por encima de 1500 m es capaz de ascender a barlovento y descender a sotavento.

El patrón de circulación horizontal de niveles bajos a sotavento es casi estacionario en los días de simulación (Figura 3.13), notándose una circulación anticiclónica paralela a los Andes en una banda de 2° de extensión lateral, para luego formar corriente abajo una circulación ciclónica aproximadamente en 40°S-64°O. En latitudes más bajas el flujo es fuertemente bloqueado, solamente en los niveles más altos pueden sobrepasar la montaña. A diferencia de las simulaciones en la sección 3.3 donde el viento del NO generado a sotavento de la orografía, resultante de la porción del flujo incidente atravesaba la orografía por su porción norte, en esta simulación el mismo mecanismo no es posible por la mayor extensión norte-sur que presentan los Andes. Así mismo, se destaca la ausencia de vientos del este ecuatoriales en el flujo medio, que de haber sido inducidos hubiera sido bloqueado por los Andes y desviados hacia el sur.

En niveles altos (Figura 3.14) se observa una vaguada débil a sotavento de la cordillera, con una leve intensificación de la magnitud del viento.

Las circulaciones meridionales y zonales asociadas se pueden observar en los cortes verticales de las Figuras 3.15 y 3.16. Las circulaciones meridionales a barlovento y sotavento están muy bien definidas en la primera de las figuras. En el corte en 35°S se observa que a sotavento hay flujo descendente menos intenso que en latitudes más altas, que genera una zona de calentamiento como puede

observarse en el corte meridional en 65°O (Figura 3.16), donde se observa una zona de más baja estabilidad estática entre 35° y 42°S.

El corte en 75°O (Figura 3.16) permite observar la magnitud del flujo meridional hacia el sur mientras que el corte a 65°O muestra en cambio el flujo hacia el norte. Garreaud (1999) muestra que ambos surgen del desbalance que producen los Andes entre las fuerzas de presión y Coriolis.

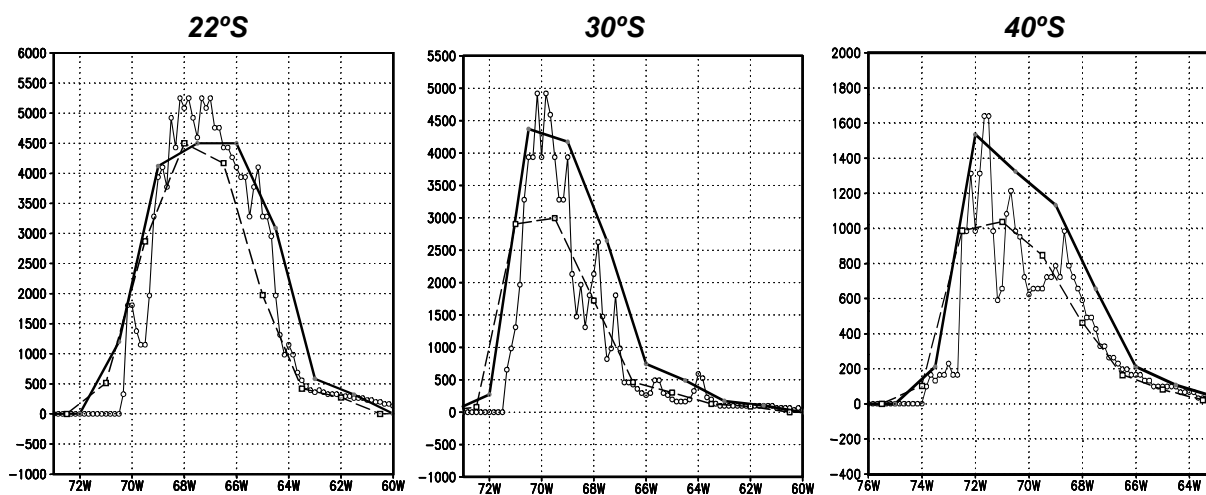


Figura 3.1: Cortes zonales en tres diferentes latitudes de la orografía de la US Navy con resolución 10'x10' (línea llena fina), la orografía interpolada a través del método de la envolvente considerando E=0 (línea punteada) y E=1 (línea llena gruesa).

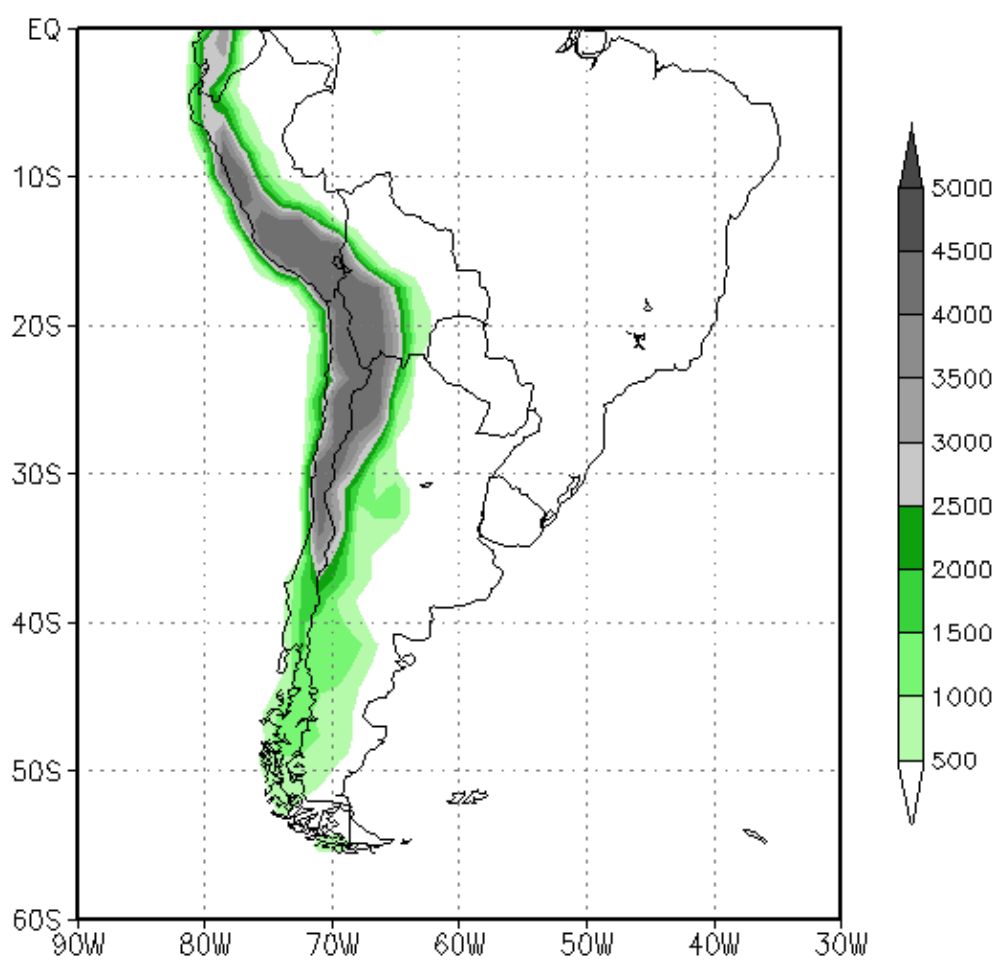


Figura 3.2: representación espacial de la “orografía realista” de los Andes considerando ( $E=1$ ).

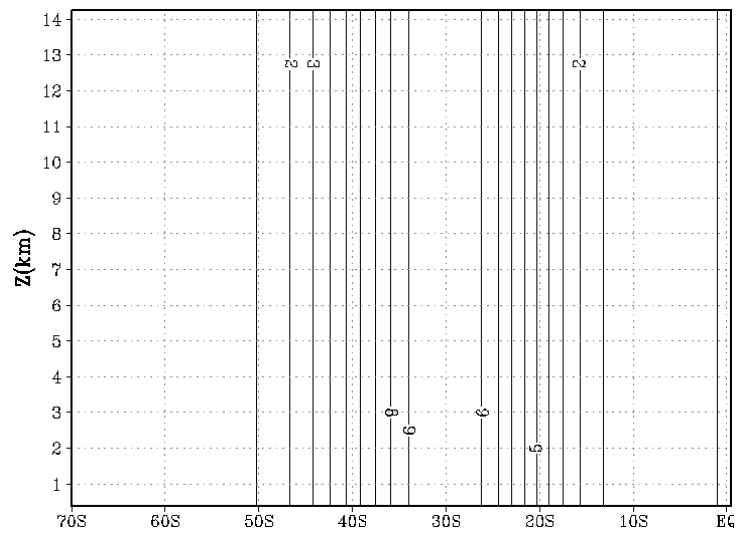


Figura 3.3: Corte vertical–meridional de la corriente en chorro barotrópica (m/s)

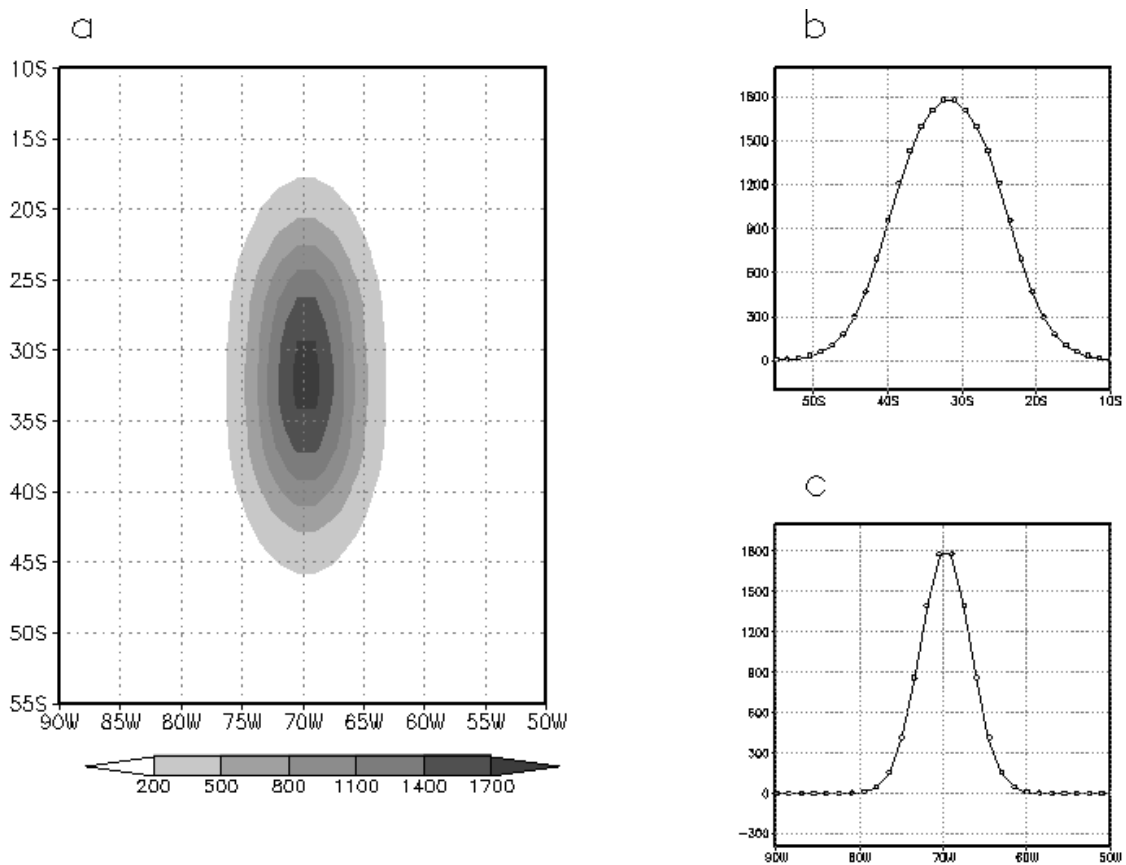


Figura 3.4: Orografía teórica: a) presentación horizontal, b) corte meridional en 70°O y c) corte latitudinal en 32°S, correspondiente a una altura máxima de 1800 m (EX18).

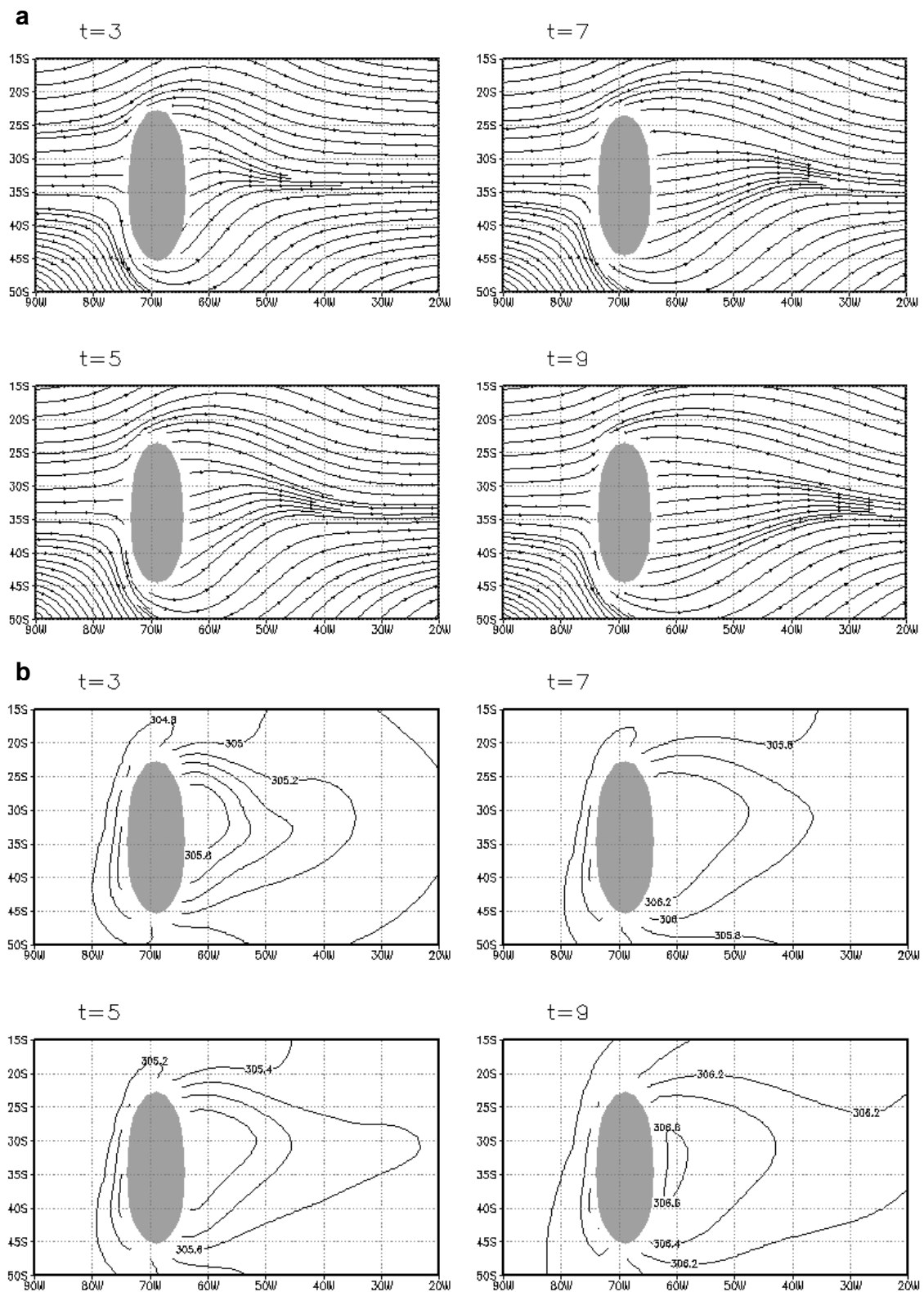


Figura 3.5: a) campo de líneas de corriente para el nivel de 375 m a los 3, 5, 7 y 9 días de simulación para EX08, b) idem a) para la temperatura potencial (cada 0,2 K). La orografía con altura mayor a 300 m está sombreada.

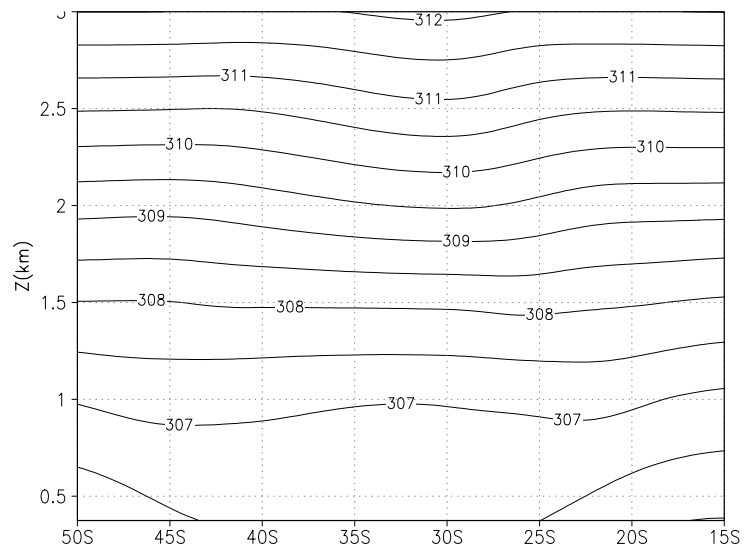


Figura 3.6: corte vertical-longitudinal de temperatura potencial (K) en 61,5°O (hasta 3 km) para el día 9 de simulación del EX08.



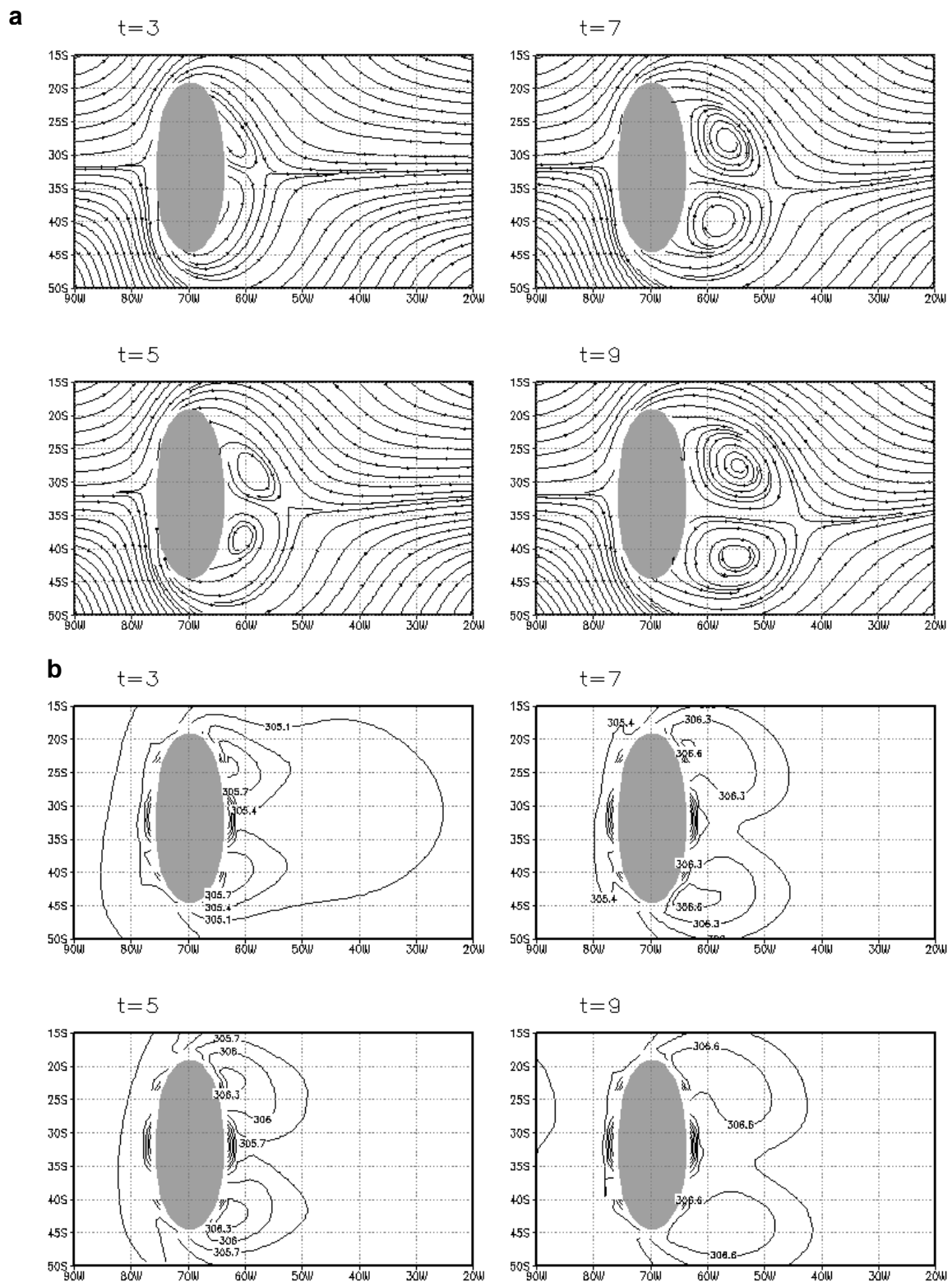


Figura 3.7: a) campo de líneas de corriente para el nivel de 375 m a los 3, 5, 7 y 9 días de simulación para EX18, b) idem a) para la temperatura potencial (cada 0,3 K). La orografía con altura mayor a 300 m está sombreada.

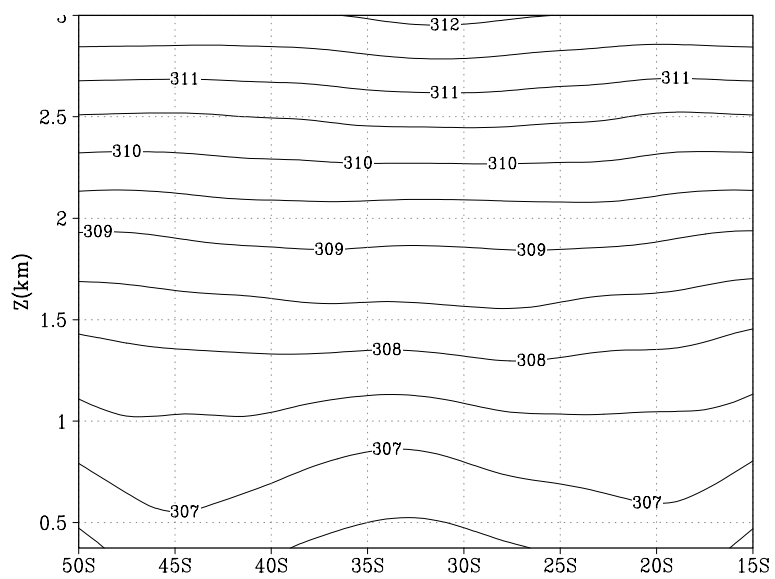


Figura 3.8: Idem 3.6 para EX18.

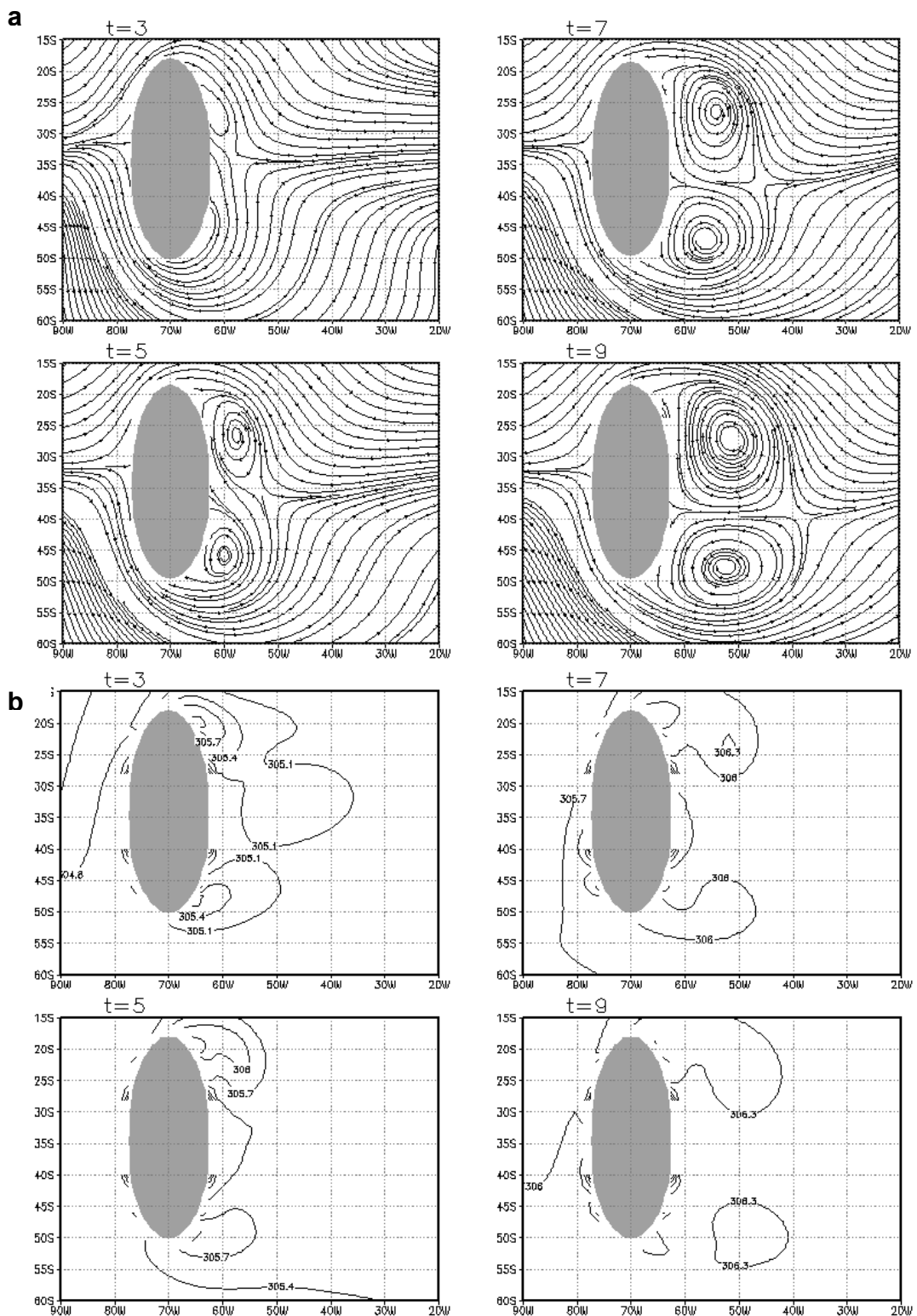


Figura 3.9: a) campo de líneas de corriente para el nivel de 375 m a los 3, 5, 7 y 9 días de simulación para EX40, b) idem a) para la temperatura potencial (cada 0,3 K). La orografía con altura mayor a 300 m está sombreada.

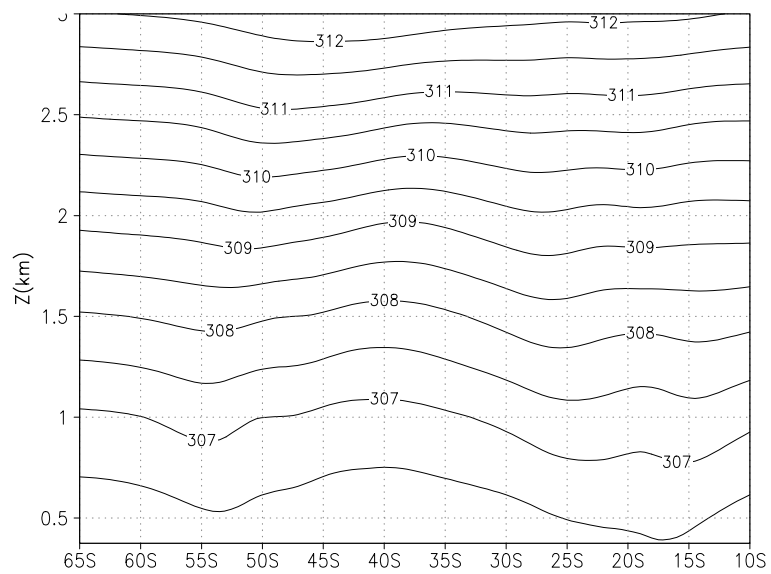


Figura 3.10: Idem 3.6 para EX40.

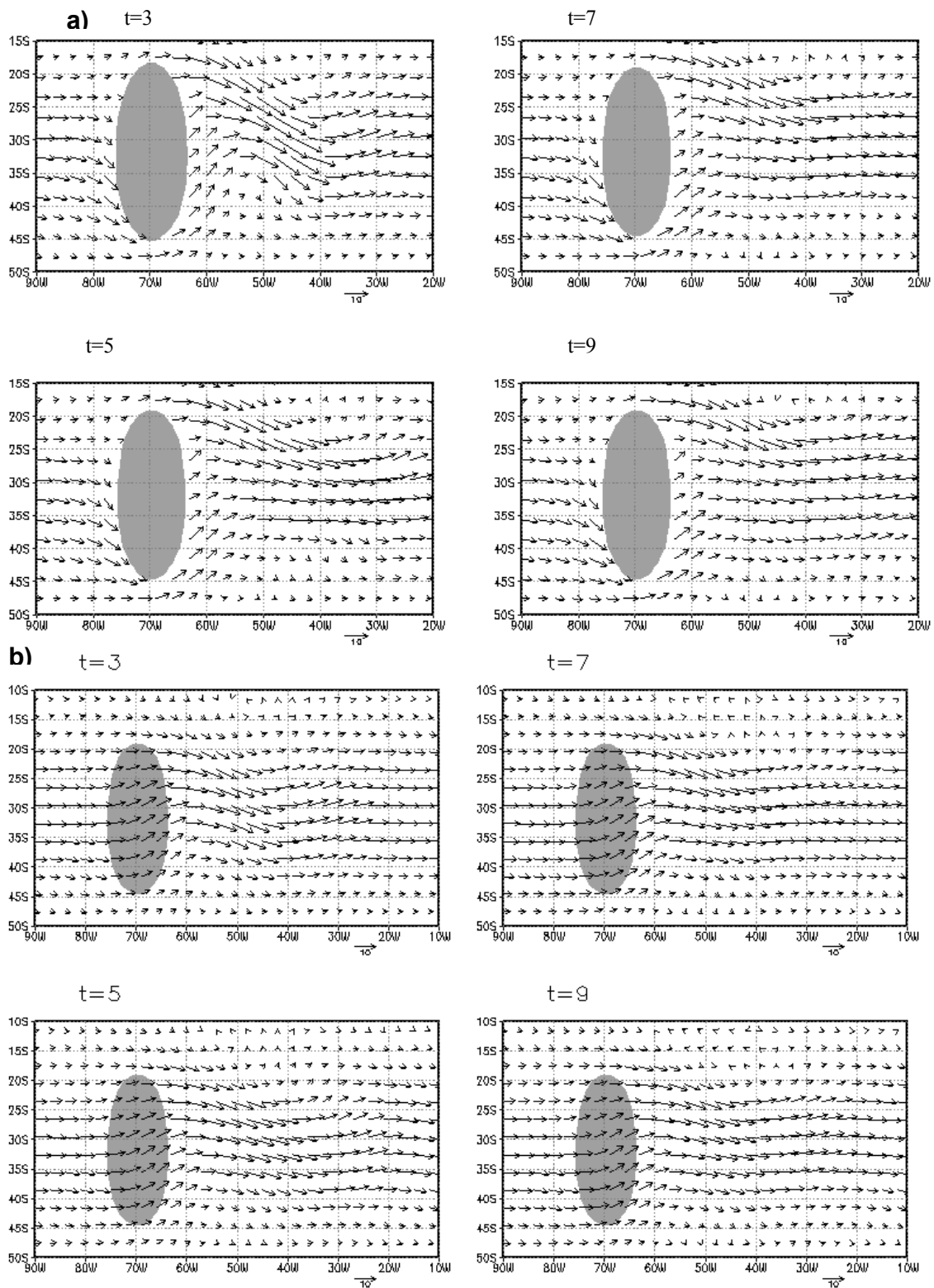


Figura 3.11: a) viento horizontal en 375 m a los 3, 5, 7 y 9 días de simulación para EX18f, b) idem a) para el nivel de 5500 m. La orografía con altura mayor a 300 m está sombreada.

