

Tesis de Posgrado

Modelización de las perturbaciones dinámicas del vórtice polar sobre la Antártida y América del Sur

Legnani, Walter E.

2001

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

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

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

Cita tipo APA:

Legnani, Walter E.. (2001). Modelización de las perturbaciones dinámicas del vórtice polar sobre la Antártida y América del Sur. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3421_Legnani.pdf

Cita tipo Chicago:

Legnani, Walter E.. "Modelización de las perturbaciones dinámicas del vórtice polar sobre la Antártida y América del Sur". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2001. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3421_Legnani.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

**Modelización de las perturbaciones dinámicas del vórtice
polar sobre la Antártida y América del Sur**

Autor:
Lic. Walter E. Legnani

Director de Tesis: Dr. Pablo M. Jacovkis
Co-Director de Tesis: Dr. Pablo O. Canziani

Lugar de Trabajo
Instituto de Cálculo
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires

Año 2001

Resumen

El objetivo de esta tesis es mostrar la influencia de perturbaciones de escala sinóptica (de longitudes o escalas menores a 5000 km. aproximadamente) sobre el vórtice polar austral y sobre el agujero de ozono antártico. Estas perturbaciones se propagan desde la tropósfera y alcanzan la estratósfera inferior. Por este motivo se realizó un estudio de la presencia de perturbaciones sinópticas y sus características a distintas alturas para comprender su estructura vertical. Para realizar este análisis se diseñaron filtros espectrales bidimensionales en el espacio cuya función fue permitir el estudio por separado de los efectos de las diferentes perturbaciones en función de sus propiedades de onda. En este sentido se trabajó con valores diarios de forma tal de retener las posibles contribuciones no lineales en el tiempo. Se evaluaron las condiciones de penetración / propagación en la estratósfera inferior de los sistemas sinópticos y se estudió su impacto sobre la dinámica del vórtice polar y el agujero de ozono. Para ello se empleó un seguimiento de la dinámica del agujero de ozono en base a la evolución dinámica de la altura geopotencial y su participación en la deformación del sistema en análisis.

Para completar el estudio se implementó un modelo de aguas poco profundas cuasitridimensional que integra en forma espectral, mediante armónicos de Hough, las ecuaciones de movimiento, escritas en coordenadas isentrópicas. Esta metodología de integración numérica proveyó al modelo de un elevado rendimiento computacional, ya que la base espectral seleccionada fue la de autofunciones del operador de aguas poco profundas, de tal forma que no se hizo necesario el mapeo de la esfera para la resolución del sistema de ecuaciones.

Este modelo posee una frontera inferior dada por la posición de la tropopausa y una superior libre, es decir, que constituye un problema clásico de aguas poco profundas con fondo móvil. El modelo es de tipo mecánico y es forzado (mediante el ingreso de condiciones de contorno) por los valores de la temperatura de tropopausa,

extraídos a partir de datos del ECMWF (European Centre for Medium Range Weather Forecasting). Este proceso requirió técnicas precisas de interpolación y de procesamiento de bases de datos para acoplar con el debido tiempo de integración el resto del modelo.

Para establecer las condiciones iniciales del modelo al momento de realizar las integraciones de estudio se diseñó una integración previa de “warm up” hasta alcanzar condiciones dinámicas y termodinámicas de la atmósfera, apropiadas con la fecha del inicio de la integración propuesta en el experimento. También fue necesario ajustar el diseño de una capa de esponja en el contorno superior del modelo para evitar que se inestabilizara. A su vez se le añadió difusividad selectiva en la horizontal y la vertical para evitar que las perturbaciones de menor escala fuesen amortiguadas numéricamente.

Para validar el modelo se tomó un caso de estudio comprendido entre los meses de octubre y noviembre de 1990 comparando los resultados del mismo con datos independientes del Goddard Space Flight Center de NASA (vorticidad potencial), y del National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), E.E.U.U. (vientos y temperatura). El modelo reprodujo estas condiciones con alta fidelidad.

Los resultados del modelo convalidan los resultados observacionales sobre la contribución de los procesos de escala sinóptica en la deformación y evolución del vórtice polar y del agujero de ozono.

En síntesis, la confirmación del aporte de perturbaciones de escala sinóptica en la deformación del vórtice polar constituye un novedoso aporte en el conocimiento de los mecanismos que participan en la evolución dinámica de este último. Dicho resultado es consolidado por un extenso estudio observacional y un modelo teórico, que incluye importantes implementaciones en modelado físico-computacional, que lo respaldan.

Palabras clave

Modelos físico-computacionales, armónicos de Hough, métodos espectrales, mecánica de fluidos computacional, ecuaciones de aguas poco profundas, vorticidad potencial, sistemas sinópticos, vórtice polar, agujero de ozono.

Modelling of dynamic perturbations of the Austral polar vortex over Antarctica and south America

Abstract

The aim of this thesis is to demonstrate the influence of synoptic scale disturbances (with scale under 5000 km approximately), upon the southern polar vortex and the Antarctic ozone hole. These perturbations propagate from the troposphere and reach the lower stratosphere. In order to verify this a study was carried on to determine the presence and characterisation of synoptic perturbations at different heights so as to understand their vertical structure. Such an analysis required the design of bidimensional spectral filters in space. Their function was to separate the perturbations as a function of their wave properties and thus allow their separate study. Daily values were used so as to preserve the non-linear time relationships. The conditions for penetration/propagation of these system into the lower stratosphere were evaluated. The impact of such synoptic systems upon the vortex and ozone hole dynamics was then analysed. Geopotential height dynamics was used to follow the ozone hole dynamics.

In order to complete the study, a quasi 3-dimensional shallow water model was implemented. The model integrates spectrally, with Hough's harmonics, the motion equations, written in isentropic coordinates. This numeric integration methodology provided the model with a high computational performance, since the selected spectral base corresponded to the shallow water eigenfunctions. Thus it was not necessary to generate a special grid for the equation system resolution.

This model has a lower boundary determined by the tropopause and a free upper boundary. It thus constitutes a classic shallow water problem with mobile bed. It is a mechanistic model and is forced by the boundary conditions given by the

tropopause temperature, obtained from the ECWMF (European Centre for Medium Range Weather Forecasting) . This process required precise interpolation and data processing techniques to couple the boundary conditions to the model with the appropriate timing. A "warm-up" integration was implemented to establish the model dynamic and thermodynamic initial conditions for a given date. It was also necessary to calibrate the design of a sponge layer for the upper boundary so as to avoid model instabilities. Furthermore selective horizontal and vertical diffusivity were added to avoid the numerical damping of the lower scale perturbations.

A case study covering the months of October and November 1990 was chosen to validate the model, by comparing model outputs with independent data from NASA's Goddard Space Flight Center (potential vorticity) and NOAA (wind and temperatures). The model was able to faithfully reproduce these observations.

The model results agree with the observational results on the contribution of synoptic scale processes to the polar vortex and ozone hole evolution and deformation.

Summing up, the confirmation of the synoptic scale perturbation contribution to the polar vortex deformation is itself a new result towards the understanding of the mechanisms involved in the dynamics of this phenomenon. Such result is supported by a detailed observational analysis and a theoretical model that includes important contributions towards the improvement of physical computational modelling.

Keywords

Computational-physics models, Hough harmonics, spectral methods, computational fluid dynamics, shallow water equations, potential vorticity, synoptic systems, polar vortex, ozone hole.

Agradecimientos

Fueron largos años de estudio en el fascinante mundo del modelado físico de fenómenos naturales y en el aprendizaje del análisis de datos y de los métodos numéricos. Esto hace que la lista de agradecimientos sea extensa y aun así seguro que omitiré a más de una persona.

En primer lugar deseo expresar mi más profundo agradecimiento al Dr. Pablo Jacovkis, quien me inició desde mis años de estudiante de grado en el mundo del modelado matemático-computacional, confió en mí en todo momento, me brindó su apoyo incondicional y me ofreció una oportunidad de oro para iniciarme en la investigación científica.

En otro término deseo dejar constancia de mi gratitud con el Dr. Pablo Canziani, de quien aprendí infinidad de cosas relacionadas con la física de la atmósfera, pero en quien por sobre todo encontré un amigo y un apoyo sin los cuales no hubiera podido jamás concretar este trabajo.

También quiero agradecer a todo el personal del Instituto de Cálculo de la Universidad de Buenos Aires, quienes a lo largo de todo este tiempo me dieron su invaluable apoyo logístico, más todo su afecto. En especial a la Dra. Graciela Boente Boente por su incesante aliento para concluir esta empresa.

Al Dr. Rolando García, del National Center for Atmospheric Research, en Boulder, Colorado, EEUU, por haberme dado una ayuda descomunal a la hora de implementar el modelo de la presente tesis, quien me enseñó a raudales tópicos relativos al modelado y a la investigación de la dinámica de la atmósfera, y quien imprimió en mí el valor indeclinable de cumplir con la palabra empeñada.

A todo el personal del National Center for Atmospheric Research, que hicieron muy grata mi estadía allí y me brindaron a pleno el apoyo de su institución.

Al Dr. Murry Salby del Center for Atmospheric Theory and Analysis, de la Universidad de Colorado, quien técnicamente fue mi primer profesor en física de la atmósfera, me brindó gran parte de su valioso tiempo y apoyó económicamente mi estadía en la Universidad de Colorado, a través del programa PAOS (Program in Atmospheric and Oceanic Sciences), para llevar a cabo el modelo de esta tesis. También

en el mismo plano de valoración se halla el Dr. Patrick F. Callaghan, quien me enseñó todo lo que pude aprender de Fortran 90, y puso a mi disposición una enorme cantidad de códigos que aceleraron la implementación computacional del modelo acortándola en más de un año, y a la Sra. Jackie Gratrix, por la amabilidad y eficiencia que hizo mi estadía allí muy agradable.

A la Dra. Rosa Compagnucci por crear un vínculo mágico que hizo realizable este trabajo y me obsequió una sincera, desinteresada y muy valiosa amistad.

A la Dra. Susana Bischoff, cuyas críticas y comentarios fueron sumamente enriquecedores en mi formación de posgrado y en la elaboración de esta tesis.

A mi consejero de estudio el Dr. Luis Bilbao por su amistad, sabios consejos, apoyo y equilibrada guía en mi carrera de doctorado.

A mi amiga Beatriz Olivetto por aguantarme todos estos años y regalarme junto con su amistad su incondicional aliento y cariño.

A mi amiga Juanita Bau, por su fe en mí para llevar a feliz término este proyecto.

Al servicio de automailer del centro Goddard de la National Aeronautics and Space Administration por sus gráficos de vorticidad potencial.

A mi amada familia, a quienes les debo todo y sin los cuales nada hubiese sido posible.

A todos mis queridos amigos quienes, a pesar de no poder nombrarlos, estarán presentes, aun los que han partido, siempre en mi corazón.

Por último cabe mencionar que los proyectos EX120, EX107, TW91, y IO50 de la Universidad de Buenos Aires brindaron apoyo económico para realizar este trabajo y el Instituto Interamericano para la Investigación del Cambio Global (IAI) contribuyó a mi viaje de estudio y perfeccionamiento en Estados Unidos de Norte América con su beca del proyecto IAI ISP 3-076

Walter E. Legnani
Buenos Aires 20 de septiembre de 2001

Indice

	<i>Página</i>
<i>Capítulo 1</i>	
Introducción - Objetivo	4
 <i>Capítulo 2</i>	
Deformaciones del vórtice polar antártico: Análisis de eventos	14
Marco conceptual	14
Datos y categorización de la metodología	21
Análisis de datos	23
Clasificación de las deformaciones del agujero de ozono	26
Primer evento de estudio	28
Segundo evento de estudio	40
Tercer evento de estudio	53
 <i>Capítulo 3</i>	
Ecuaciones del modelo	62
Las ecuaciones de aguas poco profundas	68
Ecuaciones del modelo en coordenadas isentrópicas	71
Ecuaciones del modelo	74
Consolidación y escalas	76
Difusión de fondo y fricción de Rayleigh	78
Capa de esponja	83
Enfriamiento newtoniano	85
Integración espectral horizontal	87

Truncamiento	93
Integración vertical usando interpolación spline	95
Splines	96
Integración temporal semi implícita	100
Amortiguamiento espectral	102
Condiciones iniciales y de contorno del modelo	104
Procedimiento para el preprocesado de las condiciones de contorno	109
Estructura principal del modelo	113
Descripción del hardware	114
Parámetros del modelo y estabilidad	115
 Capítulo 4	
Resultados del modelo	116
Confrontación con datos de reanálisis	118
Comparación cuantitativa	118
Comparación de la morfología	120
Comparación con datos observacionales	126
Experimentos para confirmar la hipótesis de la tesis	134
 Capítulo 5	
Conclusiones	144

Apéndices

Apéndice A1

Mapas reconstruidos de anomalías de geopotencial día 7 de octubre de 1990 150

Apéndice A2

Mapas reconstruidos de anomalías de geopotencial día 14 de octubre de 1990 152

Apéndice B1

Mapas de vorticidad potencial día 7 de octubre de 1990 154

Apéndice B2

Mapas de vorticidad potencial día 14 de octubre de 1990 161

Referencias y bibliografía

168

Capítulo 1

Introducción

El objetivo principal de esta tesis es mostrar, con datos observaciones y mediante los resultados de un modelo, que la dinámica del agujero de ozono / vórtice polar es influida no sólo por las perturbaciones de escala planetaria (perturbaciones de número de onda 1 a 4) sino también por perturbaciones de menor escala, llamadas sinópticas, asociadas generalmente con la presencia de frentes, que por definición son zonas de discontinuidad en el campo de temperatura o de densidad (con número de onda mayor o igual a 5).

El ozono permite que la vida exista sobre el planeta Tierra, tal y cual lo conocemos, interceptando los perjudiciales rayos ultravioleta. De hecho, la evolución de la atmósfera en la Tierra y la formación de la capa de ozono han influido en gran medida en la evolución de la vida. A alrededor de 25 km. de altura el oxígeno molecular es disociado por la acción de la radiación solar ultravioleta (UV) de longitudes de onda menores que 242 nm. El oxígeno atómico resultante rápidamente se recombina con el oxígeno molecular para formar ozono. El ozono en sí mismo es muy eficaz para absorber la radiación ultravioleta por debajo de los 300 nm.

Para continuar es necesario introducir una serie de definiciones y conceptos concernientes a la estructura vertical de la atmósfera terrestre y para clarificar su comprensión se puede recurrir a la figura 1.1.

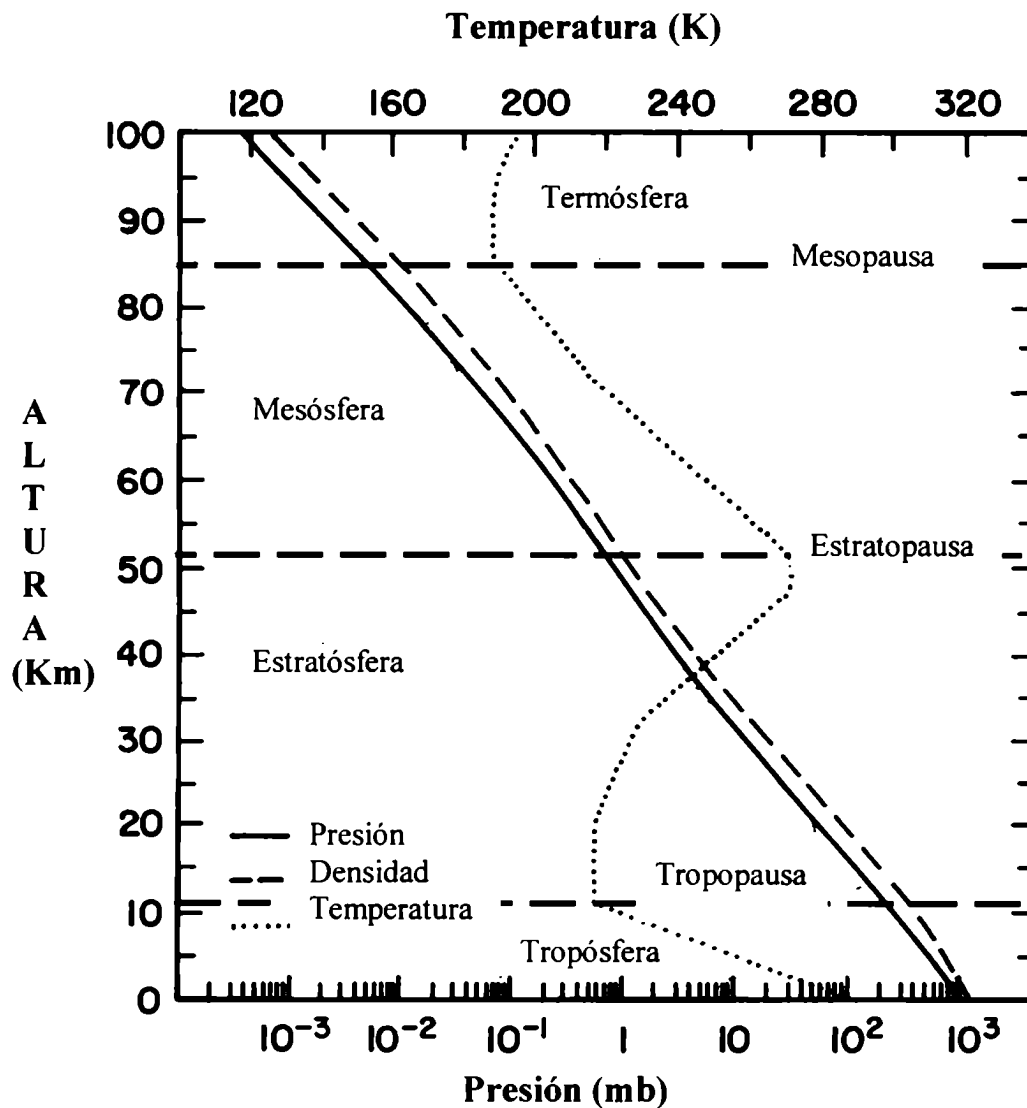


Figura 1.1
Estructura vertical de la atmósfera terrestre

La parte inferior de la atmósfera de la Tierra , que se extiende desde la superficie hasta unos 12 km de altura, se denomina tropósfera; esta zona está caracterizada por una disminución de la temperatura con cierta regularidad. Seguida a esta zona se encuentra la tropopausa que marca el límite entre la tropósfera y la estratósfera. Esta última se caracteriza por un aumento

más o menos regular de la temperatura con la altura extendiéndose desde los 13 km, en promedio, hasta los 50 km. El cambio de comportamiento de la temperatura con la altura se puede observar en la figura 1.1 en la que se muestra la variación de la misma, donde claramente se observa una disminución a medida que se aumenta la altura entre el nivel del mar y hasta aproximadamente 12 km por sobre el nivel de éste. Luego se produce un cambio de comportamiento que genera una inversión en dicha tendencia marcando el ingreso en la estratósfera.

La región vertical de la atmósfera donde se produce el cambio del gradiente vertical térmico, que marca el límite entre la tropósfera y la estratósfera, se denomina tropopausa. Se define como el nivel más bajo en donde el gradiente medio es de $2^{\circ}\text{C km}^{-1}$ o menos, siempre que el gradiente medio entre ese nivel y todos los niveles superiores situados a menos de 2 kilómetros no exceda de $2^{\circ}\text{C km}^{-1}$.

La cima de la capa de inversión en la estratósfera superior recibe el nombre de estratopausa, situándose entre los 50 y 55 km. La capa por encima de la estratopausa se denomina mesósfera extendiéndose entre los 55 km y 85 km. En el extremo superior de la mesósfera se encuentra la mesopausa, en donde se vuelve a producir un punto de quiebre en la dependencia de la temperatura con la altura, como se puede apreciar en la figura 1.1.

Por sobre la mesopausa se halla la termósfera que abarca de los 87 km a los 600 km aproximadamente. El presente estudio se centrará en la dinámica de fluidos en un rango de alturas comprendido entre los 12 y 30 km, es decir aproximadamente desde la tropopausa hasta la estratósfera media.

La distribución térmica vertical en la atmósfera baja y media depende en buena medida de los gases de efecto invernadero, entre los que se cuentan el vapor de agua y el ozono, y de su distribución vertical. En efecto, la insolación resultante calienta la estratósfera hasta que su temperatura es lo suficientemente alta como para establecer el balance térmico entre la absorción por calentamiento solar y el enfriamiento por emisión de radiación en el rango del infrarrojo. La absorción ultravioleta por parte del ozono causa la bien conocida inversión de temperatura entre la tropopausa y la estratopausa, tanto es así que se puede considerar como la causa fundamental de la existencia de la estratósfera.

Las reacciones químicas mencionadas antes se pueden resumir en las siguientes ecuaciones:

Fotodisociación por UV



siendo h la constante de Planck, y ν la frecuencia del fotón incidente.

El oxígeno atómico producido en este último proceso se recombina con el oxígeno molecular en la siguiente reacción:



en donde M representa un tercer cuerpo necesario para acarrear con el exceso de energía liberado por la combinación de oxígeno con ozono. El ozono creado en este proceso es disociado por la radiación UV según la siguiente reacción:



Si el tercer cuerpo es abundante, el oxígeno atómico producido se recombina inmediatamente con el oxígeno molecular para formar nuevamente ozono. Las reacciones mencionadas antes forman un ciclo cerrado, conocido como ciclo de Chapman, el cual no involucra variación neta de componentes, sino sólo la absorción de radiación solar de determinada longitud de onda. De esta forma el ozono protege a la biosfera de los peligrosos, para la vida, rayos ultravioleta. La existencia de la capa de ozono es así no sólo crucial para la circulación general de la atmósfera, sino para la existencia de la vida misma. La vida fotoquímica del ozono varía muy marcadamente con la altura. En la baja estratósfera, la familia química compuesta por el oxígeno atómico, molecular y el ozono tiene una vida fotoquímica de algunas semanas, que es larga si se la compara con el tiempo característico del movimiento de aire de un día. Esto convierte al ozono en un trazador del movimiento de la atmósfera. La densidad de la capa de ozono en su máximo tiene un coeficiente de mezcla de alrededor de 10 a 16 ppm (partes por millón en volumen). Si el contenido completo de la capa de ozono fuera puesto en condiciones estándar de presión y temperatura el espesor de la columna de ozono sería de aproximadamente 3 mm. La abundancia en columna, u ozono total, es expresada en unidades Dobson (UD) las cuales miden en décimas de centímetro la profundidad de la columna

de ozono, asumiendo que está en condiciones estándar de presión y temperatura. La concentración de ozono es muy variable tanto en el espacio como en el tiempo. Esta variabilidad depende no solamente de la distribución de las fuentes de ozono y de los sumideros, sino también, y en forma muy importante, de cómo se transporta en las diferentes escalas de movimiento atmosférico.