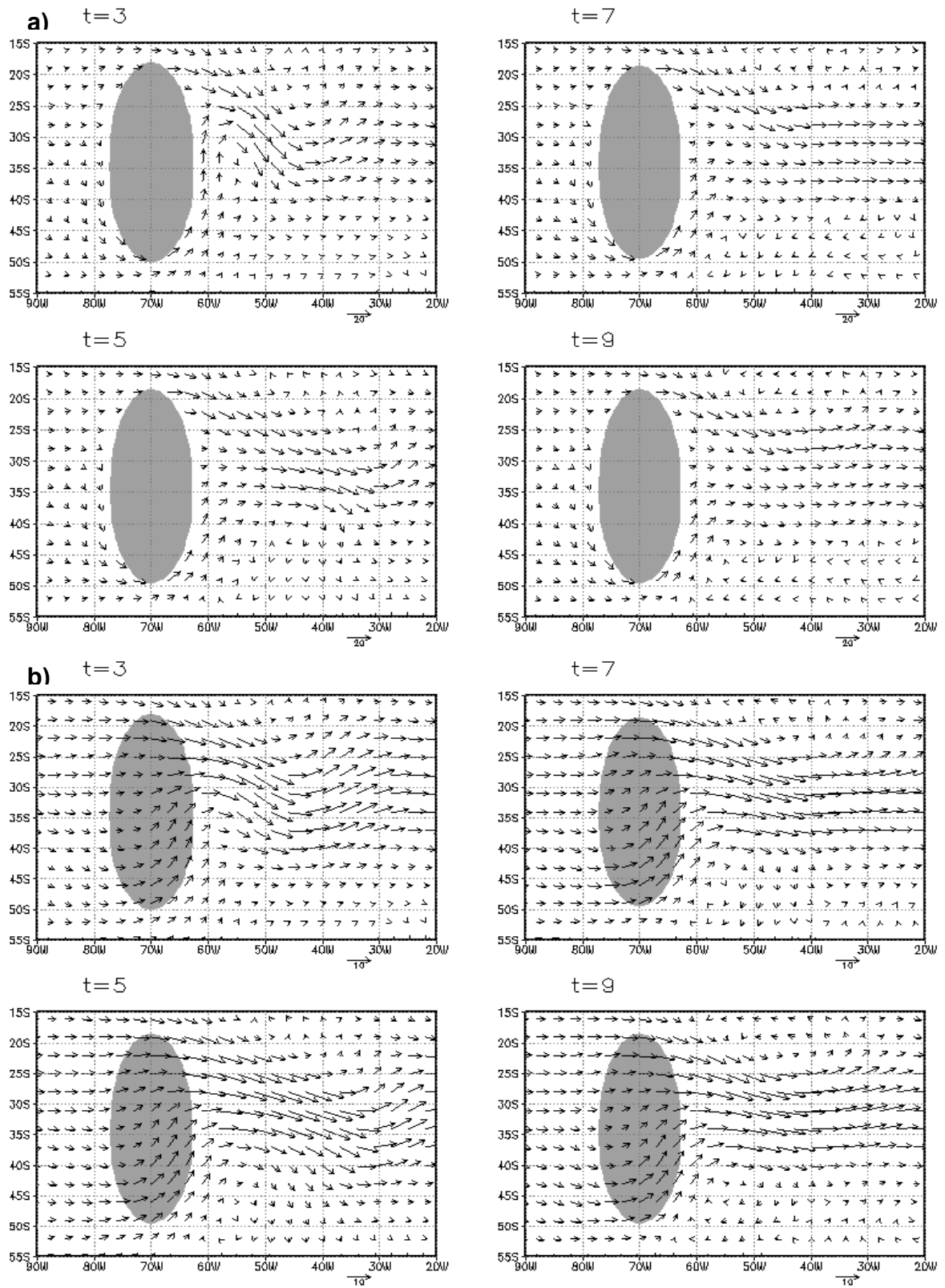


Figura 3.12: Idem Figura3.11, para EX40f.

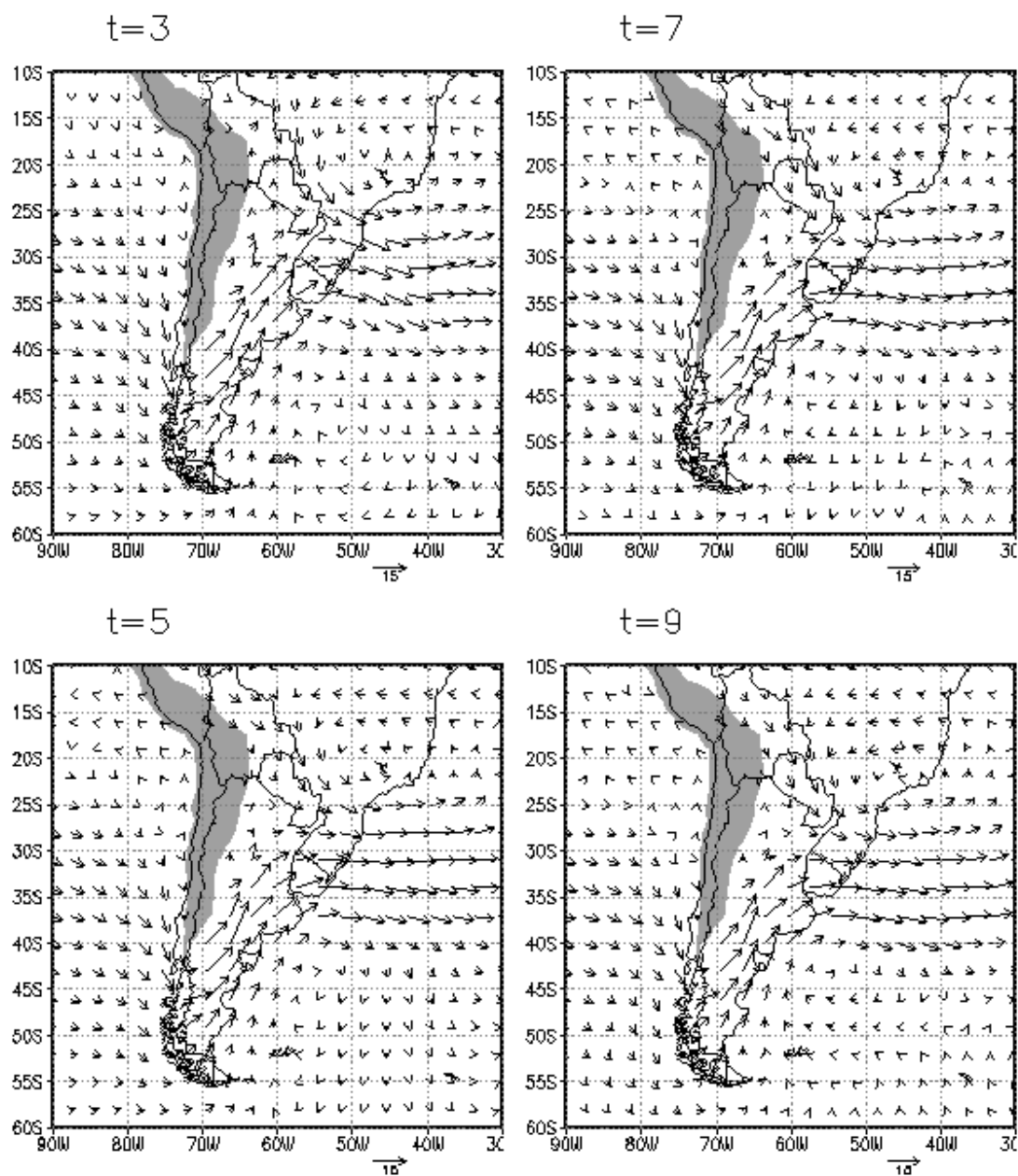


Figura 3.13: campo de movimiento horizontal en 1500 m para los días 3, 5, 7 y 9 de simulación para EXAndes. Las alturas superiores a 1500 m están sombreadas.

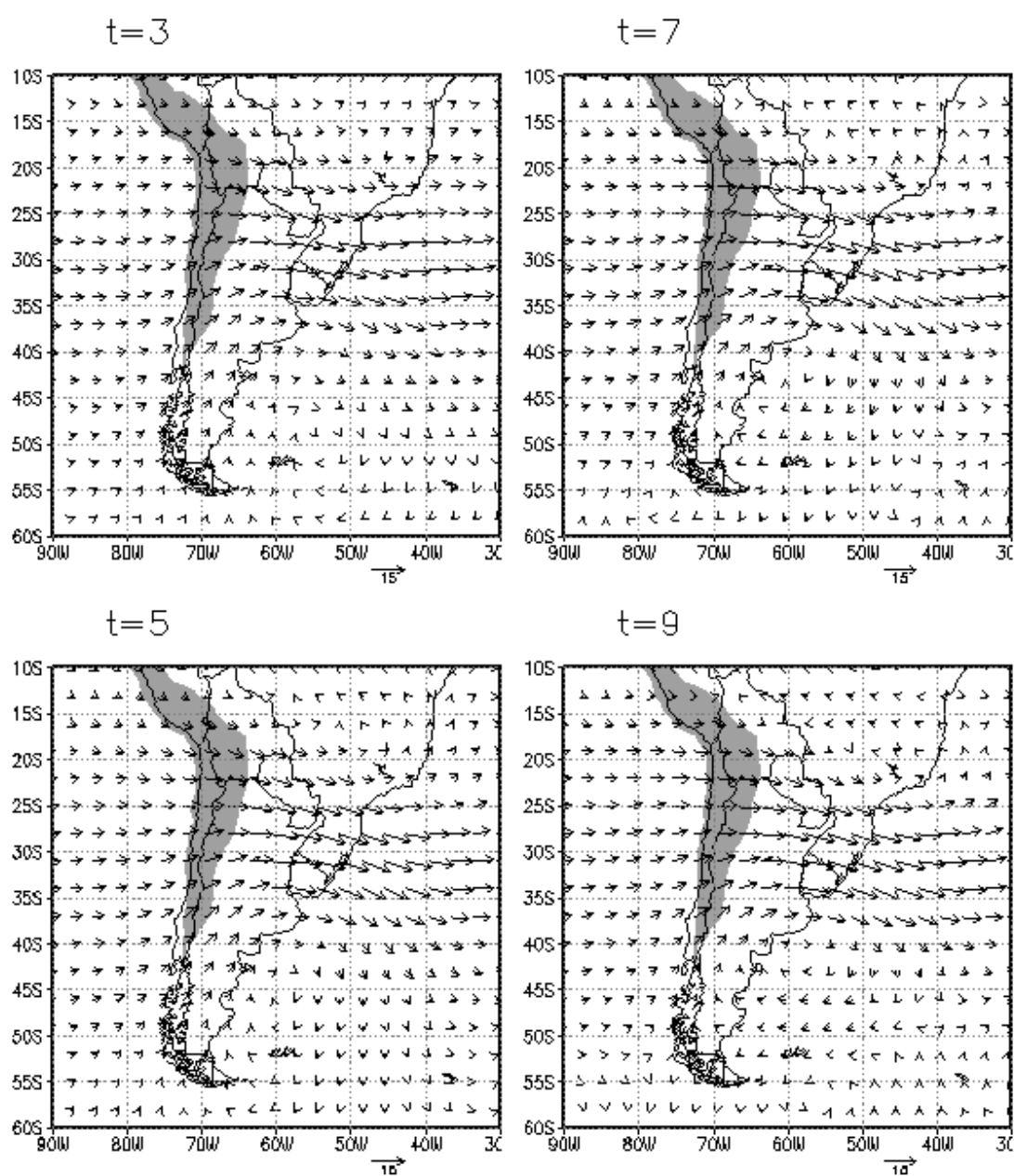


Figura 3.14: campo de movimiento horizontal en 9750 m para los días 3, 5, 7 y 9 de simulación para EXAndes. Las alturas superiores a 1500 m están sombreadas.



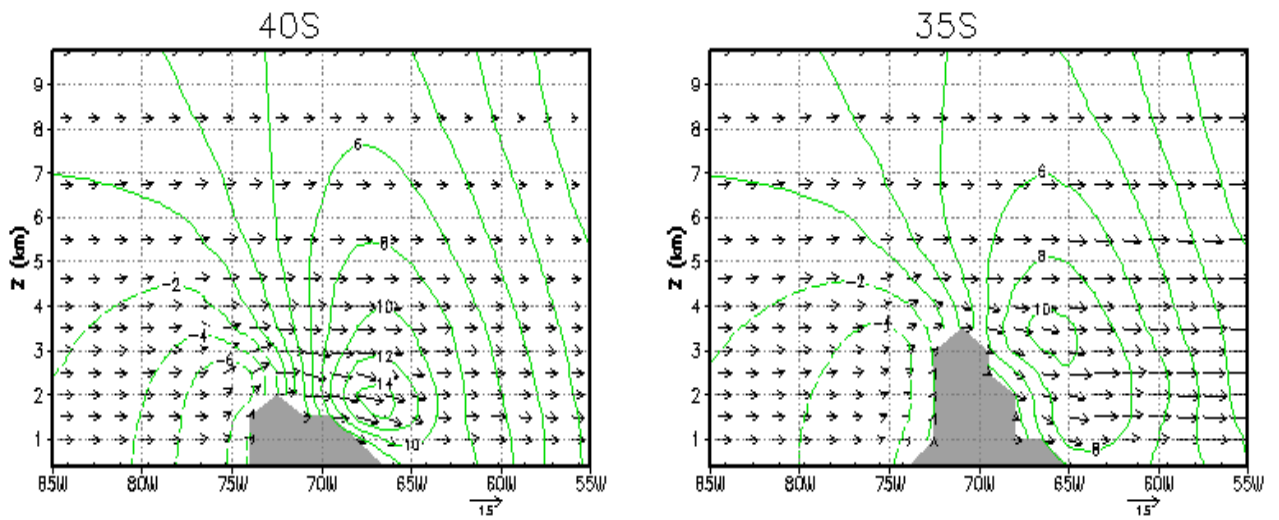


Figura 3.15: circulación zonal ( $u, w$ ) para el día 7 de simulación (vector) y viento meridional (verde, cada 2 m/s) en 40°S y 35°S.

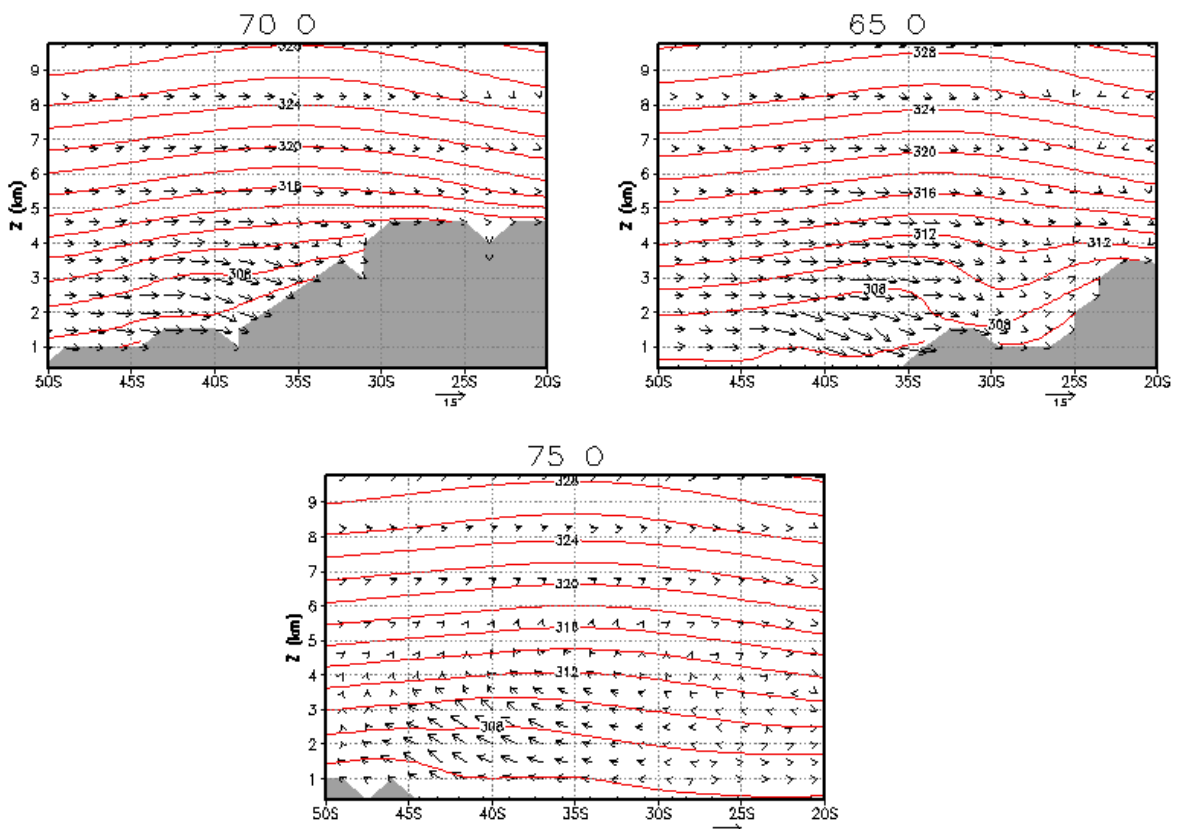


Figura 3.16: circulación meridional ( $v, w$ ) para el día 7 de simulación (vector) y temperatura potencial (rojo, cada 2 K) en 70°O, 65°O y 75°O.

## CAPÍTULO 4

### **Evolución de una perturbación baroclínica en ausencia de orografía**

---

#### **4.1 Introducción**

Numerosos estudios teóricos sobre el crecimiento lineal de ondas baroclínicas han utilizado la aproximación de modos normales. Los primeros trabajos de Charney (1947) y Eady (1949) muestran que los modos normales presentan un crecimiento exponencial y poseen una dependencia sinusoidal con la longitud, poniendo especial atención en aquellos modos cuya longitud de onda alcanza la máxima tasa de crecimiento. En el caso del Hemisferio Sur, Solman (1993) analizó la evolución de los modos normales para estudiar el ciclo energético de las perturbaciones baroclínicas en el Hemisferio Sur.

Estudios posteriores mostraron la necesidad de incluir los efectos no lineales para representar los ciclos de vida de las ondas baroclínicas semejantes a los observados, caracterizados por un crecimiento exponencial, maduración a una amplitud finita y decaimiento posterior. Asimismo, Simmons y Hoskins (1978), utilizaron una perturbación inicial asociada al modo normal más inestable, y mostraron que el crecimiento de una onda está asociado con una secuencia idéntica de ondas tanto corriente arriba como corriente abajo. Sin embargo, este desarrollo simultáneo de perturbaciones es raramente observado en la atmósfera. El crecimiento local de un determinado sistema sinóptico es comúnmente seguido por un desarrollo corriente abajo o bien por la amplificación de una onda preexistente. Este desarrollo generalmente ocurre entre el primer y tercer día posterior y entre  $55^\circ$  y  $90^\circ$  corriente abajo. Sobre esta base, Simmons y Hoskins (1979) utilizaron como condición inicial una perturbación localizada y estudiaron la respuesta de una atmósfera baroclínicamente inestable, utilizando diferentes modelos. En particular, en el experimento numérico utilizando un modelo no lineal en ecuaciones primitivas, encontraron que nuevas perturbaciones crecen regularmente corriente abajo, tal como indican las observacio-

nes. Además, estas perturbaciones tienen amplitudes mayores a las encontradas en las integraciones no lineales utilizando como condición inicial los modos normales. A medida que la perturbación inicial se mueve corriente abajo, nuevas perturbaciones de menor escala crecen corriente arriba, formándose aproximadamente en la misma longitud. Es decir que el desarrollo de una perturbación baroclínica individual está asociado al desarrollo de otros centros, conformando un paquete de ondas transfiriendo su energía hacia el este.

En consecuencia, en este capítulo se describen simulaciones donde se superpone al flujo básico típico del Hemisferio Sur (Capítulo 2), una perturbación de vorticidad barotrópica que evoluciona hacia una onda baroclínica típica.

## 4.2 La perturbación inicial

### 4.2.1 Formulación de la perturbación inicial

Según se comentó previamente, las perturbaciones baroclínicas de invierno que se aproximan desde el Pacífico central hacia el sur de Sudamérica crecen inmersas en la Corriente en Chorro Subtropical, que alcanza el máximo sobre Australia y disminuye en intensidad hacia el este. De modo de simular la evolución de estas perturbaciones, se siguió la metodología propuesta por Simmons y Hoskins (1979), que también fue utilizada por Orlanski y Chang (1993), basada en superponer una perturbación de vorticidad, barotrópica y de pequeña amplitud, al flujo zonal básico del Hemisferio Sur y permitir que crezca (en ausencia de orografía) hasta alcanzar la estructura típica de una onda baroclínica. Este abordaje es diferente entonces al del Solman (1993) que con el mismo modelo numérico analizó la evolución del modo normal inestable.

Siguiendo a Orlanski y Chang (1993), y como modo de reducir los efectos de las ondas de gravedad, se impone para la perturbación inicial que tanto la divergencia ( $\nabla \cdot \mathbf{V}'$ ) como su tendencia ( $\frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{V}')}{\partial t}$ ) sean nulas. Dado que la perturbación propuesta es no divergente, resulta que:

$$\nabla^2 \psi' = \zeta' \quad (4.1)$$

siendo entonces la perturbación de viento horizontal

$$\begin{aligned}v' &= \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \Psi'}{\partial \lambda} \\u' &= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Psi'}{\partial \varphi}\end{aligned}\quad (4.2)$$

donde los valores primados corresponden a las perturbaciones iniciales de:

- $\zeta'$  vorticidad relativa
- $\Psi'$  función corriente
- $v'$  viento meridional
- $u'$  viento zonal

Para la perturbación de vorticidad se propone un perfil gaussiano de la siguiente forma:

$$\zeta' = \zeta_0 \exp(-(x^2 + y^2)/d^2) \quad (4.3)$$

El valor de  $\zeta_0$ , que puede ser positivo o negativo (vorticidad anticiclónica o ciclónica), se seleccionó de manera que el máximo de la perturbación inicial de velocidad sea de 0,2 m/s. El valor de  $d$  se seleccionó de modo que esta perturbación inicial de vorticidad abarque 20° de longitud, que corresponde a un número de onda 8, característico de las perturbaciones sinópticas que crecen embebidas en la corriente en chorro subtropical (Berbery y Vera, 1996).

Para calcular la perturbación inicial de la temperatura, se linealizaron las ecuaciones de movimiento (2.1) y (2.2), la ecuación hidrostática (2.3) y la condición de perturbación barotrópica, se obtuvo la siguiente expresión para la perturbación de la temperatura potencial

$$-\frac{g}{\theta_0} \nabla^2 \theta' = \frac{2}{a^2 \cos \varphi} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \right) - \frac{\text{tg} \varphi}{a^2 \cos \varphi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (4.4)$$

En el Apéndice I se desarrollan las expresiones matemáticas para obtener la ecuación 4.4. Esta ecuación se resolvió numéricamente mediante el método de relación y se obtuvo la perturbación de la temperatura potencial.

La Figura 4.1 muestra la estructura horizontal de la perturbación inicial de la componente zonal y meridional del viento y de temperatura potencial, correspondientes a una perturbación ciclónica. Cabe destacar que en esta figura y en las siguientes se incorporan los continentes sólo a modo de referencia ya que esta perturbación puede estar localizada en cualquier longitud.

#### 4.2.2 Evolución temporal de la perturbación inicial

La perturbación ciclónica descrita en el punto anterior se superpuso al flujo zonal inicial desarrollado en el punto 2.4 con el perfil vertical representado en la Figura 2.1b, que reproduce las características observadas de la estructura vertical de la corriente en chorro en 180°O. A continuación se analizará brevemente la evolución no lineal de la perturbación desde el inicio hasta su crecimiento en una onda baroclínica de amplitud finita, que se obtuvo de una simulación de 20 días con las características del modelo descritas en el Capítulo 2, sin introducir aún la orografía.

La Figura 4.2 muestra el campo de vorticidad relativa en 1500 m en distintas etapas de la simulación. Al día 8 de evolución, la perturbación aumentó en intensidad, desarrollándose nuevos centros ciclónicos tanto corriente arriba como corriente abajo de la perturbación inicial (I). Esta perturbación se desplaza hacia el este con una velocidad aproximada de 10°/día, algo más alta que la documentada por Berbery y Vera (1996), formándose nuevos centros corriente abajo de la misma cada 2 días mientras que corriente arriba se forman cada 4 días, aproximadamente en la misma latitud. Hacia el día 12 de evolución tanto la perturbación inicial como el primer ciclón corriente abajo se han ocluido. El día 14 la perturbación inicial comienza a debilitarse, mientras que los 2 desarrollos corriente abajo están ocluidos.

El campo de temperatura potencial en 1500 m (Figura 4.3) muestra al día 10 de evolución una estructura frontal correspondiente a las ondas en desarrollo, con

aumento de la advección caliente por delante del ciclón y fría por detrás. La baroclinicidad está concentrada entre los 25° y 40°S. El día 12 de integración se observa el campo térmico asociado a las oclusiones mencionadas en el párrafo anterior, con una intensificación de la onda frontal corriente arriba. Esta evolución reproduce muchas de las características de los sistemas sinópticos de latitudes medias del Hemisferio Sur. A partir del día 14, el gradiente meridional de temperatura en latitudes medias se destruye quedando confinado en latitudes bajas. Por lo tanto la baroclinicidad queda desplazada hacia el norte, mientras que en latitudes medias se observa una estructura más barotrópica. Estas características del campo térmico quedan restringidas a la troposfera baja y media ya que en niveles altos (9750 m, no se muestra) la baroclinicidad en latitudes medias se mantiene durante todo el período, disminuyendo levemente luego del día 14 de integración.

La figura 4.4 muestra el perfil vertical del viento zonal medio y de la temperatura media, ambos promediados zonalmente sobre cada círculo de latitud, para el día 17 de integración. En ella se observa la modificación del flujo zonal, con un leve debilitamiento del viento máximo (si se lo compara con el flujo inicial, Figura 2.1b) y la generación de vientos leves del este al sur de 45°S y al norte de 25°S. Esto se asocia a los intensos ciclones (Figura 4.2) que se desarrollan centrados alrededor de los 45°S, lo que favorece los vientos del este relativamente intensos en niveles bajos, del lado polar de los mismos. Por otro lado, los vientos del este en latitudes ecuatoriales están asociados a los anticiclones que se desarrollan en latitudes algo más bajas. Se observa también un aumento en la intensidad del viento en niveles bajos y medios, entre 30° y 40°S, asociado al desarrollo de las perturbaciones. El campo térmico revela el desplazamiento hacia el norte de la zona baroclínica que inicialmente restringida a la banda de latitud 30°- 40°S (Figura 2.1b). Por otro lado, en la Figura 4.4 también se observa un aumento de la estabilidad estática en latitudes bajas, consistente con lo encontrado por Solman (1993) y Thoncroft y otros (1993) para simulaciones con modos normales.

De modo de estudiar la energía asociada al crecimiento de las perturbaciones baroclínicas, se analizan brevemente la energía cinética asociada a las perturbaciones. Considerando la siguiente notación para los promedios, para una dada variable  $x$ :  $[x]$  zonal,  $\{x\}$  meridional y  $\langle x \rangle$  vertical, la ecuación que describe esta energía es:

$$[ECP] = \langle \left\{ \left[ \frac{u'^2 + v'^2}{2} \right] \right\} \rangle \quad (4.5)$$

La Figura 4.5 muestra la ECP media entre los días 4 -10 correspondiente a la primer etapa de desarrollo, que maximiza en niveles bajos para ir aumentando paulatinamente en niveles más altos entre los días 11 y 17. Es de destacar además que la ECP adquiere mayor extensión latitudinal, de acuerdo con el corrimiento tanto al norte como al sur de la baroclinicidad, dando esto lugar a posibles nuevos desarrollos en esas regiones.

En vista de los resultados de esta simulación se concluye que la evolución de una perturbación inicial barotrópica embebida en un flujo zonal medio representativo de la corriente en chorro Subtropical del Hemisferio Sur, dió como resultado el desarrollo de perturbaciones baroclínicas con características similares a las observadas. En el siguiente capítulo se discute cómo estos desarrollos son alterados por la presencia de la cordillera de los Andes.

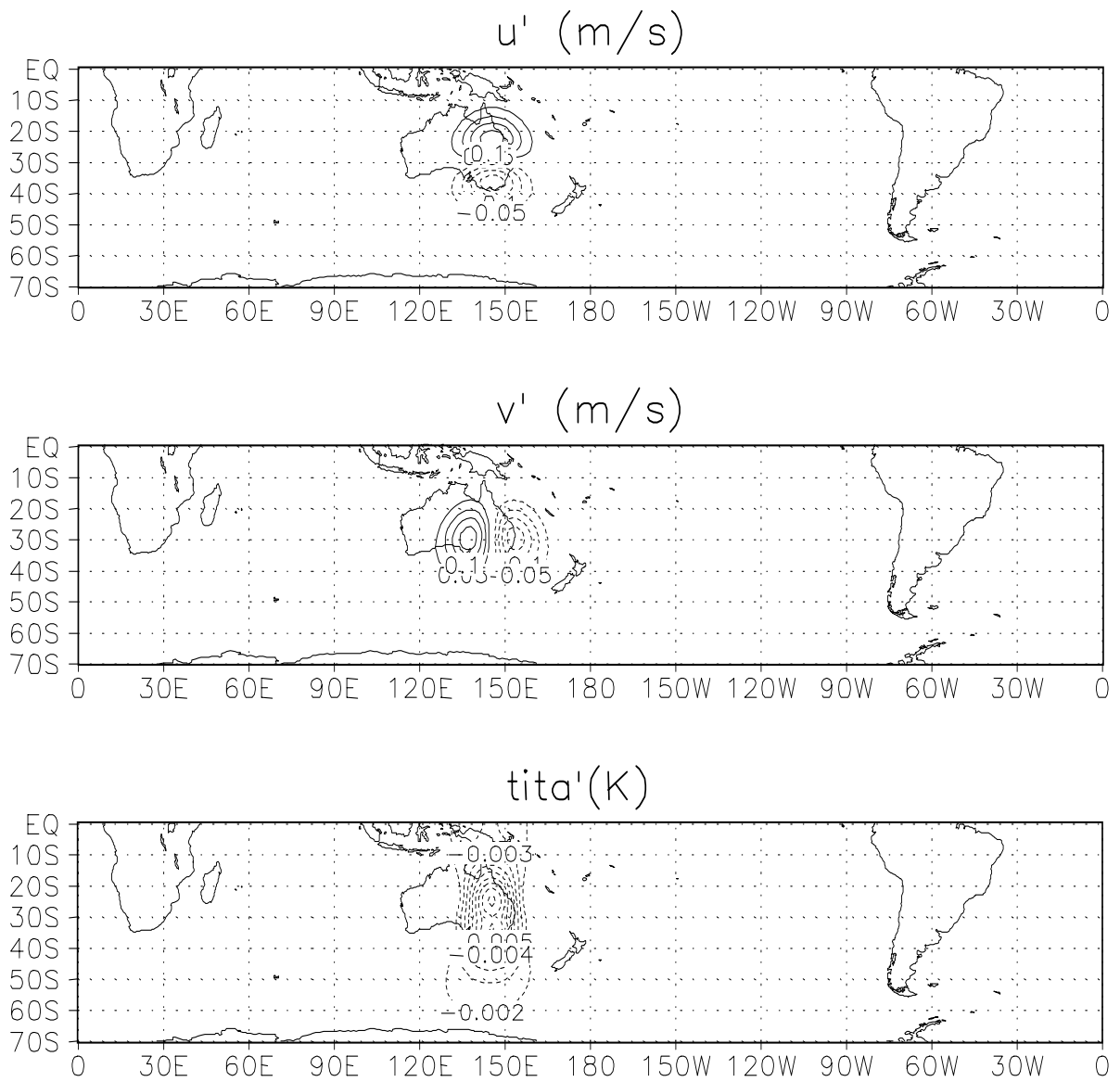


Figura 4.1: Perturbación iniciales de viento zonal (m/s), viento meridional (m/s) y temperatura potencial (K).



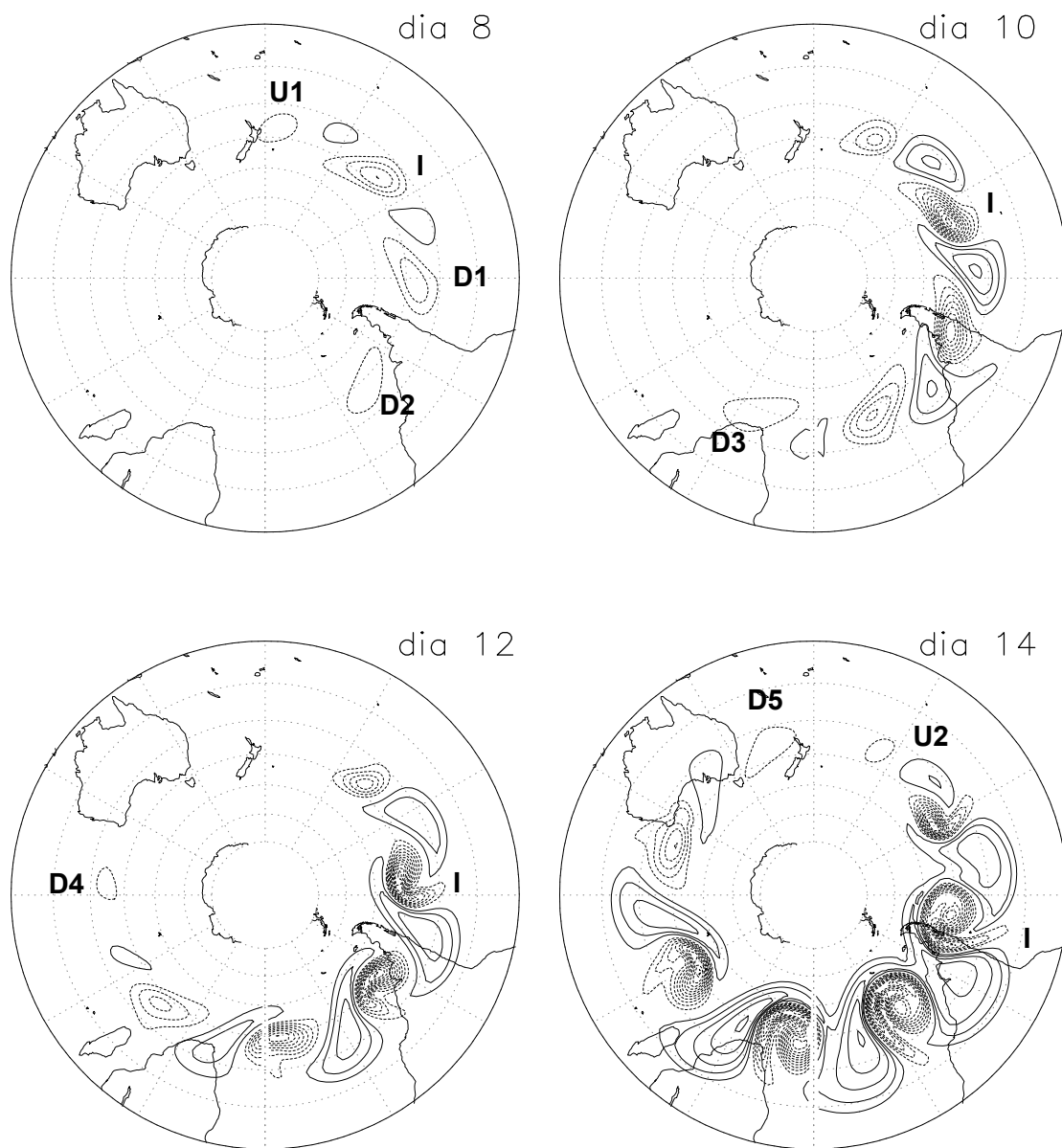


Figura 4.2: Evolución temporal de la perturbación de vorticidad relativa en 1500 m. Los valores punteados indican valores negativos. Con **I** se señala la posición de la perturbación inicial, **D1** indica la posición del primer desarrollo corriente abajo y con números correlativos los nuevos desarrollos. **U1** indica la posición del primer desarrollo corriente arriba y con números correlativos los nuevos desarrollos.

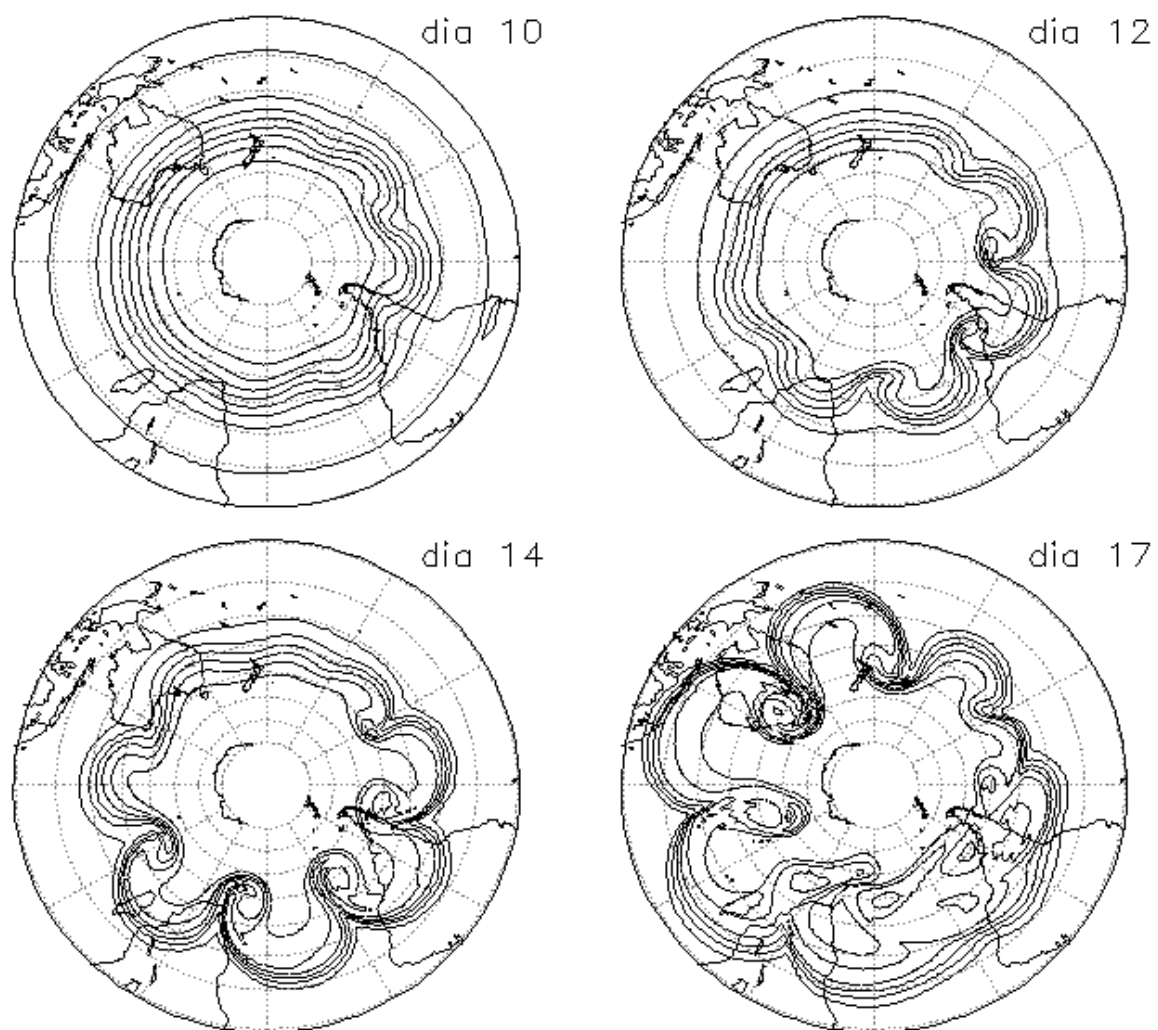


Figura 4.3: Evolución temporal de la temperatura potencial en 1500 m.

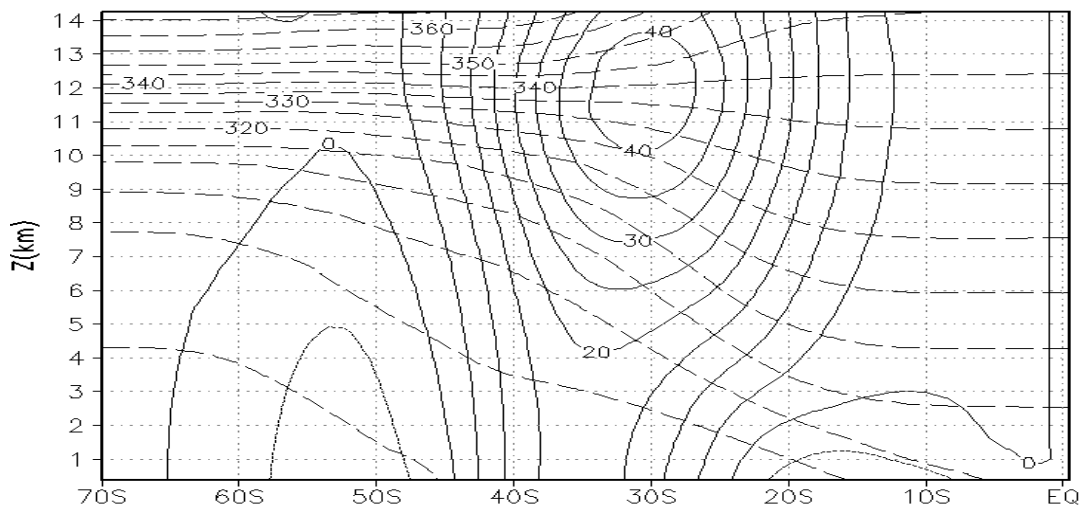


Figura 4.4: corte vertical-latitudinal del viento zonal medio zonal (líneas llenas, m/s) y temperatura potencial media zonal (líneas punteadas, K) para el día 17 de integración.

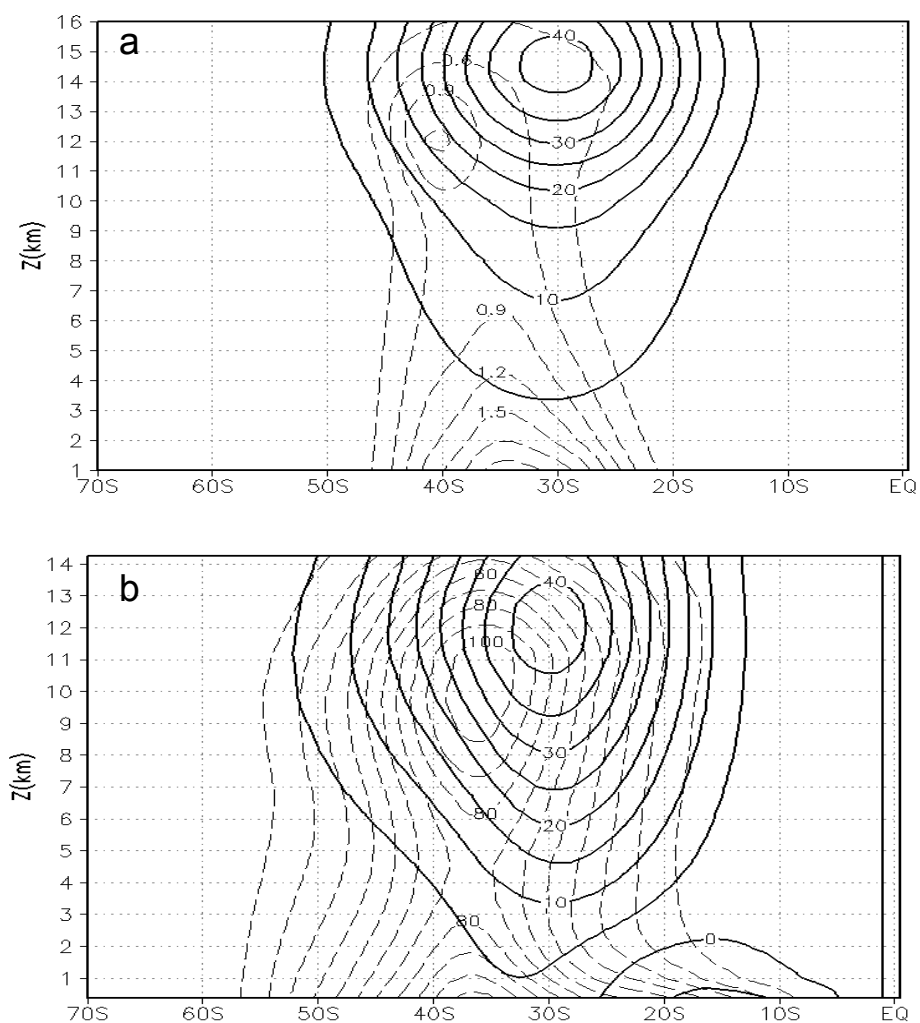


Figura 4.5: Promedio zonal y temporal de la energía cinética de la perturbación (línea de trazos  $m^2/s^2$ ) y del viento zonal medio (línea llena, m/s). a) entre los 4 y 10 días de integración b) promedio entre los 11 y 17 días de integración.

## CAPÍTULO 5

### **Evolución de las perturbaciones baroclínicas invernales en presencia de los Andes**

---

#### **5.1 Introducción**

Las montañas ejercen una influencia directa sobre las perturbaciones baroclínicas ya que afectan localmente, a través del bloqueo y/o bifurcación del flujo, su estructura espacial, su tasa de crecimiento y su propagación.

Los estudios numéricos existentes que analizan el comportamiento de las ondas baroclínicas en presencia de orografía se centran principalmente en el estudio de las ciclogénesis a sotavento tanto de los Alpes como de las Rocallosas. Por ejemplo, Tosi et al. (1983), realizaron experimentos numéricos con un modelo en ecuaciones primitivas para simular las ciclogénesis a sotavento de una cadena montañosa similar a los Alpes. Estos autores encontraron que la intensidad y comportamiento de los ciclones resultantes dependen de la estructura de la perturbación baroclínica incidente. Orlanski y Gross (1994) realizaron simulaciones numéricas con un modelo en ecuaciones primitivas, con el fin de ahondar en el conocimiento de las ciclogénesis a sotavento, con la orografía orientada en dirección este-oeste, semejando los Alpes, mostraron el desarrollo de un ciclón al sur de la misma. Bannon (1992) utilizó un modelo cuasigeostrófico para simular la ciclogénesis a sotavento de las Rocallosas, y mostró que la perturbación ciclónica se desplaza hacia el polo corriente arriba de la montaña mientras que corriente abajo se intensifica un ciclón desplazado hacia el Ecuador, demostrando además un efecto ciclolítico de la montaña sobre la perturbación en niveles bajos a medida que ésta la cruza. Otro estudio numérico sobre el efecto de las Rocallosas sobre las perturbaciones baroclínicas, basado en la teoría cuasigeostrófica, es el realizado por Davis (1997) que encontró que el efecto más importante de la montaña es alterar la distribución media de temperatura potencial en superficie y por lo tanto modificar la propagación característica de la onda baroclínica incidente. Además encontró que la

posición relativa de la corriente en chorro dentro de la cual crece la perturbación baroclínica respecto de la montaña incide en la posterior estructura de la onda corriente abajo. Con la corriente en chorro desplazada hacia el lado polar de la montaña, un intenso domo frío se desarrolla a sotavento. El enfriamiento ladera arriba refuerza la advección horizontal de temperatura y el anticiclón se intensifica. Con la corriente en chorro desplazada hacia el Ecuador, el anticiclón se debilita y el ciclón a sotavento se hace más importante.

Li y otros (1996) analizan mediante simulaciones numéricas la influencia de distintos tipos de orografía sobre la evolución 3-D de frentes fríos. Los autores encontraron, en general, un debilitamiento del frente a barlovento y una intensificación sobre la ladera corriente abajo de la montaña, aunque en todos los casos el tamaño de la montaña es comparable o algo menor a la extensión lateral del frente.

Como se mencionó en la Introducción, existe una ausencia de tales simulaciones para representaciones realistas de los Andes, en consecuencia, el objetivo del presente Capítulo es simular las perturbaciones sinópticas que durante el invierno avanzan sobre la región sur de Sudamérica y estudiar las modificaciones que las mismas experimentan al interactuar con los Andes.

## **5.2 Condiciones iniciales**

El máximo de la corriente en chorro subtropical durante el invierno se sitúa aproximadamente en  $180^{\circ}\text{O}$ , disminuyendo su intensidad hacia el este sobre el Océano Pacífico (Figura 1.1). Por lo tanto, su estructura corriente arriba de los Andes presenta una cortante vertical y un máximo de viento diferentes a las presentadas en el Figura 2.1b y que fue utilizada en el Capítulo anterior para simular el crecimiento de las perturbaciones baroclínicas en el Pacífico Sur. De modo de simular lo más fielmente la estructura de las ondas que interactúan con los Andes, se consideró un flujo básico inicial que represente las condiciones medias del flujo zonal observado en  $80^{\circ}\text{O}$ . Para ello se utilizó la ecuación (2.9), que representa una corriente en chorro centrada en  $30^{\circ}\text{S}$ , con un perfil vertical  $U_o(z)$  que se interpoló del

campo medio observado en 80°O para el invierno, calculado a partir de 15 inviernos de datos del ECMWF.

En la Figura 5.1 se muestra la estructura vertical del flujo zonal inicial y la temperatura potencial (en equilibrio geostrófico con el flujo zonal) que representa la estructura media de la corriente en chorro subtropical corriente arriba de los Andes durante el invierno. A esta corriente en chorro (de aquí en adelante J80) se le superpuso una perturbación baroclínica de amplitud finita, siguiendo la metodología que se detalla a continuación.

La evolución de la perturbación de vorticidad ciclónica barotrópica que se detalló en el Capítulo 4, mostró que hacia el día 8 de simulación, ésta había evolucionado hacia una onda de amplitud finita. Por lo tanto ese día es el que se seleccionó para aislar la perturbación y superponerla a J80, según el procedimiento que se detalla:

$$x' = x_{\_180} - [x_{\_180}] \quad (5.1)$$

donde  $x_{\_180}$  indica el valor de la variable  $x$  para el día 8 de simulación, los valores  $[ ]$  indican el promedio zonal de dicha variable y  $x$  corresponde a cada una de las variables del modelo: viento zonal, viento meridional, temperatura, movimiento vertical y función corriente.

En la Figura 5.2 se presentan las amplitudes y estructura horizontal de las perturbaciones de viento zonal, meridional y temperatura para el nivel de 1500 m. La perturbación de viento corriente arriba de los Andes tiene una amplitud algo mayor a 3 m/s. La estructura vertical de las perturbaciones del viento meridional y temperatura se presenta en la Figura 5.3. La perturbación de temperatura presenta una estructura similar a la mostrada por Vera y otros (2002) para las ondas baroclínicas invernales típicas de la región subtropical de Sudamérica, maximizando en niveles bajos. El máximo que presenta la perturbación de la componente meridional del viento en niveles bajos está asociado a la no inclusión de la fricción superficial en esta simulación. Se ha repetido la simulación descrita en el Capítulo 4 incluyendo la fricción, encontrándose que la misma inhibe levemente el desarrollo de la onda en superficie.

Entonces, la condición inicial quedó representada por:

$$\begin{aligned}
 u &= u_{J80} + u' \\
 v &= v' \\
 t &= t_{J80} + t' \\
 fc &= fc_{J80} + fc' \\
 w &= w'
 \end{aligned}$$

A partir de esta condición inicial se realizó una simulación a 10 días, incluyendo la representación realista de los Andes (a esta simulación llamaremos CR), y otra simulación sin orografía (CR\_SO) que será utilizada como control para distinguir los efectos que la barrera orográfica produce sobre la estructura de la onda. En esta primera etapa se analizará la evolución de la perturbación ciclónica que en el estado inicial se encuentra, en niveles bajos, aproximadamente 40° hacia el oeste de los Andes (Figura 5.3)

### 5.3 Evolución y estructura de las perturbaciones

Los perfiles verticales de viento y temperatura de J80 (Figura 5.1), conjuntamente con las características de los Andes interpolados (Figuras 3.1 y 3.2), conducen a los siguientes valores de los números adimensionales descritos en el Capítulo 3, para diferentes latitudes (donde se ha considerado para todos los casos  $N=0,01$ ):

Tabla 5.1: Valores medios de las variables que intervienen el cálculo de  $Ro$  y  $Fr$ , para diferentes latitudes:  $U$  representa el viento zonal medio entre superficie y 3000 m,  $h$  y  $L$  son la altura media de los Andes interpolados a la retícula del modelo es el ancho medio, ambos de la orografía interpolada

	$\bar{U}_{0-3000}$ (m/s)	$\bar{h}$ (m)	$L$ (km)	$Ro$	$Fr$	$Ro/Fr$
40°S	5	1200	130	0,41	0,42	0,98
30°S	8	4000	130	0,91	0,2	4,55
20°S	5	4500	220	0,47	0,11	4,27

Estos valores indican que el flujo será mayormente bloqueado al norte de 40°S.

La evolución de las perturbaciones en niveles bajos con orografía (CR) se puede observar en la columna de la izquierda de la Figura 5.4. En la Figura 5.4e-f se puede observar la evolución del tren de ondas sin orografía (CR\_SO) que al día 3 muestra un ciclón justo corriente arriba de los Andes, en 40°S (que es el que seguiremos para estudiar sus cambios), mientras que otro se encuentra aproximadamente en 120°O, en una etapa más madura de su desarrollo. Los anticiclones en esta etapa se ubican aproximadamente en 55°O y 90°O. Dos días después, las perturbaciones han aumentado en intensidad, el frente frío asociado al ciclón se ha desplazado hacia el norte. Al día 7 el ciclón está ocluido y el frente frío avanzó hasta los 25°S, mientras que el gradiente meridional de temperatura aumentó y adquirió una marcada inclinación NO-SE. La advección fría sobre el flanco occidental del ciclón se ve reforzada por el anticiclón que se intensifica corriente arriba del ciclón.

En la simulación con orografía (CR), al día 3 de integración (Figura 5.4a) el anticiclón a sotavento (A) se ubica levemente más al oeste respecto de aquel en CR\_SO, el flujo del este sobre el flanco norte del anticiclón se desacelera cuando se acerca a la orografía, produciendo una componente ageostrófica hacia el norte que provoca el leve enfriamiento que se observa sobre la ladera oriental de los Andes. El ciclón (B) se encuentra corriente arriba de los Andes y el flujo del oeste sobre su flanco norte incide de forma perpendicular a la montaña siendo en parte bloqueado y parte ascenderá la montaña, para descender a sotavento. Cuando el anticiclón (A) se desplaza levemente al este (día 5, Figura 5.4a), el flujo del norte se canaliza sobre la ladera oriental de los Andes, aumentando la advección cálida por detrás del anticiclón lo que conduce a una intensificación de la onda de altura.

Al día 7 (Figura 5.4c), el ciclón ya se encuentra a sotavento, debilitado respecto de CR\_SO, mientras que el frente frío se intensificó debido al aumento de la advección fría producida por el viento del sur que se canaliza sobre la ladera oriental de los Andes, que se ve reforzado por el avance del anticiclón que se encuentra a barlovento.

Comparando las simulaciones CR y CR\_SO para el día 9 (Figuras 5.4d y h) se observa que el ciclón se encuentra ahora sobre el Atlántico sudoccidental en ambas simulaciones. Mientras que aquel en CR\_SO se ha ocluido, aquel en CR presenta evidencias de continuar su desarrollo. Esto permite realizar una primera conclusión que es que la presencia de los Andes altera la etapa de desarrollo del ciclón que se



produce una vez que el sistema se ubica a sotavento de los Andes, en acuerdo con lo observado por Vera y otros (2002). En ausencia de la orografía, este desarrollo ocurre más al oeste y dos días antes. Asimismo, el anticiclón justo al oeste de los Andes ( $35^{\circ}\text{S}$ ,  $80^{\circ}\text{W}$ ) está deformado y retrasado con respecto a CR\_SO. En su flanco oriental el viento es del sur, paralelo a los Andes, canalizado a sotavento sobre la ladera oriental alcanzando latitudes subtropicales. El comportamiento del anticiclón es similar al documentado por Garreaud (1999, 2000) para las incursiones de aire frío durante el invierno. La canalización del aire frío tiene un ancho aproximado de  $5^{\circ}$ , que concuerda con el radio de deformación de Rossby, que para la latitud de  $30^{\circ}$  tiene un valor aproximado de 550 km.

La evolución de la vorticidad relativa en 1500 m para ambas simulaciones se presenta en la Figura 5.5, donde se observa para CR\_SO (panel derecho) la evolución del ciclón que se desplaza hacia el este y que para el día 7 ya se encuentra ocluido mostrando dos máximos de vorticidad ciclónica, ambos aproximadamente en  $43^{\circ}\text{S}$ , uno en  $60^{\circ}\text{O}$  y otro en  $45^{\circ}\text{O}$ . La simulación CR muestra una evolución diferente, el día 5 (Figura 5.5b) la perturbación ciclónica se desplaza levemente al sur, rodeando la topografía, mientras que el día 7 ya se encuentra justo a sotavento, extendiéndose hacia el norte con un nuevo centro de vorticidad ciclónica alargado en  $60^{\circ}\text{O}$  entre  $30^{\circ}$  y  $40^{\circ}\text{S}$ . Comparando ambas simulaciones para el día 9 (Figuras 5.5d y h), en CR se observa a la perturbación ciclónica unos  $5^{\circ}$  más al norte con una orientación NO-SE y llegando a su máxima amplificación, mientras que en CR\_SO ya se encuentra ocluida en su etapa de decaimiento.

La Figura 5.6 muestra la perturbación de vorticidad relativa en niveles altos para las simulaciones CR y CR\_SO. En este caso se presenta la perturbación de vorticidad y no el campo total como en la figura anterior de modo de poder distinguir los centros de vorticidad asociados a las cuñas y vaguadas (la perturbación se calculó respecto del promedio temporal). La secuencia temporal para la simulación CR\_SO (Figuras 5.6 e-h) muestra el tren de ondas centrado aproximadamente en  $38^{\circ}\text{S}$  que se desplaza zonalmente hacia el este, profundizándose. Entre los días 3 y 5 para la simulación CR (Figuras 5.6a y b) el tren de ondas se desplaza hacia el este exhibiendo poca variación zonal. La vaguada se ubica al día 5 justo corriente arriba de los Andes, levemente debilitada respecto de CR\_SO, mientras que el día 7 (Figura 5.6c) aparecen dos máximos de

vorticidad ciclónica en la vaguada al oeste de los Andes. Uno situado en latitudes subtropicales, mientras que el otro se ubica aproximadamente en  $40^{\circ}\text{S}$  con una orientación casi meridional. El día 9 (Figura 5.6d) la vaguada avanza hacia el este, pero el centro de vorticidad más al sur lo hace con una velocidad de fase mayor y se intensifica. La vaguada adquiere ahora una orientación NO-SE ya que el centro de vorticidad ubicado en latitudes más tropicales se desplaza más lentamente. Comparando con la simulación CR\_SO se observa en CR una disminución en la velocidad de fase de los sistemas corriente abajo de los Andes, una extensión hacia el norte de la vaguada que cruza los Andes, levemente debilitada pero generándose un nuevo centro de vorticidad ciclónica en latitudes subtropicales.

Es evidente al día 5 de simulación una estructura barotrópica equivalente de la perturbación ciclónica cuando se encuentra a barlovento (Figuras 5.5b y 5.6b), condición que se modifica al día 7, notándose un aumento de la baroclinicidad. Esto último también es evidente en la estructura vertical de la componente meridional del viento que se presenta en la Figuras 5.7 y 5.8 para diferentes latitudes. La Figura 5.7 muestra que la presencia de los Andes produce a los  $40^{\circ}\text{S}$  alteraciones en la estructura de la perturbación que se caracteriza por un cambio de fase en  $180^{\circ}$  a sotavento de los Andes (Figura 5.7a). Una vez que la perturbación ciclónica en niveles altos se encuentra sobre los Andes (Figura 5.7b) la perturbación muestra una estructura inclinada hacia el oeste con la vertical, típico de una onda en desarrollo. Asimismo se observa (Figura 5.7a-c) una disminución de la velocidad de fase de los sistemas cuando se los compara con CR\_SO (Figura 5.7d-f). En latitudes más bajas (Figura 5.8a-c), el bloqueo de los Andes sobre el flujo genera una componente del norte intensa a sotavento que constituye la alteración más saliente que se analizará en detalle en la próxima sección.

En suma, la perturbación ciclónica en niveles bajos sufre una desviación hacia el sur a barlovento, debilitándose, para luego experimentar un desplazamiento hacia el Ecuador y maximizar en una posición más al norte (Figura 5.9). El día 7, la perturbación ciclónica se extiende hacia el sur donde se observa un centro de vorticidad ciclónica confinado en los niveles más bajos mientras que en latitudes más bajas se observa un debilitamiento del sistema en niveles bajos evidencia que

la orografía produce un efecto ciclolítico cuando el ciclón avanza sobre ella y retarda en consecuencia su desarrollo.

### 5.3.1 *Ondas baroclínicas invernales y la corriente en chorro en capas bajas*

Las condiciones medias observadas de la circulación en niveles bajos (Cnb) para el invierno (Figura 5.10a) muestra la penetración de los vientos alisios hacia latitudes tropicales de Sudamérica que, forzados por la orografía, rotan hacia el sur canalizados sobre la ladera oriental de los Andes (Vera y otros, 2002). El viento en capas bajas alcanza su máxima intensidad donde los Andes cambian de orientación (alrededor de 20°S), adquiriendo en muchas oportunidades perfil de corriente en chorro, como se puede observar en la Figura 5.10b, que muestra que en términos de valores medios la componente meridional del viento presenta un perfil vertical de ese tipo. Esta característica del viento en niveles bajos fue documentada por Salio y otros (2002) y referencias allí citadas, para el verano. La Cnb y en especial la corriente en chorro en capas bajas (CCcb) fue ampliamente estudiada durante la estación estival, sin embargo hay evidencias que la misma está presente durante todo el año (Douglas y otros, 1998), como se puede observar en los campos medios de viento meridional (Figura 5.10).

Evidencias de la generación de este flujo del norte sobre la ladera oriental de los Andes surgen de la simulación CR. La evolución del campo de movimiento horizontal en niveles bajos (Figura 5.4) revela la existencia de flujo del norte que se intensifica en los primeros días de integración. Para analizar la evolución de la componente meridional del viento se realizaron cortes verticales a diferentes latitudes y días que se presentan en la Figura 5.11. En 20°S (paneles superiores en Figura 5.11), el viento norte se va intensificando a partir del día 5, y se canaliza sobre la ladera oriental de los Andes alcanzando máxima intensidad el día 7, cuando la perturbación ciclónica en niveles altos se ubica justo arriba de la orografía, mientras que en niveles bajos el ciclón se está intensificando a sotavento, aproximadamente en 40°S (Figura 5.4c). El viento del norte presenta su máxima intensidad a una altura de 2 km, adquiriendo un perfil vertical de CCcb. La existencia

de la CCcb sobre la ladera oriental de los Andes fue ampliamente estudiada (Salio y otros, 2002; entre otros) y tanto sus características como su relación con distintos fenómenos de tiempo fue estudiada para el verano. Sin embargo, este trabajo muestra que la CCcb está presente durante el invierno y debe su existencia a un efecto dinámico de la cordillera sobre el flujo en capas bajas. Cabe recordar que estas simulaciones se realizaron sin fricción, lo que conduce una sobreestimación del viento en niveles bajos y es por ello que la cortante vertical en los niveles inferiores no es tan marcada. La CCcb es más intensa el día 7, aunque el día 8 la intensidad es mayor, la cortante vertical ha disminuido, perdiendo el perfil de corriente en chorro.

Los paneles inferiores de la Figura 5.11 muestran que la intensificación de la CCcb no se observa en latitudes mayores sino que es más destacada en el flanco E-NE del ciclón.

### 5.3.2 Diagnóstico de la ecuación de vorticidad perturbada

Para estudiar los procesos que afectan el cambio de vorticidad se calcularon los términos de la ecuación de vorticidad perturbada:

$$\frac{\partial \xi'}{\partial t} = \underbrace{-\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \xi'}_{AVpVm} - \underbrace{\mathbf{V}' \cdot \nabla (\bar{\xi} + f)}_{AVaVp} - \underbrace{\mathbf{V}' \cdot \nabla \xi'}_{AVpVp} - \underbrace{(\bar{\xi} + f) \nabla \cdot \mathbf{V}'}_{VaDp} - \underbrace{\xi' \nabla \cdot \bar{\mathbf{V}}}_{VpDm} - \underbrace{\xi' \nabla \cdot \mathbf{V}'}_{VpDp} \quad (5.2)$$

$$- \underbrace{\left( \mathbf{k} \cdot \nabla_w \times \nabla \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} \right)'}_{Tilt} + OT$$

donde (  $\bar{\quad}$  ) indica promedio temporal y (  $\quad$  )' la perturbación temporal. El término TV representa la tendencia de la perturbación de vorticidad. AVpVm es la advección de la perturbación de vorticidad por el viento medio. AVaVp representa la advección de vorticidad absoluta media por las perturbaciones. AVpVp es la advección de la perturbación de vorticidad por las perturbaciones. VaDp representa el efecto de “stretching” de la vorticidad absoluta media y la divergencia de las perturbaciones del

flujo y  $VpDm$  representa el término de “stretching” de la perturbación de vorticidad y la divergencia media, mientras que  $VpDp$  representa el término de “stretching” de la perturbación de vorticidad y la divergencia de las perturbaciones. Tilt es la contribución a la tendencia de vorticidad por parte de los términos de inclinación de tubos de vórtice. Los términos de orden superior y la fricción están contenidos en OT.

Los términos  $VpDp$ ,  $VpDm$  y Tilt resultaron ser un orden de magnitud menor que los otros en (5.2), en acuerdo con lo encontrado por Vera y otros (2002) en su diagnóstico de sistemas observados. En la Figura 5.12 se muestran las contribuciones más importantes a la tendencia de vorticidad. De los términos correspondientes a la advección horizontal (Figura 5.12 a, b y c)  $AVpVm$  y  $AVaVp$  son los más importantes, aunque actúan en forma opuesta, siendo  $AVpVm$  algo mayor y produce como efecto neto el desplazamiento de la vaguada hacia el este. El término  $Vadp$  (Figura 5.12d) es el responsable de la extensión hacia el litoral del máximo de vorticidad ciclónica (Figura 5.5, día 7) y está asociado a convergencia de la perturbación del viento en niveles bajos y divergencia de la perturbación del viento en niveles altos (Figura 5.13d). La suma de todos los términos calculados en la ecuación (5.2) y la tendencia de vorticidad (TV) se muestran en la Figura 5.12e, donde se observa que ambos campos coinciden al este de la cordillera, aproximadamente en intensidad y ubicación.

En niveles altos, los términos más importantes relativos a la advección horizontal son los mismos que en niveles bajos,  $AVpVm$  y  $AVaVp$  (Figura 5.13a y c), también actuando de manera opuesta. Sin embargo, la advección de la perturbación de vorticidad por el viento medio ( $AVpVm$ ) actúa en forma negativa en la tendencia de vorticidad y es mayor que  $AVaVp$ , produciendo el efecto neto de desplazamiento de la vaguada hacia el este.

#### 5.3.4 *Análisis de la ecuación termodinámica*

Con el fin de analizar los cambios que sufre el campo de temperatura por la interacción de la onda baroclínica con los Andes se evaluaron los términos de la

ecuación termodinámica en el nivel de 1500 m (en términos de la temperatura potencial):

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \underbrace{-V \bullet \nabla \theta}_{advh} - \underbrace{w \frac{\partial \theta}{\partial z}}_{advv} + \underbrace{\frac{\theta}{c_p T} \frac{dQ}{dt}}_{diab} \quad (5.3)$$

donde *advh* es el término de la advección horizontal, *advv* es la advección vertical y *diab* son las contribuciones no adiabáticas. Este último término es nulo en el presente trabajo, ya que en las simulaciones no se incluyen procesos radiativos ni humedad.