El ozono se forma en latitudes tropicales, donde se pueden encontrar valores medios de 250 UD, a una altura aproximada de 25 Km. El máximo en los valores de la columna de ozono se encuentra cerca del polo norte en abril y cerca de 60 ° de altitud sur en octubre, con valores cercanos a los 400 UD. Los mínimos ocurren en las regiones ecuatoriales para todas las estaciones, y desde la década del '80 en la región polar antártica durante la primavera austral. Este último mínimo, conocido como el agujero de ozono, está ocasionado por el impacto de la actividad del hombre en la capa de ozono y en la destrucción de la misma por agentes catalizadores dados por la química del cloro y bromo en asociación con nubes polares estratosféricas y otros agentes de origen natural. La dinámica de este último es el objeto de estudio del presente trabajo. Valores en la columna de ozono menores que 220 UD definen tanto sobre la Antártida como en otras regiones lo que se denomina agujero de ozono. Este fenómeno se detectó en la Antártida a mediados de la década de los '80, y es atribuido básicamente al incremento en los niveles de cloro y bromo atmosféricos. Este fenómeno no es continuo en el tiempo, aparece sobre el polo sur durante la primavera austral y desaparece aproximadamente dos meses después. Esta desaparición ocurre debido a la dinámica de la estratósfera (Salby (1996)). En 1987 Farman *et al.* informaron sobre una notable disminución del ozono total sobre la estación de Halley Bay en la Antártida (76° sur, 26° Oeste) respecto de las mediciones de ozono que fueron tomadas en la Halley Bay desde 1957. Las mediciones del contenido de ozono fueron un 30 % menores en las primaveras de 1980 a 1984 que en los años anteriores desde 1957 hasta 1973. La región que corresponde al mínimo de ozono cubre una amplia extensión polar encerrada dentro del vórtice polar estratosférico. Este es un gran vórtice ciclónico⁽¹⁾ que regula la circulación en la estratósfera en invierno, de forma tal que los cambios

(1) Se denomina ciclónico al sentido de circulación en sentido de las agujas del reloj en el hemisferio sur y contrario a las mismas en el hemisferio norte.

en la circulación de la región se deben generalmente a modificaciones en la forma o ubicación del mismo. La región comprendida por este vórtice esta caracterizada por un marcado gradiente térmico que se ubica en la zona de la noche polar de 24 horas, y las zonas de latitudes medias insoladas. La disminución ocurre en septiembre, luego de que la región polar empieza a ser iluminada por el sol, con una tasa de disminución de 0.6 % por día, alcanzando un mínimo a mediados de octubre. En el polo norte se produce un fenómeno similar pero con valores muy inferiores tanto en la disminución del ozono como en su extensión geográfica. Las diferencias observadas entre las dos regiones son el resultado de grandes diferencias en la estructura térmica hemisférica y la dinámica estratosférica de invierno. En el hemisferio norte, ondas planetarias de gran escala inducidas por accidentes orográficos y el gran contraste entre las zonas cubiertas por la tierra y por los mares se propagan hacia arriba en la estratósfera de invierno. Este forzado troposférico distorsiona el vórtice polar y transporta calor y cantidad de movimiento hacia el polo. El calor compensa parcialmente la pérdida por enfriamiento radiativo, permitiendo que el vórtice permanezca comparativamente más caliente y menos estable. En contraste, hay menos forzamiento troposférico en el hemisferio sur. La ausencia de ondas de gran amplitud permite una mayor profundidad, mayor estabilidad, y un vórtice mucho más frío, el cual mantiene su completa integridad hasta entrada la primavera. De hecho el vórtice polar austral continúa con su crecimiento y fortalecimiento hasta los meses de agosto o septiembre, mientras que el del polo boreal ya a fines de marzo prácticamente no existe. La intensidad del mismo y el instante en el que el vórtice se rompe tiene un efecto importante en las concentraciones de ozono medidas a finales de la primavera en latitudes medias.

Además de los trazadores químicos del movimiento de un fluido se cuenta con los trazadores dinámicos, que son usados muy a menudo para estudiar la circulación y el transporte para un problema dado. Los trazadores dinámicos son básicamente campos de variables cuasiconservadas. Así, se acostumbra la utilizar la temperatura potencial o la vorticidad potencial (PV) como trazadores dinámicos. En el presente trabajo se seleccionó la segunda.

La motivación en la elección de PV como trazador fue discutida extensamente en McIntyre y Palmer (1983,1984) y en Hoskins *et al.* (1985). En sí, la conservación de PV está

asociada con la generalización del concepto de conservación de momento angular de la mecánica newtoniana. Para un flujo adiabático, como por ejemplo se puede suponer en escalas de tiempo de algunas semanas en la estratósfera media y baja, los contornos de PV son como líneas materiales que permiten el seguimiento del movimiento del fluido.

Gill (1982) llevó a cabo comparaciones con la vorticidad potencial cuasi-geostrófica⁽¹⁾ es decir, bajo otras circunstancias.

La vorticidad potencial, cantidad muy empleada para determinar la ubicación del vórtice polar, se conserva en procesos de transporte adiabáticos e inviscidos y en procesos heterogéneos en los que los cambios se producen en escalas de tiempo más cortas que los propios de la PV. Así, ésta puede emplearse como un eficiente trazador del “aire vorticoso”. El problema de cuándo la PV posee correlación con el agujero de ozono fue discutido por ejemplo por Randel y Wu (1995).

Esta tesis se compone de dos partes principales: la primera, contenida en el capítulo 2, en donde se investigan a partir de los registros de campos físicos y químicos mecanismos adicionales al conocimiento actual que se encuentra en la literatura del tema, que contribuyen a la dinámica del sistema en estudio; una segunda parte, compuesta por un modelo descripto mediante ecuaciones fluido-termodinámicas cuasi tridimensionales, denominado sistema de ecuaciones de aguas poco profundas con fondo móvil, convalida y justifica los resultados hallados en el capítulo 2.

Se seleccionó para el presente estudio el período comprendido entre los meses de octubre a diciembre de 1990. Esta elección se basó en que para dicho período el agujero de ozono/vórtice polar mostró gran variedad de patrones que hicieron interesante su análisis, sin estar influido por erupciones volcánicas como las del Monte Pinatubo y El Chichón, ni por procesos de El Niño - Oscilación Sur (ENOS).

(1) Equilibrio geostrófico se denomina a la condición del campo de movimiento de un fluido no viscoso en el que la fuerza del gradiente de presión está equilibrada exactamente por la fuerza de Coriolis. Cuasi geostrófico implica la aplicación del equilibrio geostrófico en ciertos términos de las ecuaciones pero no en todos. Se utiliza con frecuencia en los *modelos de predicción numérica* iniciales.

En primer lugar, en el capítulo 2, se preprocesaron los valores de altura geopotencial⁽¹⁾ extraídos de las bases de datos del reanálisis⁽²⁾ del National Center for Environmental Prediction (NCEP), para luego poder separar las anomalías diarias⁽³⁾ de los campos en pasa bajos (número de onda comprendido entre 1 y 4, de aquí en más PB) y las anomalías pasa altos (número de onda mayor o igual a 5, de aquí en más PA), donde el número de onda se define como

$$K_s = \frac{2\pi s}{L} \quad (1.4)$$

K_s es denominado el número de onda zonal (en m^{-1}), L es la longitud a lo largo de un círculo de latitud, y s es el número de onda planetaria: es un entero que indica la cantidad de ondas que se encuentran presentes a lo largo de un círculo de latitud, con lo cual las anomalías PB tendrán asociados valores de s entre 1 y 4, mientras que las anomalías PA estarán en el rango de 5 y hasta 12 aproximadamente. Este preprocesado se realizó día por día por razones que se discutirán en el capítulo 2. La separación de las anomalías PA y PB se obtuvo mediante la aplicación de filtros que fueron diseñados *ad hoc* para cada clase de perturbaciones, es decir filtros de tipo pasa bajos para las PB y filtros de tipo pasa altos para las PA.

Seguidamente, se buscó una vinculación entre los sistemas de escala sinóptica y las deformaciones del agujero/vórtice para cada una de las categorías en base al efecto de su presencia en el patrón de circulación.

(1) Se llama altura geopotencial a $Z = \frac{1}{g_0} \int_0^z g(z) dz$ siendo g_0 el valor de la aceleración de la gravedad a nivel del mar, $g(z)$ el valor de la aceleración de la gravedad dependiente de la altura geométrica.

(2) Se llama reanálisis a un estudio detallado del estado de la atmósfera sobre una región particular basado en observaciones actuales combinados con un modelo dinámico-estadístico con relajación a las condiciones diarias.

(3) En este trabajo se toma el concepto de anomalía como desviación respecto del valor del campo medio de una magnitud tomado en un anillo de latitud constante.

Tras una inspección de los patrones diarios del agujero de ozono y del vórtice polar se elaboró una clasificación de los mismos en dos categorías que fueron denominadas de tipo I y tipo II respectivamente de acuerdo a sus características geométricas.

Se estudió la penetración de las perturbaciones PB y PA desde la tropósfera media hasta la estratósfera inferior y las condiciones previstas por la teoría para que dicha penetración sea posible. En este punto se analizaron y finalmente se determinaron las condiciones empíricas para que las perturbaciones PB o PA afecten la dinámica del sistema agujero de ozono / vórtice polar. En esta etapa se encontró que en la evolución dinámica del sistema en estudio la participación de ondas de escala sinóptica (PA) es muy relevante, bajo condiciones que pudieron ser perfectamente determinadas a partir de los datos, y que hasta el momento no habían sido tomadas en cuenta por la comunidad científica.

En una segunda etapa del trabajo se implementó un modelo del vórtice polar que reprodujo las condiciones dinámicas y termodinámicas de los eventos en estudio. En este estadio del trabajo se partió de una serie de rutinas y bibliotecas de software existentes que fueron rediseñadas completamente para adaptarlas a los fines del presente estudio. Esto implicó el desarrollo de gran cantidad de algoritmos numéricos y de software a medida que se convirtieron en un *nuevo modelo* físico-computacional de mecánica de fluidos aplicado a la dinámica de la atmósfera, que, en su forma actual, no revista antecedentes en la literatura a nivel mundial. Esta etapa se implementó para poder confirmar, mediante un modelo teórico, los resultados observacionales de la etapa anterior.

En el capítulo 3 se plantea el sistema de ecuaciones que describe el modelo empleado, las que coinciden con un sistema de ecuaciones de aguas poco profundas en tres dimensiones. En este punto se discuten ciertas características principales de dicho sistema pertinentes al interés de este trabajo. El sistema de coordenadas empleado fue el isentrópico, que se mostró como apropiado para dicha labor (debido principalmente a la cuasi conservación de la vorticidad potencial).

Para poder implementar con éxito el modelo se requirió el diseño de distintas etapas para preparar los datos necesarios y coordinar su ingreso en la estructura principal del mismo.

También se hizo necesario el desarrollo de recursos numéricos a medida, que se muestran en el capítulo 3, para lograr estabilizar el modelo. El forzante⁽¹⁾ mismo lo constituyó la temperatura de tropopausa, que también debió ser preprocesada antes de incorporarla al cuerpo principal del modelo adaptándola a los requerimientos del mismo.

La resolución en el plano horizontal se realizó a través de los armónicos de Hough que forman una base de autofunciones del operador de aguas poco profundas. En la vertical se hizo uso de bases de splines. Estos procedimientos fueron adaptados de optimizaciones realizadas con anterioridad en trabajos de otros autores. Se encontró que los valores del forzante debieron ser filtrados para que no se desarrollaran inestabilidades que causaban la interrupción no deseada de la integración.

En el capítulo 3 se discute brevemente el método de truncamiento escogido para el truncamiento espectral de las integraciones computacionales.

Los resultados obtenidos con la integración de las ecuaciones del modelo se compararon con gráficos de PV, temperatura, etc., del National Oceanographic and Atmospheric Administration (NOAA), y del Goddard Space Flight Center, que se puede observar junto con la discusión de resultados en el capítulo 4.

Cabe destacar que los modelos mecánicos⁽²⁾ como el que se describe en el presente trabajo no son frecuentes en la literatura debido a sus múltiples complicaciones de diseño de códigos y de soporte de hardware.

Finalmente se reserva la totalidad del capítulo 5 para las conclusiones y se brindan pautas posibles a seguir en futuras líneas de investigación.

(1) Se denomina aquí a la magnitud física que constituye la condición de contorno para todo instante de evaluación del modelo.

(2) Un modelo mecánico es aquel en el cual a partir de condiciones iniciales y de contorno se reproduce un determinado/s evento/s en un dado periodo de tiempo.

Capítulo 2

La deformación del vórtice polar antártico: Análisis de eventos

El comportamiento del vórtice polar es un fenómeno sumamente complejo, donde se pone en juego la mecánica de fluidos y la termodinámica, que a su vez es afectada por la química que depende de éstas, dentro del marco de un problema con una fuerte caracterización en tres dimensiones y el tiempo. Por otro, lado el tan mentado agujero de ozono desarrolla su estructura principal en el interior del vórtice polar, aproximadamente entre los 13 y los 22 km. de altura y, aunque constituye uno de los procesos naturales más estudiados en los últimos veinte años; sin embargo, hasta el día de hoy no se ha llegado a comprender cabalmente los mecanismos de su evolución tanto espacial como temporal.

Dada la vinculación de la capa de ozono con el desarrollo y mantenimiento de la vida sobre nuestro planeta, y sobre nuestro país, el estudio del vórtice polar es sin lugar a dudas un hecho crucial para el avance del conocimiento de los mecanismos que modifican la forma del agujero de ozono, dado que lo que le suceda al primero afectará directamente al último; inclusive procesos físico-químicos que afectan la capa de ozono tienen efectos sobre la estabilidad y longevidad del vórtice polar, constituyendo un sistema extremadamente complejo que se realimenta por múltiples vías. En otras palabras, la cuestión del agujero de ozono, con sus implicaciones, es un caso testigo para estudiar y evaluar procesos de cambio global inducidos por la actividad antrópica.

Marco conceptual

El vórtice polar regula la circulación en la región antártica y es el contenedor natural del agujero de ozono que aparece durante la primavera austral, durante la transición entre el solsticio de invierno y el equinoccio de primavera. El estudio de la forma del vórtice polar es por lo tanto sumamente importante, pues de su dinámica surge el patrón de formas que va adoptando el agujero de ozono.

La dinámica del vórtice polar depende de los procesos termodinámicos y dinámicos que tienen lugar a su alrededor y en la tropósfera por debajo de él. La relación entre la actividad de ondas y su incidencia sobre el agujero de ozono ha sido estudiada extensamente en trabajos tanto observacionales como sobre modelos. Estudios como los de Charney y Drazin (1961) y Dickinson (1969) evaluaron la presencia de ondas de escala planetaria en la atmósfera. Edmon *et al.* (1980) y Andrews *et al.* (1987) verificaron las características de propagación y el forzado del flujo medio por estas ondas. Más recientemente, se puede encontrar en el trabajo de Bodeker y Scourfield (1995) una correlación negativa entre la actividad de la onda 1 y la pérdida de ozono sobre el polo. Un año más tarde Kawahira y Shiratori (1996) ratificaron este supuesto extendiendo la influencia de ondas de mayor número en la pérdida de ozono sobre el polo, lo que constituye un antecedente sobre el supuesto en que se basa el presente trabajo. Según lo expusieron Shindell *et al.* (1997) la relación entre el forzado de ondas provenientes de la tropósfera y la deformación del agujero de ozono o del vórtice polar aún no se halla bien comprendida. Según Randel y Newman (1998) las ondas sinópticas no participarían en los procesos estratosféricos, de tal forma que no se verían involucradas en los procesos de deformación del vórtice polar / agujero de ozono.

El vórtice polar de invierno está caracterizado por fuertes gradientes horizontales; el aire en su interior, en latitudes típicamente polares, posee valores de PV mucho más altos que fuera de él, constituyéndose en una característica distintiva entre ambas masas de aire. La zona con los mayores valores del gradiente de PV está asociada con el borde del vórtice polar y es próxima a donde también se encuentran los mayores vientos zonales. El contorno del vórtice puede definirse de forma objetiva como la zona en donde es más fuerte el gradiente latitudinal de PV (Nash *et al.* (1996)). Debido a la conservación de PV, sus fuertes gradientes forman una barrera para el movimiento de masa que fluye en la dirección norte sur a través de los bordes del vórtice; el mecanismo de restitución asociado es responsable del comportamiento oscilatorio de perturbaciones de gran escala del mismo. Cálculos de transporte detallados confirman estos hechos (Bowman (1993)a,b, Chen *et al.* (1994), Chen (1994), Manney *et al.* (1994)).

Teniendo en cuenta estos resultados y conclusiones sobre los mecanismos que

afectan la estructura del vórtice, y los trabajos de Waugh (1997) y otros acerca del impacto de las ondas planetarias fundamentales, en particular las ondas 1 y 2, se ha decidido explorar otras posibles contribuciones. En particular, se desea explorar la presencia y contribución de los sistemas sinópticos, que podemos describir en términos de paquetes de ondas, conformado por ondas planetarias, con números de onda superiores a 4. De aquí en más las ondas planetarias con número de onda mayor que 4 se denominarán sinópticas, dada la longitud de onda característica de las mismas, y se utilizará el término de onda planetaria para ondas 1 a 4. Es interesante notar la característica no dispersiva de estos paquetes de ondas que pueden conservar su identidad por períodos de cuatro a ocho o diez días.

Los sistemas sinópticos encuentran su origen en inestabilidades de la circulación atmosférica. En efecto, es bastante frecuente observar en la dinámica de fluidos que corrientes intensas se inestabilicen frente a pequeñas perturbaciones. Esto ocurre cuando una pequeña perturbación introducida en una corriente puede amplificarse al tomar energía del flujo y llega a modificar el patrón de circulación. La mayoría de los sistemas sinópticos en latitudes medias a medias altas se generan a partir de inestabilidades en la corriente de chorro de la tropósfera media, que oscila entre latitudes polares y latitudes medias a medias bajas. Este tipo de inestabilidades recibe el nombre de inestabilidades baroclínicas (Holton, 1992), dependiendo del gradiente meridional y de la intensidad de la corriente de chorro.

Intimamente asociados con la actividad de ondas/sistemas sinópticos se encuentran los sistemas frontales o frentes, que se caracterizan por fuertes discontinuidades en el campo de temperatura y presión. Debido a los cambios bruscos de temperatura en las regiones frontales, en particular en los denominados frentes fríos, los frentes se destacan por lo general por la presencia de nubosidad característica y estructurada en su delantera (Bjerknes y Sodberg, 1921). La presencia de estas nubes es fácilmente detectada por sensores satelitales TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer) y GOES (Global Observing Earth Satellite), entre otros. O sea que, sin entrar en las características propias de estructuras nubosas, estas imágenes pueden ser útiles para identificar la ubicación de sistemas frontales.

La inspección de mapas diarios de columna de ozono del TOMS y las imágenes de nubosidad del GOES o del TOMS mismo parecen indicar una tendencia

del sistema vórtice polar/agujero de ozono a desplazarse hacia latitudes medias o medias altas siguiendo a los sistemas frontales. De hecho este comportamiento ha sido utilizado de manera empírica para prever el pasaje del agujero de ozono sobre Tierra del Fuego y en ocasiones sobre el extremo sur de Chile y la provincia de Santa Cruz. El posible vínculo de la deformación y desplazamiento del vórtice polar con los sistemas frontales y por consiguiente con los sistemas sinópticos parecería ser un hecho. Surge entonces la necesidad de establecer cuáles pueden ser los vínculos entre los sistemas sinópticos, que son principalmente procesos dinámicos troposféricos, y el vórtice polar, que es un proceso netamente estratosférico.

Si bien el comportamiento de los sistemas sinópticos ha sido ampliamente estudiado en la tropósfera, su comportamiento en la estratósfera inferior no ha sido evaluado. Por lo tanto, antes de poder evaluar los posibles efectos de estos sistemas sobre el vórtice polar es conveniente determinar las condiciones para su presencia en la región de interés. En este punto hay que destacar que existe un presupuesto "dogmático", donde muchos autores denominan a la tropopausa, la delgada capa de interfase entre la tropósfera y la estratósfera, la "tapa de la tropósfera". Esta denominación implica que, salvo las ondas planetarias de mayor escala, ninguna otra atraviesa dicha 'tapa'. En otras palabras, las condiciones de contorno, de hecho utilizadas en varios modelos, son tales que impiden la propagación o penetración de sistemas sinópticos hacia la estratósfera inferior. En realidad, esta postura surge de una interpretación literal del trabajo de Charney y Drazin (1961) quienes estudiaron la propagación de ondas en condiciones de circulación general de invierno. Las condiciones de propagación o penetración de las ondas dependen, en su desarrollo teórico, de la intensidad del flujo zonal *medio* de los "oestes" (flujo proveniente del oeste) en la vecindad de la tropopausa. Según estos autores, la propagación de ondas estaba drásticamente acotada en lo que ellos denominaron la atmósfera superior, hasta 100 km de altura. Entonces, si consideramos una posible penetración de alrededor de 10 km de un sistema sinóptico en la estratósfera inferior, ésta parece poco significativa frente a un límite superior de 100 km. Sin embargo, si consideramos dicha penetración frente a la altura de la tropopausa, que es de alrededor de 8 a 12 km en latitudes altas a medias, y una estratósfera inferior de unos 10 a 12 km de espesor, ésta sí es relevante. Inclusive si dicha penetración tiene características evanescentes, si su amplitud es

importante puede tener un impacto regional o local sensible en la circulación y transporte de la estratósfera inferior. Finalmente hay que recordar que dicha teoría no contempla lo que ocurre durante la transición de la circulación invernal a la estival.

Dada la necesidad de determinar la presencia de propagación de las ondas sinópticas, se debe tener en cuenta el desarrollo teórico, que se puede hallar en Holton (1992), sobre la propagación de ondas partiendo de la ecuación para la vorticidad potencial cuasigeostrófica

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_g \cdot \nabla \right) q = 0, \quad (2.1)$$

donde

$$q = \nabla^2 \Psi + f + \frac{f_o^2}{\rho_o N^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_o \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right), \quad (2.2)$$

siendo $\Psi = \Phi / f_o$ la función corriente geostrófica, Φ el geopotencial, y f_o el parámetro de Coriolis para latitudes medias. ρ_o es la densidad de la atmósfera a nivel del mar, N^2 es la frecuencia de flotación, z es la coordenada vertical, V_g es el viento geostrófico y t es el tiempo.

Para poder continuar con un análisis sencillo de la penetración de las perturbaciones de escala planetaria en la estratósfera plantearemos una linealización en torno al campo medio, es decir reescribiremos la expresión anterior con las variables

$$\Psi = -\bar{u} y + \Psi', \quad (2.3)$$

$$q = \bar{q} + q', \quad (2.4)$$

donde q y u son los valores del campo de vorticidad potencial cuasigeostrófica y del viento medio zonal medios, mientras que los valores primados son leves desvíos respecto de estos, y es la coordenada en la dirección meridional.

Con esto la ecuación anterior resulta

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) q' + \beta \frac{\partial \Psi'}{\partial x} = 0, \quad (2.5)$$

siendo

$$q' = \nabla^2 \Psi' + \frac{f_o^2}{\rho_o N^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_o \frac{\partial \Psi'}{\partial z} \right), \quad (2.6)$$

Para este caso se tiene $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = \beta$.

La ecuación anterior tiene soluciones de ondas armónicas con número de onda meridional (l) y zonal (k) y velocidad de fase c :

$$\Psi'(x, y, z, t) = \psi(z) e^{i(kx + (y - kct) + \frac{z}{2H})} \quad (2.7)$$

donde H es el factor de escala vertical.

Reemplazando la forma de la solución anterior en la ecuación original se tiene una ecuación para la parte de la solución con dependencia de la vertical, de la forma siguiente:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + m^2 \psi = 0. \quad (2.8)$$

Para que haya propagación el número de onda vertical deber ser positivo, o sea $m^2 > 0$; sustituyendo a m por sus componentes se tiene

$$m^2 = \frac{N^2}{f_o^2} \left[\frac{\beta}{[u - c]} - (k^2 + l^2) \right] - \frac{1}{4H^2}. \quad (2.9)$$

Continuando con lo expuesto con Holton (1992), para que la propagación de los modos verticales pueda existir se debe dar la siguiente condición sobre el viento medio zonal

$$c < \bar{u} < U_c + c, \quad (2.10)$$

donde U_c es la velocidad crítica de Rossby, dada por

$$U_c = \beta \left[(k^2 + l^2) + f_o^2 / (4 N^2 H^2) \right]^{-1}. \quad (2.11)$$

La condición anterior se puede extender a ondas estacionarias colocando $c = 0$. En la ecuación (2.11) el término dominante es el que contiene a los números de onda meridionales y longitudinales.

A continuación se analizarán a la luz de este desarrollo eventos de propagación de ondas junto con las perturbaciones del vórtice para detectar posible vínculos físicos entre los procesos sinópticos y las deformaciones del sistema vórtice/agujero de ozono.

Datos y caracterización de la metodología

El período que se escogió para analizar estos procesos fluidodinámicos en una esfera rotante en condiciones reales fue el comprendido entre los meses de octubre y noviembre de 1990. Este análisis se realizó a partir de mapas de columna de ozono elaborados con datos del sensor TOMS, familia de instrumentos que vuelan a bordo de satélites de la NASA. También se utilizaron datos de reflectancia (“proxy” de nubosidad) de dicho sensor. En base a los productos del reanálisis de datos del NCEP se elaboraron mapas de altura geopotencial, en niveles que van de los 500hPa a los 50hPa. La altura geopotencial se define como

$$Z = \frac{1}{g_0} \int_0^z g \, dz . \quad (2.12)$$

Esta variable permite ver la desviación de un nivel de presión respecto de su estado de equilibrio independizándose de la forma del geoide.

Se seleccionó como nivel inferior al de 500hPa, de aproximadamente 5km de altura, para evitar los efectos de la capa límite y la rugosidad de las superficies continentales. Además, entre los 500 y 300hPa se ubica el nivel donde se caracterizan los sistemas sinópticos 50hPa, cercano a los 21 km, usualmente considerado como un límite superior para la estratósfera inferior, e inicio de la transición a la estratósfera media donde ocurre un cambio en el comportamiento dinámico de la región. Tal selección obedeció pues al interés en realizar un seguimiento de las perturbaciones que progresaban desde las capas inferiores de la atmósfera hasta la estratósfera media.