La Figura 5.14 muestra los términos *advh* y *advv*, en la que se observa, a sotavento (entre 40° y 35°S) en los días 4 y 5, la contribución positiva de la advección vertical (asociada a la subsidencia), mientras que a barlovento la contribución es negativa asociada al ascenso orográfico que se superpone al de ascenso en la parte delantera de la vaguada. Este enfriamiento se ve contrarrestado por un calentamiento asociado a la advección horizontal que en esos días también se ve realizada por un aumento en el viento meridional del norte inducido por el efecto orográfico. A sotavento, el calentamiento debido al descenso forzado se localiza entre 30 y 40°S y es más importante los días 4 y 5 siendo el responsable del calentamiento neto que se observa en la Figura 5.4b. A partir del día 5 en adelante el viento a barlovento se torna más meridional por lo que el efecto de ascenso orográfico se ve disminuido en este nivel. A sotavento, entre los días 7 y 9 las advecciones horizontales son las más importantes y están dominadas por un aumento de la advección caliente sobre el flanco oriental del ciclón y por un paulatino aumento de la advección fría asociada al flanco oriental del anticiclón que comienza a interactuar con los Andes a partir del día 7. Esta advección fría se canaliza sobre la ladera oriental de los Andes como se describió anteriormente y es la que produce la extensión al norte del aire frío (Figura 5.4d). Este doble efecto es el que produce la inclinación NO-SE del frente frío y el aumento de la baroclinicidad.

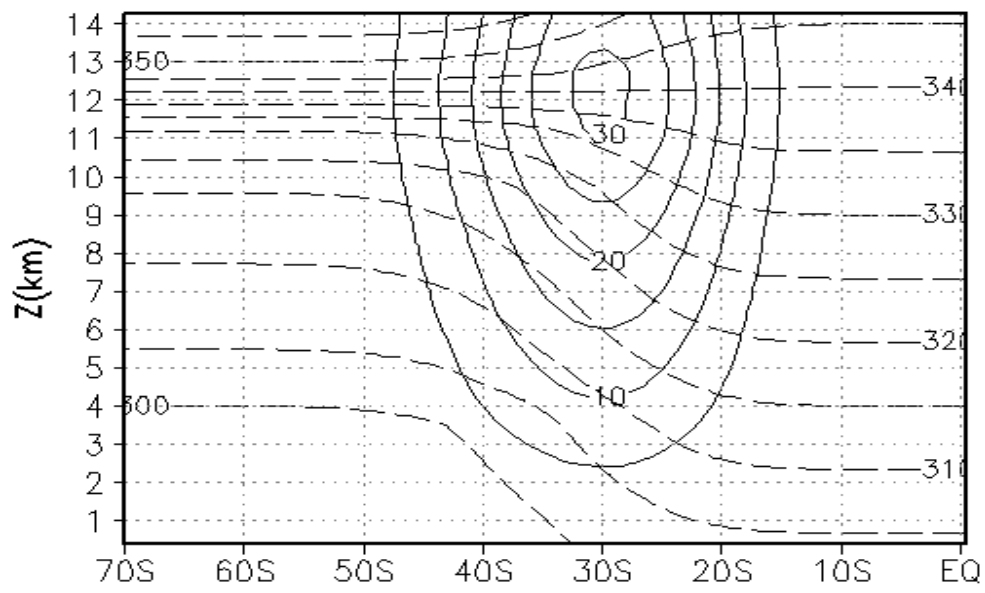


Figura 5.1: Corte vertical-longitudinal del flujo zonal inicial que simula la corriente en chorro en 80°O. En líneas llenas el viento zonal (m/s) y en líneas punteadas la temperatura potencial (K).

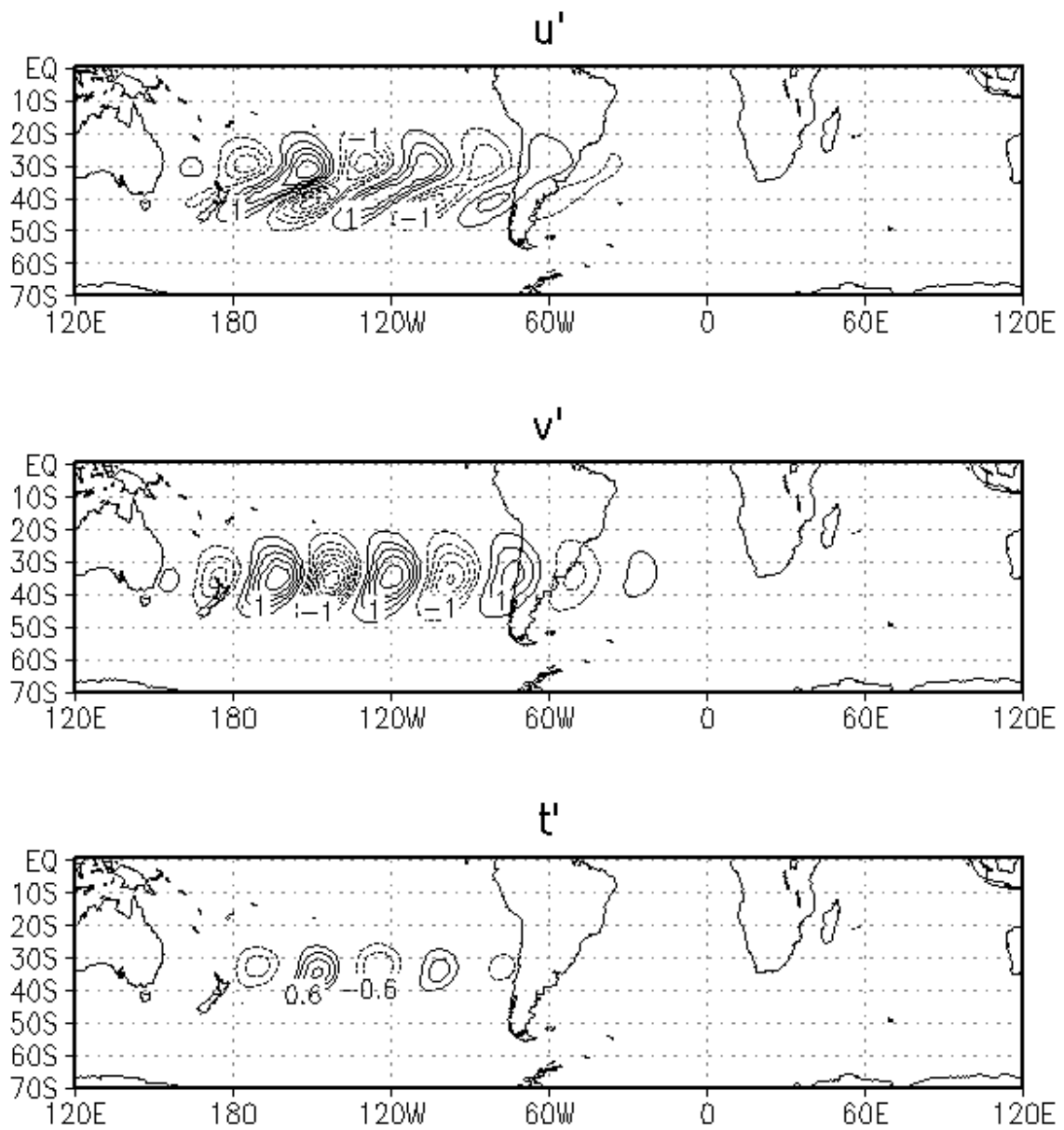


Figura 5.2: Perturbación de viento zonal y meridional (cada 0,5 m/s) y temperatura (cada 0,3 K) en 1500 m que corresponde al día 8 de la simulación descrita en el Capítulo 4. Las líneas punteadas corresponden a valores negativos en los 3 casos y se omite la línea con valor cero.



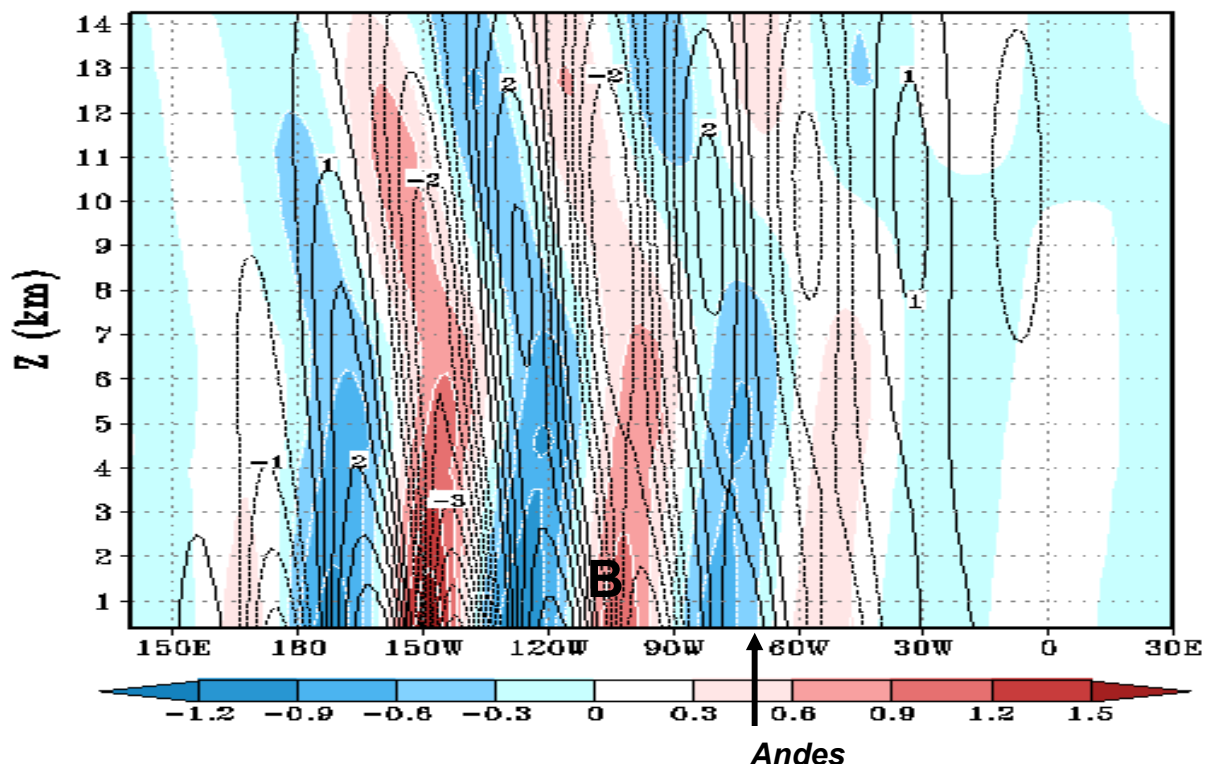


Figura 5.3: corte vertical-latitudinal en 35°S de la perturbación del viento meridional (líneas, cada 0,5 m/s, valores negativos en líneas punteadas) y perturbación de temperatura (sombreado, cada 0,3 K). La flecha indica la posición en que se incorporan de los Andes y la letra B la posición del ciclón.

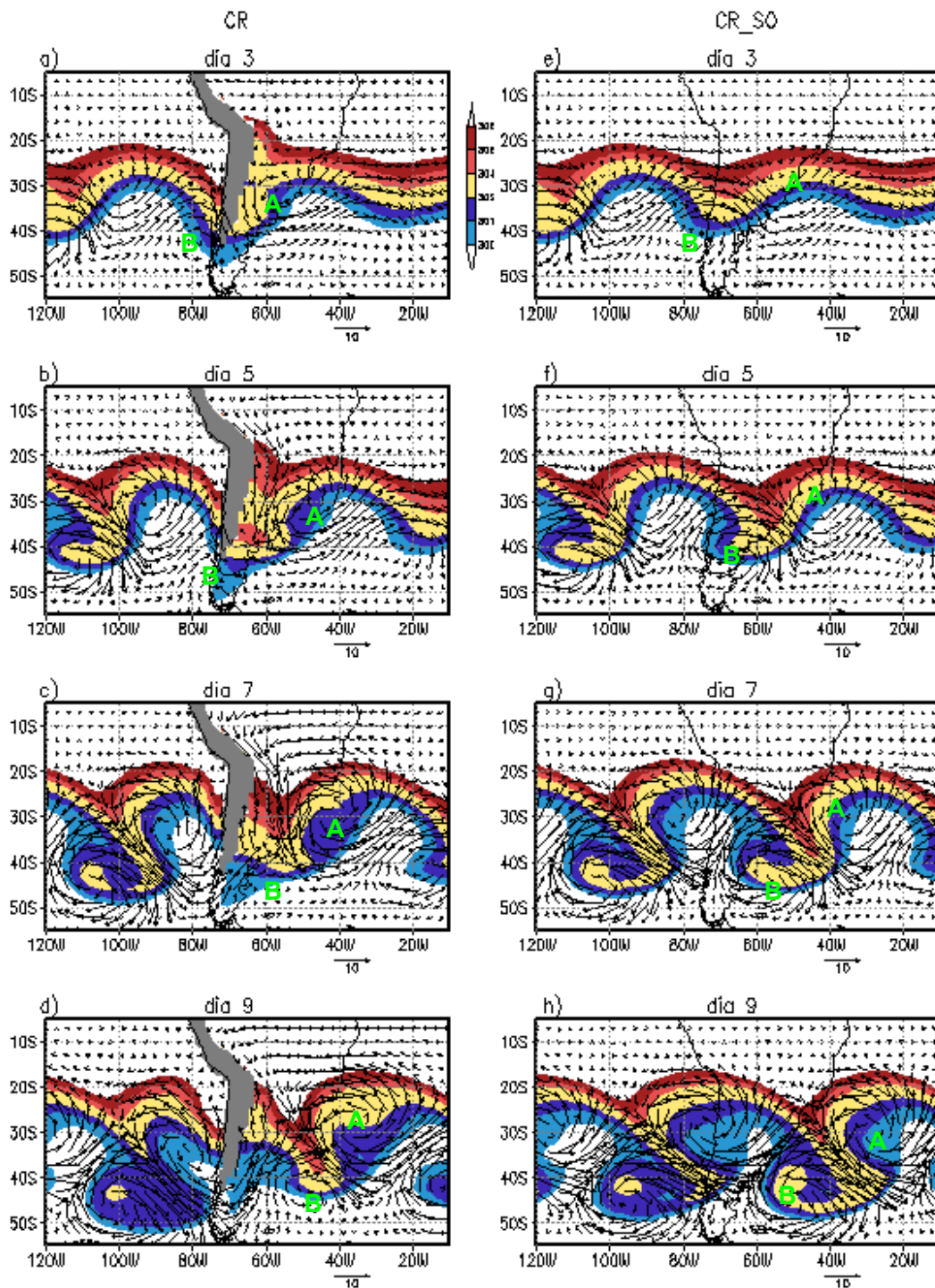


Figura 5.4: Viento horizontal (m/s) y temperatura potencial (K, sombreado) en el nivel de 1500 m para los días 3, 5, 7 y 9 de simulación: a-d) con orografía (CR) y e-h) sin orografía (CR\_SO). La orografía con altura superior a 1500 m está sombreada.

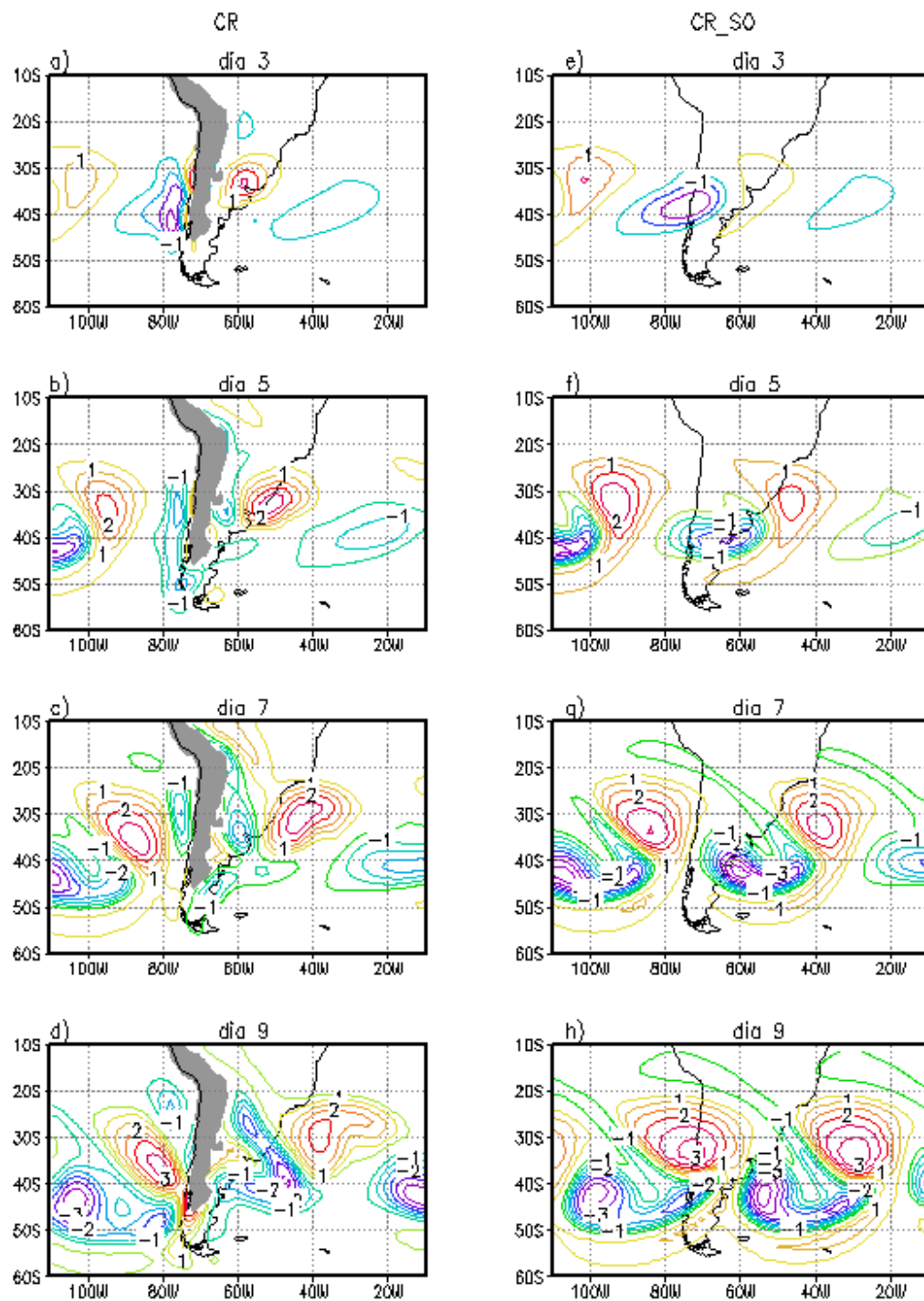


Figura 5.5: campo de vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 1500 m para los días 3, 5, 7 y 9 de simulación: a-d) para el experimento con orografía (CR) y e-h) sin orografía (CR\_SO).

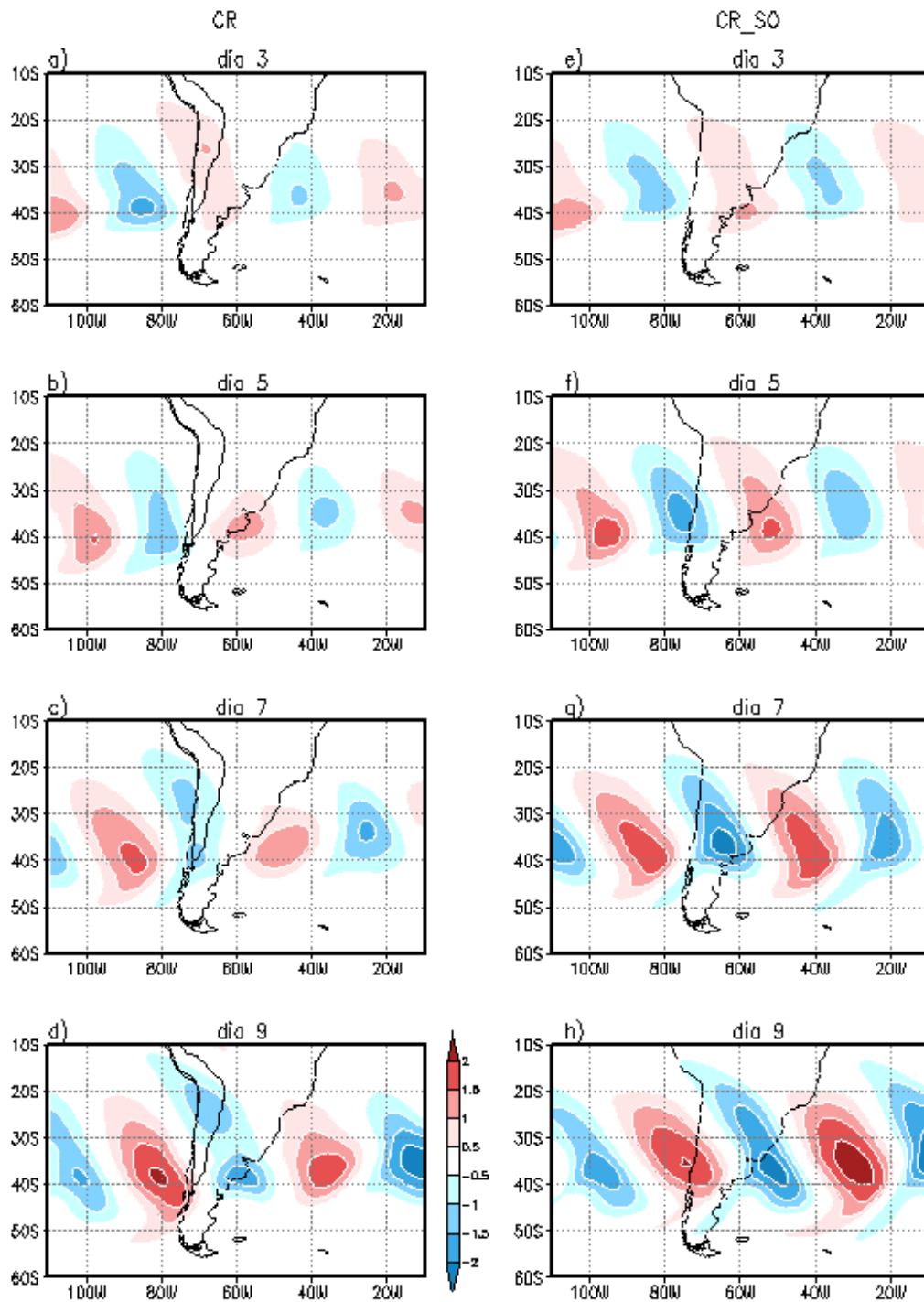


Figura 5.6: campo de perturbación de la vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 9750 m para los días 3,5, 7 y 9 de simulación para el experimento: a-d) con orografía y e-h) sin orografía.

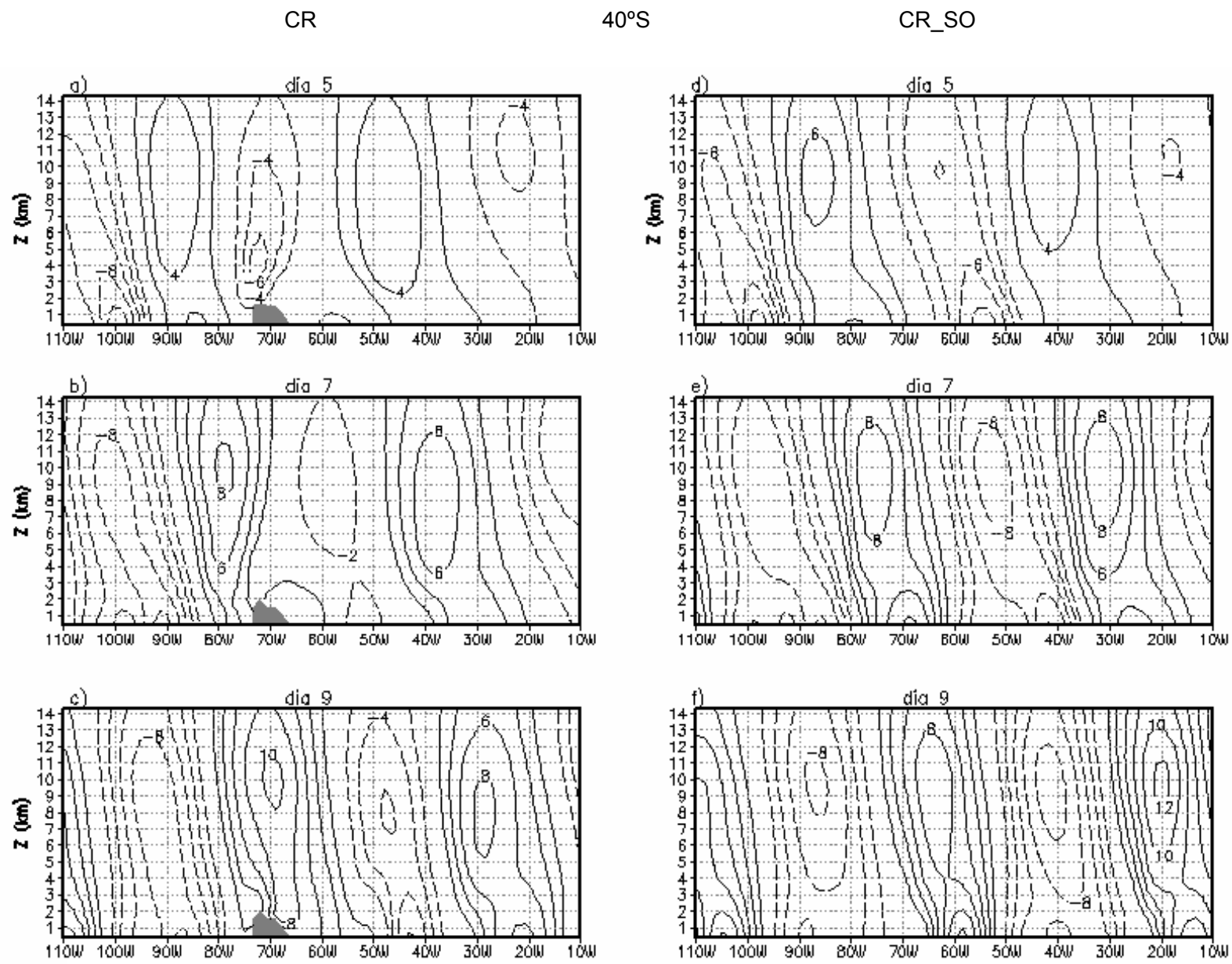


Figura 5.7: Corte vertical-longitudinal de la componente meridional del viento (ca 2 m/s) en 40°S, para la simulación con orografía (izquierda) y sin orografía (derecha).

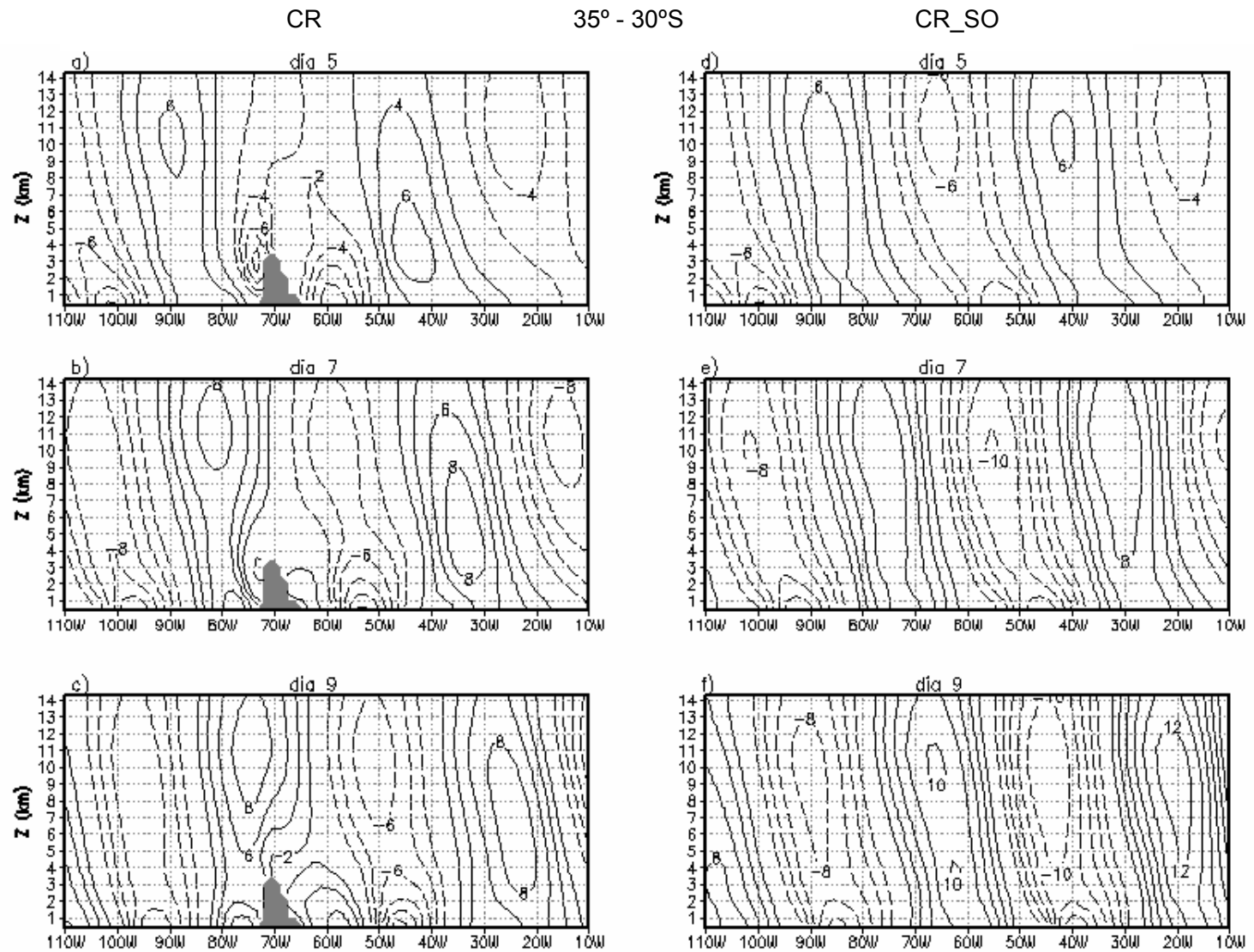


Figura 5.8: Idem Figura 5.7 promediado entre 30° y 35°S

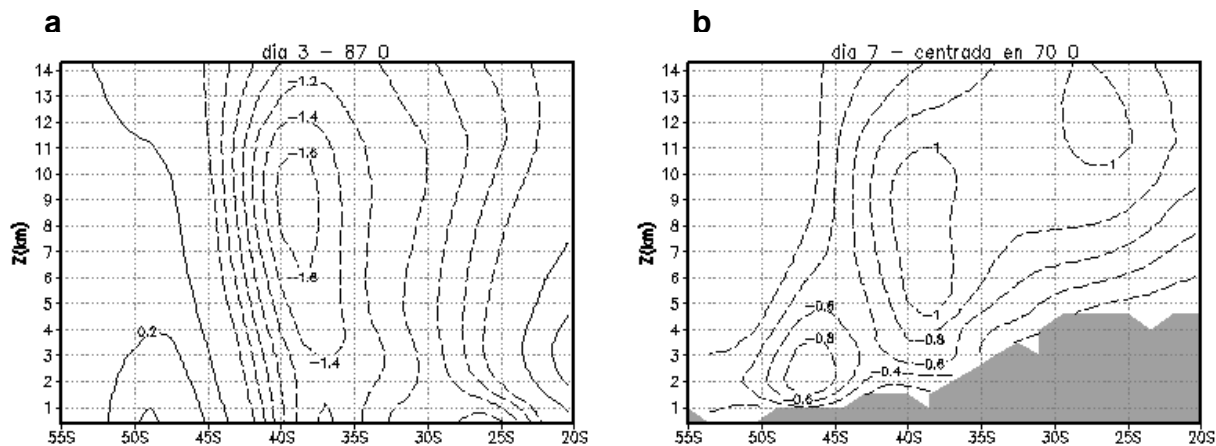


Figura 5.9: Corte vertical-longitudinal de la perturbación de vorticidad relativa: a) para el día 3 en la longitud de 87°O y b) para el día 7, promediada en 5° de longitud centrada en 70°O. Isolíneas cada  $0,2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ .

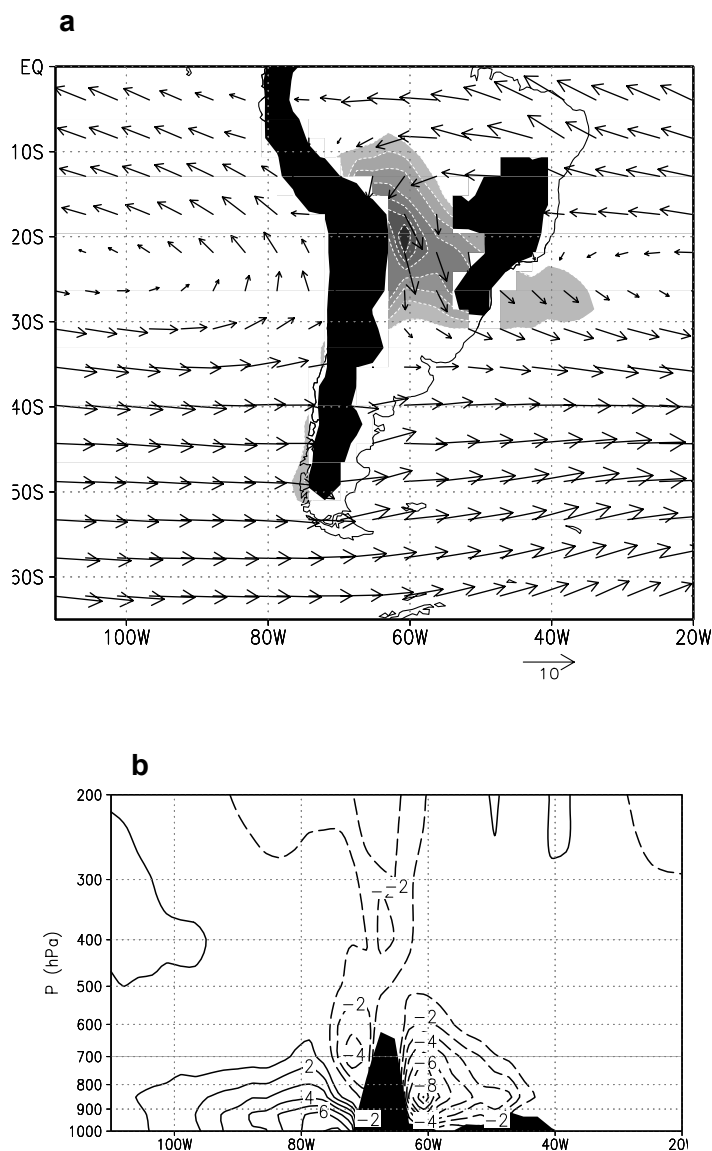
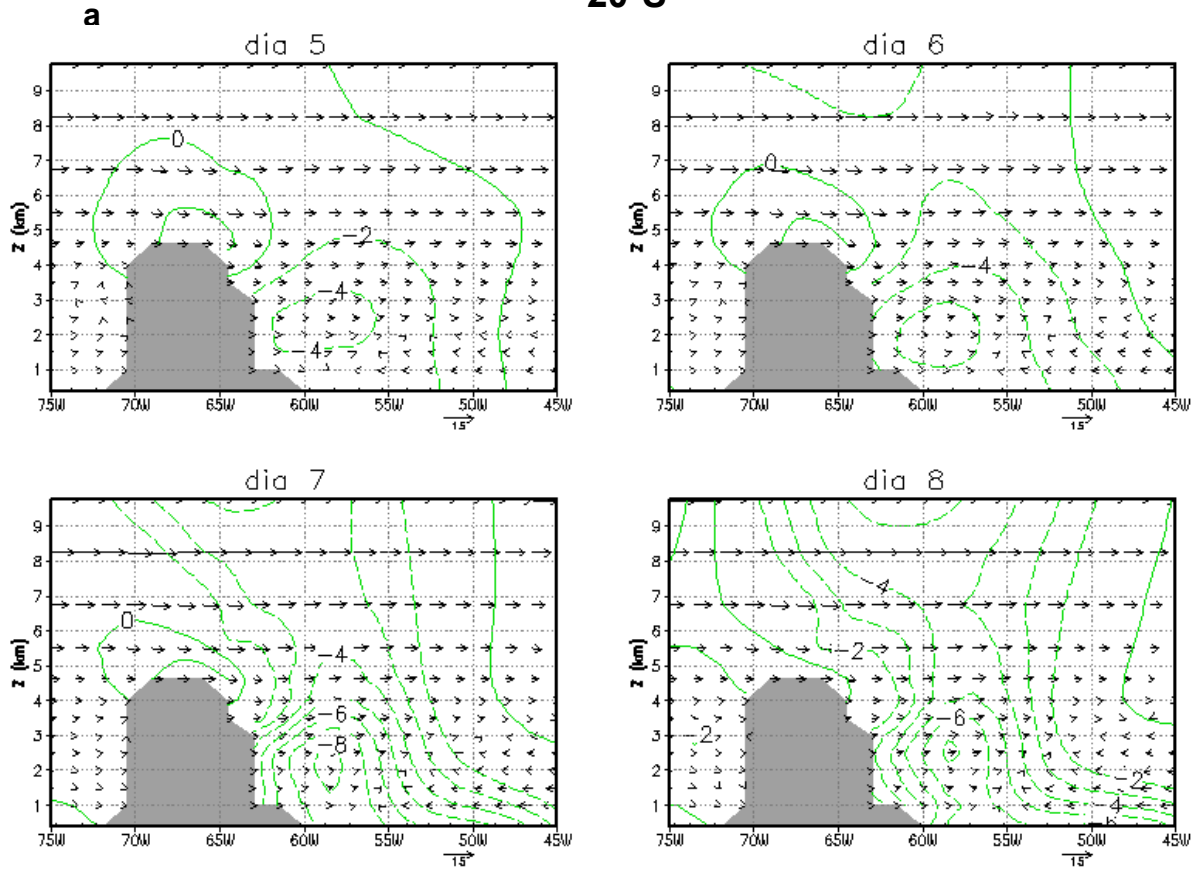


Figura 5.10: a) Viento horizontal medio (vectores) y viento meridional medio en 850 hPa (sombreado valores menores a -2m/s, intervalo 2m/s) para invierno (Junio, Julio y Agosto) y b) corte vertical de la componente meridional media del viento en 20°S para el invierno (contornos cada 1 m/s) calculados a partir de los análisis del ECMWF, período 1979-1993. La orografía superior a 700 m está resaltada.



20°S



30°S

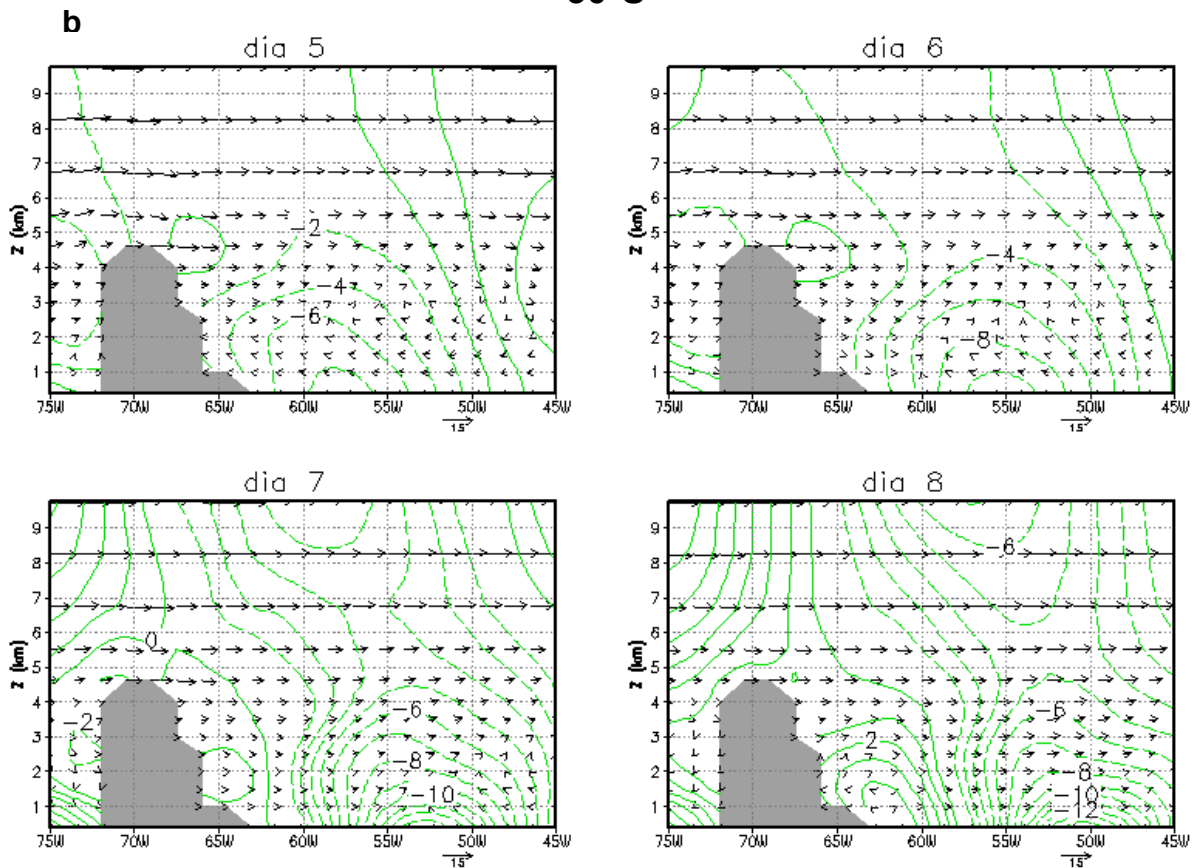


Figura 5.11: circulación zonal ( $u, w$ ), vector, y viento meridional (cada 2 m/s) en 20°S para los días 5, 6, 7 y 8 de la simulación CR: a) en 20°S y b) en 30°S.

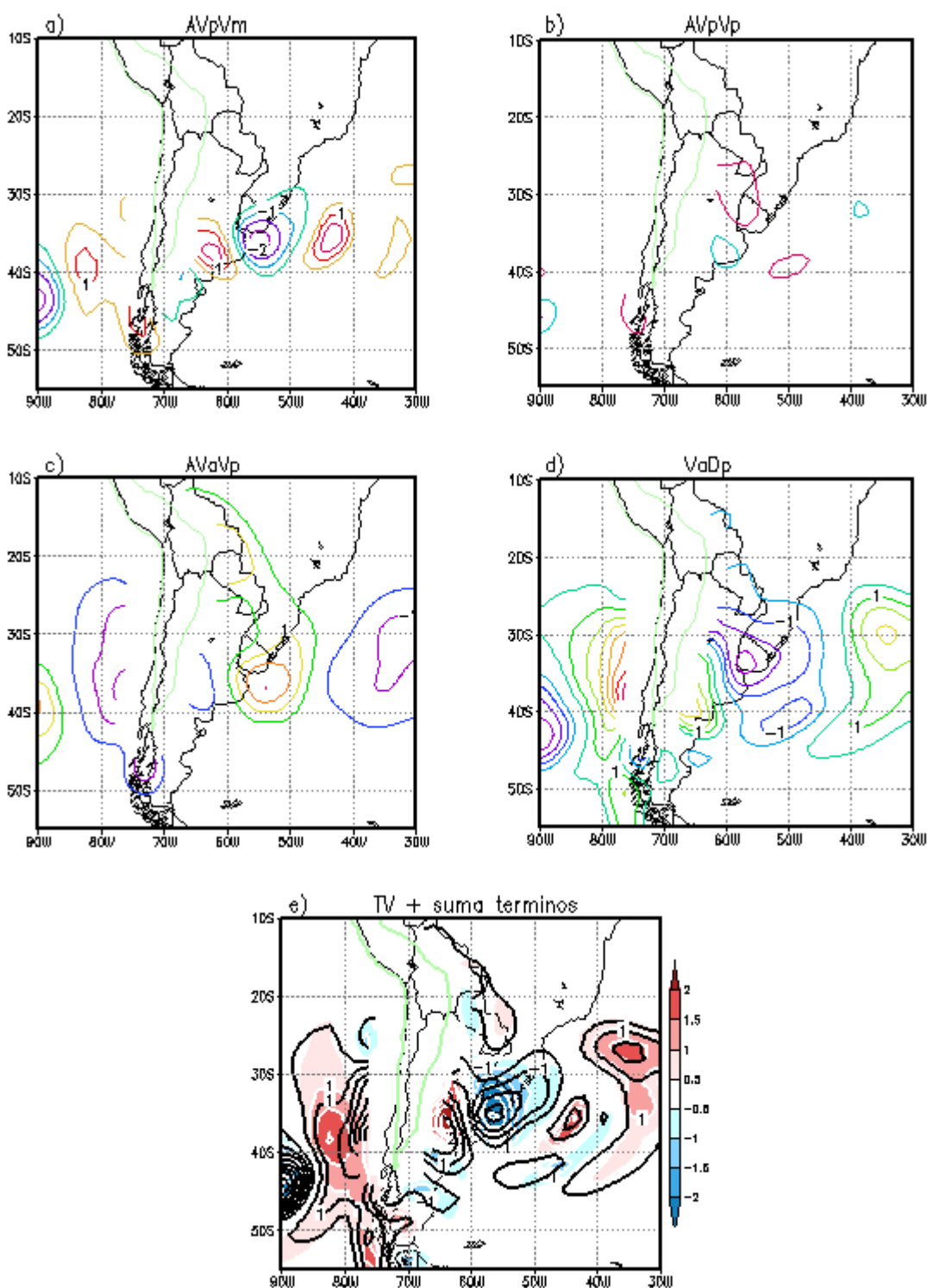


Figura 5.12: Términos de la ecuación de vorticidad perturbada para el día 7, en 1500 m: a)- c) Términos de advección horizontal de vorticidad (AVpVm, AVaVp, AVpVp), d) término de la divergencia (VaDp), e) tendencia de vorticidad (sombreado) y la suma de los términos (líneas). El intervalo en todos los casos es  $0,5 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$ .

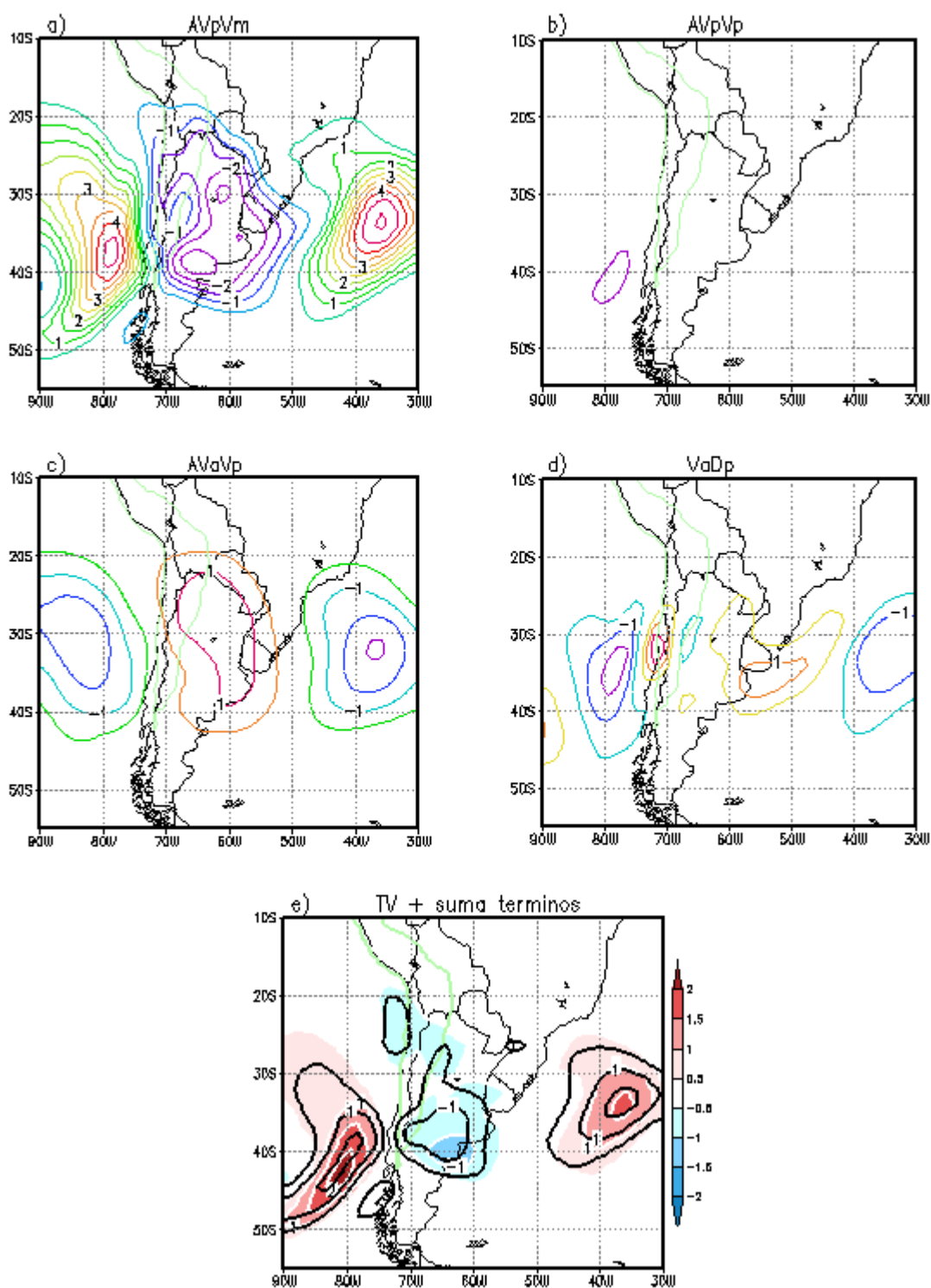


Figura 5.13: Idem 5.12 para el nivel de 9750 m.

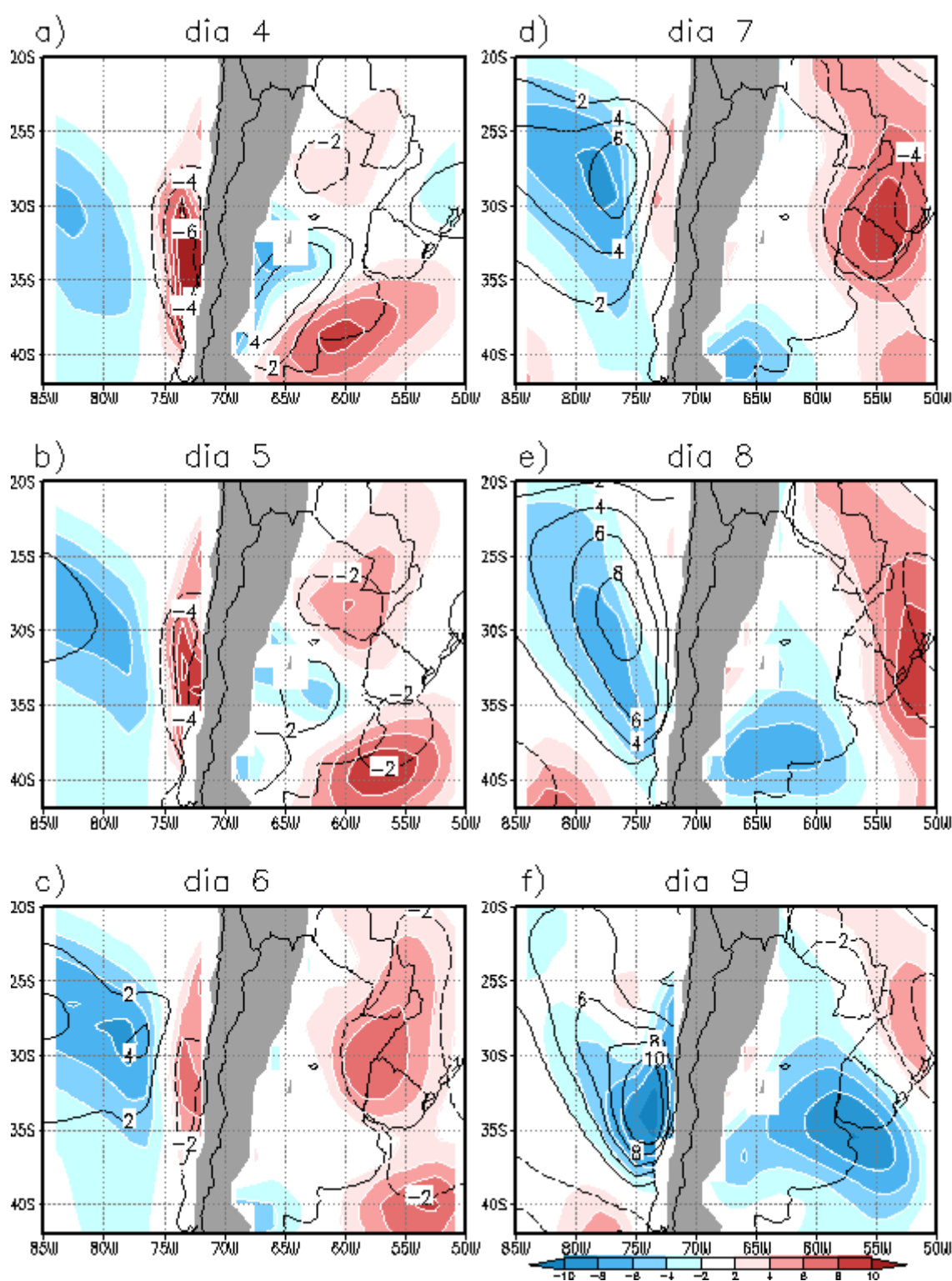


Figura 5.14: Advección horizontal de temperatura (sombreado) y vertical (líneas), para los días 4 a 9 de la simulación CR. Las unidades son  $(K/h) \cdot 100$ .

## CAPÍTULO 6

### Experimentos de sensibilidad

---

#### 6.1 Introducción

Los estudios de sensibilidad orientados al estudio de la influencia de las montañas sobre las perturbaciones baroclínicas pueden orientarse en dos sentidos: modificaciones sobre los rasgos salientes de la montaña (alto, ancho o relación de forma), y/o modificando la amplitud de las perturbaciones o el flujo medio. La mayoría de los trabajos que realizan estudios de sensibilidad lo hacen con el fin de estudiar su impacto en la ciclogénesis a sotavento.

Egger (1974) realizó simulaciones numéricas para estudiar la ciclogénesis a sotavento de montañas teóricas elongadas meridionalmente (simulando las Rocallosas) variando tanto la altura de la montaña como su largo. En el caso de una montaña baja corta, la perturbación maximiza casi sobre el borde ecuatorial de la montaña, siguiendo una trayectoria ciclónica. En el caso de una montaña larga y alta, la perturbación maximiza a sotavento desplazada hacia latitudes polares. La diferencia fundamental entre ambos experimentos es que en el primero, la perturbación incide sobre la porción sur de la orografía mientras que en el último caso lo hace en el centro.

Hayes y otros (1993) utilizaron un modelo en ecuaciones primitivas en coordenadas sigma para estudiar los efectos de una topografía teórica orientada norte-sur sobre las perturbaciones en un fluido baroclínicamente inestable. Realizaron estudios de sensibilidad variando el ancho de la corriente en chorro, la amplitud de la perturbación inicial y la altura de la montaña, pero en todos los casos la escala longitudinal de la orografía era comparable con la de la perturbación incidente. Los autores muestran que los ciclones se desplazan  $5^\circ$  hacia el polo a medida que se mueven sobre la pendiente a barlovento y esta desviación es mayor a medida que

aumenta la amplitud de la perturbación. Cuando se modifica la altura de la montaña encuentran que cuando la altura de la montaña es mayor, el ciclón a sotavento es menos profundo y desplazado más hacia el este.

Li y otros (1996) realizaron un estudio tridimensional sobre la influencia de las montañas (circulares, orientadas norte-sur ó este-oeste) sobre la estructura frontal. Los autores imponen una restricción sobre el flujo incidente y es que el mismo puede sobrepasar la topografía. En todos los casos encuentran un efecto frontolítico corriente arriba de la montaña y frontogenético corriente abajo, aunque algunos de los resultados resultan ser poco realistas ya que el viento postfrontal es del orden de 50 m/s, bastante mayor a los valores observados.

Los Andes presentan características únicas que no fueron consideradas en ninguna de estas simulaciones teóricas.: i) constituyen una barrera norte-sur que impide que las perturbaciones la rodeen por su flanco ecuatorial, ii) tienen una estructura de “pared” con una extensión lateral muy angosta y una altura prominente. Mientras que en el Capítulo 5 se describen las modificaciones que tales características producen en las perturbaciones, en este capítulo se explora que rasgos morfológicos son los más importantes en explicar tales modificaciones.

## **6.2 Experimentos de sensibilidad**

Dos experimentos de sensibilidad se realizaron: reduciendo la altura de los Andes realistas a la mitad (E1) y manteniendo su altura, pero duplicando su ancho (E2). La Figura 6.1 muestra la orografía que fue incluida en cada uno de los experimentos. Asimismo, de modo de analizar el efecto del flujo medio sobre la evolución de la perturbación, se realizó un tercer experimento en el que se intensificó el flujo zonal inicial (E3). De modo de considerar un perfil realista en esta última simulación se consideró como perfil vertical el que representa la estructura de la corriente en chorro subtropical media observada en el invierno en 140°O (J140).

Las condiciones iniciales consideradas en E1 y E2 son las mismas a las utilizadas en CR. Para generar las condiciones iniciales en E3 se siguió la misma metodología descrita en el Capítulo 5, considerando J140 en lugar de J80.

A partir de las respectivas condiciones iniciales se realizaron simulaciones a 10 días.

### 6.2.1 Andes más bajos (E1)

La Figura 6.1a muestra que en este experimento, la orografía presenta una altura máxima de 2200 m y menos de 900 m al sur de 38°S.

En la Figura 6.2 se muestra la evolución de las perturbaciones tanto para E1 como para CR. Las perturbaciones en E1 se desplazan con una velocidad de fase mayor que en CR y además el ciclón (B) muestra una trayectoria casi zonal cuando avanza sobre la orografía. El flujo del norte que en CR se canaliza sobre la ladera oriental de los Andes (Figura 6.2f), en E1 se encuentra debilitado y con una orientación NO-SE ya que el anticiclón (A) se encuentra más al este (Figura 6.2b). El campo térmico está menos perturbado, sin observarse el calentamiento a sotavento. En el día 7 (Figura 6.2c) el ciclón está totalmente a sotavento, más intenso que en CR y en una posición más al sur y al día 9 se encuentra ocluido. El frente frío se comienza a organizar a sotavento, para alcanzar máxima intensidad al día 9, con el viento del sur llegando a latitudes bajas. Comparando la intensidad y posición del frente en esta etapa de E1 con la simulación sin orografía (Figura 5.4f) se observa que éste adquiere una orientación más meridional, con el aire frío alcanzando latitudes más bajas. Sin embargo, cuando se lo compara con CR, en este último caso es cuando adquiere una mayor orientación meridional, debido a una mayor canalización del viento del sur sobre la ladera oriental de los Andes (Figura 6.2f). Además se destaca una disminución en el radio de deformación de Rossby para el caso E1, ya que tiene un valor aproximado de  $l_{RE1}=300$  km, casi la mitad que el obtenido en CR.

La evolución de la vorticidad relativa (Figura 6.3) muestra más claramente las diferencias en la evolución del ciclón. Una de las mayores diferencias es que en E1, si bien se observa la extensión de la vaguada hacia el norte (Figura 6.3b,c,d,g), ésta

maximiza en una posición más alejada de la orografía, mostrando menor extensión hacia el norte, debido a la menor canalización del aire frío sobre la ladera oriental de los Andes.

El aumento de la baroclinicidad en E1 respecto a CR a sotavento es evidente en los cortes verticales que se presentan en la Figura 6.4. En el panel superior se puede observar el domo de aire frío que se extiende al día 9 desde la orografía hasta aproximadamente 50°O, mientras que en el panel inferior es evidente que el frente frío se extiende hasta 20°S.

En el análisis del campo de vorticidad en niveles altos (Figura 6.5) muestra que la perturbación ciclónica en E1 se desplaza sobre la orografía sufriendo un débil debilitamiento, pero con una velocidad mayor respecto de CR. Al igual que en CR, se observa la formación de un nuevo máximo de vorticidad ciclónica entre 20° y 30°S (Figura 6.5f). Sin embargo, este máximo de vorticidad ciclónica es más débil, se desplaza con la onda hacia el este y se debilita a unos 1000 km de los Andes reducidos. También, las perturbaciones corriente abajo muestran una menor inclinación NO-SE.

La comparación de la evolución de la perturbaciones observadas en las Figuras 6.3 y 6.5 muestran que la perturbación ciclónica en E1 se desplaza sobre la orografía mostrando menor variación en su baroclinicidad que aquella obtenida en CR. Esto también se puede observar en la Figura 6.6 donde (en comparación con la Figura 5.9 para CR) se observa que la perturbación ciclónica en E1 en niveles altos experimenta poco cambio en su intensidad, mientras que en niveles bajos hay un leve desplazamiento hacia el polo, con una leve reducción en la intensidad.

### 6.2.2 *Andes más anchos (E2)*

En este experimento (E2), los Andes simulados tienen un ancho aproximado, en 30°S, de  $\frac{1}{4}$  de la longitud de onda de las perturbaciones incidentes. La Figura 6.7 muestra la evolución del campo térmico y de movimiento en niveles bajos. En este caso, para poder comparar las perturbaciones a sotavento entre E2 y CR, en E2 se



presentan los campos para un día posterior relativo a CR. La simulación muestra que la perturbación ciclónica a sotavento es más débil que en CR (Figuras 6.7d y 6.7 h) y se posiciona unos  $3^\circ$  más al este, aproximadamente a la misma latitud. Con respecto al campo térmico, el frente frío adquiere una extensión más zonal sobre la ladera oriental de los Andes. La extensión lateral de la irrupción de aire frío, y el hecho que el máximo de advección caliente se posiciona más al este, da como resultado una orientación del frente algo más extendida zonalmente y una menor penetración hacia el polo de la lengua de aire cálido.

La evolución de la vorticidad relativa (Figura 6.8) muestra el desarrollo de dos perturbaciones ciclónicas a sotavento (alrededor de los  $20^\circ\text{S}$  y  $40^\circ\text{S}$  respectivamente) que se juntan hacia el día 9 en un solo sistema, más débil y mostrando una orientación más meridional consistente con la ubicación del frente frío (Figura 6.7d).

La evolución de la vorticidad relativa en niveles altos evidencia importantes diferencias entre las simulaciones E2 y CR. Hasta el día 6 (Figura 6.9d) las perturbaciones no muestran cambios significativos. Cuando la perturbación ciclónica se posiciona justo al oeste de los Andes experimenta un leve debilitamiento, ya con incipiente desdoblamiento del máximo de vorticidad, uno en latitudes subtropicales y otra en latitudes medias, al igual que en CR (Figura 6.9e). Sin embargo, el máximo vorticidad del lado ecuatorial es más intenso en E2, mostrando un desplazamiento hacia el este similar al que experimenta en CR (Figuras 6.9f-h). Sin embargo, el máximo de vorticidad en E2 del lado polar se desplaza más rápido respecto de CR, con una intensidad similar. Al igual que en CR, el máximo de vorticidad sobre el flanco ecuatorial se debilita cuando la perturbación avanza hacia el este (Figura 6.9h). La evolución temporal de las perturbaciones en niveles altos en E2 muestra que las perturbaciones adquieren una trayectoria anticiclónica cuando cruzan los Andes, mostrando a sotavento una trayectoria unos  $2^\circ$  más al norte.

Los cortes verticales que se muestran en la Figura 6.10 evidencian la formación del máximo de vorticidad ciclónica en latitudes subtropicales indicando una posible relación con la presencia del Altiplano, realizado en E2. En niveles bajos la perturbación ciclónica se debilita.

### 6.3.3 Flujo medio más intenso

El experimento con un un flujo zonal medio más intenso (E3), es complicado de comparar con CR ya que al modificar el flujo medio se modificó la velocidad de propagación y crecimiento de las ondas. Por eso, en las Figuras se presentan sólo los resultados para E3 y se discuten sus diferencias con CR.

La comparación de los campos de vorticidad en niveles bajos de E3 (Figura 6.11) y CR (Figura 5.5) muestra que la perturbación se desplaza rápidamente al este, reorganizándose a sotavento el día 5 aproximadamente en 35°S y 55°O, es decir dos días antes que en CR y con mayor intensidad. Luego se desplaza rápidamente al sudeste, con el máximo de vorticidad ciclónica en 43°S (Figura 6.11c y d) algo más débil y más al este que en la simulación CR\_SO (Figura 5.5h). En niveles altos (Figura 6.12), el tren de ondas se desplaza a través de los Andes con una trayectoria zonal alrededor de 40°S con una estructura en el día 5 similar a la obtenida en CR en el día 9 (Figura 5.6). Sin embargo, a diferencia de todas las simulaciones anteriores (CR, E1 y E2) no se observa una desviación hacia el norte a sotavento, confirmando el efecto canalizador del flujo medio cuando el mismo presenta valores intensos. Asimismo, si bien se genera un segundo máximo de vorticidad entre 20° y 30°S, éste se desplaza con la misma velocidad de fase que la vaguada, por lo tanto la vaguada presenta una elongación NO-SE menor que en las simulaciones anteriores.

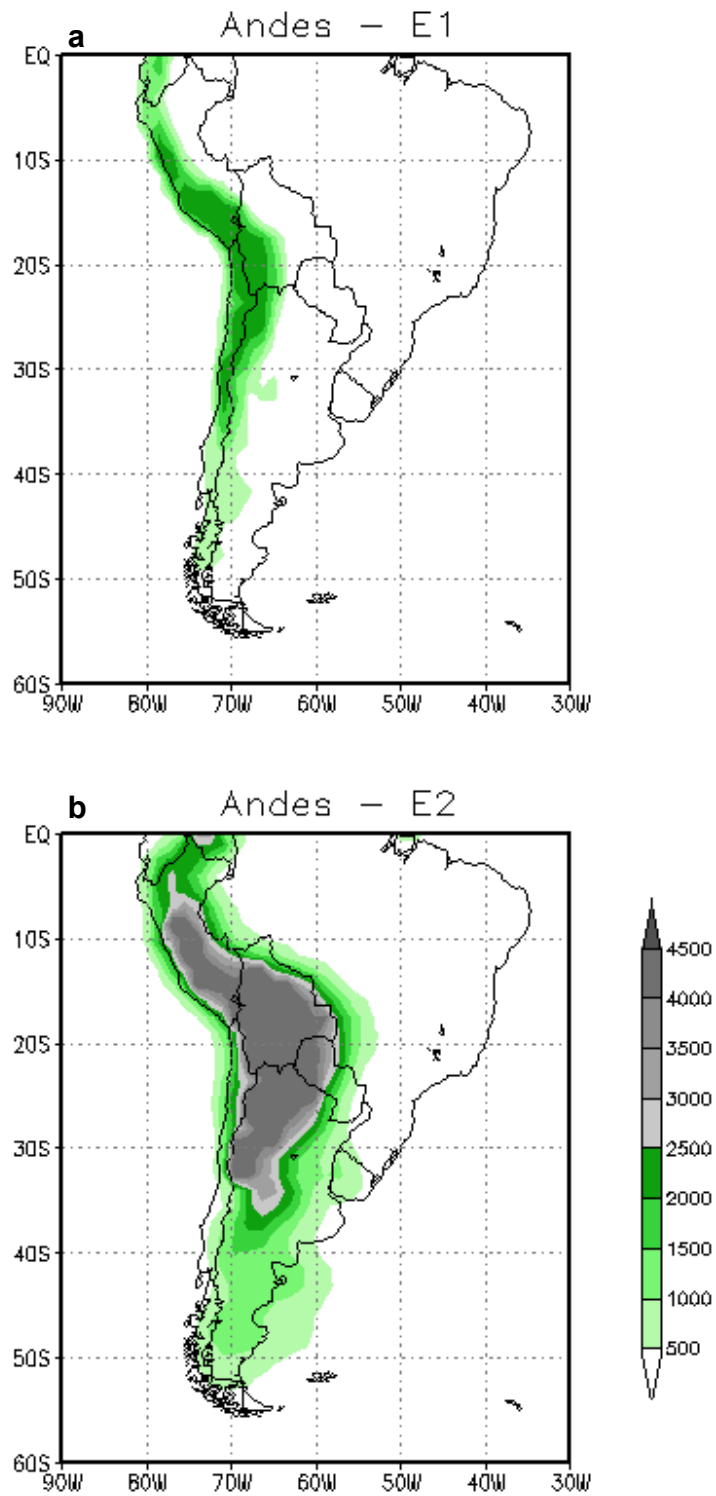


Figura 6.1 Representación de los Andes en los experimentos E1 (panel superior) y E2 (panel inferior). En ambos casos los niveles están sombreados cada 500 m.