Para determinar las características de los sistemas sinópticos, aprovechando la descripción de los mismos por paquetes de ondas, y diferenciarlos de las ondas planetarias de mayor escala, se procedió a realizar un filtrado espectral. Usualmente se realizan filtrados espacio-temporales de manera cuasiautomática. Sin embargo esto presupone la linealidad temporal de los procesos. Se desconocen cuáles pueden ser las características de la interacción en la estratósfera y por lo tanto no sería conveniente su utilización. Además, debido a la importante variabilidad temporal en la ocurrencia de los sistemas sinópticos, su señal espectral se reduce de manera importante, inclusive en

la tropósfera, donde son un modo de variabilidad significativo. En efecto, en los análisis espectrales tradicionales (por ejemplo en Hayashi, 1971), los espectros temporales individuales de tales ondas en la estratósfera no tienen picos significativos, si es que los hay. Aún cuando dichos análisis se aplican a alturas de la tropósfera media, por ejemplo 500 hPa, los espectros de las perturbaciones sinópticas son tenues, siendo que estas ondas sinópticas son modos preponderantes en la variabilidad de dicha región.

Tal es la limitación que se halla en la respuesta espectral de estas perturbaciones que no ocurren con marcadas periodicidades y repetibilidad, como en el caso de las ondas planetarias. Típicamente pueden transcurrir de 3 a 8 días entre dos perturbaciones de escala sinóptica. Así, estas perturbaciones tienen una respuesta ancha en frecuencias en la tropósfera misma haciendo poco útil un análisis espectral de la serie temporal para identificarlas y comprender su comportamiento.

Los sistemas sinópticos deben ser interpretados, en la visión del análisis espectral, como un *paquete de ondas*. Tales sistemas, si se propagan en la estratósfera, es probable que muestren mayoritariamente la evanescencia que se podría esperar de CD, y la metodología empleada para su detección se hace crucial. El hecho de que sean evanescentes no quita que puedan realizar importantes contribuciones al flujo de la estratósfera inferior.

Se debe resaltar sin embargo que, más allá de las limitaciones de los métodos espectrales, continúa siendo conveniente su aplicación para estudiar esta clase de procesos, con las precauciones del caso. Para detectar tales sistemas y determinar sus posibles vínculos entre la tropósfera y la baja estratósfera, el análisis espectral se limitó solamente a un análisis y filtrado espacial aplicados a datos diarios de campos de altura geopotencial del NCEP, donde cada nivel en altura se procesó de forma independiente del resto. Se tomó como nivel más bajo el de 500 hPa y se llegó a 50 hPa como límite superior, por lo expuesto anteriormente.

Cada día fue procesado separadamente, de tal manera que no se produjo suavización temporal de los datos para prevenir que la aproximación lineal limitara la posibilidad de encontrar acoplamientos no lineales en el tiempo. En este sentido el análisis espectral empleado se puede interpretar como un ajuste de datos usando una base de funciones armónicas en el espacio.

Análisis de datos

Las ondas zonales de la altura geopotencial fueron separadas en dos grupos:

A . Pasa bajos (PB) ondas con número de onda correspondiente entre 1 y 4.

B . Pasa altos (PA) ondas con número correspondiente igual o mayor que 5.

Tanto para las perturbaciones PA como PB fueron extraídos los respectivos campos de anomalías diarias hemisféricas. En otras palabras más que considerar líneas espectrales individuales en el tiempo, se tomaron bandas de onda en el espacio, en particular para las PA.

Las figuras 2.1 y 2.2 presentan las amplitudes cuadráticas (cuya abreviatura en inglés es rms, root mean square) medias de las anomalías PB (color) y PA (contorno), entre el 1 y 20 de octubre de 1990 en función de la latitud y el tiempo, a 500 y 100 hPa respectivamente. Estos gráficos muestran que:

I - Los picos de las amplitudes rms a 500 hPa se desarrollan entre los 80° y 30° de latitud sur para las anomalías PA y PB respectivamente;

II - Los picos de las amplitudes rms a 100 hPa se encuentran entre los 70° y 40° de latitud sur y entre los 65° a 30° para las anomalías PB y PA respectivamente;

III - Los picos de las amplitudes a 500 y 100 hPa están ubicados aproximadamente en el mismo lugar en el tiempo y el espacio;

IV - Las amplitudes a 500 hPa de las anomalías PA son aproximadamente el 25 % menores que las PB, mientras que a 100 hPa son un 70 % menores;

V - Las amplitudes de las anomalías PB a 100 hPa son al menos el doble de las que se hallan a 500 hPa en donde las amplitudes de las anomalías PA muestran la misma atenuación;

VI - Tanto las anomalías PB como PA tienen una estructura más simple a 100 hPa que a 500 hPa;

VII - Las anomalías PB muestran una presencia más continuada mientras que las PA aparecen como en suceso episódicos en ambos niveles;

VIII - La atenuación de las PA es mayor durante la primer mitad del período;

IX - Hay un desplazamiento hacia el polo (sur) para ambas bandas de anomalías a medida que se produce la transición entre la circulación de invierno y verano.

En otras palabras, las anomalías PB en general se propagan desde la tropósfera hacia las estratósfera y sus amplitudes crecen con la altura, con poca o ninguna

atenuación. Las perturbaciones PA existen en la estratósfera baja extratropical, con una evolución latitudinal y temporal que es similar en los dos niveles mostrados. Hay una atenuación distintiva de la señal PA con la altura, pero los picos de las amplitudes permanecen significantes a 100 hPa, particularmente durante el 14 de octubre de 1990. Se debe resaltar que la estructura latitudinal/temporal de las perturbaciones PA se preserva por lo menos hasta los 50 hPa.

Nótese que, para el día 7 de octubre de 1990, la anomalía PA muestra una gran extensión meridional, particularmente a los 100 hPa, alcanzando latitudes subtropicales. Como siempre, este tipo de correlación no implica que exista necesariamente en todos los casos coherencia de estructuras entre perturbaciones de escala sinóptica entre la tropósfera media y la baja estratósfera.

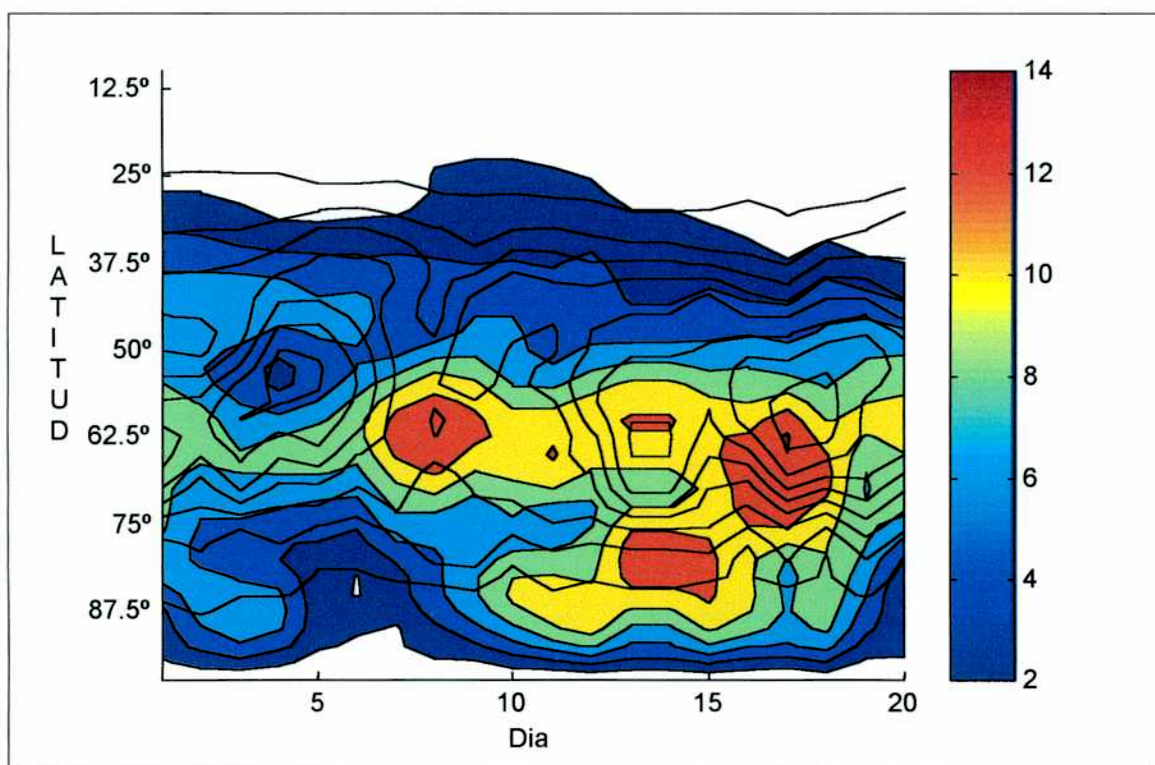


Figura 2.1

Valores cuadráticos medios de las anomalías PA (contornos negros) y PB (contornos de color rellenos) en función del tiempo fecha calendario (eje horizontal) y de la latitud (eje vertical) para 500 hPa (tropósfera media). Gráfico generado con los valores rms propios filtrados de los campos.

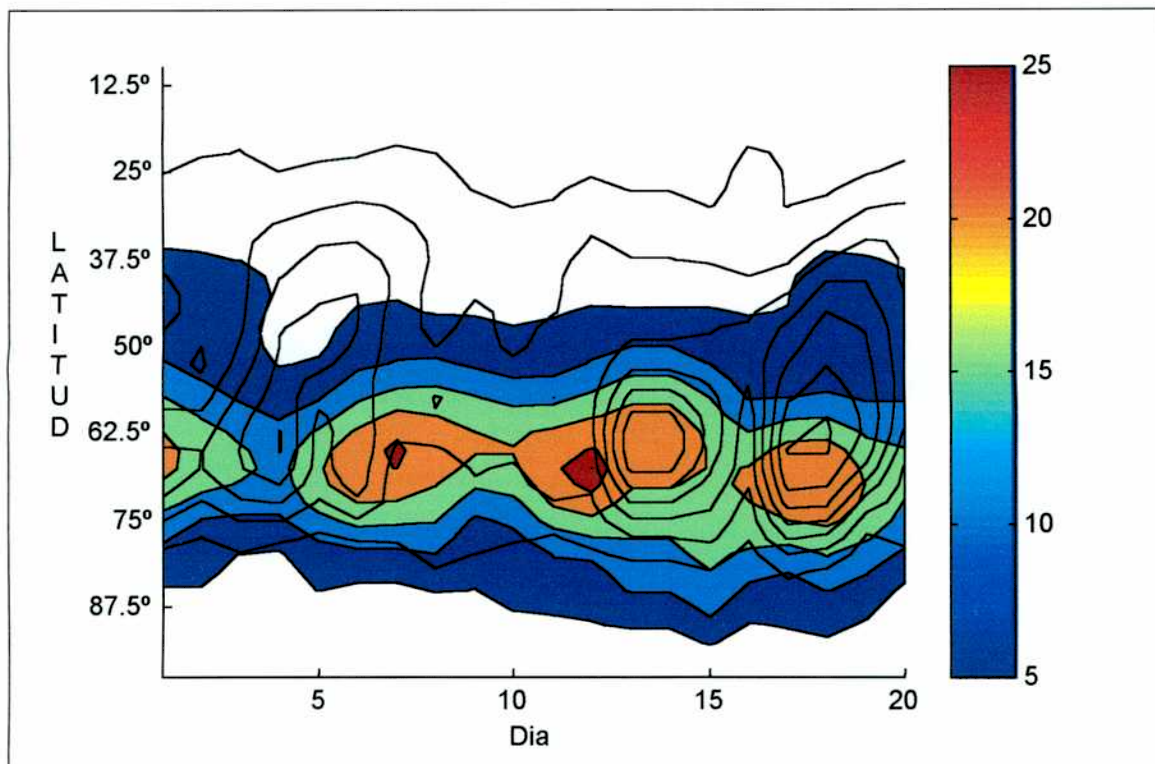


Figura 2.2

Valores cuadráticos medios de las anomalías PA (contornos negros) y PB (contornos de color rellenos) en función del tiempo fecha calendario (eje horizontal) y de la latitud (eje vertical) para 100 hPa (estratósfera inferior). Gráfico generado con los valores rms propios filtrados de los campos.

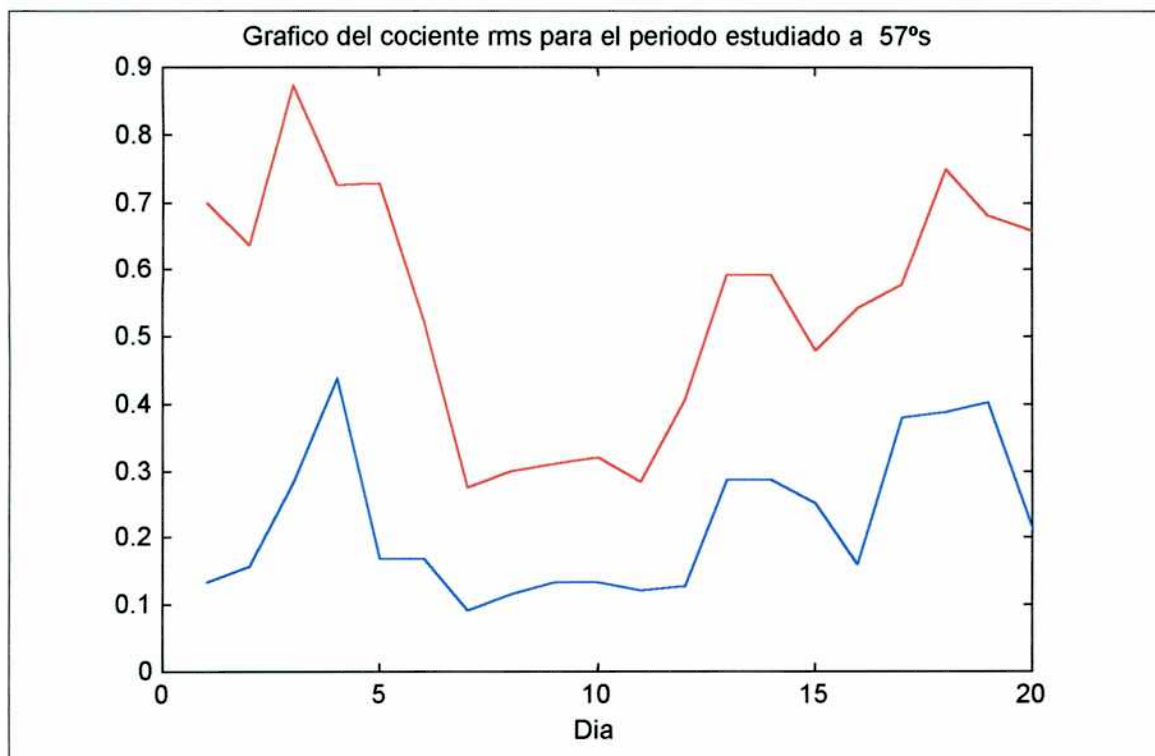


Figura 2.3

Cociente valores rms anomalías (PA/PB) a 100 hPa (azul) y 500 hPa (rojo)

En la figura 2.3 se graficó el cociente entre los valores rms de las anomalías PA y PB a 500 y 100 hPa en la zona de mayor variabilidad. Se puede ver que la evolución temporal en la serie estudiada mantiene su identidad espectral a medida que se propaga en altura, y que a 500 hPa los valores rms de las anomalías PA mantienen una relación de ser el 40 % con respecto a las anomalías PB durante los días en los que las perturbaciones de escala sinóptica son más intensas.

La coherencia de los paquetes sinópticos en altura se analizará en la próxima sección conjuntamente con el comportamiento del vórtice polar durante períodos de mayor actividad de ondas planetarias y sinópticas. La existencia de coherencia en altura de paquetes de onda evaluados independientemente en distintos niveles es un indicador de la propagación y/o penetración de los mismos.

Clasificación de las deformaciones del agujero de ozono / vórtice polar

Se llevó adelante una evaluación de los patrones en función de las características geométricas de las deformaciones del sistema vórtice/agujero de ozono. Luego de completar la inspección visual de varios años de mapas diarios de columna de ozono total del TOMS, durante los meses de octubre a diciembre, fue posible establecer criterios sencillos para sistematizar dichas deformaciones, a saber:

Deformación tipo I: en forma de cigarro, aproximadamente elíptica, produciéndose una elongación respecto de la forma circular con simetría zonal.

Deformación tipo II: el vórtice, ya sea en forma ovoidal, circular, o elíptica, desarrolla una o más prominencias bien diferenciadas de las anteriores.

La figura 2.4 muestra ejemplos de ambos tipos de deformación.

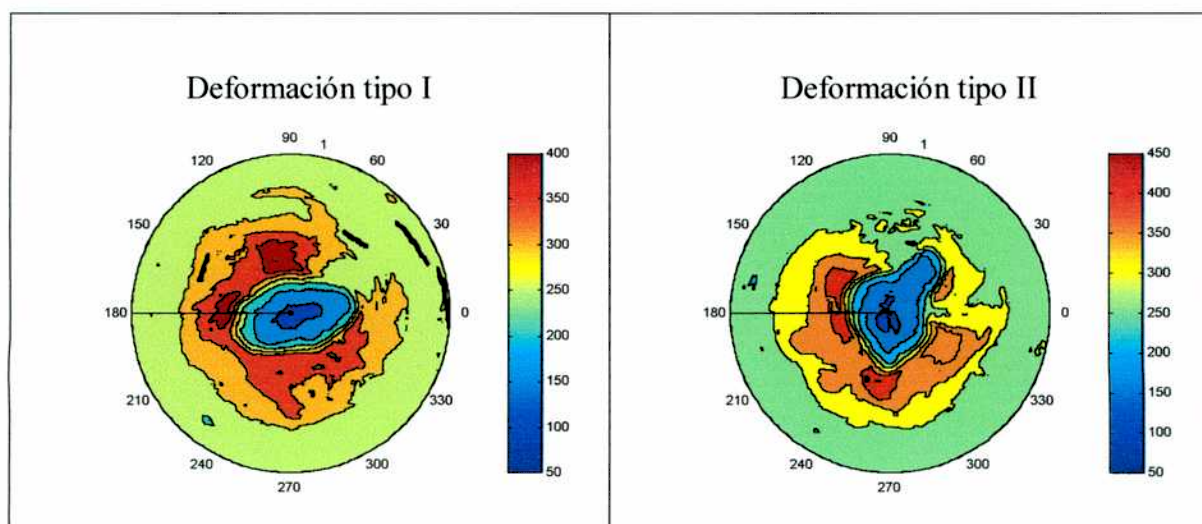


Figura 2.4

Ejemplos de mapas de columna de ozono registrada con datos del instrumento TOMS (procesados mediante códigos propios) sobre el hemisferio sur

En el ejemplo de deformación tipo I se puede apreciar claramente que de la forma inicial, aproximadamente circular, en la que se encontraba el agujero de ozono (zona de escala de azules y celestes en la figura anterior) durante varios días previos, surgen dos elongaciones bien marcadas situadas entre los 20° y los 200° dirección oeste que establece el eje mayor de una elipse cuyo eje menor se alinea entre los 110° y los 290° dirección oeste, o sea cuasi perpendicular al eje mayor.

En el caso de la deformación tipo II, además de la marcada prominencia que se encuentra próxima a 50° de longitud oeste, se desarrolla otra importante perturbación alrededor de los 270°. En otras palabras, en este tipo de deformación no existe una estructura geométrica sencilla o claramente identificable.

Además de esos dos tipos fundamentales de deformación existen también casos de combinaciones de ambos tipos. En otras palabras, a partir de esta clasificación básica es posible definir situaciones intermedias de diversas características.

Se seleccionaron tres eventos durante los meses en análisis, coincidentes con los máximos de actividad de onda. Estos eventos de deformación del agujero de ozono y del vórtice están perfectamente caracterizados por la clasificación de deformaciones que se acaba de proponer.

Las fechas de los eventos son:

- a) 7 y 8 de octubre de 1990 – deformación tipo I - Evento 1
- b) 14 y 15 de octubre de 1990 – deformación tipo II - Evento 2
- c) 17 y 18 de octubre de 1990 – deformación tipo I y II combinados - Evento 3

Como anteriormente se comentara, asociada con la actividad de ondas sinópticas se da comúnmente la presencia de frentes, que se pueden identificar en discontinuidades en el campo de temperatura o densidad y en gráficos de nubosidad. Con este agregado se buscó un mecanismo para detectar y / o confirmar la presencia de agentes que contribuyen a las deformaciones del vórtice polar.

a) Evento 1: 7 y 8 de octubre de 1990 – deformación tipo I

Durante este evento la mayor presencia de anomalías en la zona de interés, comprendida entre los 13 y los 22 km, se halla dada por las pasa bajos; esto se puede ver en la figura 2.5. A su vez, en la misma figura se puede notar que la actividad de las pasa altos es escasa y fuertemente evanescente por encima de los 200 hPa, y no se observan señales significativas por sobre los 100 hPa. Las anomalías PB (de altura geopotencial) poseen un rango de intensidades entre los 200 y –600 m, con crecimiento de amplitud en altura y escaso cambio de fase, mientras que las PA van de 50 a –100 m, son marcadamente menores y mayoritariamente evanescentes.

La estructura latitudinal de las anomalías PB muestra una clara estructura de onda 2 con valores máximos estratosféricos próximos a los 75° y 250° de longitud este. Se observa que las mayores penetraciones sinópticas se dan en el borde occidental de las anomalías positivas de escala planetaria.

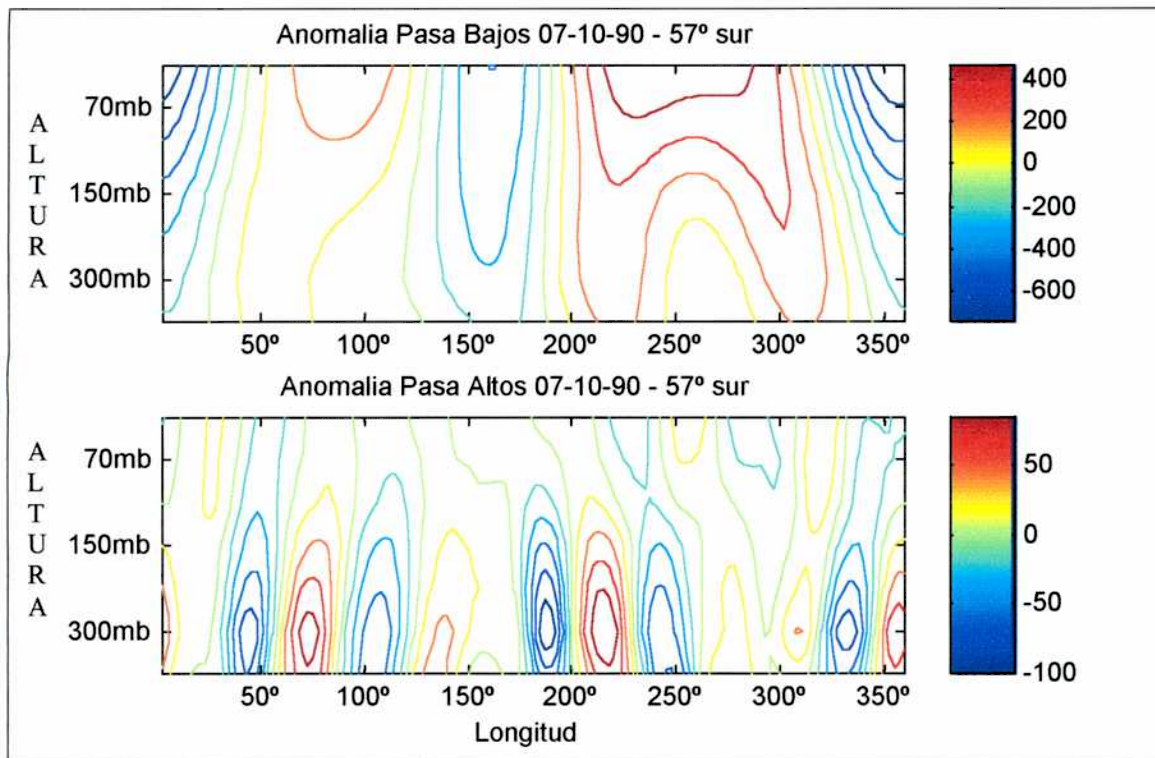


Figura 2.5

Anomalías PA y PB en corte vertical
a 57° latitud sur para el 7 de octubre de 1990

En la figura 2.6 se halla graficado el viento medio zonal más el aporte dinámico de las anomalías pasa bajos en un corte de longitud versus altura a una latitud de 57 ° sur. Con contornos negros punteados se ha superpuesto la estimación de la franja donde se cumple la condición del viento de corte $c + Uc$ (ver ecuación 2.10) para ondas de escala sinóptica. En gris oscuro se destaca la zona netamente evanescente. Cuanto más abajo se ubica la zona crítica donde se pasa de una condición de propagación a la de penetración con evanescencia, junto con fuertes campos de viento troposférico y estratosférico de intensidad superior a dicha velocidad, menor será la penetración de las perturbaciones en la estratósfera inferior. Se observa que en términos generales la mayor penetración de paquetes de escala sinóptica se da en la vecindad del meridiano de Greenwich, donde la franja crítica se ha desplazado hasta los 150 hPa aproximadamente. El grado de evanescencia parece estar influido por la intensidad del paquete en la tropósfera media y también por el gradiente vertical del flujo zonal. Por consiguiente en la vecindad del meridiano de Greenwich los paquetes troposféricos, aunque más débiles, presentan gradientes verticales menores.