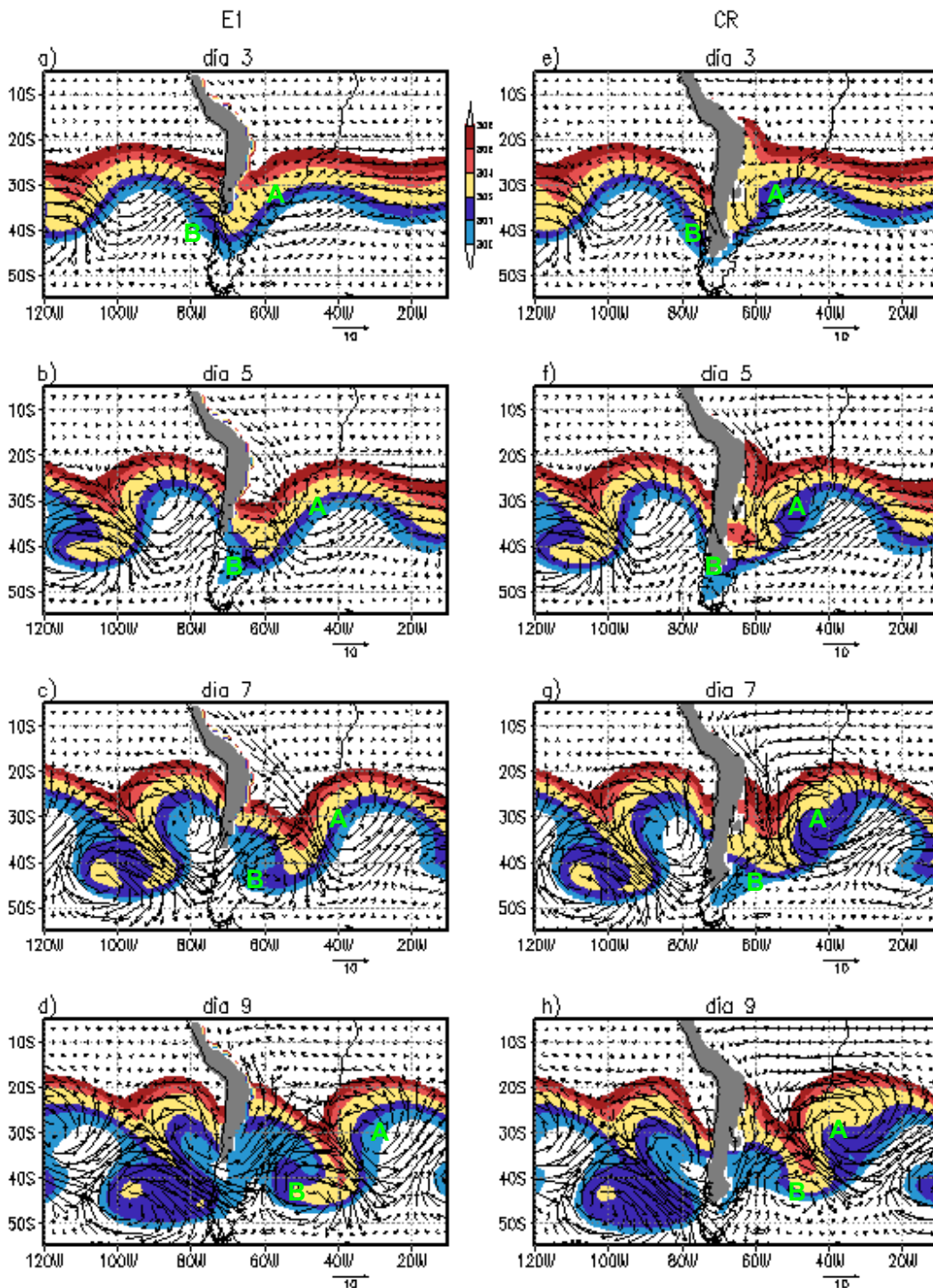


Figura 6.2: Viento horizontal y temperatura potencial (K, sombreado) en el nivel de 1500 m para los días 3, 5, 7 y 9 de simulación: a-d) para el experimento E1 y e-h) experimento CR . La orografía con altura superior a 1500 m está sombreada.

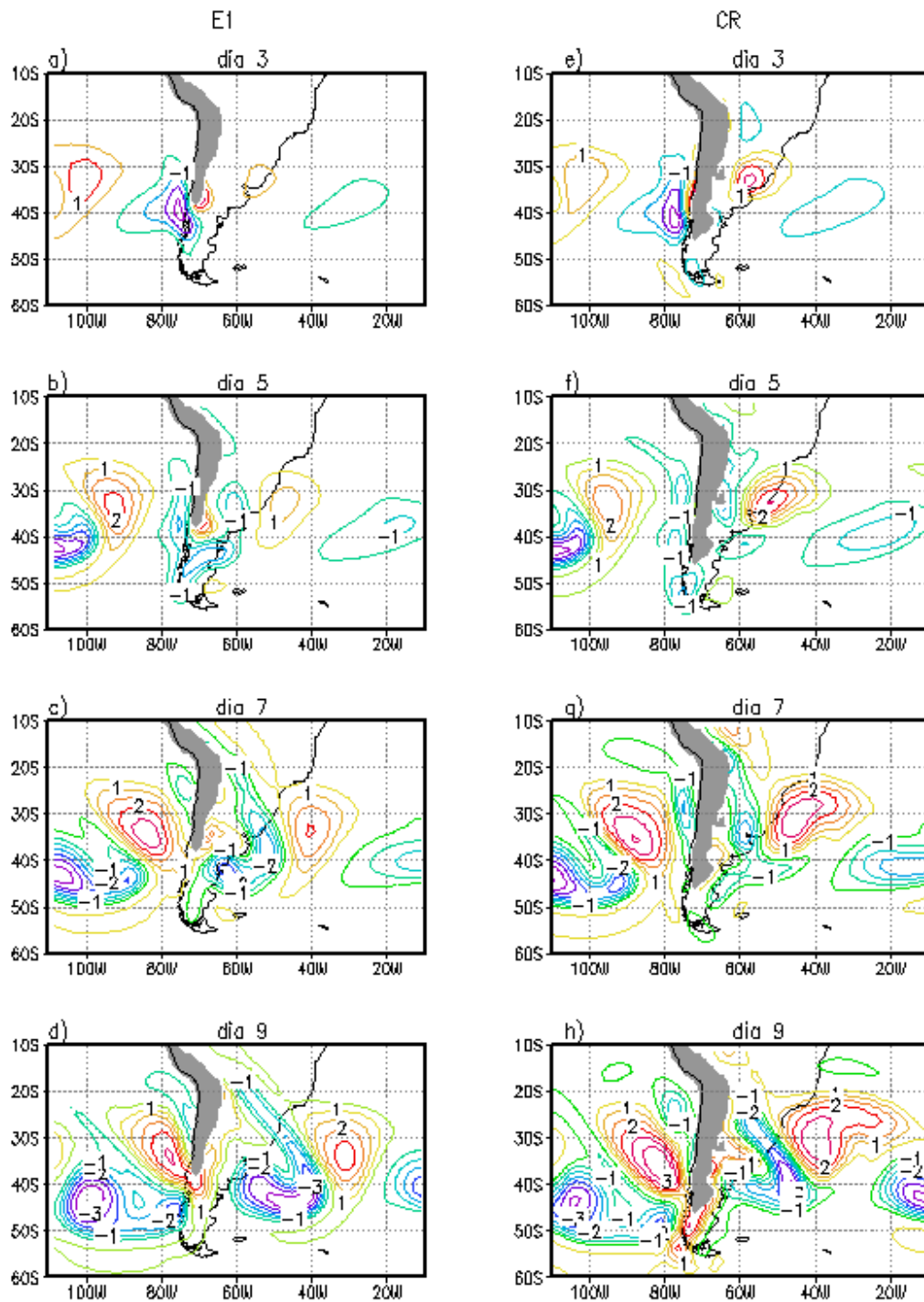


Figura 6.3: campo de vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 1500 m para los días 3, 5, 7 y 9 de simulación a-d) para E1 y e-h) para CR .

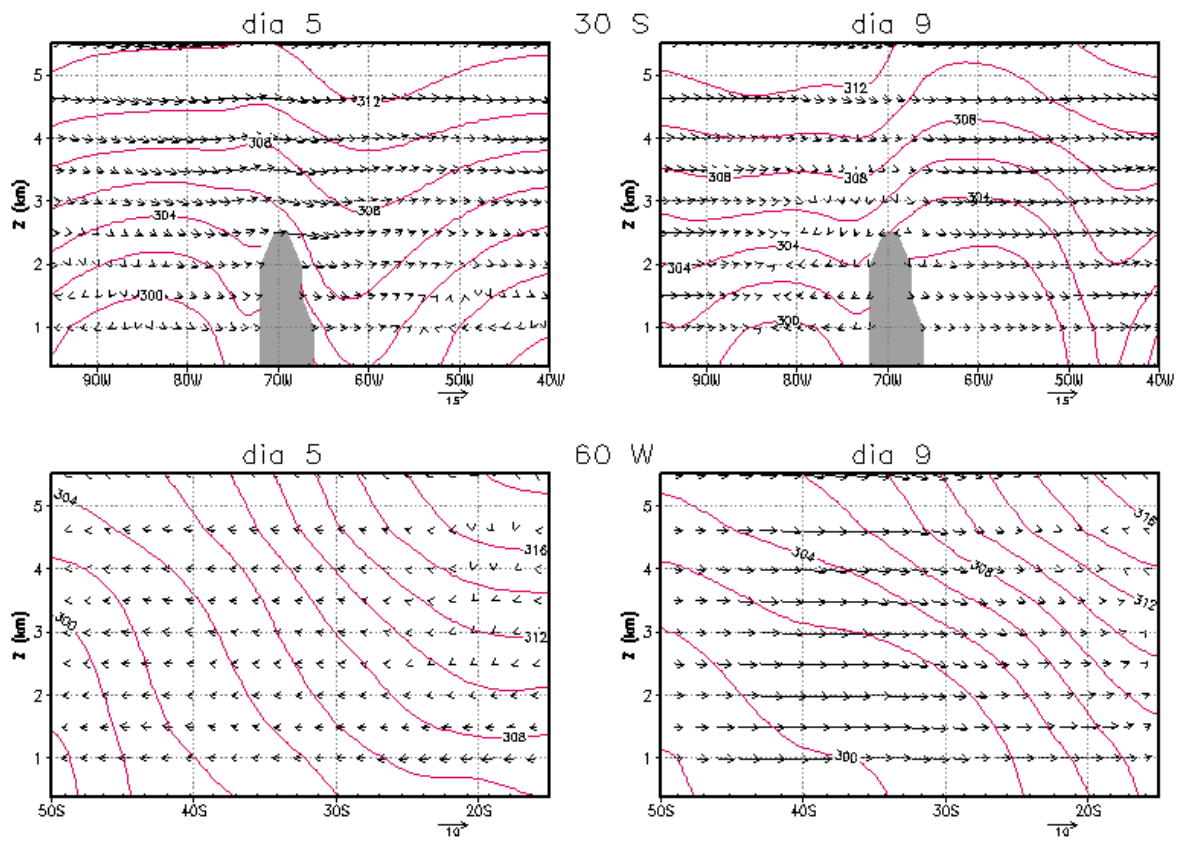


Figura 6.4: Panel superior: corte vertical-latitudinal de la circulación zonal ( $u,w$ ) y temperatura potencial (cada 2K) para los días 5 y 9 para el experimento E1. Panel inferior: corte vertical-longitudinal de la circulación meridional ( $v,w$ ) y temperatura potencial (cada 2K) para los días 5 y 9 para el experimento E1.

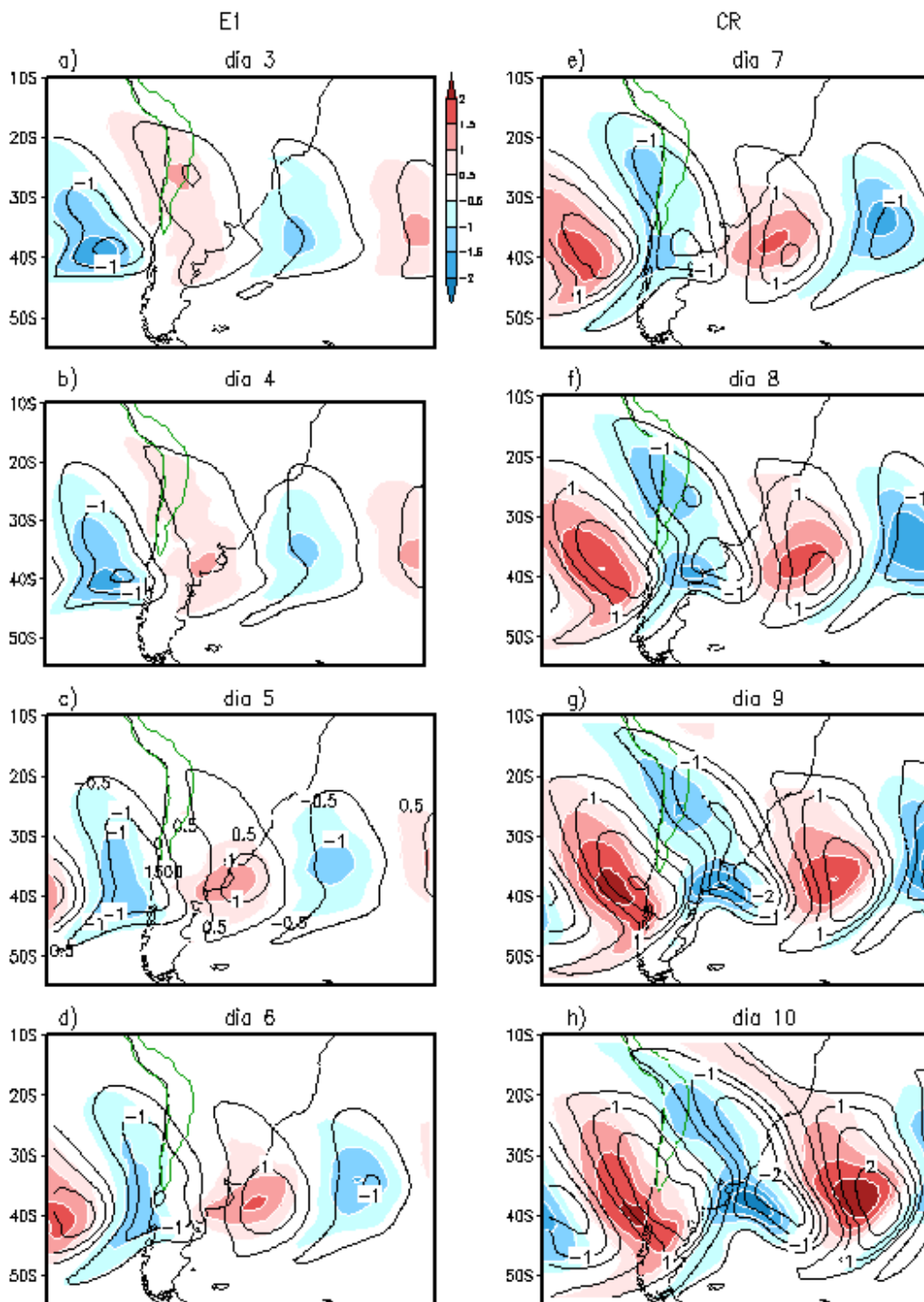


Figura 6.5: Perturbación de vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 9750 m para los días 3 a 9 de simulación para E1 (líneas) y CR (sombreado).

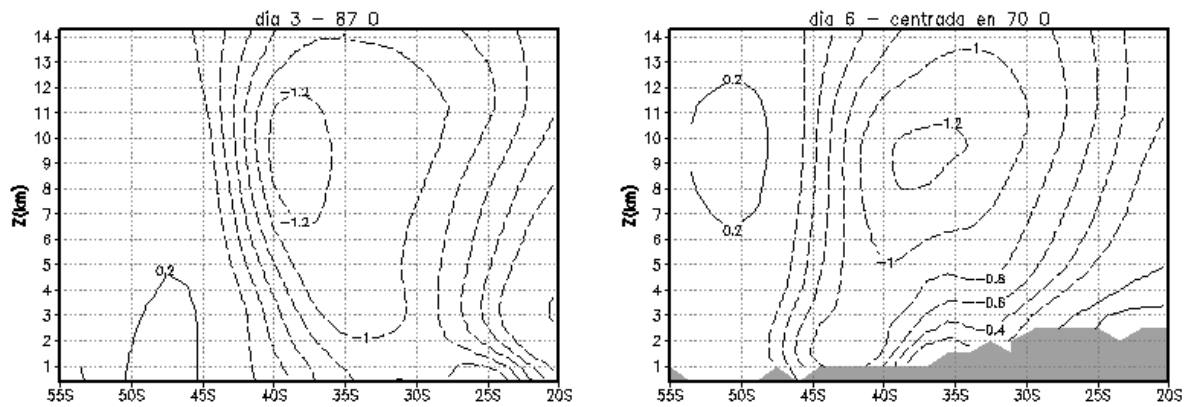


Figura 6.6: Corte vertical-longitudinal de la perturbación de vorticidad relativa para E1: a) para el día 3 en la longitud de 87°O y b) para el día 6, promediada en 5° de longitud centrada en 70°O. Isolíneas cada  $0,2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ .



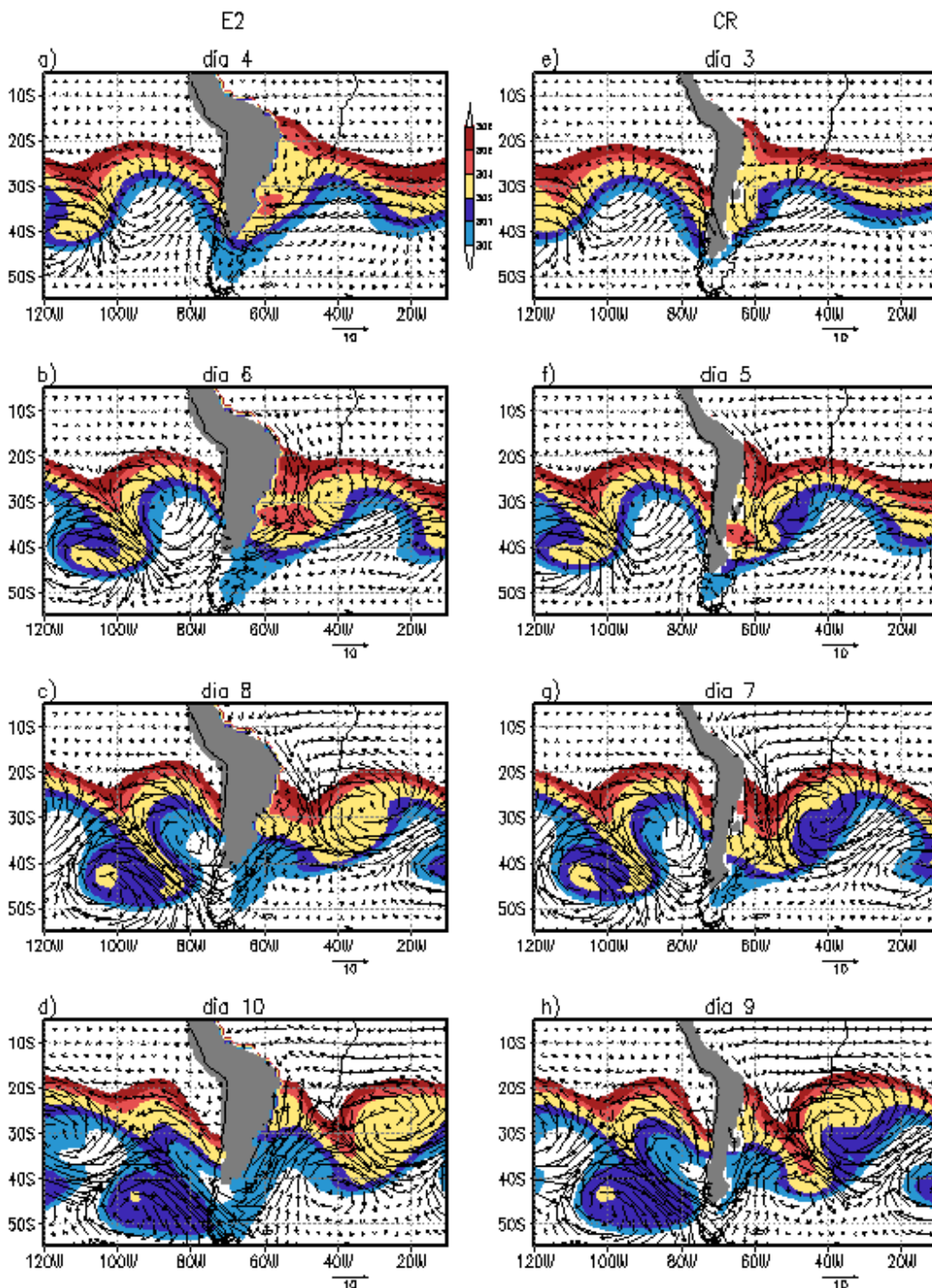


Figura 6.7: Viento horizontal y temperatura potencial (K, sombreado) en el nivel de 1500 m: a-d) días 4, 6, 8 y 10 de simulación para el experimento E2 y f-h) para experimento CR. días 3, 5, 7 y 9 de simulación para el experimento CR. La orografía con altura superior a 1500 m está sombreada.

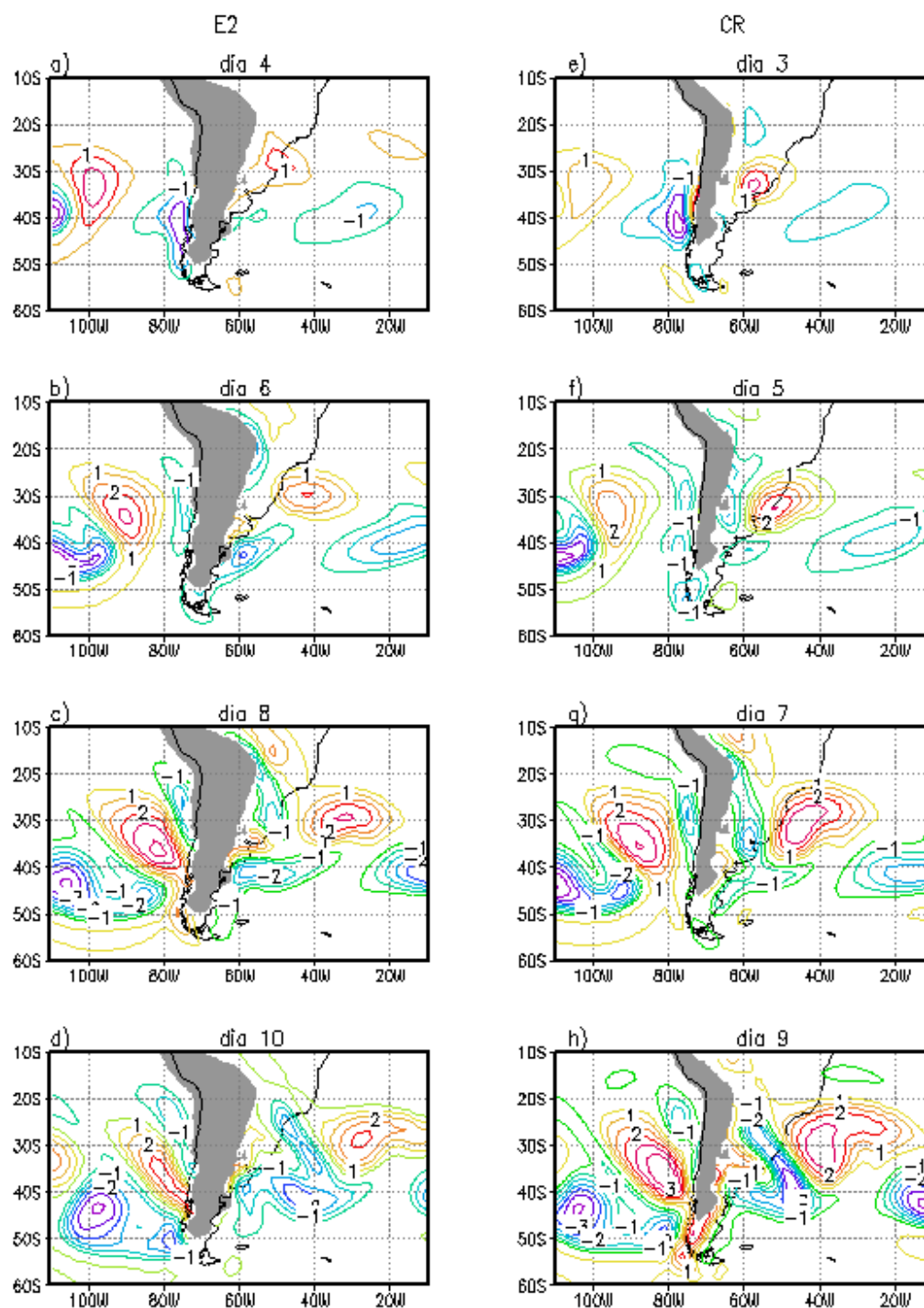


Figura 6.8: campo de vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 1500 m para los días: a-d) 4, 6, 8 y 10 de la simulación E1 y e-h) 3, 5, 7 y 9 para la simulación CR .

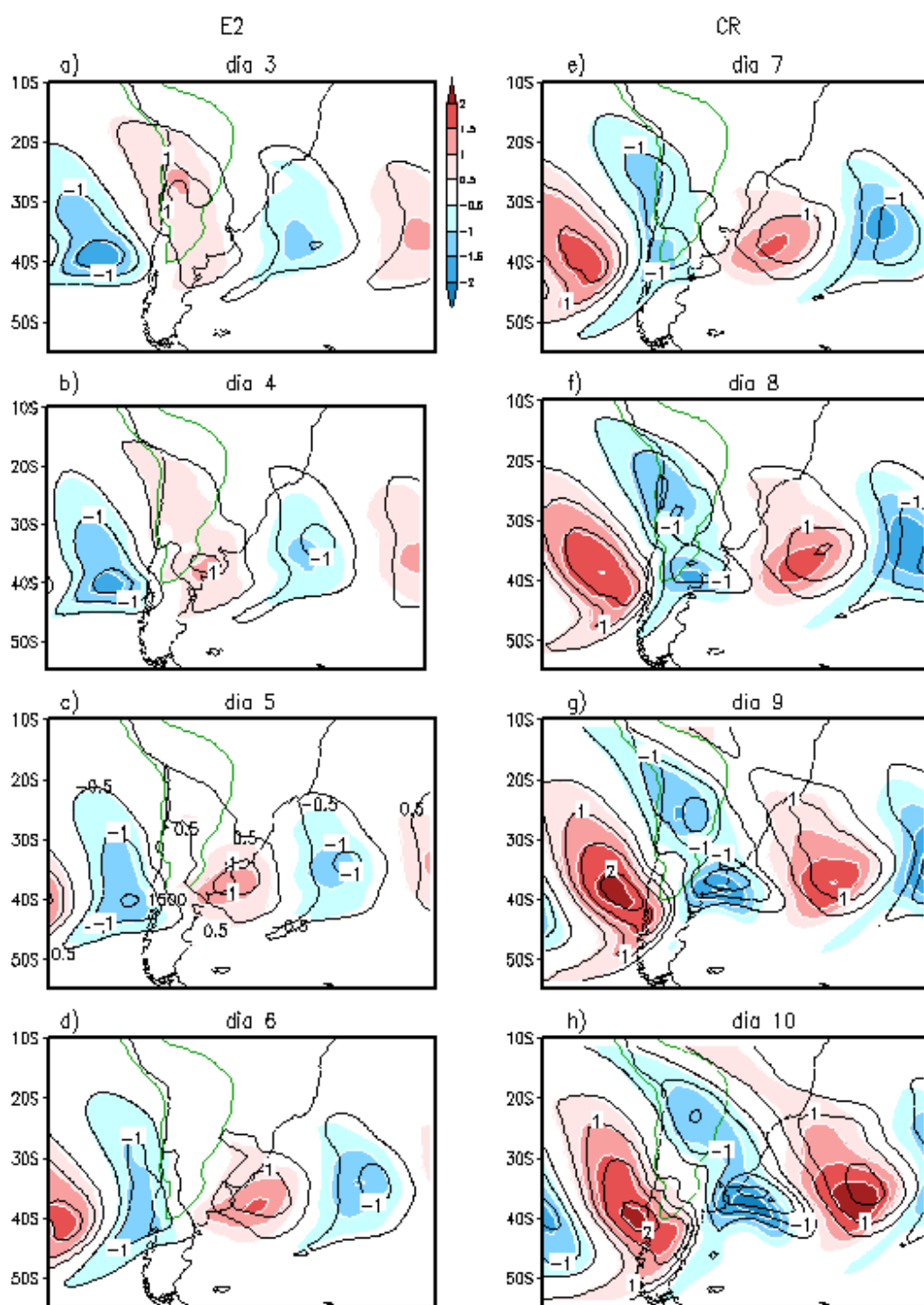


Figura 6.9: Perturbación de vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 9750 m para los días 3 a 9 de simulación para E2 (líneas) y CR (sombreado).

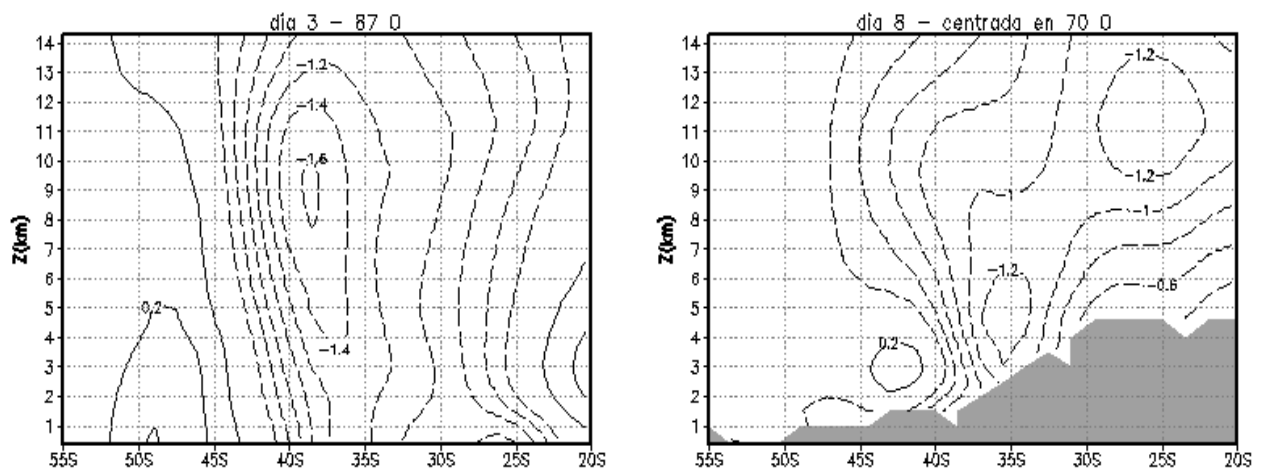


Figura 6.10: Corte vertical-longitudinal de la perturbación de vorticidad relativa para E2: a) para el día 3 en la longitud de 87°O y b) para el día 8, promediada en 5° de longitud centrada en 70°O. Isolíneas cada  $0,2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ .

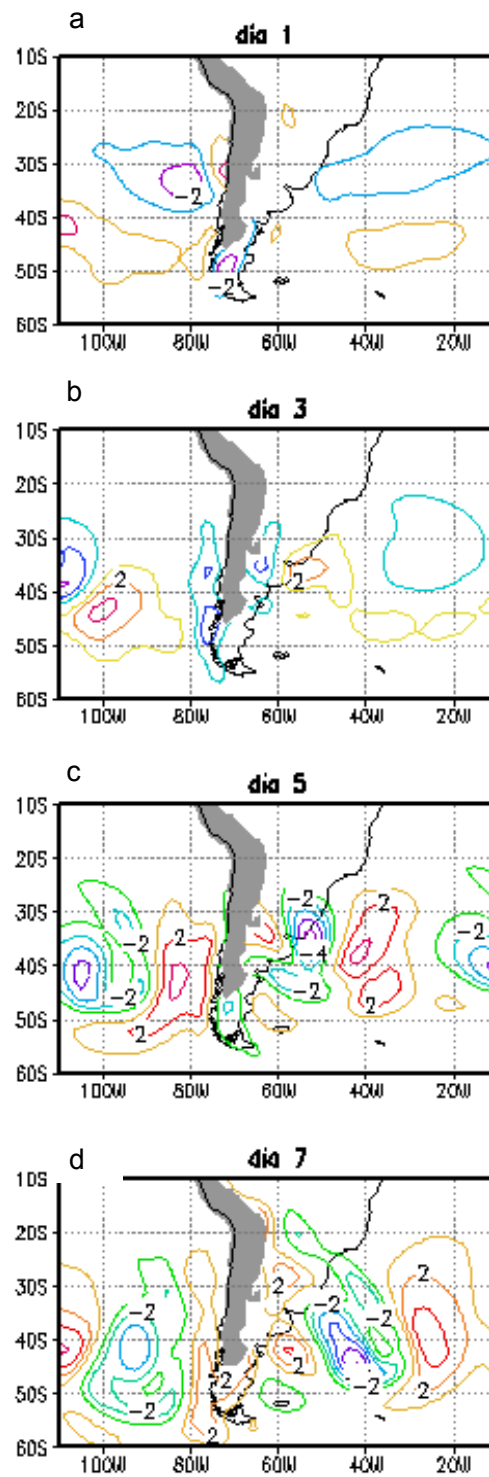


Figura 6.11: campo de vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 1500 m para los días 3, 5, 7 y 9 para el experimento E3.

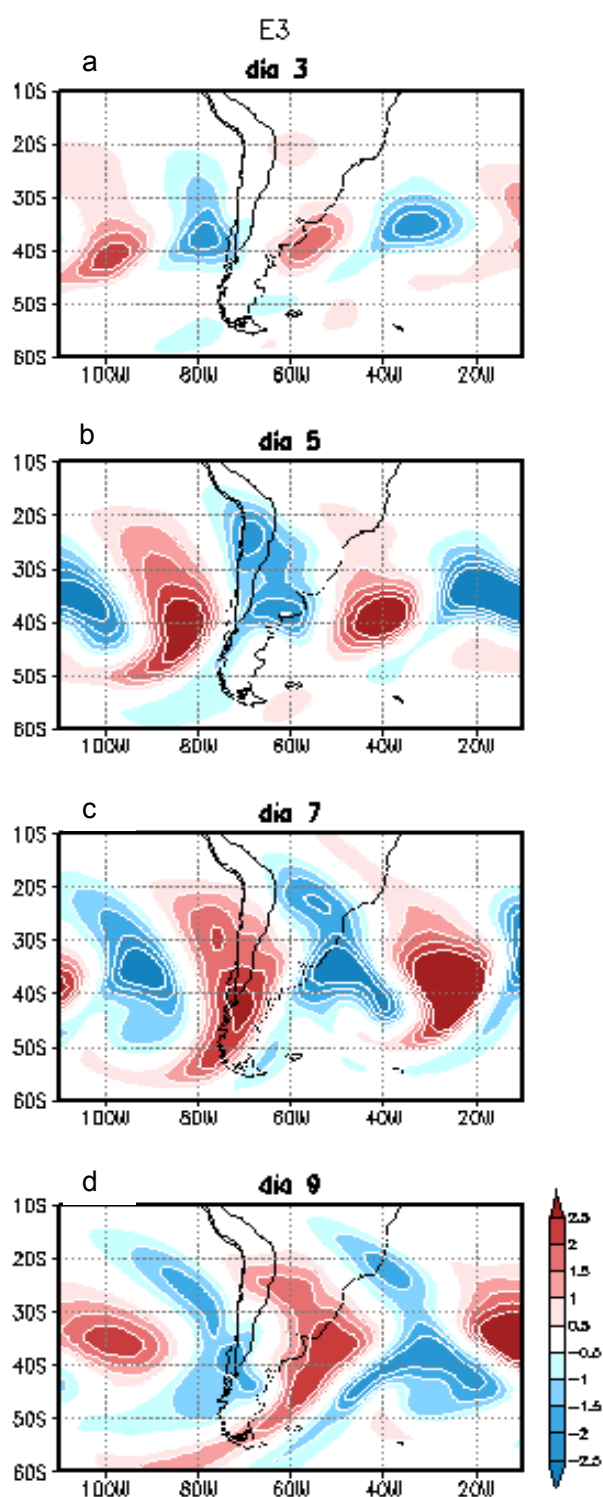


Figura 6.12: Perturbación de vorticidad relativa ( $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) en 9750 m para los días 3, 5, 7 y 9 de simulación para el experimento E3.

## CAPÍTULO 7

### Influencia de los Andes sobre la circulación de verano

---

#### 7.1 Introducción

La Figura 7.1a muestra la circulación media en 850 hPa para el verano en la que se observan los vientos alisios sobre el flanco norte del anticiclón del Atlántico penetrando hacia las zonas tropicales de Sudamérica. Comparando con el invierno (Figura 5.10), se observa que el máximo de este flujo medio predominante del norte ocurre en verano aproximadamente en 17°S, más al norte que en el invierno y además el flujo es menos intenso al sur del mismo

La característica monzónica del clima de la región tropical sudamericana es evidente en la Figura 7.1b donde se observa el típico cambio de signo entre niveles bajos y altos.

Varios estudios numéricos se han realizado sobre el sur de Sudamérica para modelar la circulación en capas bajas durante el verano, aunque en general utilizaron una pobre representación de la orografía (De María, 1985; Silva Dias y otros, 1987; entre otros). En particular, Figueroa y otros (1995), utilizaron un modelo numérico en ecuaciones primitivas para simular el efecto combinado de una fuente de calor diabático sobre el Amazonas con el efecto orográfico que producen los Andes sobre la circulación en niveles bajos en el sur de Sudamérica. Si bien lograron reproducir las principales características de la circulación media del verano, la penetración hacia el sur del flujo en capas bajas a sotavento de los Andes no fue tan intensa como la observada. Una de las posibles causas de este resultado sería la baja resolución horizontal del modelo (2,5°x2,5°) y el no considerar la actividad de las ondas baroclínicas extratropicales.

El objetivo del presente Capítulo es entonces el tratar de explicar los factores que controlan el flujo en capas bajas estudiando la dinámica de la interacción entre las ondas baroclínicas y los Andes, en ausencia de efectos diabáticos y humedad.

## 7.2 Condiciones iniciales

Durante el verano austral, la circulación en niveles altos está caracterizada por un sólo máximo de viento alrededor de los 50°S (Figura 7.2), y centrado sobre el del Océano Índico Sur. Las perturbaciones sinópticas que alcanzan el sur de Sudamérica crecen embebidas en esta corriente en chorro. Entonces, para simular el estado básico del verano se siguen los mismos pasos descritos en los Capítulos 2 y 4 para el invierno. En este caso, como se necesita simular una corriente en chorro centrada en 45°S, se propone la siguiente expresión para simular el flujo básico zonal, siguiendo a Simmons y Hoskins (1977):

$$U(\varphi, z) = U_0(z) \text{sen}^3(\pi \text{sen}^2 \varphi) \quad (7.1)$$

$U_0(z)$  es el perfil vertical de la corriente en chorro simulada, que para este caso fue interpolado del perfil medio observado en 45°S-60°E, zona del máximo de viento en 300 hPa. El perfil vertical de viento y temperatura para este nuevo estado básico zonal, que simula las características de esta corriente en chorro polar de verano en la posición del máximo, se pueden observar en la Figura 7.3.

Siguiendo la metodología que se describe en el Capítulo 4, se introdujo una perturbación barotrópica al flujo básico zonal descrito por (7.1) y se la dejó evolucionar hasta que adquirió la estructura de una onda baroclínica (Figura 7.4, correspondiente al día 10 de simulación). La perturbación con estas características se aisló y se superpuso a un estado básico caracterizado por una corriente en chorro que simula el perfil vertical igual al observado corriente arriba de los Andes para el verano (no se muestra), que presenta un máximo de 28 m/s. A fin de analizar la influencia de los Andes sobre esta perturbación, se realizaron dos simulaciones: una que describe la evolución de la onda que se desplaza sobre un terreno llano (denominada VE\_SO), y la otra que introduce los Andes realistas (denominada VE).



### **7.3 Interacción entre las perturbaciones ciclónicas estivales y los Andes**

Como se mencionó en la Introducción, las perturbaciones sinópticas que evolucionan sobre el sur de Sudamérica durante el verano crecen inmersas en el flujo que muestra la Figura 7.2. La simulación propuesta para modelar estas ondas sinópticas durante el verano representa en buena medida la circulación media sobre el sur de Sudamérica (no se muestra). La velocidad de fase de las ondas simuladas es aproximadamente de 16 m/s, mientras que Vera y Vigliarolo (2000) en su estudio de diagnóstico encontraron un valor aproximado de 15 m/s. Por otro lado, estas ondas sinópticas cruzan el extremo sur de Sudamérica en una zona donde la cordillera de los Andes tiene su altura más baja, ya que como se dijo anteriormente, durante el verano la zona baroclínica principal está localizada alrededor de los 50°S. Por tal motivo, sólo el flanco ecuatorial de las ondas se verán perturbadas por la orografía, ya que la mayor pendiente norte-sur de los Andes se ubica entre los 39°S y 32°S (Figura 3.2)

#### **7.3 1 Evolución horizontal y vertical de las perturbaciones**

La Figura 7.5 muestra la evolución, en niveles bajos, de una onda ciclónica cruzando el extremo sur del país, para las simulaciones con y sin orografía. Se nombró día 1 de simulación al momento en que la perturbación ciclónica se encuentra a una distancia equivalente de  $\frac{1}{2}$  de longitud de onda corriente arriba de los Andes. En el día 1 el centro de la perturbación ciclónica extratropical se encuentra corriente arriba del extremo sur continental (marcado con B en la figura). En el día 3 tanto el ciclón como el frente frío asociado ya se encuentran sobre el Atlántico sur levemente debilitados debido a una menor advección fría por detrás de los mismos. El debilitamiento de la zona frontal y su menor penetración hacia el continente favorece la extensión hacia el sur del flujo del norte que se genera sobre la ladera oriental de los Andes, como se puede observar en la Figura 7.6. En esta figura se reproduce el campo de viento horizontal y su magnitud. El flujo del norte sobre la ladera oriental de los Andes, alrededor de 20°S, está presente desde el día 1 de la simulación, cuando aún la perturbación ciclónica se encuentra a barlovento y alcanza

máxima intensidad el día 4 cuando la perturbación se encuentra a sotavento, para seguir debilitándose en los días sucesivos.

Salio y otros (2002) muestran que la magnitud del viento en 850 hPa para el promedio de eventos Chaco del verano presenta un máximo de flujo del norte aproximadamente en 20°S, con una intensidad máxima de 14 m/s y la isotaca de 4 m/s abarcando el noreste de Argentina, Paraguay y Brasil. Las isotacas alrededor de 20°S correspondientes al día 4 de la simulación (Figura 7.6) concuerda en gran medida con el descrito anteriormente, aunque mostrando una menor intensidad y con la posición del máximo levemente desplazada hacia el sur.

Se puede concluir entonces, que estas simulaciones confirman el importante papel de las perturbaciones baroclínicas en producir la intensificación hacia el sur de la CCcb.

La Figura 7.7 muestra la evolución temporal de la perturbación de vorticidad con y sin orografía en niveles altos (se presenta el nivel de 8250 m, ya que es el nivel por debajo de la tropopausa donde la perturbación presenta la máxima amplitud). En los niveles altos se observa un debilitamiento de la circulación ciclónica cuando la perturbación cruza los Andes (marcada con B en la figura). Se observa que si bien no hay cambios importantes en la velocidad de propagación del sistema tanto en la latitud de su centro (aprox. 50°S) como en su porción sobre el continente (aprox. 40°S), se observa que en el caso de la simulación VE, el crecimiento del centro ciclónico sobre el continente está retrasado en un día aproximadamente, con respecto al centro equivalente en VE\_SO.

Para analizar la estructura vertical de las ondas se presenta en la Figura 7.8 el corte vertical de la perturbación de vorticidad promediada para una banda de 10° de latitud (55°S - 45°S), para la misma secuencia temporal de la figura anterior. En ella se observa que a medida que la perturbación ciclónica se acerca al continente (día 1) disminuye su baroclinicidad, decreciendo la velocidad de fase con respecto a la simulación VE\_SO. El día 2 el ciclón en niveles bajos se comienza a rearmar justo a sotavento de los Andes, adquiriendo una dimensión horizontal mayor. Ya a sotavento la perturbación ciclónica aumenta su baroclinicidad, aumenta la velocidad de fase a la misma que poseen VE\_SO.

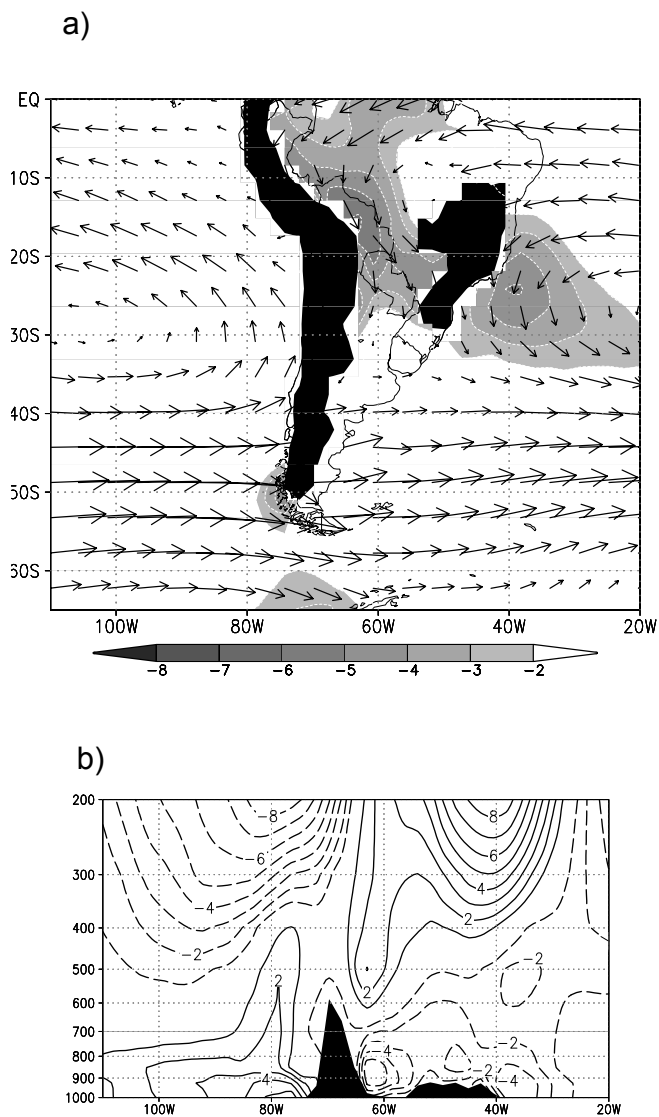


Figura 7.1: a) Viento horizontal medio (vectores) y viento meridional medio en 850 hPa (sombreado valores menores a -2 m/s, intervalo 2 m/s) para el verano, calculados a partir de los análisis del ECMWF, período 1979-1993. b) corte vertical de la componente meridional media del viento en 20°S para el verano (contornos cada 1 m/s). La orografía superior a 700 m está resaltada.

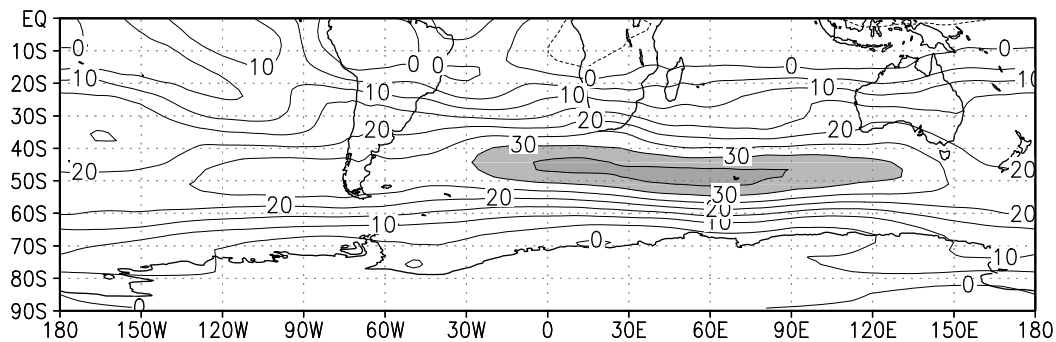


Figura 7.2: Componente zonal media en 300 hPa para el verano (Diciembre, enero, febrero). Sombreados valores superiores a 30 m/s. Líneas trazadas cada 5 m/s. calculados a partir de los análisis del ECMWF, período 1979-1993

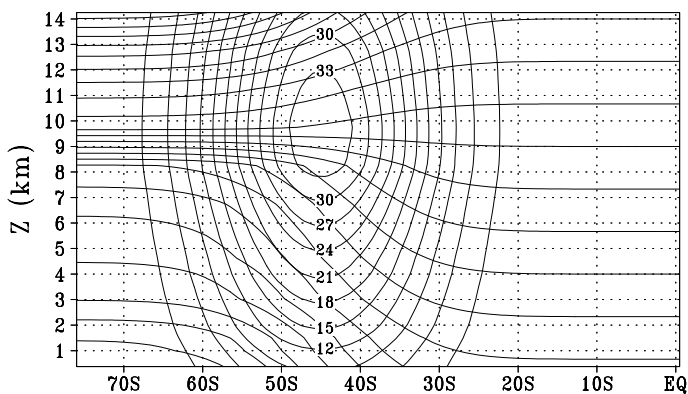


Figura 7.3: Corte vertical-longitudinal del flujo zonal uniforme que representa la corriente en chorro polar del verano en 45°S – 60°O . En líneas llenas el viento zonal (m/s) y en líneas punteadas la temperatura potencial (K).

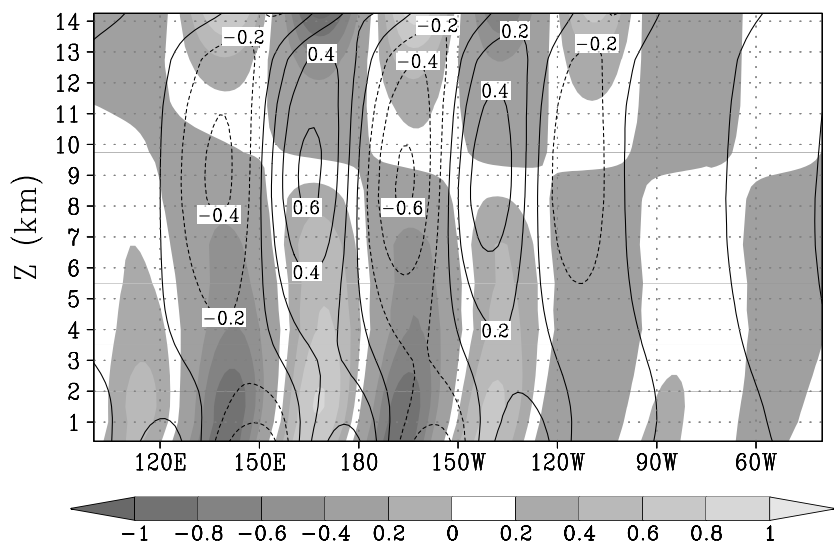


Figura 7.4: Corte vertical-latitudinal de la perturbación de vorticidad (líneas,  $\times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) y temperatura (sombreado, K)

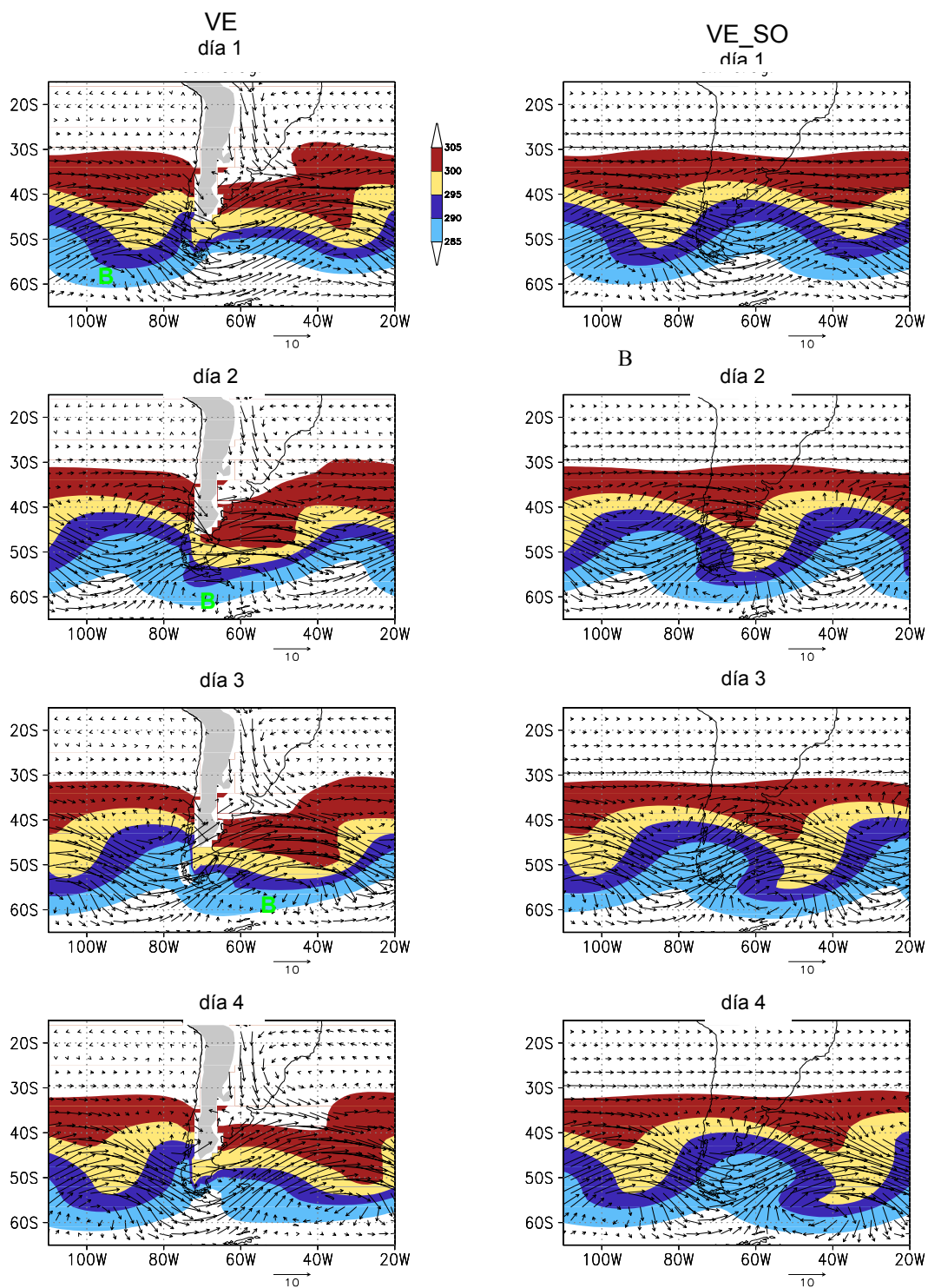


Figura 7.5: Evolución temporal de las perturbaciones en 1000 m: viento horizontal (vector) y temperatura (K, sombreado). El panel izquierdo corresponde a la corrida con orografía (VE) y panel de la derecha sin orografía (VE\_SO). Sombreado la topografía con altura mayor a 1000 m.

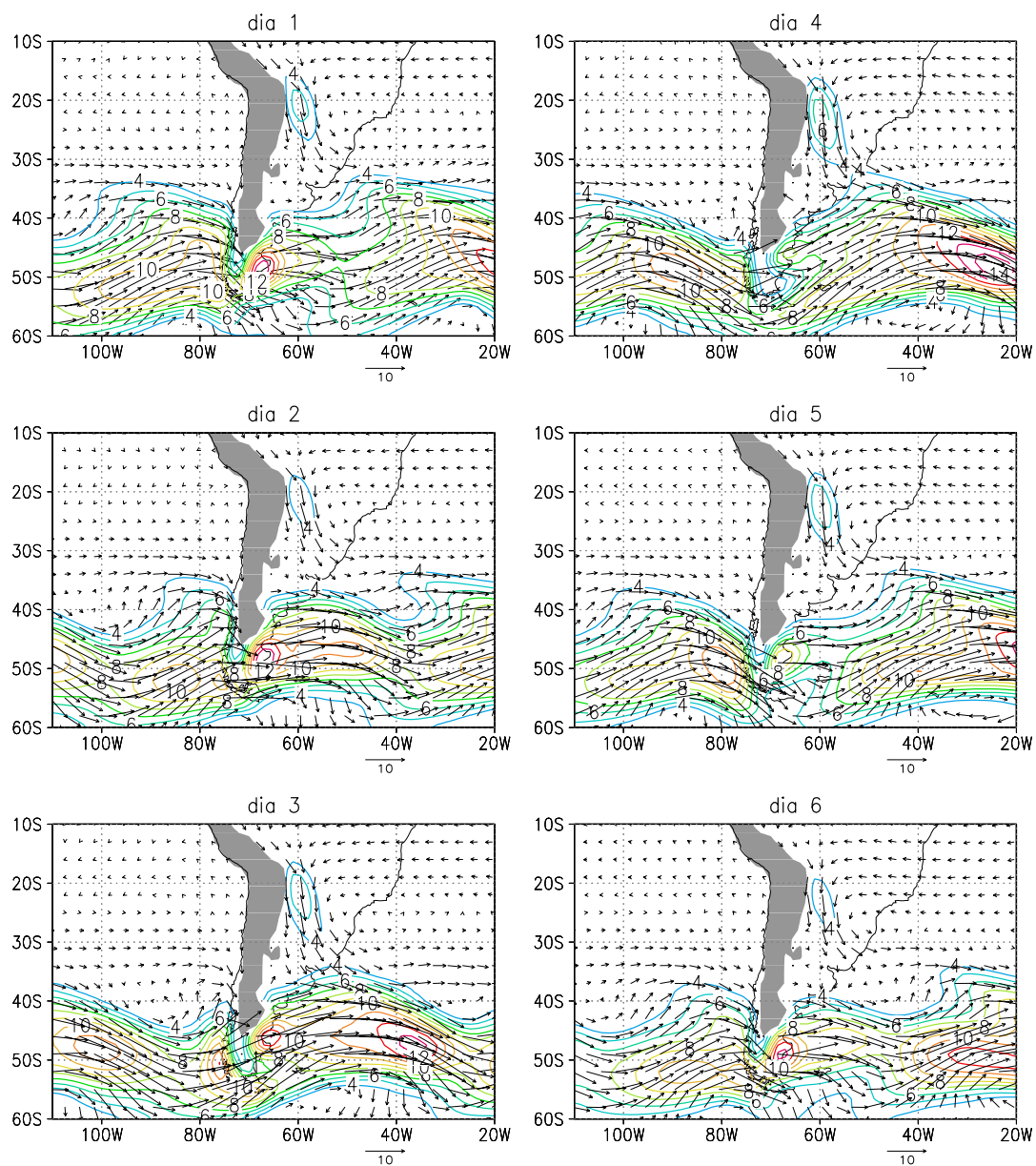


Figura 7.6: Viento horizontal en 1000 m (vector) y magnitud del viento mayor a 4 m/s (líneas, cada 2 m/s), para los días 1 a 6 de la simulación VE.

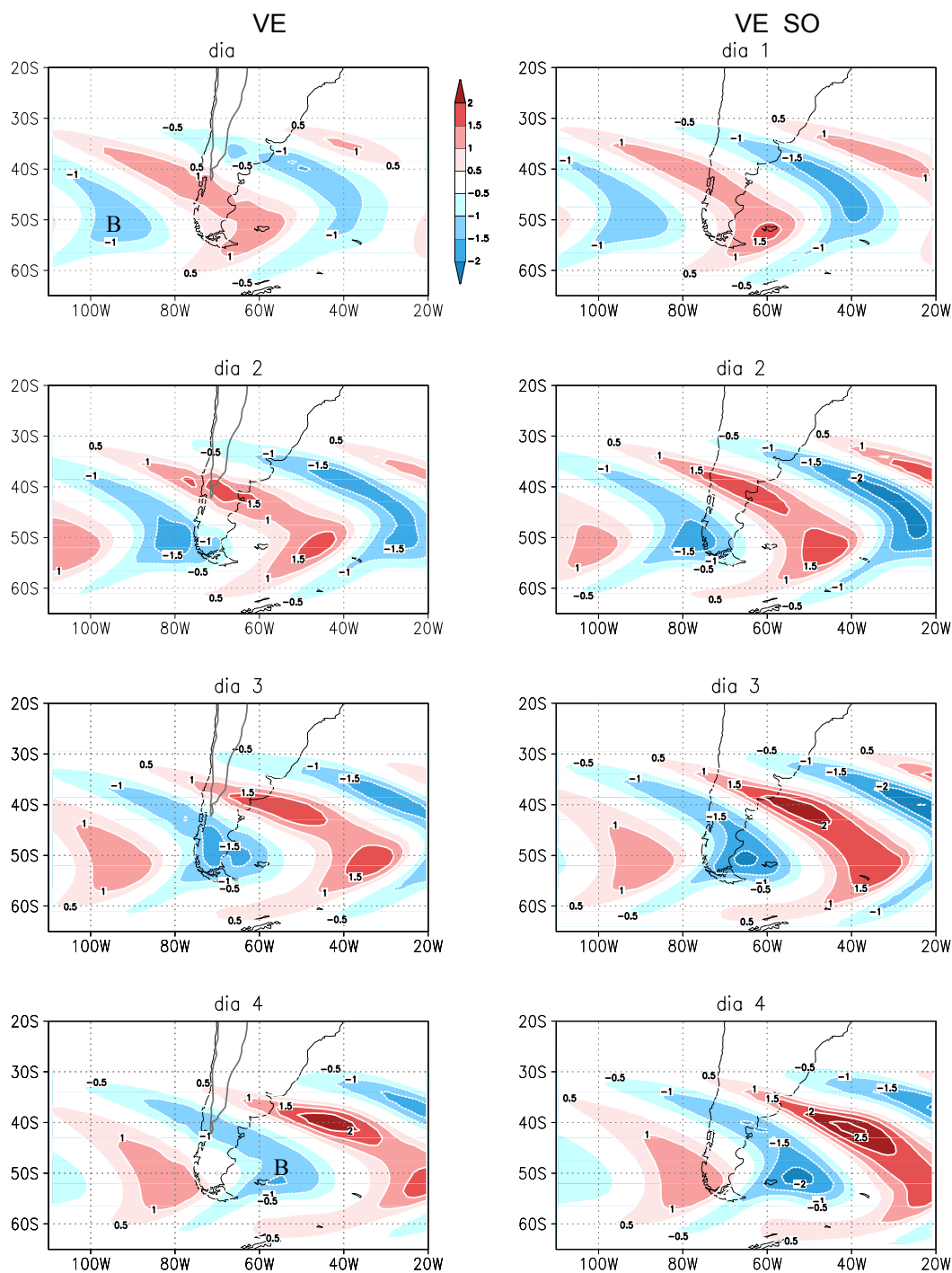


Figura 7.7: Evolución temporal de la perturbación de vorticidad relativa en 8250 m. El panel de la izquierda corresponde a la corrida con orografía y el de la derecha sin orografía. (Unidades  $\times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ )



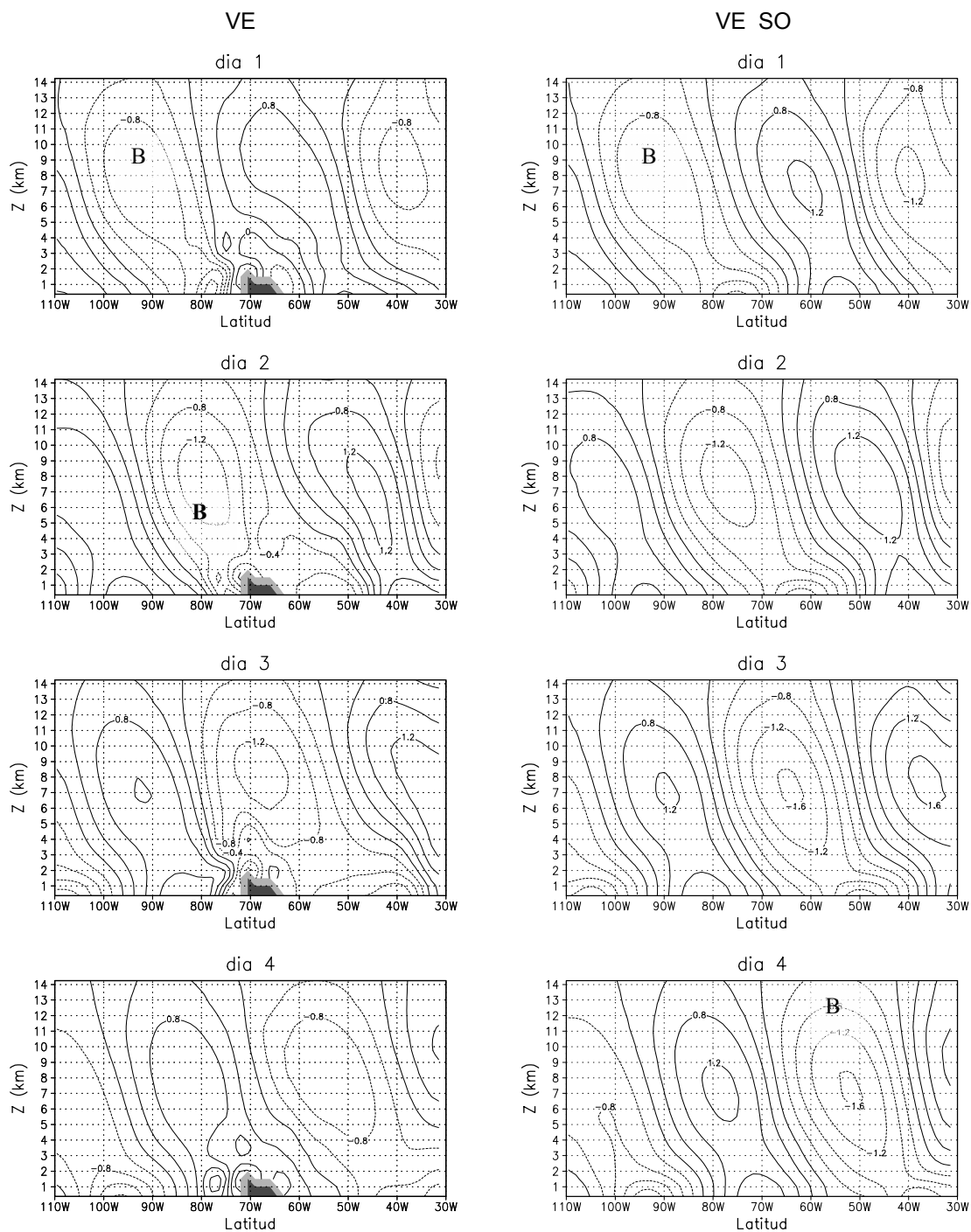


Figura 7.8: Corte vertical de la perturbación de vorticidad relativa, promediado en la banda de latitud  $-55^{\circ}\text{S}$  y  $-45^{\circ}\text{S}$ . El panel de la izquierda corresponde a la corrida con orografía (VE) y el de la derecha sin orografía (VE\_SO). (Unidades  $\times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ )

## CAPÍTULO 8

### Conclusiones

---

Las características propias de los Andes alteran la circulación atmosférica y en particular la actividad de las ondas sinópticas en forma única. La corriente en chorro en capas bajas, la región ciclogénica del sudeste de Sudamérica, son ejemplos indiscutibles de la magnitud de tal influencia. A pesar que numerosos estudios observacionales y numéricos se han concentrado sobre la circulación extratropical de Sudamérica, no han existido hasta el momento simulaciones teóricas que permitan confirmar de manera contundente que determinados aspectos de la evolución de la actividad de las ondas sinópticas se deban a la presencia de los Andes. En consecuencia, el trabajo presentado en esta tesis constituye un importante avance en este tema como se detalla a continuación.