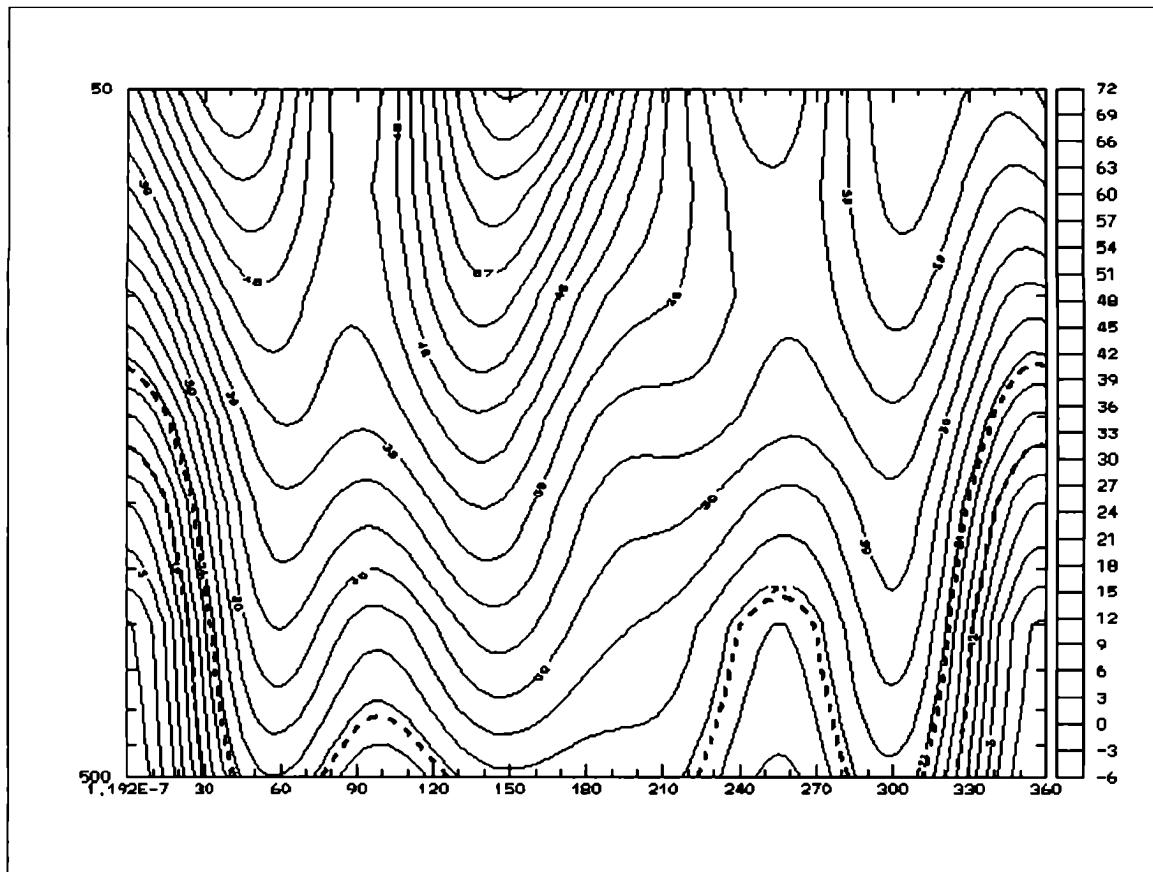


Figura 2.6

Viento medio zonal dado por la anomalía pasa bajos más el campo medio a 57 ° latitud sur

La penetración de anomalías para el 7 de octubre a 57° latitud sur, que se visualiza en la figura 2.5, cambia si se examina la situación para esa misma fecha, pero a 40° de latitud sur, por ejemplo, tal como se puede apreciar en la figura 2.7 que se complementa con la figura 2.8.

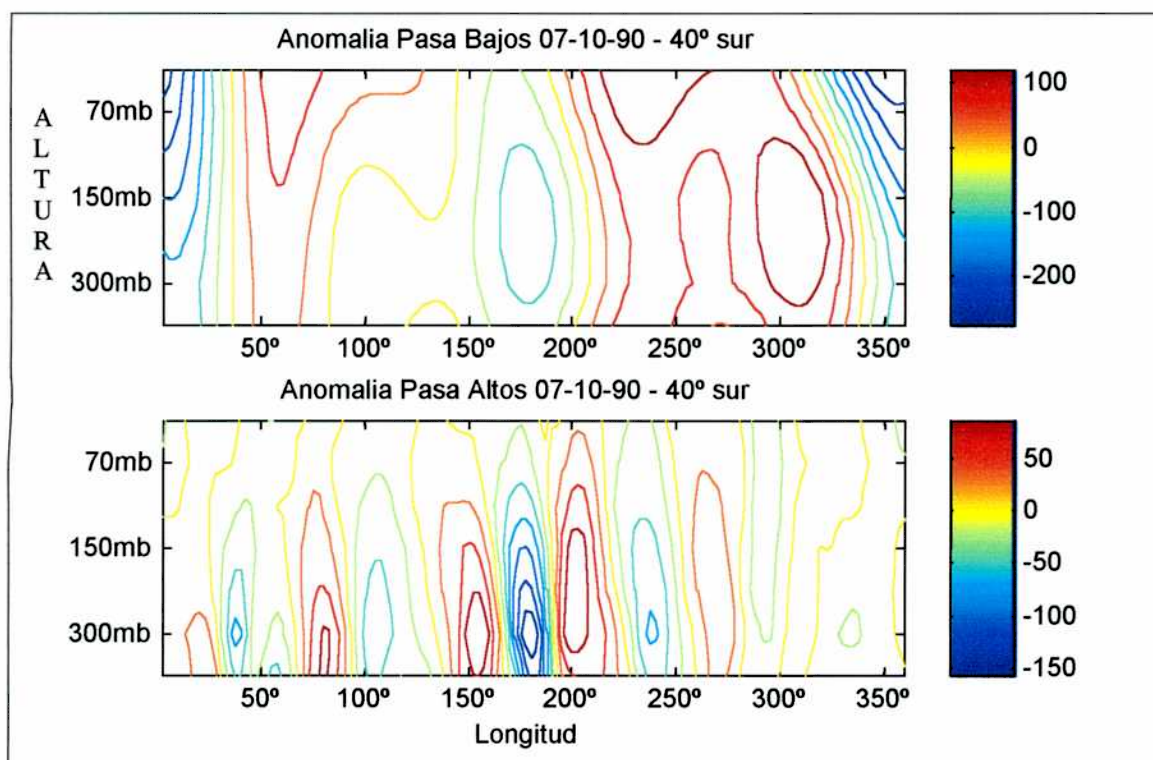


Figura 2.7

Anomalías PA y PB en corte vertical
a 40° latitud sur para el 7 de octubre de 1990

En este día se pudo observar un fenómeno interesante, con un doble anillo de perturbaciones sinópticas: uno en latitudes medias a medias altas, que se acaba de analizar, y otro en latitudes medias a subtropicales (ver también fig. 2.14). Esto corresponde a la bifurcación del *storm-track*, lo que constituye por definición el área o camino estadísticamente preferencial para el desplazamiento de los sistemas sinópticos en el hemisferio. Dicha bifurcación se extiende de Australia hacia el Atlántico sur occidental. En este caso se observa que las ondas planetarias tienen un rango menor de amplitud, entre -300 y 100m, mientras que las sinópticas preservan su magnitud. Se observa que la anomalía positiva centrada en los 200° de longitud este penetra con una amplitud considerable por lo menos hasta los 50 hPa. Por lo tanto, este resultado demuestra sin lugar a dudas que los sistemas sinópticos troposféricos pueden extenderse con una amplitud apreciable mucho más allá de la tropopausa en la estratósfera inferior.

En la figura 2.8 se ha graficado el valor del viento medio zonal más el campo medio con los datos filtrados empleados en el presente estudio para 40° de latitud sur.

Aquí también se puede apreciar la propagación de ondas de escala planetaria en la estratósfera provenientes de la tropósfera, aunque de menor amplitud, así como un flujo zonal medio bastante menos intenso, en particular en la estratósfera, que a 57° sur. El contorno punteado delimita la condición impuesta por la ecuación (2.10); los contornos rellenos de color gris indican la zona en la cual dicha condición es válida, es decir, se cumple lo establecido por la teoría para que las anomalías de escala planetaria penetren pero no se propaguen en la estratósfera. Se destaca que el tren de perturbaciones sinópticas entre los 150° y 230° longitud este encuentran condiciones de evanescencia acotada que posibilitan su llegada al límite superior de la región de estudio.

La distribución espacial de las anomalías PB y PA sobre el hemisferio, en varios niveles entre los 500 y 50 hPa, pueden verse en el Apéndice A1.

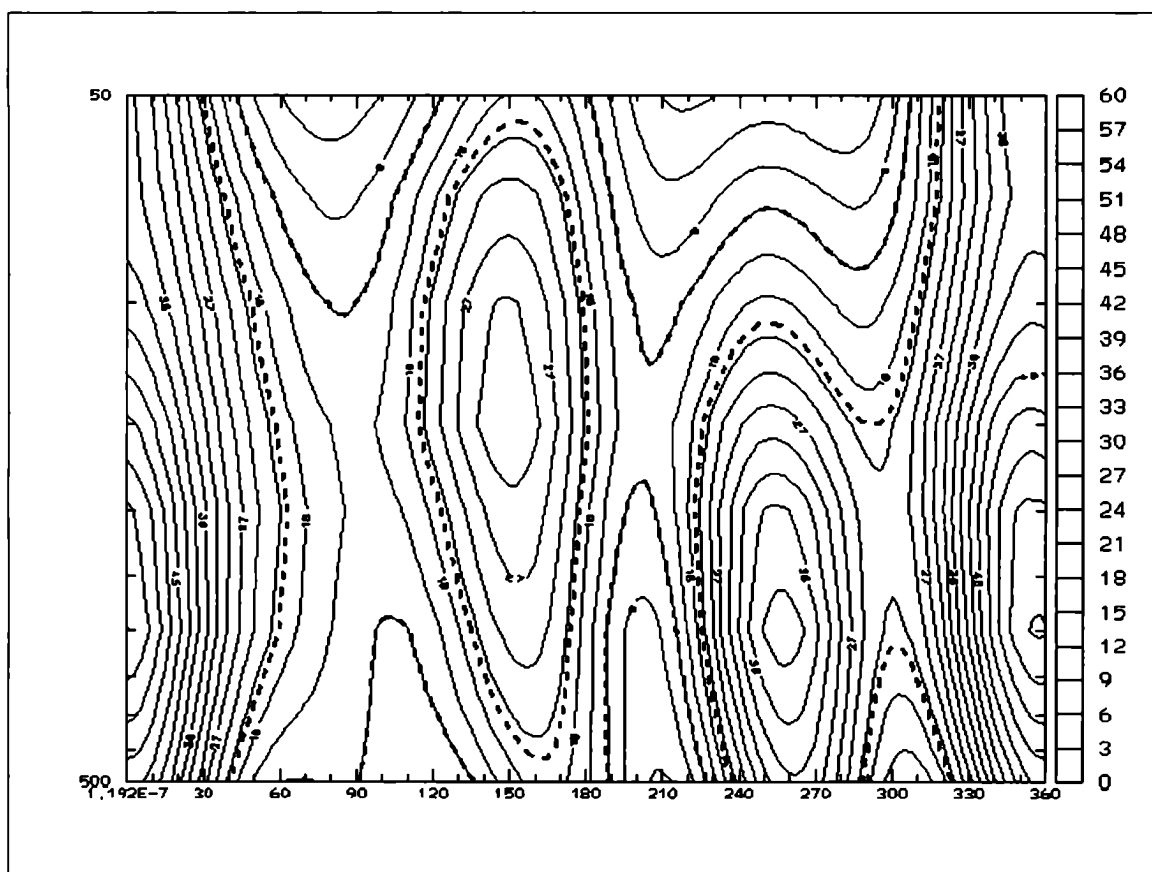


Figura 2.8
Viento medio zonal dado por la anomalía pasa bajos más el campo medio a 40 ° latitud sur

El análisis de las ocurrencias de propagación de los sistemas sinópticos en ambas latitudes parece indicar que las condiciones locales o regionales del flujo zonal, que son regidas por las perturbaciones planetarias de menor número de onda, pueden llegar a ser más importantes que la condición impuesta por flujo zonal medio. En este sentido estos resultados y los que se discutirán en los otros dos eventos indicarían la necesidad de extender los conceptos de Charney y Drazin para abarcar los efectos locales sobre los paquetes de onda.

Luego de haber analizado las condiciones de los campos de anomalías de geopotencial en la vecindad del vórtice polar, consideremos cómo éstas pueden llegar a influir en la estructura dinámica de dicho fenómeno durante este período.

En base a los datos del sensor TOMS a bordo del satélite Nimbus 7 de NASA se construyeron los mapas de columna de ozono que se muestran en las figuras 2.9, 2.10 y 2.11, correspondientes a los días 6, 7 y 8 de octubre de 1990. La secuencia fue seleccionada para poder realizar el seguimiento de la evolución del agujero de ozono, que es la zona marcada por la escala de celeste en los gráficos. Nótese que el corte que se observa en el gráfico a 180° se debe a que los sensores TOMS realizan sus mediciones a la misma hora local, razón por la cual en el transcurso de 24 horas solares se produce un desplazamiento de los campos observados resultando en esta discontinuidad. Se dice que estas mediciones son "asinópticas" y pueden llegar a ser corregidas aplicando diversos procesos matemáticos complejos. En estos ejemplos no es necesario realizar tal corrección, ya que las deformaciones introducidas son mínimas frente a las dimensiones y escala temporal de los fenómenos estudiados.

Durante el inicio del evento 1, a lo largo del día 6 se presenta claramente definido el elipsoide formado por el adelgazamiento en la capa de ozono sobre el polo como se observa en la figura 2.9.

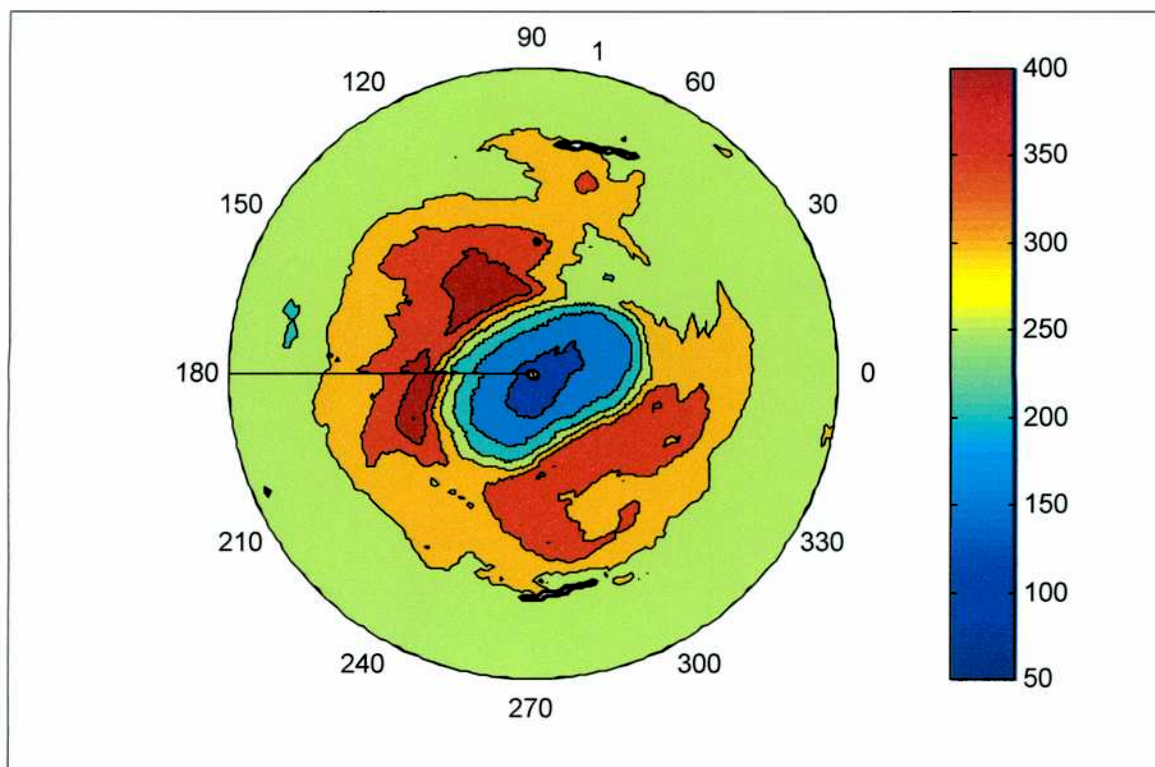


Figura 2.9
Columna de ozono (UD), 6 de octubre de 1990
Gráfico procesado a partir de datos del instrumento TOMS con códigos propios

Al día siguiente se produce una leve elongación del eje mayor de la elipse como se puede observar en la figura 2.10. Para el tercer día de este evento, que se puede apreciar en la figura 2.11, la elipse comienza a distorsionarse, de forma tal que tiene inicio otra serie de eventos que perturban al agujero de ozono.

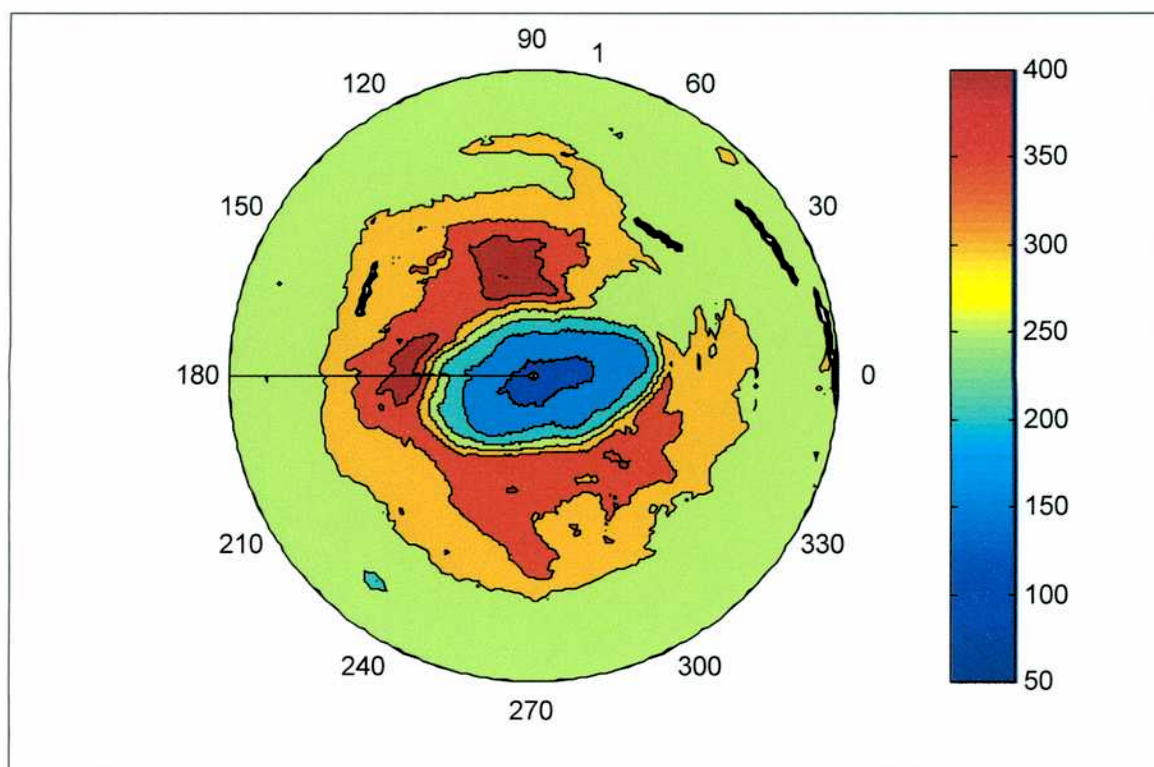


Figura 2.10
Columna de ozono (UD), 7 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos del instrumento TOMS con códigos propios

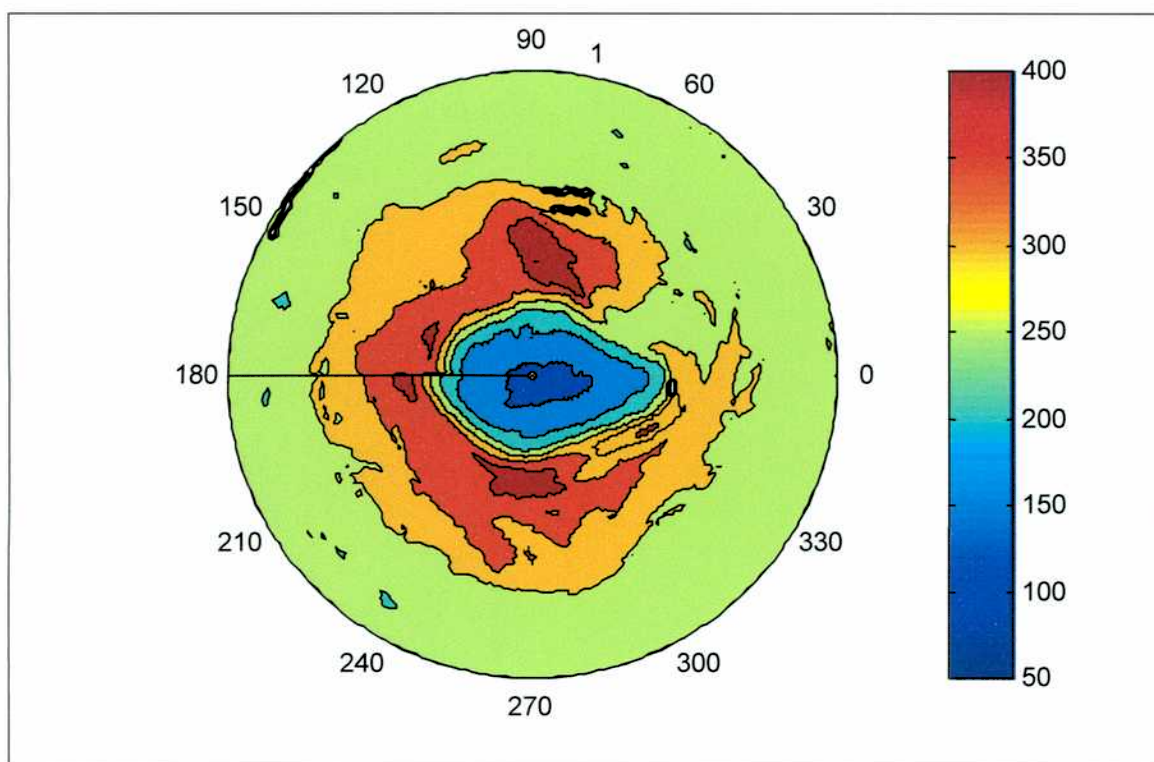


Figura 2.11
Columna de ozono (UD), 8 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos del instrumento TOMS con códigos propios

Claramente, como se aprecia en estas figuras, el vórtice muestra una deformación tipo I, es decir en forma de cigarro. El elipsoide formado por los valores de columna total de ozono medidos por el sensor TOMS se observa rotando en sentido horario. Se aisló este evento del resto dado que, por la forma que mantiene el agujero de ozono/vórtice polar durante su desarrollo, se halla perfectamente tipificado.

En la figura 2.12 se puede apreciar un gráfico de contornos de vorticidad potencial obtenido a partir del sistema de automailer del Goddard Space Flight Center de NASA. Mediante este sistema es posible requerir mediante un "script" enviado por correo electrónico campos de variables atmosféricas para las condiciones y fechas solicitadas. Estos cálculos y/o proyecciones están basados en productos de reanálisis del NCEP y de la NASA, así como en un modelo de circulación general de dicho centro, dependiendo de la variable solicitada. Cabe resaltar que los gráficos de ozono total y geopotencial se han realizado en proyección ortográfica, mientras que éstos se presentan en la proyección estereográfica original.

Para la superficie de temperatura potencial de 390K (superficie isentrópica de 390K, es decir una superficie de entropía constante en donde los desplazamientos de parcelas de aire pueden considerarse adiabáticos) el patrón de vorticidad potencial que se muestra coincide en gran medida con el agujero de ozono para esa misma fecha, 7 de octubre. Además se realizó el seguimiento en altura de la vorticidad potencial (PV) para estudiar el comportamiento barotrópico de estos fenómenos (las gráficas no se muestran aquí, forman parte del apéndice B1). En otras palabras, en el rango de alturas de la estratósfera inferior la distribución de PV muestra una estructura coherente y colocada en planos isentrópicos sucesivos, con diferencias mínimas entre sí, conservándose esta característica hasta los 50 hPa. Dado que los procesos heterogéneos de destrucción de ozono dentro del vórtice tienen lugar en ese rango de alturas, y que además la columna de ozono calculada tiene un aporte substancial del ozono allí presente, los mapas de columna de ozono representan con una muy buena fidelidad la posición del vórtice polar para un día dado. Cabe aclarar que para el período estudiado ya se ha maximizado la destrucción de ozono y que el aire pobre en ozono abarca todo el interior del vórtice, que lo confina.

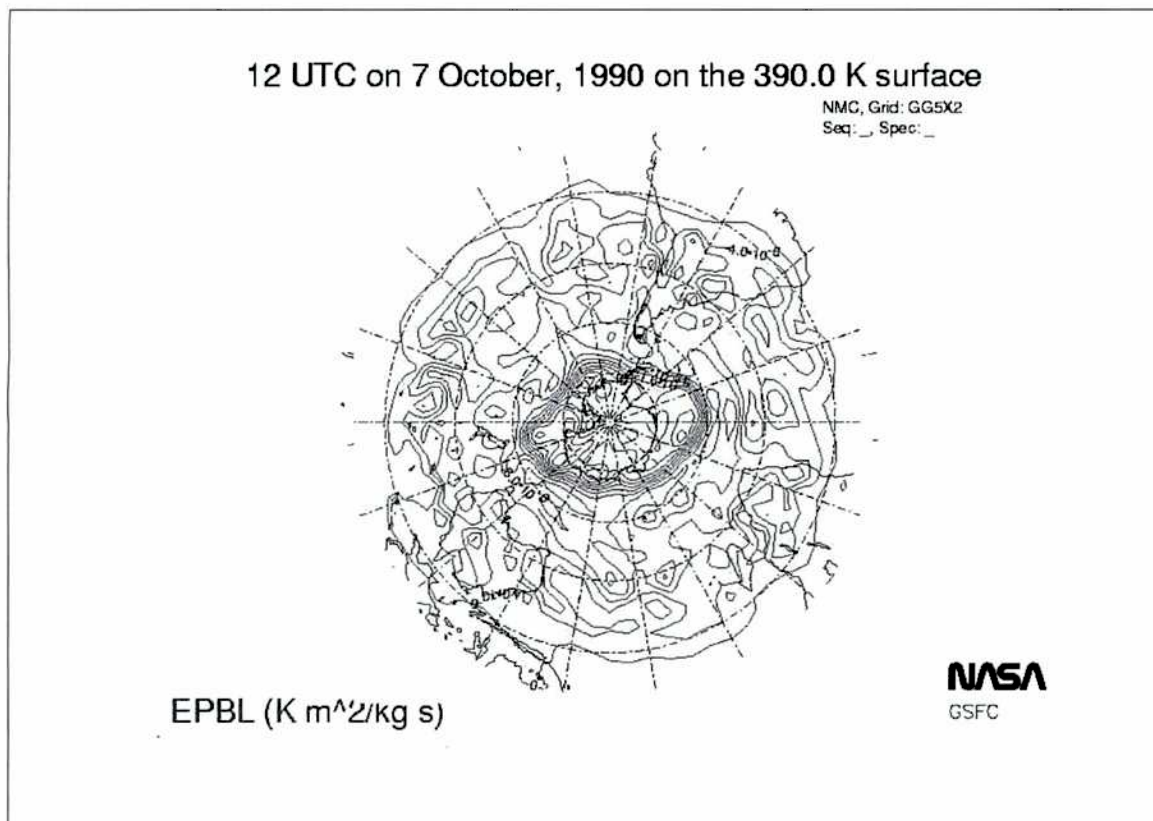


Figura 2.12
Vorticidad potencial Datos del Goddard Space Fligth Center - NASA

Con el fin de identificar qué tipo de perturbaciones incidieron sobre el vórtice/agujero de ozono, se superpuso la línea de 220 unidades Dobson sobre los mapas reconstruidos a partir de los datos filtrados de geopotencial del NCEP para las anomalías pasa altos y pasa bajos, respectivamente.

En la figura 2.13 se encuentra graficada la anomalía de geopotencial pasa bajos (contornos rellenos coloreados) para 100 hPa y el contorno en color rojo representa la isolínea de columna de ozono total de 220 unidades Dobson, es decir, el valor que por definición establece los límites del agujero de ozono.

Dado que a partir del geopotencial se puede estimar el viento, se han incluido en los campos de anomalías las circulaciones inducidas. Las flechas de color negro representan el sentido de circulación ciclónico, o sea en sentido de las agujas del reloj, mientras que las de color azul representan el sentido anticiclónico o sea antihorario; las primeras están asociadas a anomalías de geopotencial negativas mientras que las últimas a anomalías de geopotencial positivas.

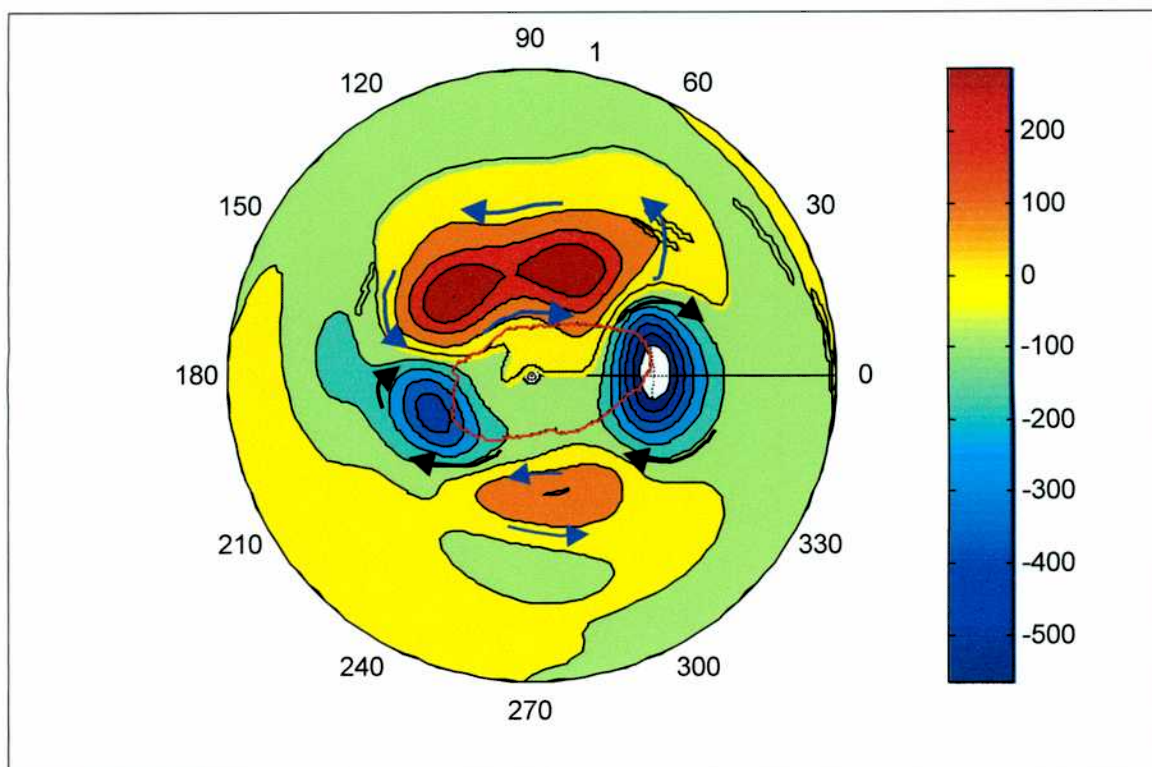


Figura 2.13

Anomalia PB para el 7 de octubre de 1990 superpuesta con el contorno que delimita el borde del agujero de ozono. Las flechas de color azul representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB positivas, con circulación anticiclónica (antihoraria) para el hemisferio sur, mientras que las flechas de color negro representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB negativas, ciclónicas (horaria) en el hemisferio en estudio

En esta figura se puede ver claramente que los dos extremos del eje mayor de la elipse se hallan vinculados a la presencia de anomalías pasa bajos significativamente negativas, que modifican el patrón de circulación produciendo la elongación del vórtice a su forma elíptica. Se debe destacar también la contribución de las anomalías positivas ubicadas en un eje perpendicular a éstas, en particular la que se ubica sobre el Pacífico Sur (entre 60° y 150° longitud oeste). Estas anomalías positivas contribuyen al pinzamiento del vórtice favoreciendo su forma oblonga.

En la figura 2.14 se graficó la anomalía pasa altos para un nivel de 100 hPa, es decir, la asociada con la escala sinóptica, y en ella es igualmente claro que la elongación de la elipse no se debe a la actividad de anomalías pasa altos de geopotencial, pues todas las de intensidad relevante se hallan en un contorno fuera de los límites que demarcan el borde del agujero de ozono / vórtice polar (marcado en la figura por la línea de color rojo).

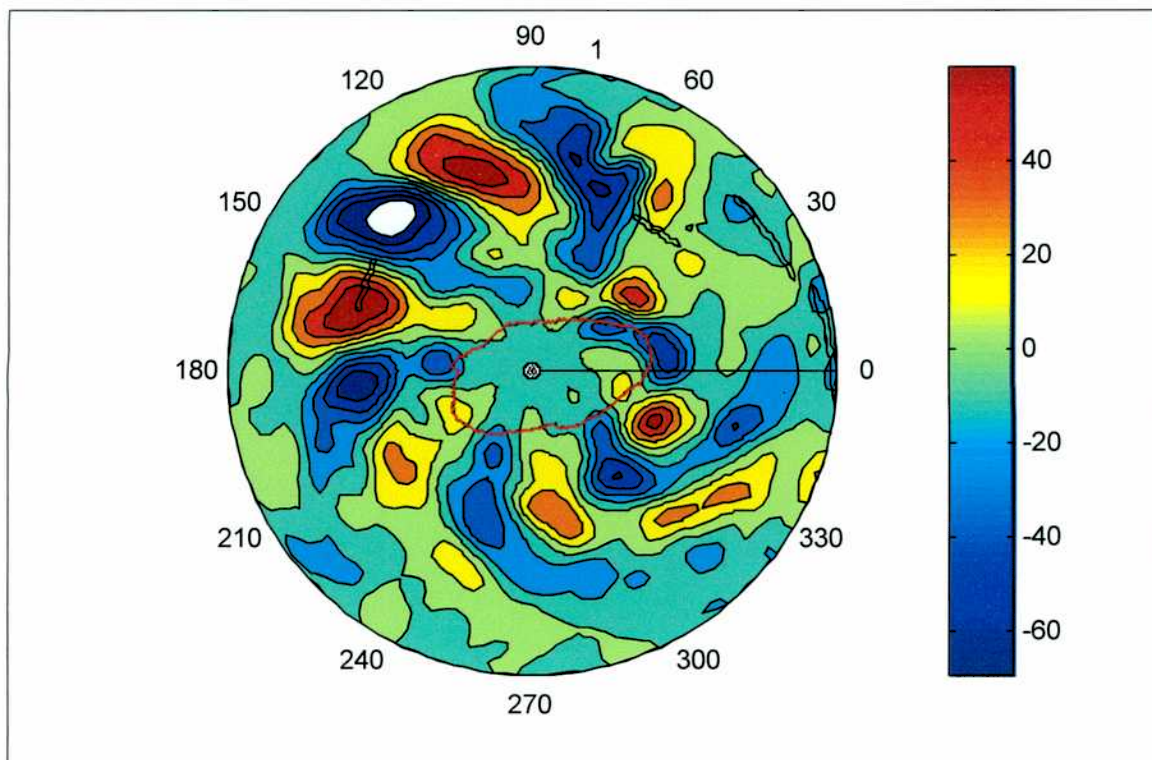


Figura 2.14

Anomalia PA para el 7 de octubre de 1990 superpuesta con el contorno que delimita el borde del agujero de ozono. Las flechas de color azul representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB positivas, con circulación anticiclónica (antihoraria) para el hemisferio sur, mientras que las flechas de color negro representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB negativas, ciclónicas (horaria) en el hemisferio en estudio

En las figuras anteriores se puede determinar que en deformaciones de Tipo I no existiría vinculación con los sistemas sinópticos y la presencia de frentes.

b) Evento 2: 13 y 14 de octubre de 1990 – deformación tipo II

En este evento el aporte de anomalías de escala sinóptica es importante en comparación al evento anterior. Como se puede observar en la figura 2.15 la penetración de las mismas en la baja estratósfera es notablemente mayor que en el caso exhibido previamente. Los centros de las anomalías PA se hallan próximos o se extienden hasta los 200 hPa y muestran una estructura débilmente evanescente con la altura, excepto entre los 150° y 250° longitud oeste en los que la presencia de las anomalías PB bloquea la penetración de las PA. Las anomalías PB se hallan comprendidas en el rango de 400 hasta -800 m, mientras que las PA van desde 250 a -150 m. Es decir, para los valores de los máximos positivos las PA son un 60 % de las PB, mientras que para las negativas llegan a ser un 18% de las anteriores, puntualmente para este corte vertical, sin que dicha transecta atraviese las posiciones de los máximos de los sistemas.

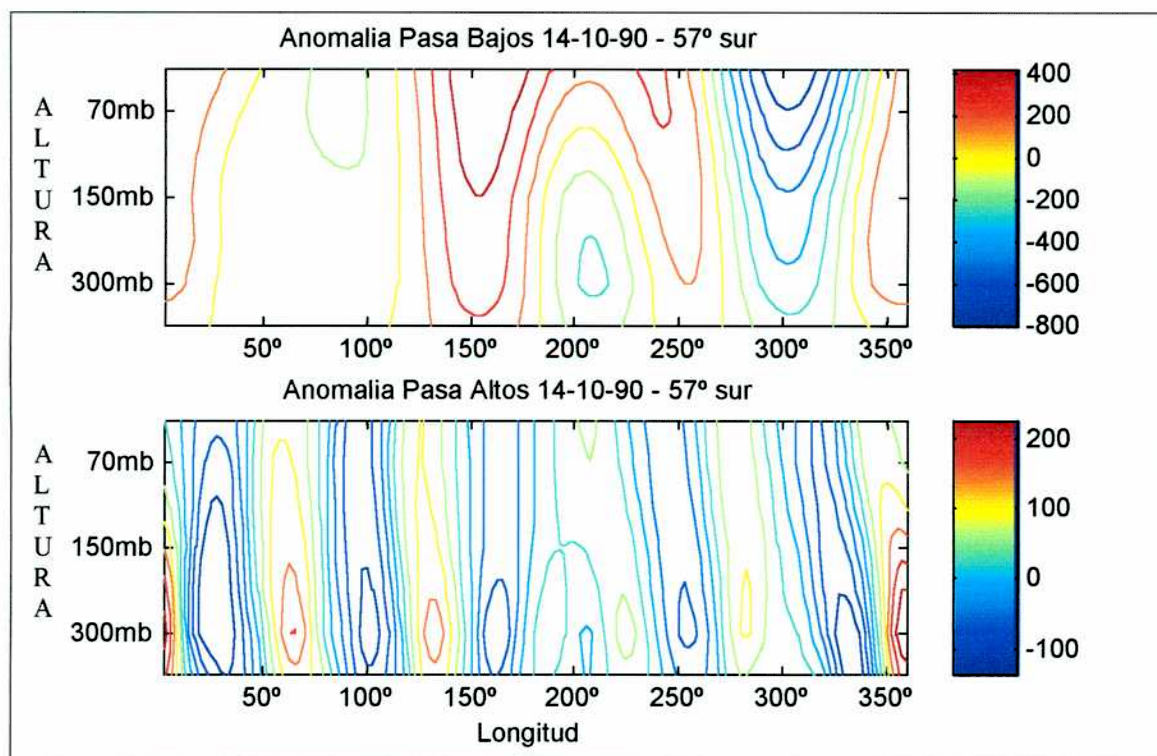


Figura 2.15

Corte vertical de la penetración de anomalías pasa bajos y pasa altos a 57° de latitud sur

En la figura 2.16 se puede observar el valor del viento medio zonal aportado por las anomalías pasa bajos más el campo medio en la misma latitud. La línea punteada corresponde a la condición establecida en la ecuación (2.10); la zona de los grises es la zona prohibida para la propagación, que da lugar a la penetración evanescente de las perturbaciones de escala sinóptica. La distribución espacial de las anomalías PB y PA sobre el hemisferio, en varios niveles entre los 500 y 50 hPa, puede verse en el Apéndice A2.

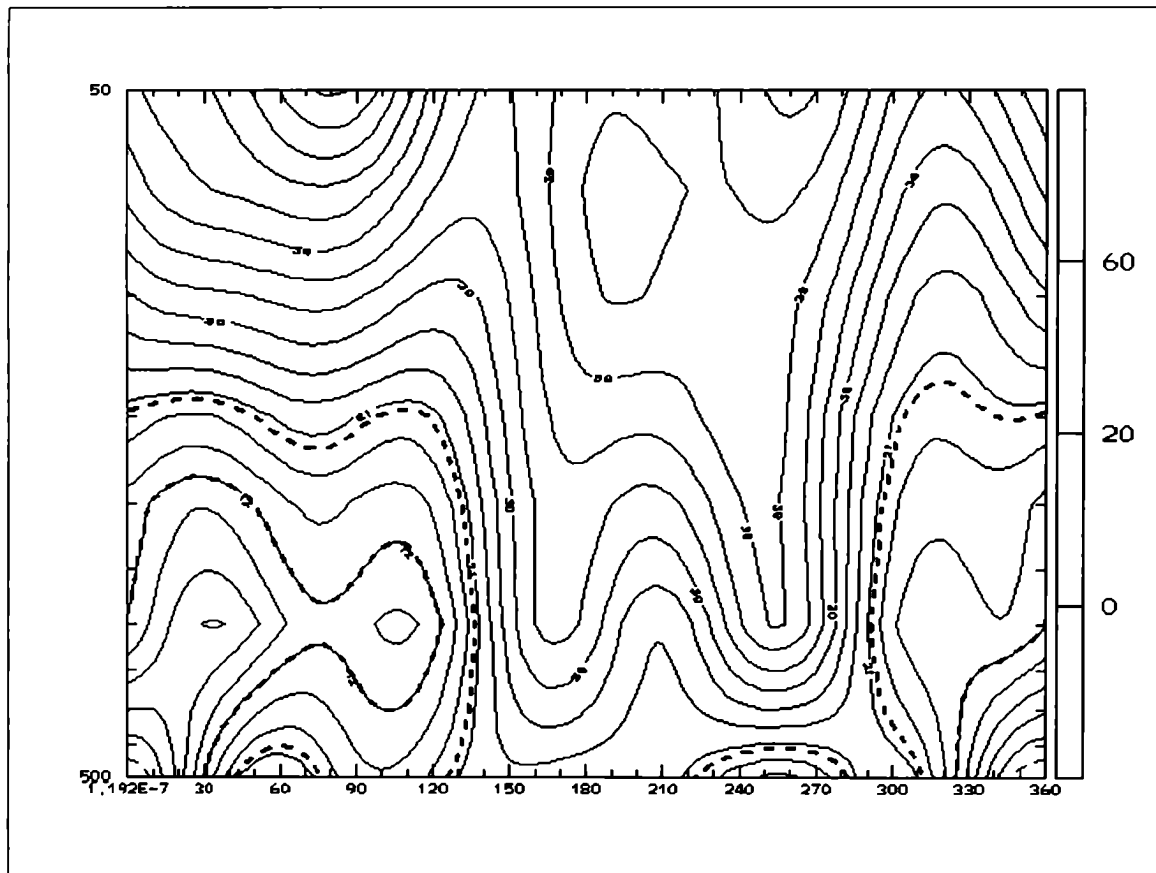


Figura 2.16

Mapa de viento meridional a 57°S reconstruido a partir de los valores de geopotencial provenientes de anomalías pasa bajos más el campo medio zonal. Se puede apreciar que en las regiones en las que se hace marcada la penetración de las ondas de escala sinóptica coinciden aquellas en las que el viento medio zonal lo permite según el criterio de Charney y Drazin.

En la figura 2.17 se reproduce por separado, para mayor claridad, la figura 2.2 de los valores de las anomalías PB 2.17 a) y las anomalías PA 2.17 b), a 100 hPa. Se puede apreciar muy claramente que para los días 14 y 15 de octubre el pico de mayor intensidad rms de la anomalía PB ya se había alejado de la zona en la que podía influir el vórtice originando una deformación tipo II, y a su vez, si se examina la figura 2.17 b) se nota que para el día 14 alcanza su máximo sobre la región un importante pico de

actividad de anomalías PA.

También hay que destacar que los valores rms de las PA son por lo menos un 30% de las PB, mostrando así su grado destacable de aporte al fenómeno de deformación del vórtice durante este evento. Además, la observación de los campos de anomalías PB y PA en el Apéndice B muestra cuáles son los sistemas que se propagan o penetran en la estratósfera; nuevamente se dan casos de perturbaciones sinópticas intensas en la tropósfera que no logran pasar a la estratósfera. Este comportamiento concuerda con lo que se observa a 57°S en los gráficos anteriores.

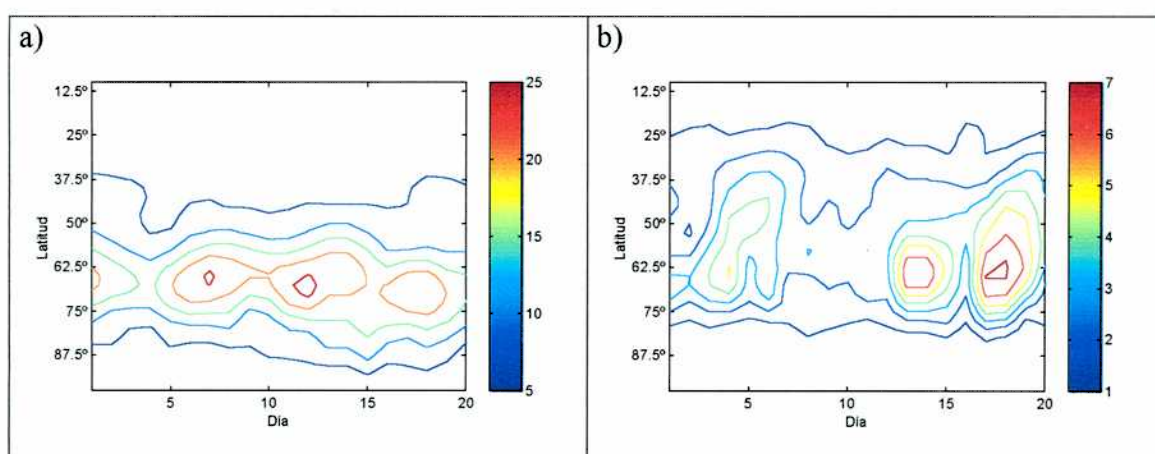


Figura 2.17

Valores medios cuadráticos (rms) de las anomalías PB, 2.17 a) y PA 2.17 b)
El eje horizontal representa el día del mes de octubre de 1990 y el eje vertical la latitud

En la serie de figuras 2.18 a 2.21 se encuentra graficado el valor de la columna de ozono según los datos del TOMS para el segundo evento seleccionado, que se desarrollo desde el 12 al 15 de octubre de 1990. Como puede verse, el vórtice / agujero de ozono se encuentra en una forma elíptica durante el comienzo del evento, con su eje mayor orientado en los 90° longitud oeste, aproximadamente. Al día siguiente éste rota y comienza a desarrollar una prominencia que lo va desfigurando respecto de la forma cuasi elíptica tipo I. Para el día 14 esta prominencia está totalmente desarrollada, y se alinea más o menos a los 50° oeste y durante el día 15 continúa rotando y comienzan a ponerse de manifiesto los efectos de otras perturbaciones en distintos sectores del contorno.