En este trabajo de tesis se realizaron diversas simulaciones numéricas con el objetivo estudiar la influencia de los Andes sobre las ondas baroclínicas. En particular, las simulaciones se concentraron en analizar las perturbaciones baroclínicas invernales que se propagan a lo largo de latitudes subtropicales, ya que son las que muestran mayor interacción con la orografía.

El modelo numérico utilizado para realizar las simulaciones es un modelo tridimensional en ecuaciones primitivas, hidrostático, sin considerar procesos húmedos, y basado en el sistema anelástico Boussinesq. Considera una geometría esférica y a la altura ( $z$ ) como coordenada vertical. El flujo básico inicial utilizado fue una corriente en chorro zonal determinada de manera de simular las características observadas de la Corriente en chorro subtropical en el invierno y la corriente en chorro en el verano. Dos tipos de orografía fueron incorporadas al modelo numérico: i) una montaña teórica elongada en la dirección meridional, con pendientes gaussianas, estructura típica utilizada en trabajos previos y ii) una representación realista de los Andes.

En primer lugar se realizaron simulaciones con una corriente en chorro barotrópica centrada en 30°S y orografías teóricas con diferentes alturas y sin considerar rotación ( $f=0$ ). Los resultados muestran que el bloqueo que ejerce la orografía depende fuertemente del valor del número de Froude y del cociente  $Fr/Ro$  que determina si la orografía es dinámicamente empujada. Con una orografía baja, el flujo incidente logra tener la energía cinética suficiente para sobrepasar la montaña, y descender a sotavento. Con orografías altas, con alturas similares a los Andes, parte del flujo a barlovento comienza a ser bloqueado, generándose la bifurcación del mismo. A sotavento aparecen dos vórtices, uno ciclónico al norte y otro anticiclónico al sur. La inclusión de la rotación permitió observar, en niveles bajos, la canalización del flujo hacia el norte a sotavento, que en conjunción con el flujo del noroeste mantienen una vaguada extendida latitudinalmente. En la simulación barotrópica con la representación realista de los Andes y considerando rotación, se mostró como el flujo solo puede rodear la orografía por el sur, intensificando el viento hacia el sur. En cambio, los vientos del noroeste a sotavento, son más débiles debido a que la extensión meridional de los Andes impide que el flujo incidente rodee a la orografía por el Norte, y también debido a la ausencia de vientos del este ecuatoriales en el flujo básico considerado.

La serie siguiente de simulaciones se concentró en reproducir la evolución de las ondas baroclínicas a lo largo del Pacífico Sur, en ausencia de orografía. En la condición inicial, una perturbación barotrópica de vorticidad fue superpuesta a un flujo básico zonal baroclínicamente inestable que reproduce las características de la corriente en chorro subtropical durante el invierno. La simulación mostró que la perturbación adquiere la característica de una onda baroclínica, con desarrollos corriente arriba y corriente abajo reproduciendo características observadas.

La influencia de los Andes sobre las ondas baroclínicas invernales se estudió a través de un conjunto de simulaciones realizadas utilizando el modelo con la representación realista de los Andes y un flujo básico con características similares a las observadas en la Corriente en Chorro Subtropical en el Pacífico sudeste. Si bien el modelo numérico utilizado en estas simulaciones no incluye procesos húmedos, el mismo ha permitido resaltar el efecto mecánico de los Andes sobre las perturbaciones de escala sinóptica que se propagan sobre las regiones subtropicales del Pacífico sur durante el invierno. El diagnóstico de las simulaciones

numéricas (CR) se concentró particularmente en describir la evolución de una perturbación ciclónica atravesando los Andes y los cambios en la estructura y el ciclo de vida que esta perturbación sufre. Los resultados del mismo confirmaron aquellos obtenidos con observaciones y realizados en trabajos previos (ej. Vera et al. 2002) se detallan a continuación (Fig. 8.1):

- i) Los Andes producen diferentes modificaciones en niveles bajos con respecto a los niveles altos.
- ii) La perturbación ciclónica en niveles bajos se desorganiza a medida que se desplaza hacia el sur a barlovento y atravesando los Andes sobre las regiones de orografía más baja (en la latitud aproximada de 40°S, días 3 a 4 de la simulación).
- iii) A sotavento (días 5 a 7), la perturbación ciclónica comienza a reorganizarse en una latitud más al norte respecto de la latitud que originalmente tenía a barlovento. Este comportamiento difiere de aquel encontrado en la simulación sin orografía donde la propagación de la perturbación es más zonal y con mayor velocidad de fase. El proceso dinámico responsable de este comportamiento es el término de “stretching” de la vorticidad absoluta media y la divergencia de las perturbaciones ( $VaDp$  en ecuación 5.2), que muestra convergencia de la perturbación del viento en niveles bajos y divergencia en niveles altos.
- iv) En niveles altos, el tren de ondas sigue una trayectoria casi zonal mientras se desplaza desde el este.
- v) Este diferente comportamiento entre los niveles bajos y altos, produce un desacople de casi 180° entre la fase de la perturbación en niveles altos y aquella en niveles bajos (día 5), debilitando en consecuencia los procesos que favorecen el desarrollo baroclínico.
- vi) A partir del día 7, y a una distancia de aproximadamente 1000 km hacia el este de los Andes, ya sobre el este de Argentina, la perturbación recupera su estructura vertical con inclinación hacia el oeste con la altura lo que favorece la intensificación de la perturbación en niveles bajos.
- vii) Estos cambios en la estructura vertical de la perturbación debido a la presencia de los Andes retrasan entonces la profundización y la ubicación

- del sistema respecto de la simulación sin orografía, donde la intensificación se produce alrededor de 2 días antes y más hacia el oeste.
- viii) En los días 5 a 7, la porción extratropical de la perturbación ciclónica en niveles altos continúa su propagación hacia el este, aquella porción en latitudes subtropicales se mueve mucho más lentamente, lo que favorece la inclinación del sistema en la dirección NO-SE.
  - ix) En el día 7, la intensificación de la perturbación ciclónica en el este de Argentina está asociada con una intensificación del flujo de niveles bajos del Noroeste, confirmando el papel de las ondas baroclínicas en la intensificación hacia el sur de la corriente en chorro en niveles bajos de Sudamérica.
  - x) En el día 9 la irrupción de aire frío en el flanco occidental del ciclón, presenta una mayor orientación hacia el Norte y se encuentra canalizado a lo largo de la ladera oriental de los Andes, con respecto a la simulación sin orografía en la que presenta una orientación hacia el Noreste.

Los resultados de los experimentos numéricos de sensibilidad realizados con el fin de detectar qué aspectos morfológicos de la cordillera de los Andes tienen mayor influencia en la evolución de las ondas baroclínicas se pueden sintetizar de la siguiente manera:

- Simulaciones realizadas considerando alturas de los Andes más bajas que las observadas muestran que:
  - i. La perturbación ciclónica exhibe menos alteraciones en su baroclinicidad asociada que en CR.
  - ii. La perturbación en niveles altos experimenta pocos cambios, mientras que en niveles bajos es menos intensa cuando se encuentra justo a sotavento, para luego intensificarse y alcanzar una intensidad similar a CR\_SO, por otro lado, exhibe menor movimiento hacia el Ecuador a sotavento.
- Simulaciones realizadas considerando una extensión lateral de los Andes más anchos que lo observado muestran que:
  - i. La advección cálida (fría) en el flanco oriental (occidental) de la perturbación ciclónica tiene menor extensión meridional

- ii. La perturbación ciclónica en niveles a bajos a sotavento exhibe dos centros a lo largo de la ladera oriental de los Andes, no observados en CR
- iii. En niveles altos, el máximo secundario en latitudes subtropicales es más intenso en CR, sugiriendo una relación con la morfología del Altiplano.

Estos resultados permiten concluir que las ondas baroclínicas son fuertemente modificadas por la presencia de la orografía y características tal como su velocidad de propagación y la estructura vertical dependen fuertemente de los rasgos morfológicos de los Andes. La altura de los Andes es la responsable de la reorganización de la perturbación a sotavento en la una latitud más al norte, mientras que el ancho resalta el máximo secundario subtropical en niveles altos. Modificando las condiciones del flujo medio, se observó que un aumento en el mismo produce a sotavento un ciclón más intenso en niveles bajos, aproximadamente a la misma latitud que en las simulaciones con Andes reales, exhibiendo luego un rápido desplazamiento al sudeste. En niveles altos, si bien se genera un segundo máximo de vorticidad entre  $20^{\circ}$  y  $30^{\circ}$ S, éste se desplaza con la misma velocidad de fase que la vaguada, por lo tanto la vaguada presenta una elongación NO-SE menor que en las simulaciones CR y E2.

Finalmente, el trabajo de tesis se complementó con simulaciones que reprodujeron la actividad de las ondas baroclínicas durante el verano. El flujo básico inicial propuesto para este fin es una corriente en chorro zonal que maximiza en  $45^{\circ}$ S, con una cortante vertical que presenta las características generales del máximo de viento corriente arriba de los Andes durante el verano. A este flujo zonal básico se le superpuso una perturbación baroclínica con una amplitud de 2 m/s, de modo que la misma interactúe con los Andes en los primeros días de evolución.

El análisis de la simulación del verano se concentró nuevamente en describir la evolución de una perturbación ciclónica desplazándose a lo largo de los  $50^{\circ}$ S, siendo su porción subtropical aquella modificada por la presencia de los Andes. Los resultados permiten confirmar el importante papel de las perturbaciones baroclínicas en intensificar el flujo del norte en niveles bajos al este de los Andes hacia el sur de su posición climatológica, aún en ausencia de fuentes de calor diabático y de procesos húmedos. Por lo tanto, podemos decir que si bien hay un efecto mecánico

de los Andes en la formación del máximo de viento sobre su ladera oriental, alrededor de 20°S, es la interacción con las perturbaciones sinópticas las que modulan su intensidad, de acuerdo con otros trabajos basados en diagnósticos observacionales y estudios de casos.

En suma, los resultados encontrados en esta tesis proporcionan una confirmación objetiva del rol fundamental de la presencia de los Andes en explicar el comportamiento de las ondas sinópticas sobre la porción sur de Sudamérica.

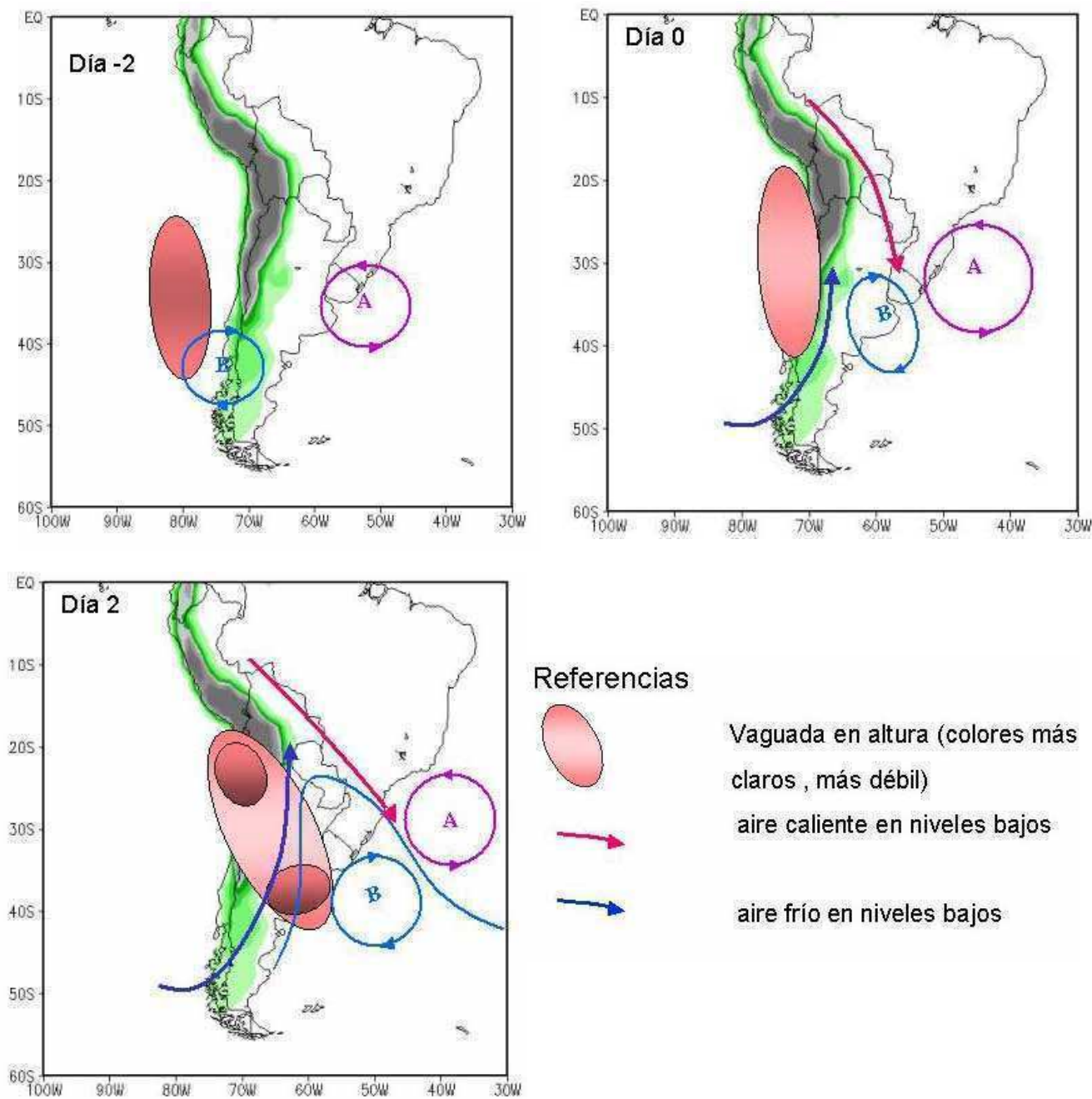


Figura 8.1: modelo conceptual sobre la modificación que experimenta una perturbación ciclónica cuando avanza sobre los Andes. Sombreado la perturbación en niveles altos y en líneas las perturbaciones en niveles bajos.



## APÉNDICE I

### La perturbación de temperatura

---

En este apéndice se presenta el desarrollo que lleva a la obtención de la expresión matemática de la perturbación de temperatura presentada en el Capítulo 4. Tal como se comentó en dicho Capítulo, la perturbación inicial que se propone para superponer al campo zonal inicial es: i) barotrópica, ii) no divergente, y iii) además la tendencia de su divergencia es nula. Partiendo de la forma vectorial del movimiento horizontal (2.1 y 2.2),

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}\mathbf{V} + \frac{\partial w\mathbf{V}}{\partial z} + f\mathbf{k} \times \mathbf{V} = -c_p \theta_0 \nabla \pi \quad (\text{A.1})$$

donde 
$$\nabla = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \mathbf{i} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} \mathbf{j}$$

El segundo término de A.1 se pueden reemplazar utilizando la igualdad:

$$\nabla \cdot \mathbf{V}\mathbf{V} = \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} + \mathbf{V}\nabla \cdot \mathbf{V}.$$

Para obtener la expresión para la perturbación, se aplica el método de las perturbaciones, recordando que  $u = \bar{u} + u'$ ,  $v = v'$ ,  $w = 0$  y  $\pi = \bar{\pi} + \pi'$ . ( $\bar{u}$  es el flujo básico inicial representado por la ecuación 2.13)

Por lo tanto, la ecuación que resulta para las perturbaciones toma la forma:

$$\frac{\partial \mathbf{V}'}{\partial t} + \underbrace{\bar{\mathbf{V}}(\nabla \cdot \mathbf{V}')}_0 + \underbrace{\mathbf{V}'(\nabla \cdot \bar{\mathbf{V}})}_0 + \mathbf{V}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{V}} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \mathbf{V}' + f\mathbf{k} \times \mathbf{V}' = -c_p \theta_0 \nabla \pi' \quad (\text{A.2})$$

El segundo término de (A.2) es nulo debido a la suposición ii) para la perturbación inicial. El tercer término también se anula ya que el campo inicial considerado es zonal y uniforme (ver 2.13).

Haciendo ahora  $\nabla \cdot$  (A.2), se obtiene

$$\underbrace{\frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{V}'}{\partial t}}_1 + \underbrace{\nabla \cdot (\mathbf{V}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{V}})}_2 + \underbrace{\nabla \cdot (\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \mathbf{V}')} _3 + \underbrace{f \nabla \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{V}')} _4 = -c_p \theta_0 \frac{\nabla \cdot \nabla \pi'}{\nabla^2_{x'}} \quad (\text{A.3})$$

El primer término de la izquierda es cero ya que se supone que la tendencia de la divergencia es cero de modo de reducir los efectos de las ondas de gravedad (Orlanski y Chang, 1993)

Desarrollo del término 2 de (A.3), en geometría esférica.

$$\nabla \cdot [\mathbf{V}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{V}}] = \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \frac{v'}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \right) \quad (\text{A.4})$$

donde  $m = a \cos \varphi$ ,  $a =$  radio terrestre

Teniendo en cuenta que la derivada zonal del viento medio, que representa al flujo básico se anula, la ecuación A.4 se reduce a:

$$\nabla \cdot [\mathbf{V}' \cdot \nabla \bar{\mathbf{V}}] = \frac{1}{am} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \quad (\text{A.5})$$

El término 3 de (A.3), en geometría esférica se puede escribir como:

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla) \mathbf{V}' = \frac{1}{m} \left\{ \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ \frac{\bar{u}}{m} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} \right] + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \frac{\bar{u}}{m} \frac{\partial (v' \cos \varphi)}{\partial \lambda} \right] \right\} \quad (\text{A.6})$$

Desarrollando las derivadas y teniendo en cuenta que la derivada zonal del viento medio se anula, (A.6) se puede escribir:

$$\frac{\bar{u}}{m^2} \frac{\partial^2 u'}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{am} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{u}}{am} \operatorname{tg} \varphi \frac{\partial v'}{\partial \lambda} + \frac{\bar{u}}{m^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{\partial v' \cos \varphi}{\partial \varphi}$$

El primer y último término se pueden combinar, de forma tal que se anulen ya que representan la divergencia de la perturbación (suposición ii).

$$\frac{\bar{u}}{m^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} \underbrace{\left( \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial v' \cos \varphi}{\partial \varphi} \right)}_{\nabla \cdot \mathbf{V}' = 0} + \frac{1}{am} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{u}}{am} \operatorname{tg} \varphi \frac{\partial v'}{\partial \lambda}$$

Por lo tanto el tercer término de (A.3) se puede escribir como

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla) \mathbf{V}' = \frac{1}{am} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{u}}{am} \operatorname{tg} \varphi \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \quad (\text{A.7})$$

El término de Coriolis, que es el 4 de (A.3),

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{f}\mathbf{k} \times \mathbf{V}') &= \frac{1}{m} \left( -\frac{\partial f v'}{\partial \lambda} + \frac{\partial (f u' \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right) \\ &= -\frac{f}{m} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} + \frac{f}{m} \frac{\partial (u' \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{u' \cos \varphi}{m} \frac{\partial f}{\partial \varphi} \\ &= -f \underbrace{\frac{1}{m} \left( \frac{\partial v'}{\partial \lambda} - \frac{\partial (u' \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right)}_{\zeta_i} + \frac{u'}{a} \beta \end{aligned}$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{f}\mathbf{k} \times \mathbf{V}') = \frac{u'}{a} \beta - f \zeta_i \quad (\text{A.8})$$

Por lo tanto, el lado izquierdo de la ecuación (A.3) es la suma de los términos (A5), (A7) y (A8), obteniéndose:

$$\frac{2}{am} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} - \frac{\text{tg } \varphi}{am} \bar{u} + \frac{\beta}{a} u' - f \zeta_j = -c_p \theta_0 \nabla^2 \pi' \quad \text{A.9}$$

El paso siguiente es hacer  $\frac{\partial(\text{A.9})}{\partial z}$ , recordando que la perturbación que se plantea es barotrópica, por lo que su integración en la vertical se anula, de (A.9) se obtiene:

$$\frac{2}{am} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \right) - \frac{\text{tg } \varphi}{am} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -c_p \theta_0 \nabla^2 \left( \frac{\partial \pi'}{\partial z} \right) \quad (\text{A.10})$$

Utilizando la ecuación hidrostática (2.3), el término del lado derecho de la igualdad se puede escribir de la siguiente manera

$$-c_p \theta_0 \nabla^2 \left( \frac{\partial \pi'}{\partial z} \right) = -\frac{g}{\theta_0} \nabla^2 \theta'$$

Entonces la expresión final para la perturbación de temperatura es:

$$\frac{2}{am} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} \right) - \frac{\text{tg } \varphi}{am} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{g}{\theta_0} \nabla^2 \theta' \quad (\text{A.11})$$

## REFERENCIAS

- Arakawa, A. y V. Lamb, 1977: Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model . *Methods in Computational Physics*. Vol. 17, Academic Press, 174-265.
- Bannon, P., 1992: A model of Rocky mountain lee cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 49, 1510-1522.
- Berbery, H. y M. Núñez, 1987: Ciclogénesis al este de los Andes: Influencia dinámica de la cordillera en su desarrollo. Actas II Congreso Interamericano de Meteorología, 21-27.
- \_\_\_\_\_ y \_\_\_\_\_, 1989: An observational and numerical study of blocking episodes near South America. *J. of Climate*, Vol. 2, 1352-1361.
- \_\_\_\_\_ y C. Vera; 1996: Characteristics of the southern hemisphere winter storm track with filtered and unfiltered data. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, 468-481.
- Bergtsson, L, 1990: Advances in numerical prediction of the atmospheric circulation en the extratropics. *Extratropical cyclones*, Editor: C. Newton y O. Hollopinen, Amer. Meteorol. Soc., 194-217.
- Bolin, B., 1950: On the influence of the earth's orography on the general circulation of the westerlies. *Tellus*, Vol. 2, 184-195.
- Buzzi, A. y E. Tosi, 1989: Statistical behaviour of transient eddies near mountains and implications for theories of lee cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 46, 1233-1249.
- \_\_\_\_\_, P. Malguzzi y A. Trevisan, 1990: The statistical properties of the interaction of high-frequency eddies with mountains in a two-layer model. *Tellus*, Vol. 42A, 28-40.
- Byerle, L. y J. Paegle, 2002: Description of the seasonal cycle of low-level flows flanking te Andees and their interannual variability. *Meteorológica*, Vol. 27, 71-88.
- Chang, E., 1993: Downstream development of baroclinic waves as inferred from regression analysis. *J. Atmos. Sci.*, Vol 50. 2038-2053.
- \_\_\_\_\_ y I. Orlanski, 1993: On the dynamics of a storm track. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, 999-1015.

- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, Vol. 5, 44-57.
- \_\_\_\_\_ y A. Eliassen; 1949: A numerical method for predicting the perturbation of the middle-latitude westerlies. *Tellus*, Vol.1, 38-54.
- Chung, Y., D.Hage y R. Reinelt; 1976: On lee cyclogenesis and air flow in the Canadian Rocky mountains and the East Asian mountains. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 104, 879-891.
- Ciappesoni, H. H., 1980: Simulación numérica de la influencia dinámica de la Cordillera de los Andes, utilizando un modelo hemisférico de 3 niveles. *Tesis doctoral*. Departamento de Ciencias de la Atmósfera. Universidad de Buenos Aires.
- Cox, M., 1984: A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. GFDL Ocean Group Technical Report, N° 1.a
- Davis, C.; 1997: The modification of baroclinic waves by the Rocky mountains. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 54, 848-868.
- DeMaria, M., 1985: Linear response of a stratified tropical atmosphere to convective forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 48, 1822-1836.
- Douglas, M., M. Nicolini y C. Saulo, 1998: Observational evidences of a low level jet east of the Andes during January-March 1998. *Meteorologica*, Vol. 23, 63-72.
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, Vol. 1, 33-52.
- Egger, J., 1974: Numerical experiments on lee cyclogenesis. *Mon. Weather Rev.*, Vol. 102, 847-860.
- Fernández, A. E., 1990: Características del comportamiento térmico y de la circulación en la atmósfera libre en áreas argentino-chilenas durante el período 1975-1978. *Meteorológica*, Vol. 17, 39-50.
- Figueroa, S.N., P. Satyamurty y P. Da Silva Dias, 1995: Simulations of the Summer Circulation over the South American Region with an Eta Coordinate Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52, 1573-1584.
- Gan, M., and V. B. Rao, 1994: The influence of the Andes cordillera on transient disturbances, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 122, 1141-1157.
- Garreaud, R., 1999: Cold air incursions over subtropical and tropical South America: A numerical case study. *Mon. Weather Rev.*, 127, 2823-2853.

- \_\_\_\_\_, 2000: Cold air incursions over subtropical and tropical South America: means structure and dynamics. *Mon. Weather Rev.*, Vol.128, 2544-2559.
- Gross, B., 1994: Frontal interaction with isolated orography. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 51, 1480-1496.
- Hayes, J., Williams, R y M. Rennick. 1993: Lee cyclogenesis. Part II: Numerical Studies. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 15, 2354-2368.
- Held, I.; 1983: Stationary and quasi-stationary eddies in the tropical troposphere: Theory. *Large-scale dynamical processes en the atmosphere*. B. Hoskins y R. Pearce, Eds. Academic Press, 127-168.
- Hoskins, B. y D. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 49, 525-539.
- Hsu, H., 1987: Propagation of low-level circulation features in the vicinity of mountain ranges. *Mon. Weather Rev.*, Vol. 115, 1864-1892.
- Jarraud, M. A. Simmons y M. Kanamitsu, 1986: Sensitivity of medium-range weather forecasts to the use of an envelope orography. *Technical Report No. 56, ECMWF*, 83 pp.
- Jacqmin, D. y R. Lindzen, 1985: The causation and sensitivity of the northern winter planetary waves. *J. Atmos Sci.*, Vol. 39, 14-23.
- Kalnay-Rivas, E y L Merkin, 1981: A simple mechanism for blocking. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 38, 2077-2091.
- Kasahara, A. y W. Washington, 1971: General circulation experiments with a six-layer NCAR model, including orography, cloudiness and surface temperature calculations. *J. Atmos Sci.*, Vol. 28, 657-701.
- Li, S., M. Peng y R. Williams, 1996: A three dimensional study of the influence of mountains on a front. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, 2757-2772.
- Longuet-Higgins, M., 1965: On the trapping of waves along a discontinuity of depth in a rotating ocean. *J. Fluid Mech.* 31, 417-434.
- MacVean, M., 1983: The effects of horizontal diffusion on baroclinic development in a spectral model. *Q. R. M. S.*, vol. 109, Nº 462, 771-783.
- Manabe, S. y T. Terpstra, 1974: The effect of mountains on the general circulation on the atmosphere as identified by numerical experiments. *J. Atmos. Sci.*, Vol.31, 3-42.

- Necco, G.V; 1982a: Comportamiento de los vórtices ciclónicos en el área sudamericana durante el FGGE: ciclogénesis. *Meteorologica*, Vol. 13, 7-19
- \_\_\_\_\_; 1982b: Comportamiento de los vórtices ciclónicos en el área sudamericana durante el FGGE: trayectorias y desarrollos. *Meteorologica*, Vol. 13, 21-34.
- Olafsson, H. y P. Bougeault, 1996: Non linear flow past an elliptic mountain range. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, 2465-2489.
- \_\_\_\_\_ y \_\_\_\_\_, 1997: The effect of rotation and surface friction on orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 54, 193-210.
- Orlanski, I. y E. Chang, 1993: Ageostrophic geopotential fluxes in downstream and upstream development of baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, 212-225.
- \_\_\_\_\_ y B. Gross, 1994: Orographic modification of cyclone development. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 51, 589-611.
- Pierrehumbert, R. y B. Wyman, 1985: Upstream effects of Mesoscale Mountains. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 42, 977-1003.
- Radinovic, D., 1985: On the development of orographic cyclones. *Tech. Report Nro. 50, ECMWF.*
- Salio, P., M. Nicolini y A. C. Saulo, 2002: Chaco Low-level jet events characterization during the austral summer season. *J. Geophys. Res.*, Vol. 107(D24), 4816, doi: 10.1029/2001JD001315.
- Satyamurty, P., R. Dos Santos, M. Marignolo, 1980: On the stationary trough generated by the Andes. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 108, 510-519.
- Schwerdtfeger, W.; 1954: Analisis sinóptico y aspecto climatológico de dos distintos tipos de depresiones b́aricas en el norte de Argentina. *Meteoros*, Vol. 4.
- Simmos, A y B. Hoskins, 1977: Baroclinic instability on the sphere: solutions with a more realistic tropopause. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 34, 581-587.
- \_\_\_\_\_ y \_\_\_\_\_, 1978: The life cycles of some nonlinear baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 35, 414-432.
- \_\_\_\_\_ y \_\_\_\_\_, 1979: Downstream and upstream development of unstable baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1239-1254.
- Smagorinsky, J., 1953: The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 342-366.



- Smith, R.B, 1977: The steeping of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 34, 1634-1654.
- \_\_\_\_\_, 1979: The influence of mountains on the atmosphere. *Advances in Geophysics*, 21, Academic Press, 87-230.
- Solman, S, 1993: Ciclo energético de Ondas Planetarias en el Hemisferio Sur. Tesis Doctoral. Universidad de Buenos Aires. 113 pp.
- Stein, J., 1992: Investigation of the regime diagram of hydrostatic flow over a mountain with a primitive equation model. Part 1: Two-dimensional flows. *Mon. Weather Rev.*, Vol. 120, 2962-2976.
- Streten, N. Y A. Troup, 1973: A synoptic climatology of satellite observed cloud vortices over the southern hemisphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, Vol. 99.
- Sun, W. Y J. Chern, 1994: Numerical experiments of vortices in the wakes of large idealized mountains. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 51, 191-209.
- Taljaard, J.L.; 1967: Development, distribution and movement of cyclones and anticyclones in the southern hemisphere during the I.G.Y.. *J. Appl. Met.*, Vol.6, 973-987.
- Thorncroft, C., B. Hoskins y M. McIntyre, 1993: Two paradigms of baroclinic wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 119, 15-55.
- Tosi, E., M. Fantini y A. Trevisan, 1983: Numerical experiments on orographic cyclogenesis: Relationship between the development of the lee cyclone and the basic flow characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 111, 799-814.
- Valdes, P. y B. Hoskins; 1991: Nonlinear orographically forced planetary waves. *J. Atmos. Sci.*, 2509-2527.
- Vera. C y P. K. Vigiariolo, 2000: A diagnostic study of cold-air outbreaks over South America. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 128, 3-24.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_ y H. Berbery, 2002: Cold season synoptic scale waves over subtropical South America. *Mon. Weather Rev.*, Vol. 130, 684-699.
- Whittaker, L y L. Horn, 1984: Northern Hemisphere extratropical cyclone activity for four midseasons months. *J. Climatol.*, Vol. 4, 297-310.