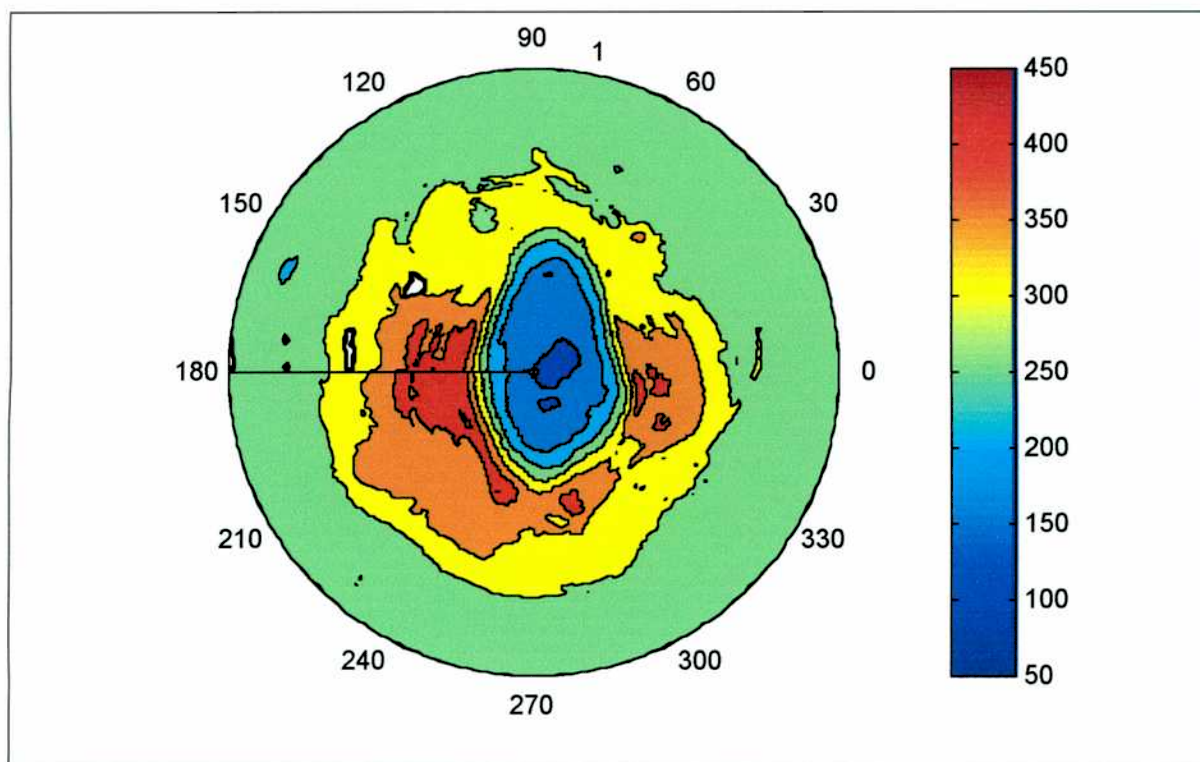


Figura 2.18
Columna de ozono (UD), 12 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos del instrumento TOMS con códigos propios

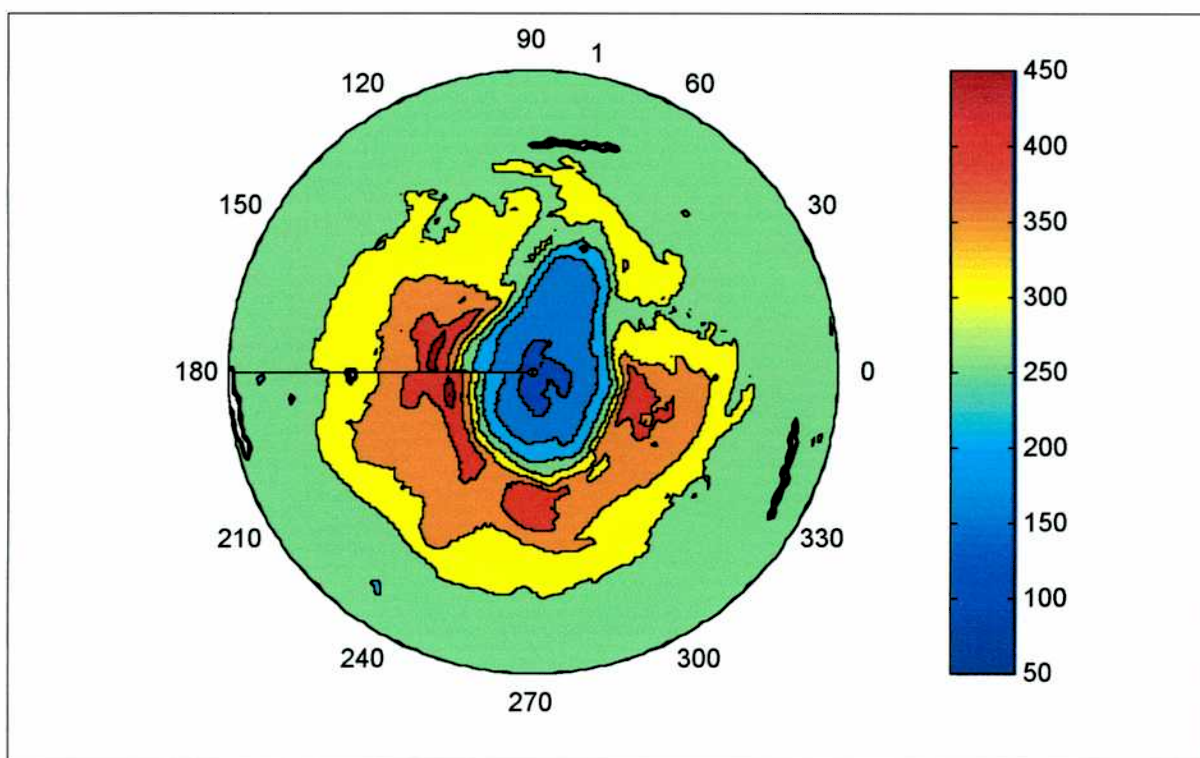


Figura 2.19
Columna de ozono (UD), 13 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos del instrumento TOMS con códigos propios

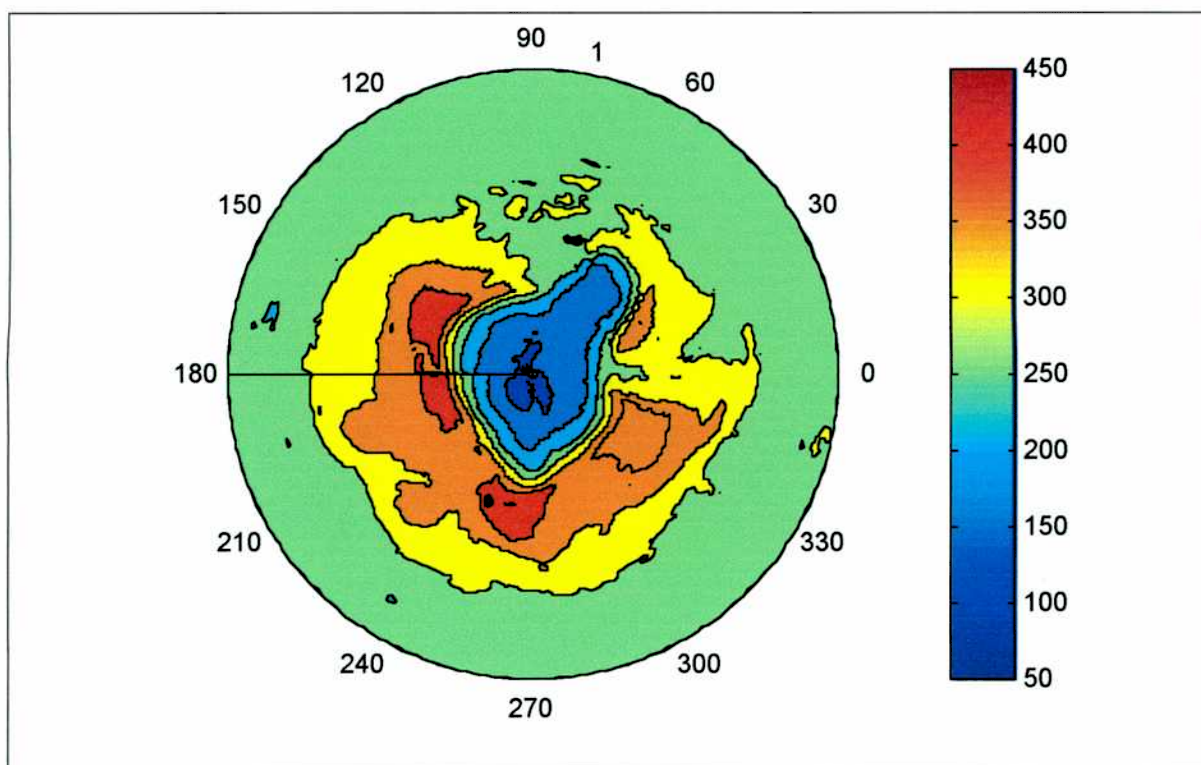


Figura 2.20
Columna de ozono (UD), 14 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos del instrumento TOMS con códigos propios

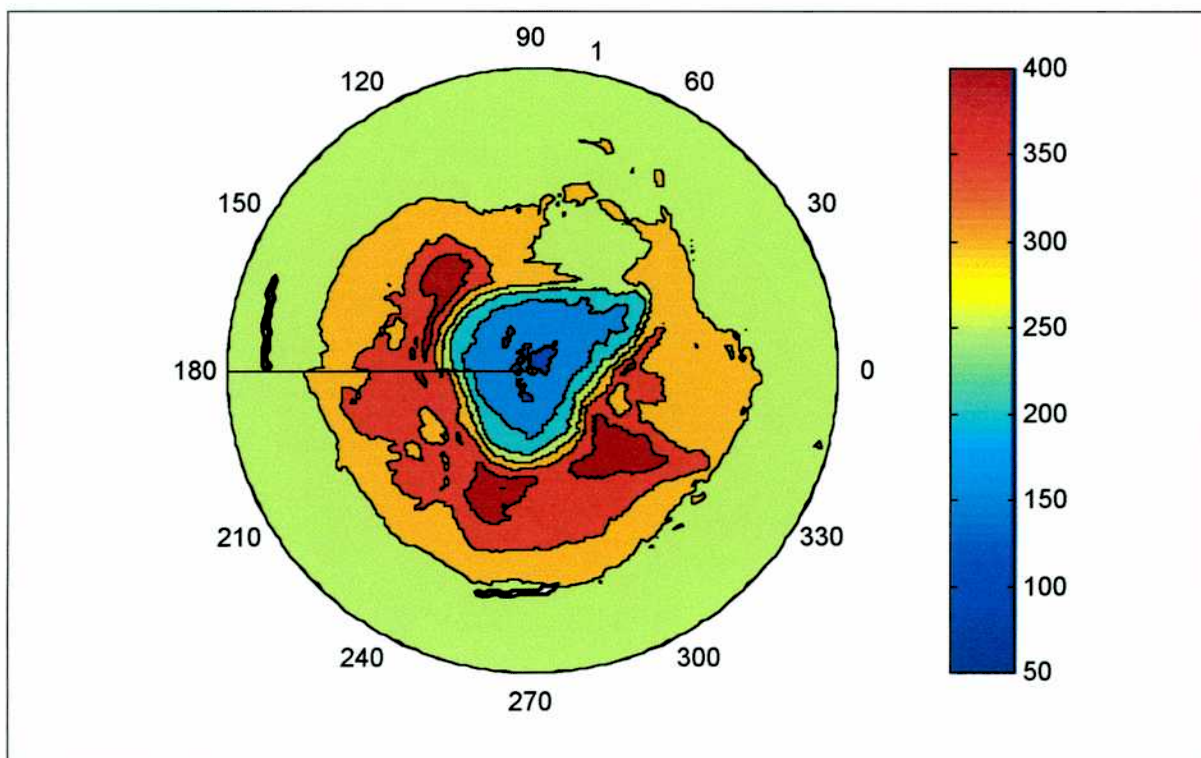


Figura 2.21
Columna de ozono (UD), 15 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos del instrumento TOMS con códigos propios

De manera análoga al caso anterior, para resaltar la relación entre el agujero de ozono y el vórtice se muestra en la figura 2.22 el valor de vorticidad potencial para el día 14 de octubre obtenido de igual forma que antes.

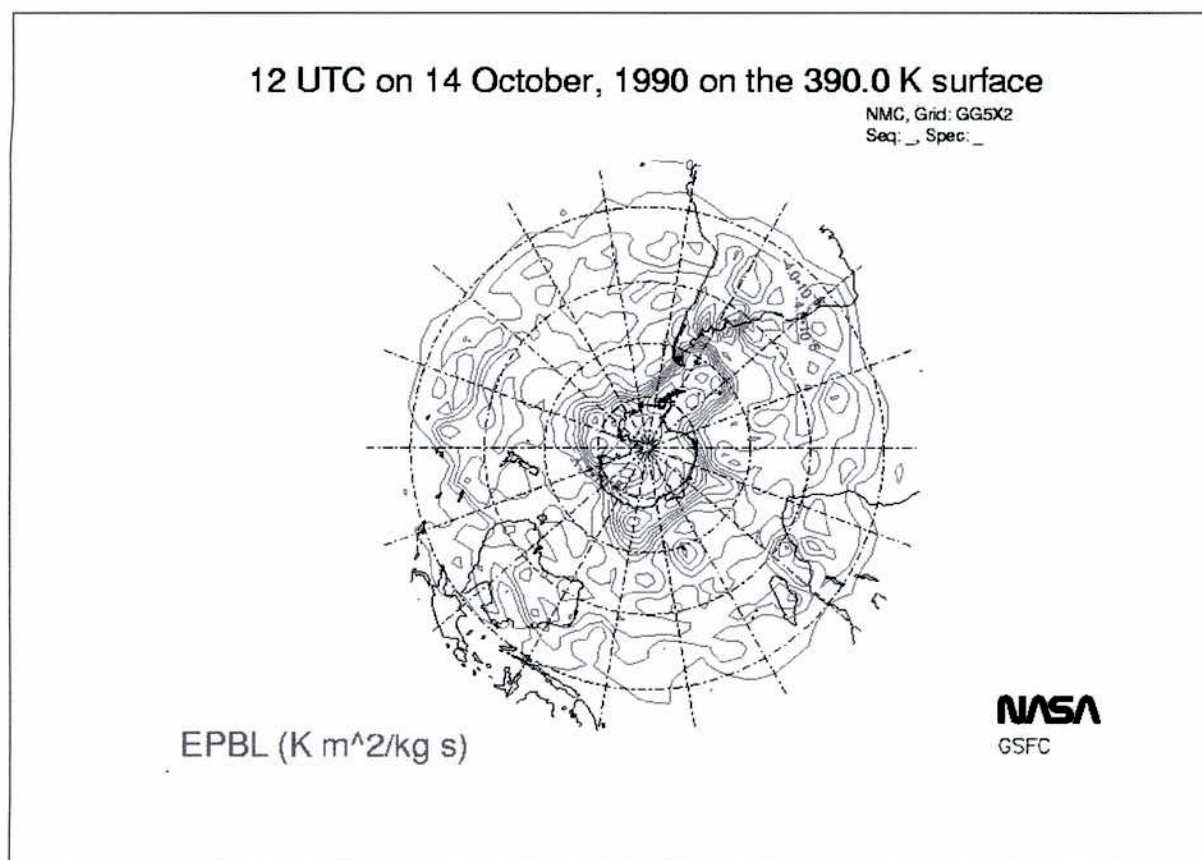


Figura 2.22
Vorticidad potencial - Datos del Goddard Space Fligth Center - NASA

En este evento, como se desprende de la figura 2.22, se observa una marcada prominencia entre los 30° y 60° de longitud oeste más otra de menor envergadura alineada aproximadamente a los 270°. La primera está ubicada sobre una importante anomalía pasa bajos negativa, pero que no puede ser la responsable en el cambio del patrón de circulación debido a que el centro de la misma coincide con el centro de la deformación del agujero de ozono; si ésta fuera responsable de esta prominencia la deformación causada por el cambio en la circulación debería hallarse alineada en los 90° o los 0°, pero no en donde se encuentra (las figuras no se muestran aquí, forman parte del apéndice B2).

En cambio, si se analiza la posición del contorno de 220 UD el día anterior con respecto a la posición de anomalías pasa bajos (figura 2.23), se puede apreciar que éstas sí pueden ser las responsables de modificar la circulación y de esa forma modificar la forma elíptica que tenía el agujero de ozono con anterioridad al desarrollo de este evento.

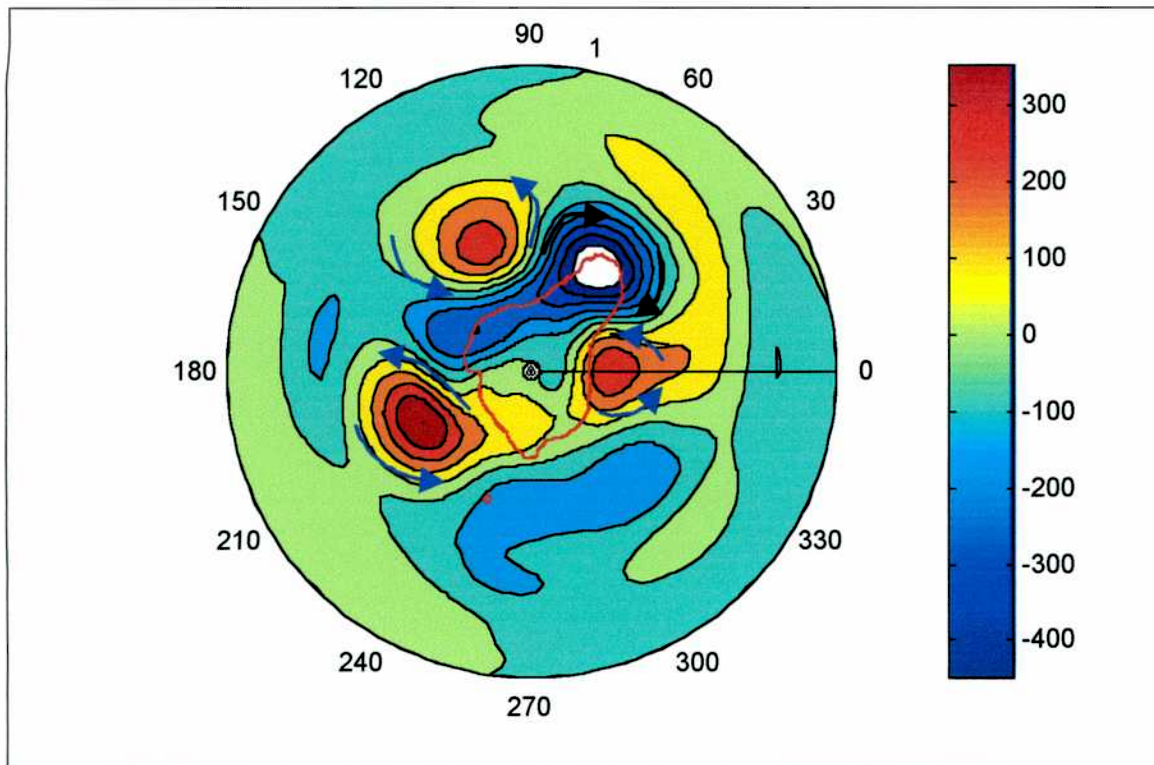


Figura 2.23

Anomalia PB para el 14 de octubre de 1990 superpuesta con el contorno que delimita el borde del agujero de ozono. Las flechas de color azul representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB positivas, con circulación anticiclónica (antihoraria) para el hemisferio sur, mientras que las flechas de color negro representan el aporte a la circulación ciclónica (horaria) dado por las anomalías PB negativas, ciclónicas (horarias) en el hemisferio en estudio

Hay que destacar que la pequeña prominencia que se desarrolla alineada casi en los 270° se debe exclusivamente a anomalías pasa altos, según se puede observar en la figura 2.24, dado que en esa zona claramente no se halla presente ninguna actividad pasa bajos.

También se debe notar que el resto de las anomalías pasa altos no afecta directamente la forma del agujero de ozono pues se hallan a una distancia tal que sus efectos no tienen incidencia directa sobre el mismo.

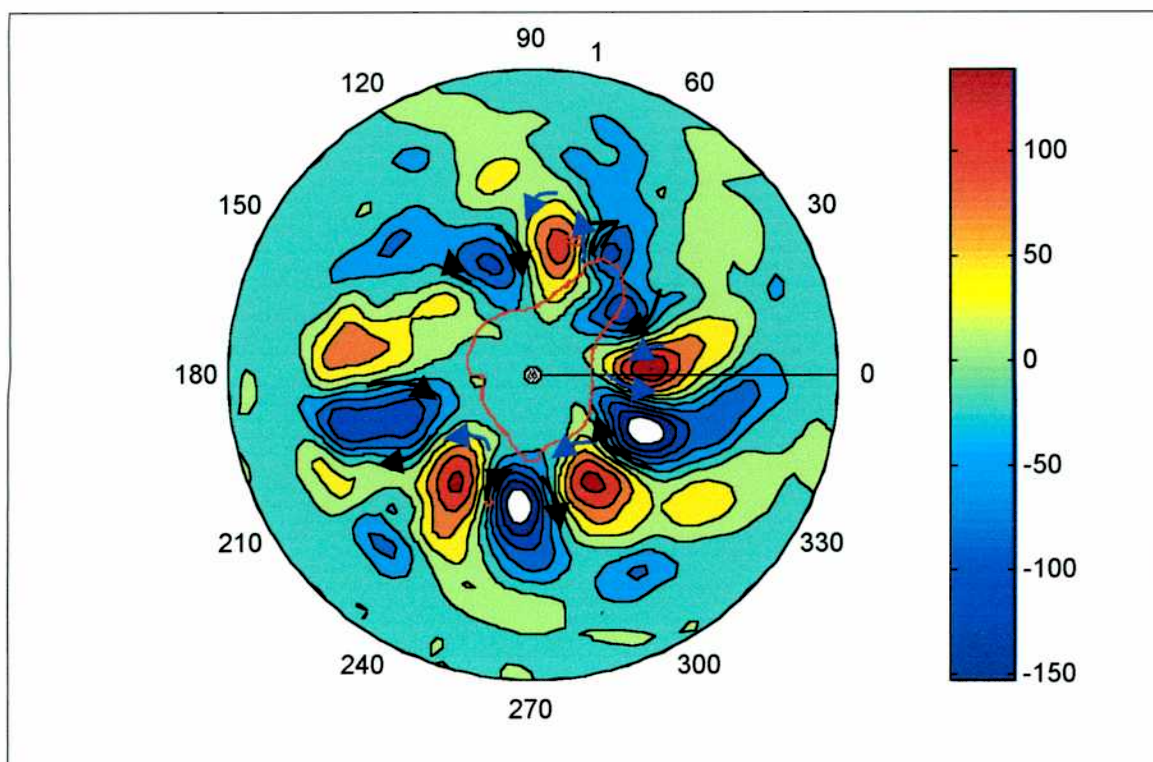


Figura 2.24

Anomalia PA para el 14 de octubre de 1990 superpuesta con el contorno que delimita el borde del agujero de ozono. Las flechas de color azul representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB positivas, con circulación anticiclónica (antihoraria) para el hemisferio sur, mientras que las flechas de color negro representan el aporte a la circulación ciclónica (horaria), dado por las anomalías PB negativas, ciclónicas (horarias) en el hemisferio en estudio

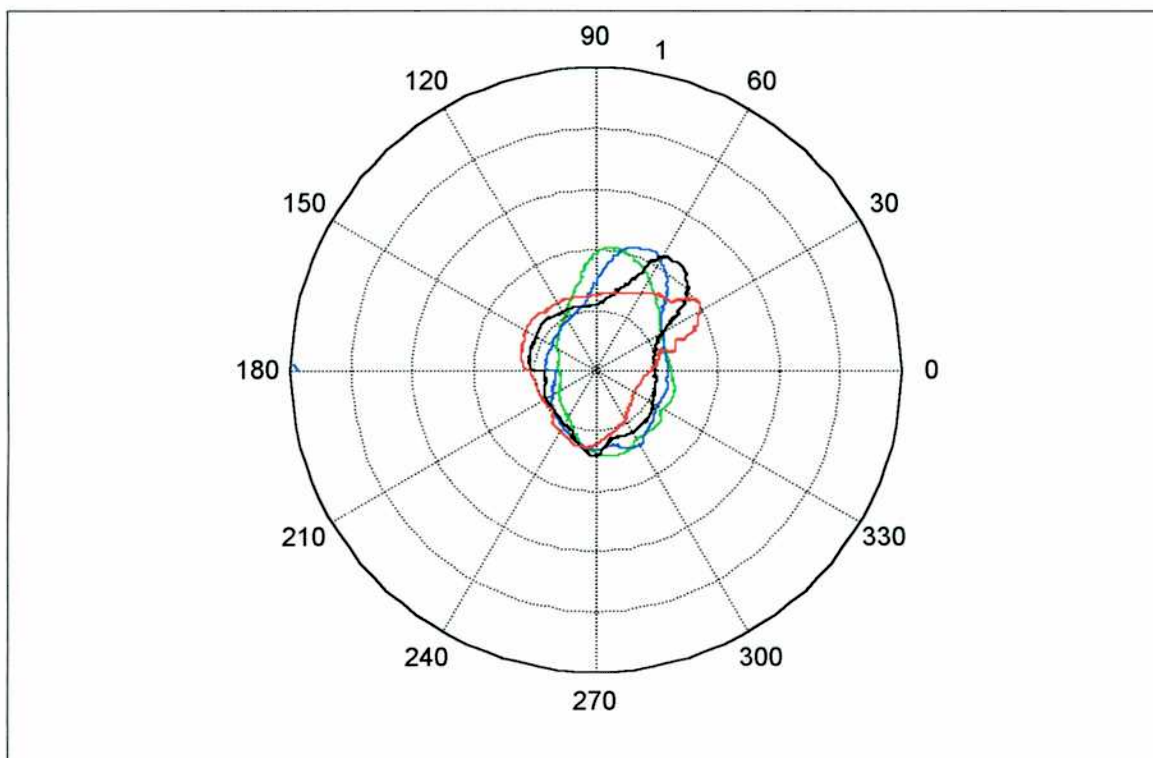
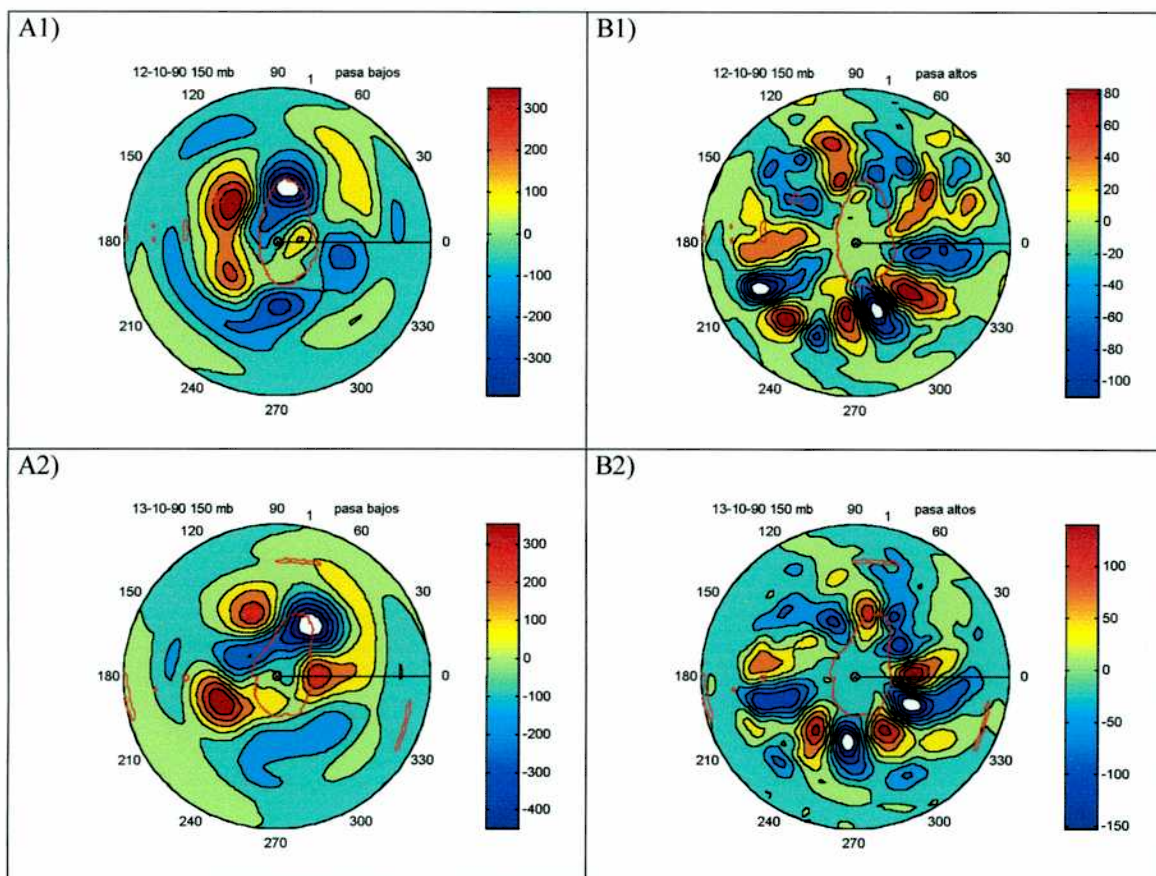


Fig. 2.25

Evolución del contorno del agujero de ozono para el segundo evento

Color de línea	Día del evento
	12 de octubre de 1990
	13 de octubre de 1990
	14 de octubre de 1990
	15 de octubre de 1990

La Fig. 2.25 sintetiza la evolución del vórtice entre el 13 y el 15 de octubre, donde se destaca cómo éste evoluciona dinámicamente día a día. Para contribuir a la mejor comprensión del mecanismo de acoplamiento y desacoplamiento entre el vórtice/agujero de ozono y ambas clases de anomalías se puede ver la secuencia dada por la figura 2.26.



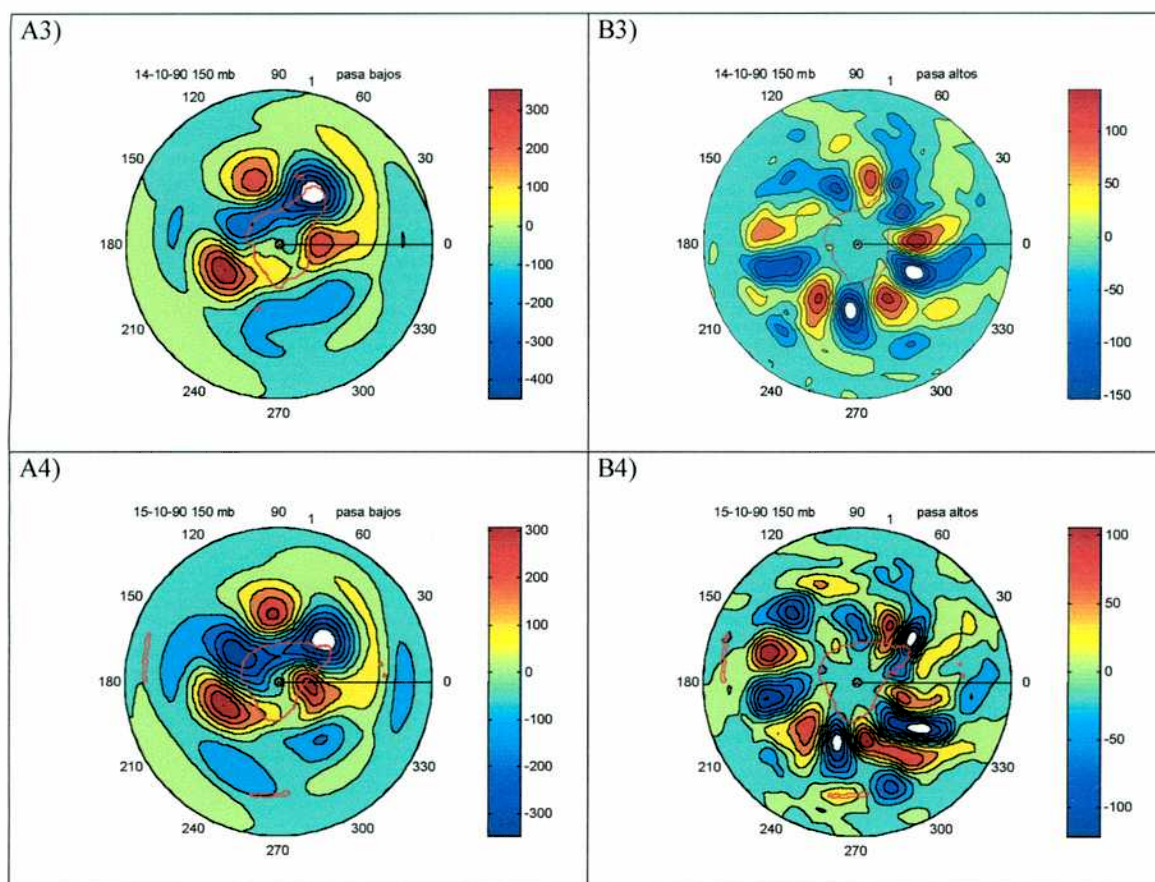


Figura 2.26

Secuencia de perturbaciones PB y PA superpuestas con el borde del agujero de ozono (serie de figuras generadas con los datos filtrados y procesados con códigos propios)

En la secuencia anterior se graficaron las anomalías pasa bajos (serie A) y las anomalías pasa altos (serie B) para los días inmediatos anteriores y posteriores al evento analizado. Se puede apreciar que en el cuadro A1) la prominencia del agujero está casi superpuesta con la anomalía pasa bajos alineada a los 80° ; al día siguiente comienza a retrasarse, como se nota en el cuadro A2); el día 14, tal como se ve en el cuadro A3), vuelve a superponerse sobre el centro de la anomalía y, para el 15 de octubre, (cuadro A4) nuevamente vuelve a desacoplarse pues se adelanta a la anomalía.

Por otro lado, si se realiza un análisis similar sobre la evolución del contorno del agujero para las anomalías pasa altos, se nota que el día 12 comienza a tomar forma una anomalía pasa altos en la proximidad del extremo superior de la elipse, tal como lo muestra el cuadro B1; al día siguiente, observando el cuadro B2, está mucho más desarrollada y continua alineada con la protuberancia que va en incremento de la deformación del patrón elíptico del agujero de ozono. En el cuadro B3 se nota claramente que la perturbación se encuentra alineada próxima a los 50° y

que su contorno se puede explicar por la presencia de las anomalías pasa altos inmediatamente contiguas a la misma. Para el día 15, descrito en el cuadro B4, se comienza a producir el desacople con estas anomalías pasa altos, al mismo tiempo que se desacoplan de las pasa altos (cuadros A4 y B4 respectivamente) para dar lugar a una restitución parcial del patrón del agujero de ozono, que luego se acoplará a las anomalías que correspondan al evento del 17 de octubre.

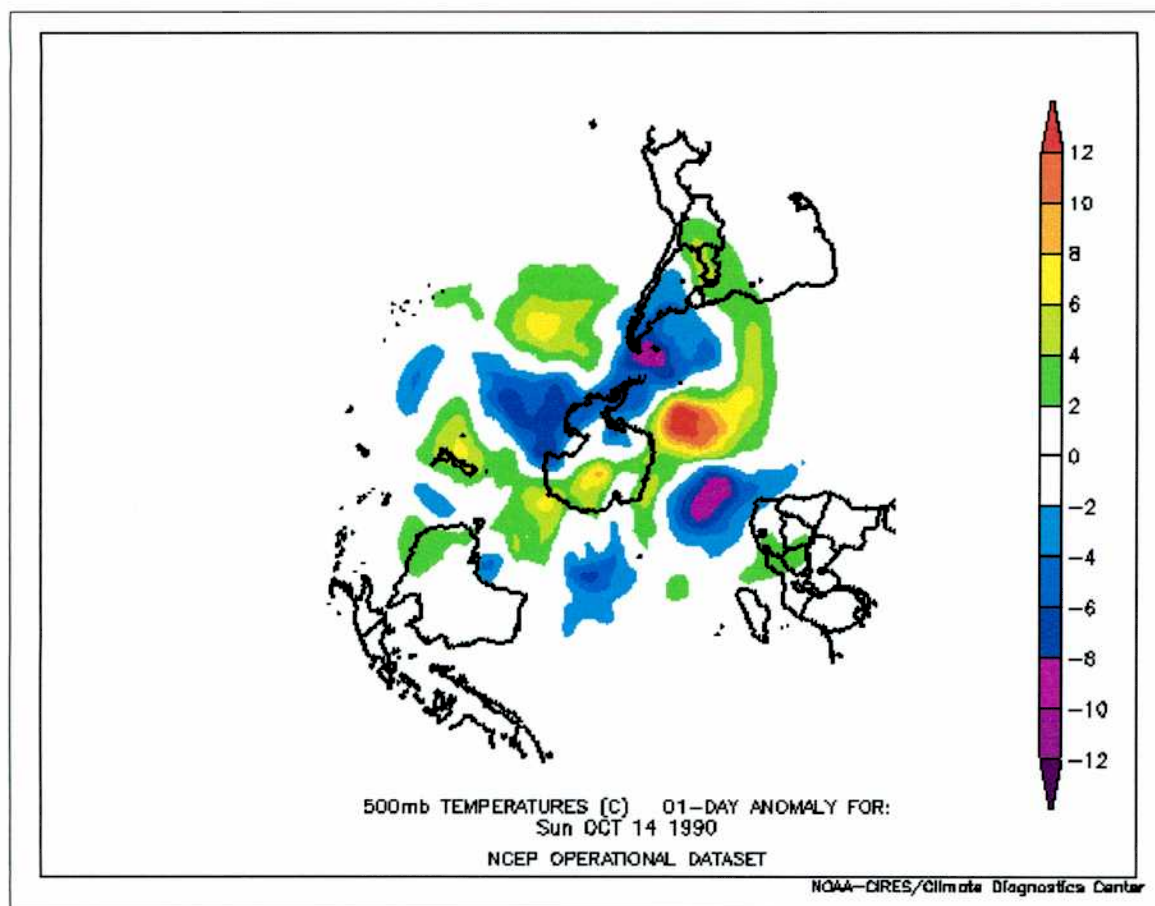


Figura 2.27
Mapa de anomalía de temperatura para el 14 de octubre de 1990
(Gráfico obtenido de la página web del NOAA CDC)

La presencia de frentes se puede apreciar en la figura 2.27 en donde se muestran las anomalías del campo de temperaturas, y se encuentra una importante actividad frontal en la zona que coincide con la región de mayor deformación (tipo II) del vórtice polar.

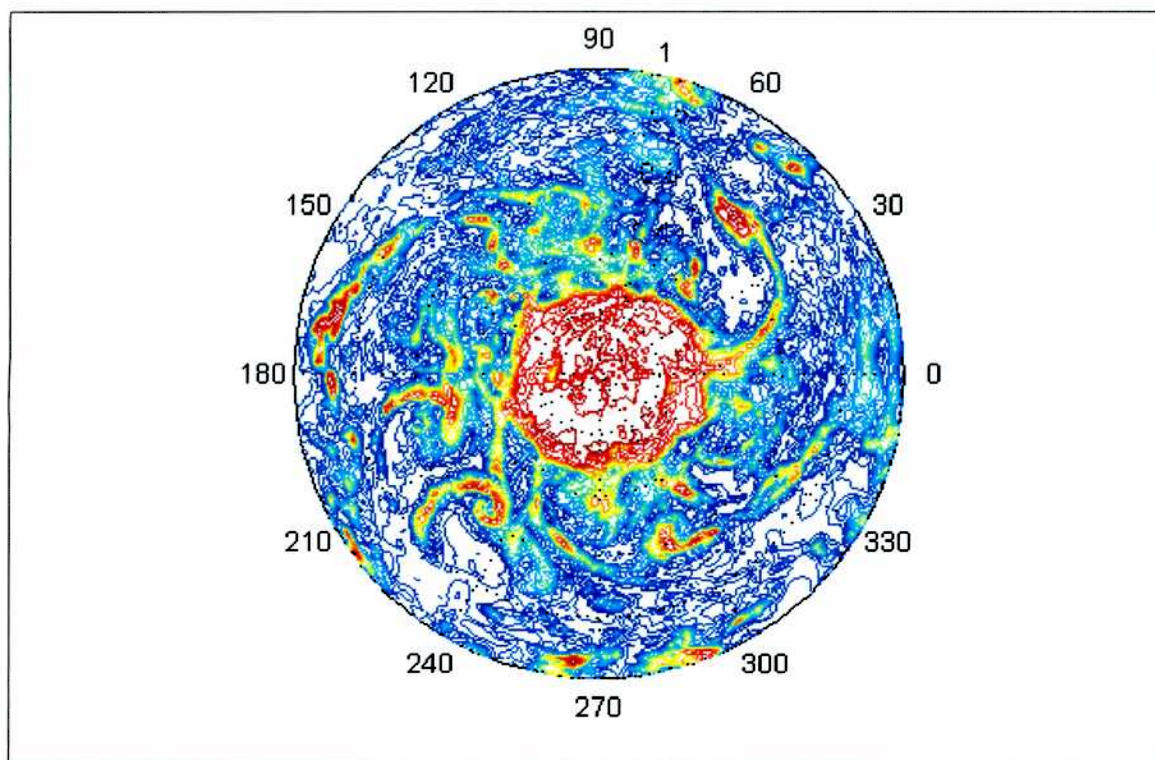


Figura 2.28
 Mapa de nubosidad día 14 de octubre de 1990.
 Generado a partir de datos del instrumento TOMS procesado con códigos propios

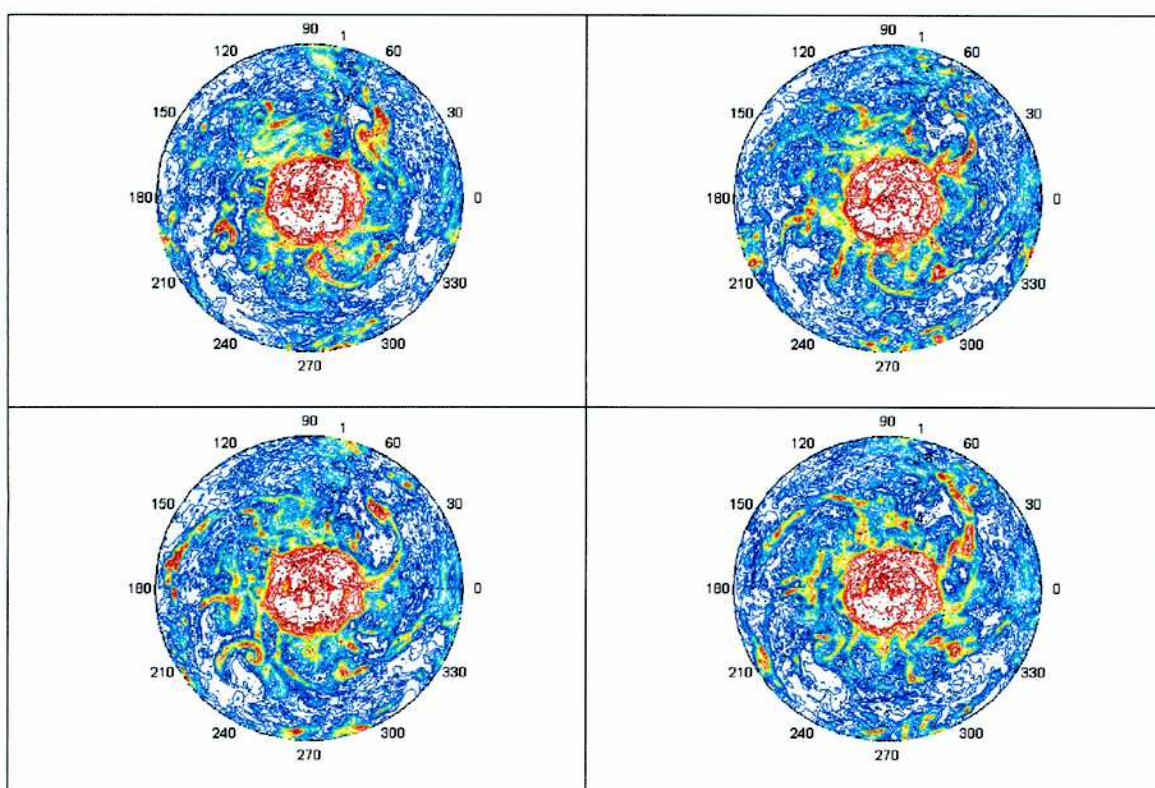


Figura 2.29
 Mapas de reflectividad obtenidos a partir del
 instrumento TOMS y procesados con códigos propios

De estas últimas figuras se desprende claramente la presencia de un sistema sinóptico/frente que se desplaza sobre el Cono Sur y el Atlántico Sur Occidental. En el seguimiento de las imágenes de nubosidad en los días previos y posteriores (figuras 2.28 y 2.29) se puede observar cómo la deformación del vórtice crece y se extiende hacia latitudes medias en la región postfrontal. Se observa entonces que la anomalía que ejerce una importante influencia sobre la dinámica del vórtice es la de escala sinóptica que se halla en la zona en la cual se produce la protuberancia que deforma al agujero de ozono en un patrón tipificado como II.

De lo discutido en base a la figura 2.17 y siguientes quedaría entonces establecido empíricamente que, en primer lugar, en condiciones favorables, los sistemas sinópticos penetran en la estratósfera inferior con una intensidad considerable y equiparable con las de ondas planetarias, y que durante el desarrollo de este evento son en gran medida responsables de la deformación tipo II del agujero de ozono / vórtice polar. Estas son regionalmente lo suficientemente intensas como para modificar de manera apreciable el valor del flujo medio en la región.

c) Evento 3: 17 y 18 de octubre de 1990 – deformación tipo II y tipo I combinadas

Durante el comienzo de este evento el agujero de ozono / vórtice polar se encuentra en forma aproximadamente circular o sea con una mínima simetría zonal que se restablece el día 16 y comienza a distorsionarse nuevamente el día 17 de octubre. En ese momento alcanzan su máximo desarrollo dos perturbaciones intensas, que son acompañadas por otras de menor magnitud, una de escala planetaria y otra de escala sinóptica. Durante el desarrollo de este evento se ven involucradas en la deformación del vórtice polar / agujero de ozono anomalías tanto planetarias como sinópticas. Este hecho puede confirmarse si se observa la figura 2.1 y 2.2 para los días comprendidos en este evento. En ella se puede ver claramente que para el 17 de Octubre hay una intensa actividad de anomalías PA y PB en el anillo próximo a los 57° de latitud sur, región de influencia del vórtice polar. En particular, en la figura 2.2 se observa que para el día 17 de octubre los centros de los máximos de los valores cuadráticos medios de ambas clases de anomalías coinciden en el tiempo encontrándose las PA desplazadas respecto a las PB alrededor de 5° hacia el norte.

Realizando un estudio similar a los efectuados para el 7 y 14 de octubre, en la figura 2.30 se muestran las anomalías PB y PA para el día 17 de octubre. Se observa que para las anomalías PB los valores se hallan comprendidos entre 250 y -450 m, mientras que para las PA el rango de valores es de 200 a -150 m. Es interesante notar que estos valores durante este evento de tipo mixto se parecen mucho más entre sí, lo que era de esperarse.

La zona de penetración de los sistemas de escala sinóptica más intensa se produce entre los 260° y 360° de longitud oeste, zona en la cual se observa también una importante actividad en altitud de las anomalías PB.

Entre los 40° y los 150° de longitud oeste se encuentra una región de evanescencia pronunciada. Esta se debe a la reducida altitud de la anomalía PB que se halla en la misma región (contorno de color naranja) y que oficia de bloqueante para la penetración de la anomalía PA. Estas anomalías, pese a ser de amplitud importante en la tropósfera, no alcanzan a penetrar con amplitud tan significativa en la estratósfera inferior. Estos resultados concuerdan con los observados para los sistemas sinópticos en los anteriores eventos.

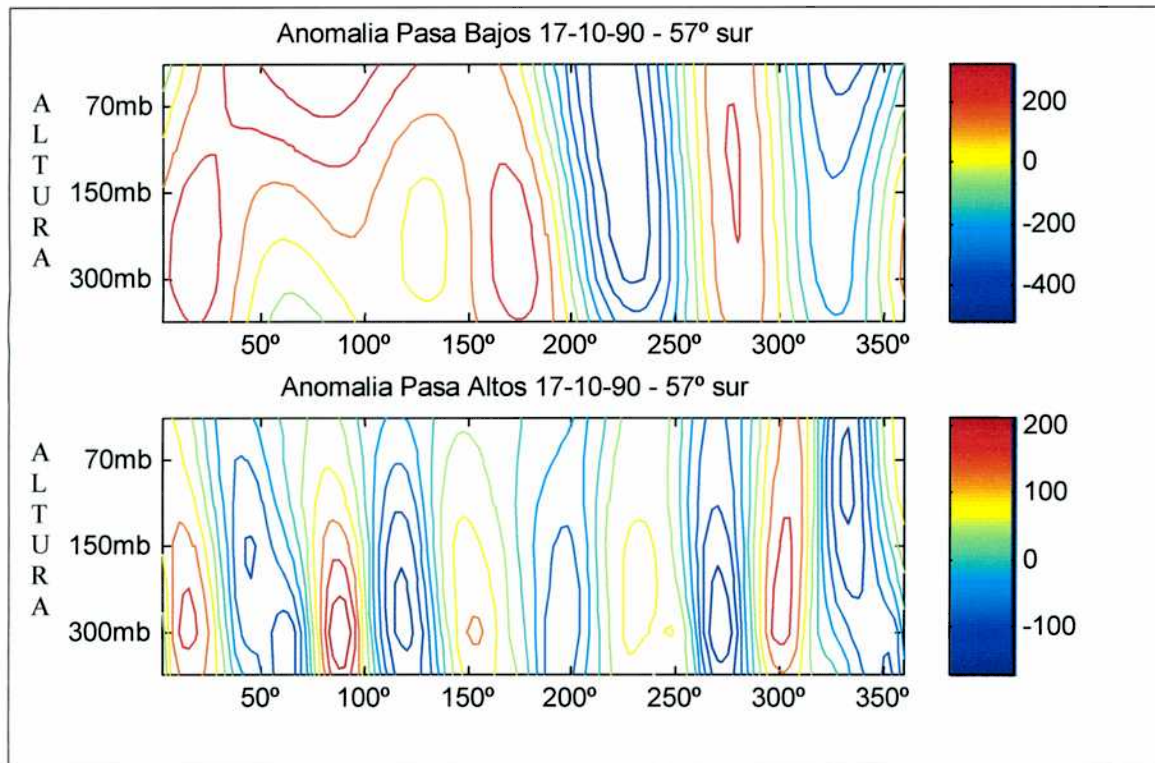


Figura 2.30
Anomalías PA y PB en corte vertical
a 57° latitud sur para el día 17 de octubre de 1990

Se puede apreciar en la serie de figuras 2.31 a 2.33 la columna total de ozono obtenidas a partir de datos del instrumento TOMS, para los días 16, 17 y 18 de octubre.

Se destaca la forma romboidal de la deformación del agujero los días 17 y 18, que podrían sugerir el predominio de una onda cuatro por ejemplo. Sin embargo, la distorsión podría tener su origen en la posible contribución de otras ondas planetarias o sinópticas.

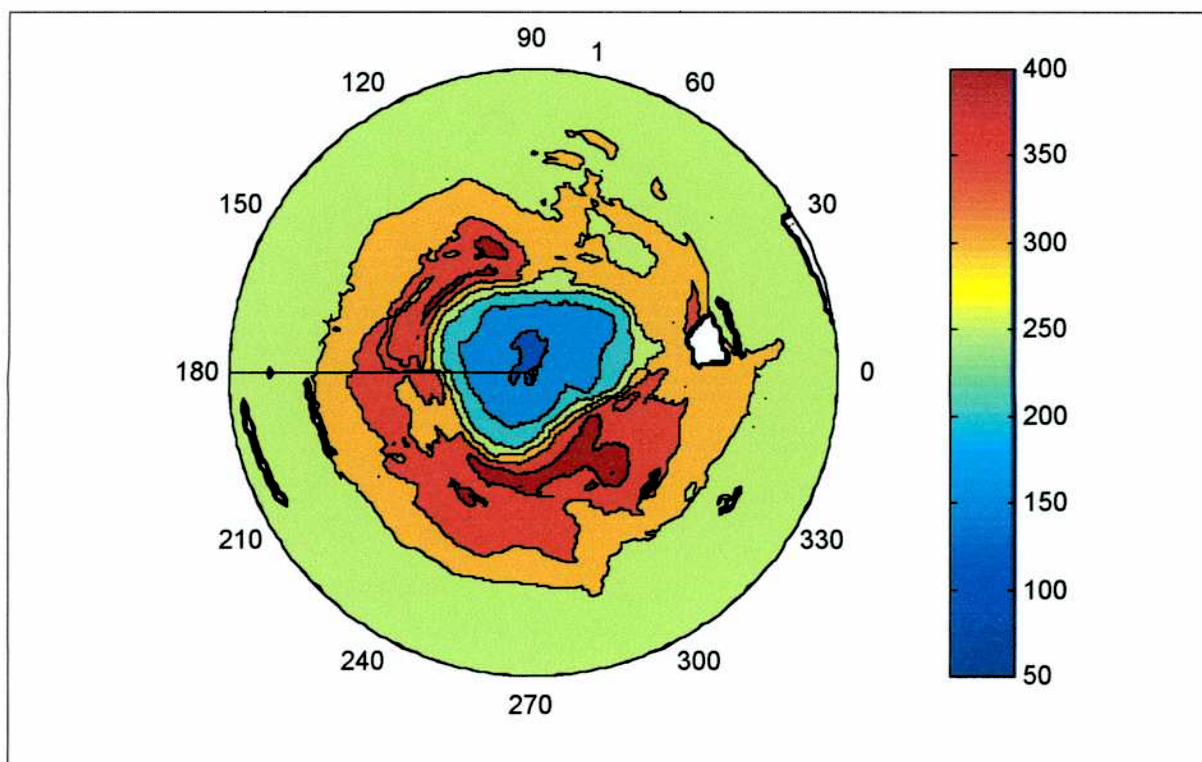


Figura 2.31
Columna de ozono (UD), 16 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos de instrumentos del TOMS con códigos propios

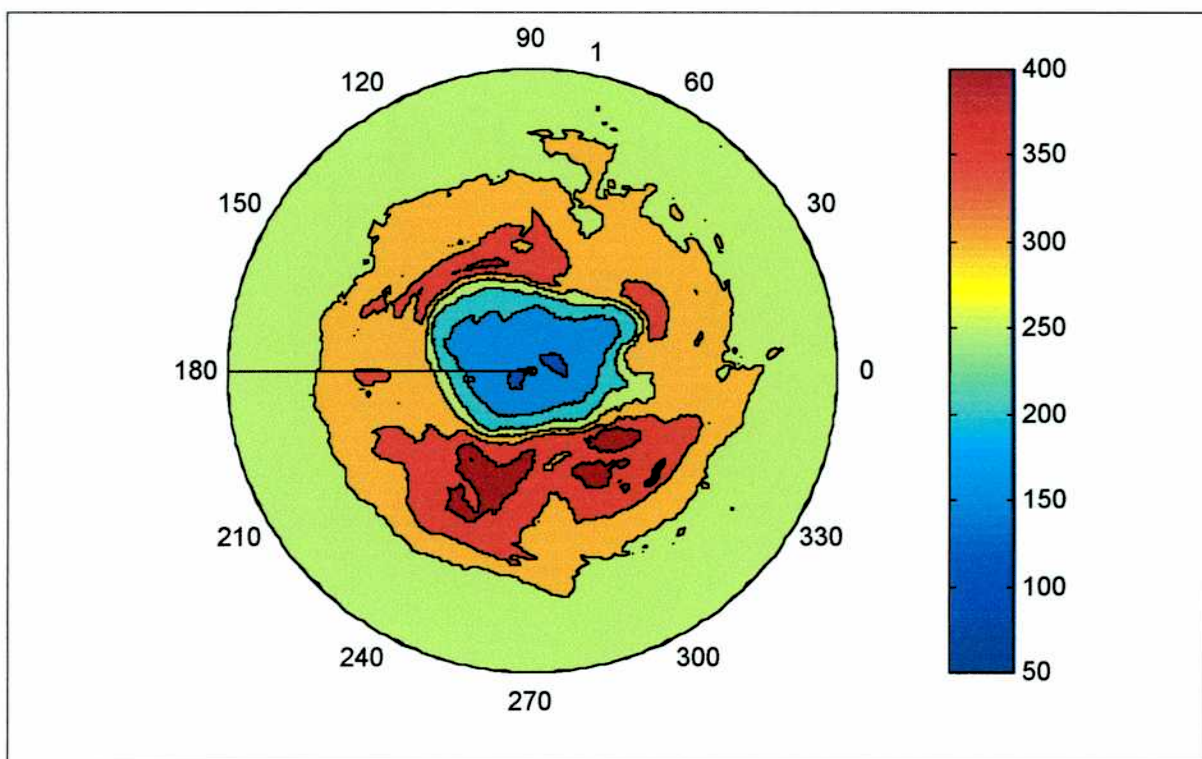


Figura 2.32
Columna de ozono (UD), 17 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos de instrumentos del TOMS con códigos propios

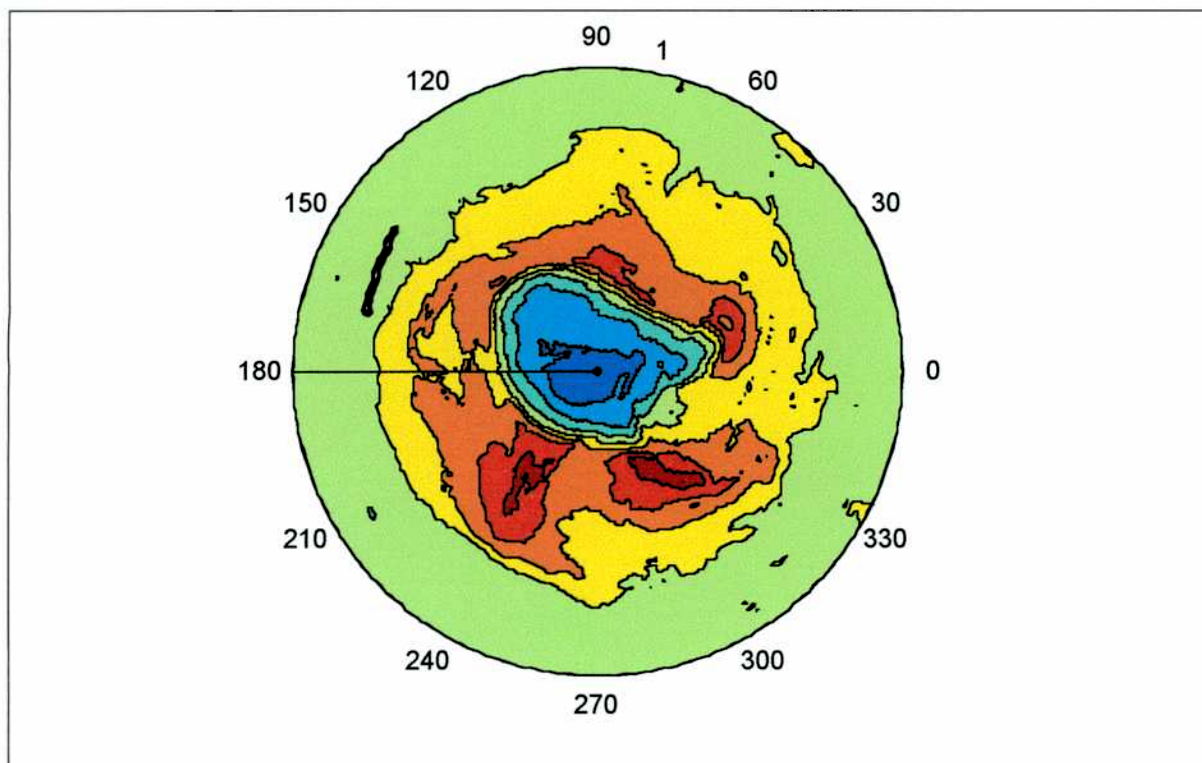


Figura 2.33
Columna de ozono (UD), 18 de octubre de 1990 - Datos TOMS
Gráfico procesado a partir de datos de instrumentos del TOMS con códigos propios

De manera análoga al caso anterior, para resaltar la relación entre el agujero de ozono y el vórtice se muestra en la figura 2. 34 el valor de vorticidad potencial para el día 17 de octubre, obtenido de igual forma que antes.

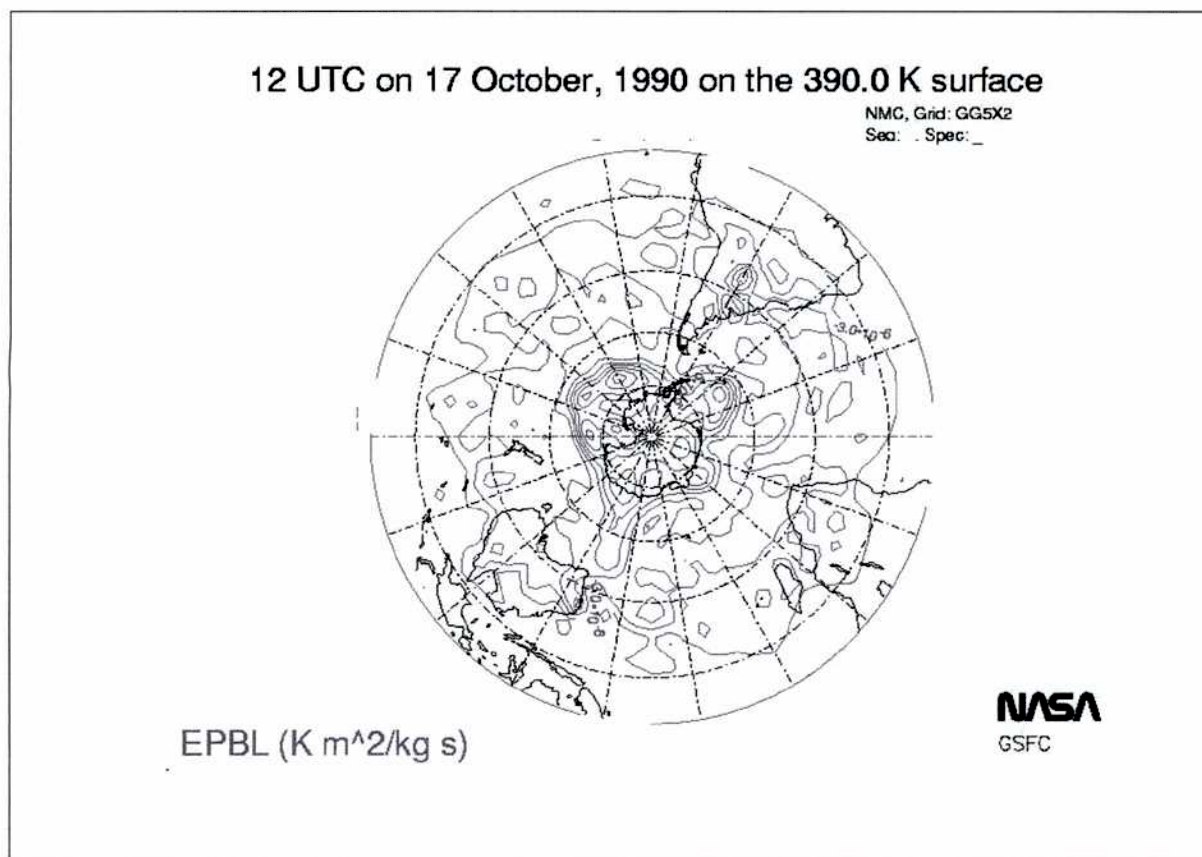


Figura 2.34
Vorticidad potencial. Datos del Goddard Space Fligth Center - NASA

De la comparación del gráfico anterior con los de columna de ozono del TOMS surge por primera vez una diferencia destacable en la relación entre PV y ozono. Al sur de Australia se observa en el mapa de PV una lengua de vorticidad que se extiende hasta latitudes medias altas que no se llega a registrar en el contenido de columna de ozono.

La inspección de los mapas de PV en alturas correspondientes a la estratósfera inferior muestran que esta lengua de vorticidad es un fenómeno acotado en altura a la vecindad de la tropopausa. La figura 2.30 muestra que al sur de Australia hay una escasa penetración de los sistemas sinópticos troposféricos en la estratósfera inferior.

Análogamente a como se procedió en los otros dos eventos en estudio se graficó el mapa de anomalías PB y PA superpuestas con la isolínea de 220 UD respectivamente. A estos gráficos se les añadieron además flechas para indicar la circulación entorno de cada una de las anomalías anteriores.

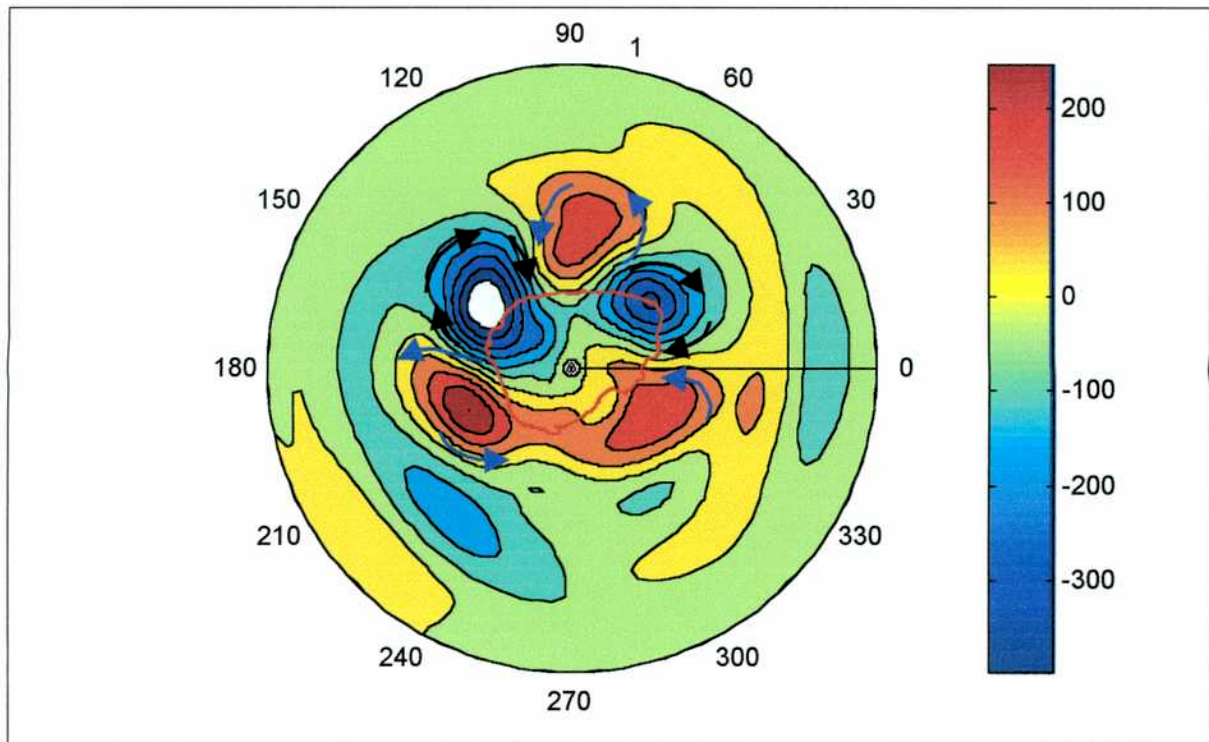


Figura 2.35

Anomalía PB para el 17 de octubre de 1990 superpuesta con el contorno que delimita el borde del agujero de ozono. Las flechas de color azul representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB positivas, con circulación anticiclónica (antihoraria) para el hemisferio sur, mientras que las flechas de color negro representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB negativas, ciclónicas (horarias) en el hemisferio en estudio

La actividad de la anomalía PB centrada aproximadamente en 150° longitud oeste, y la otra en 180° oeste, parecería ser la responsable de la deformación respecto al patrón cuasi circular que muestra el agujero de ozono para la fecha representada en la figura 2.35.

La perturbación del vórtice polar / agujero de ozono ubicada en las proximidades de los 30° longitud oeste parece no estar vinculada con el patrón de circulación que surge de la anomalía PB centrada en los 40° oeste aproximadamente.

A su vez la forma del borde superior del agujero de ozono no parece responder al patrón de circulación que modifican las anomalías PB.

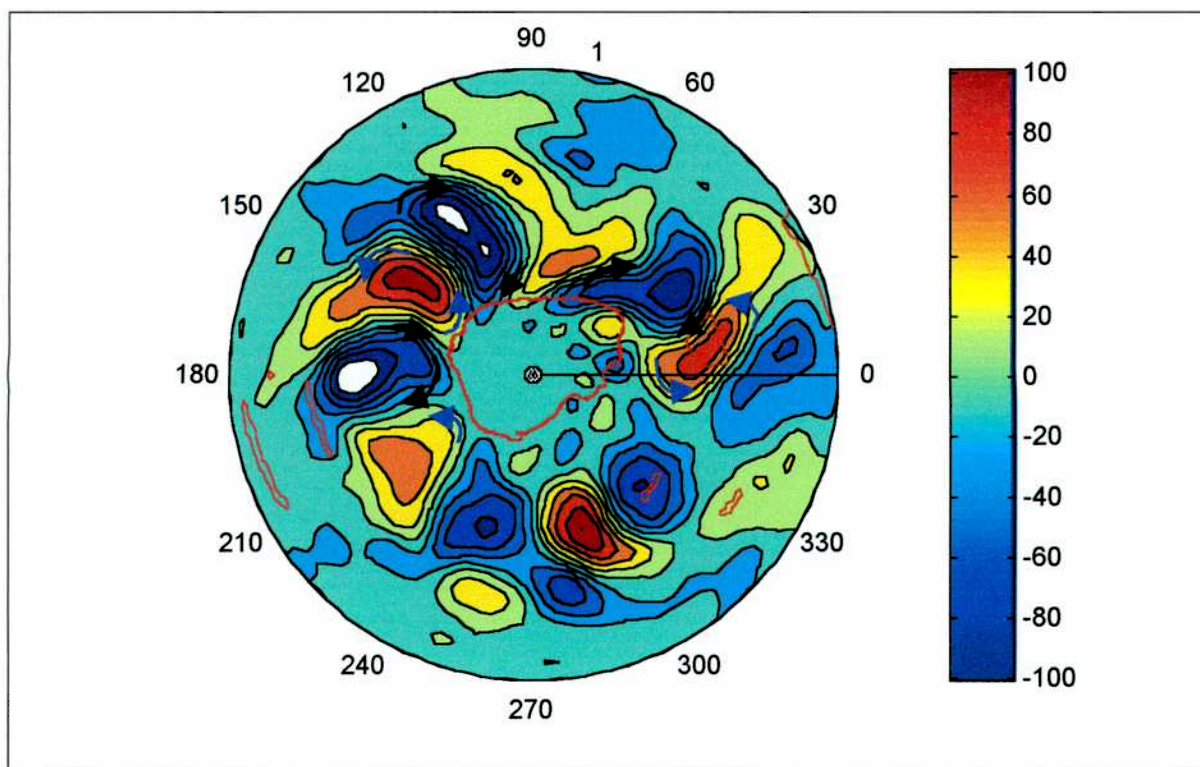


Figura 2.36

Anomalía PH para el 17 de octubre de 1990 superpuesta con el contorno que delimita el borde del agujero de ozono. Las flechas de color azul representan el aporte a la circulación dado por las anomalías PB positivas, con circulación anticiclónica (antihoraria) para el hemisferio sur, mientras que las flechas de color negro representan el aporte a la circulación ciclónica (horaria) dado por las anomalías PB negativas, ciclónicas (horarias) en el hemisferio en estudio

En el caso de esta prominencia se produce una aceleración en el patrón de circulación debido a la acción de las anomalías pasa altos entre 0° y 45° (figura 2.36), que dan origen a este alejamiento respecto del patrón elíptico o aproximadamente circular.

Para el caso de la prominencia que se desarrolla alineada aproximadamente a 165° , en cambio, sí se puede atribuir su forma a la variación en el patrón de circulación dado por la anomalía pasa bajos; ésta no se intensifica por la presencia de la anomalía pasa altos, dado que su efecto, de manifestarse, sería contrario al que se observa, como se aprecia de estas dos últimas figuras.

Con esto se está mostrando que el evento del 17 de octubre de 1990 está asociado a la actividad de ondas de mayor longitud de onda, o sea anomalía pasa bajos, pero que recibe un aporte de las ondas de longitud menor, o sea anomalías pasa altos. Por ello a este evento se convino en denominarlo mixto pues posee características de los dos anteriores.

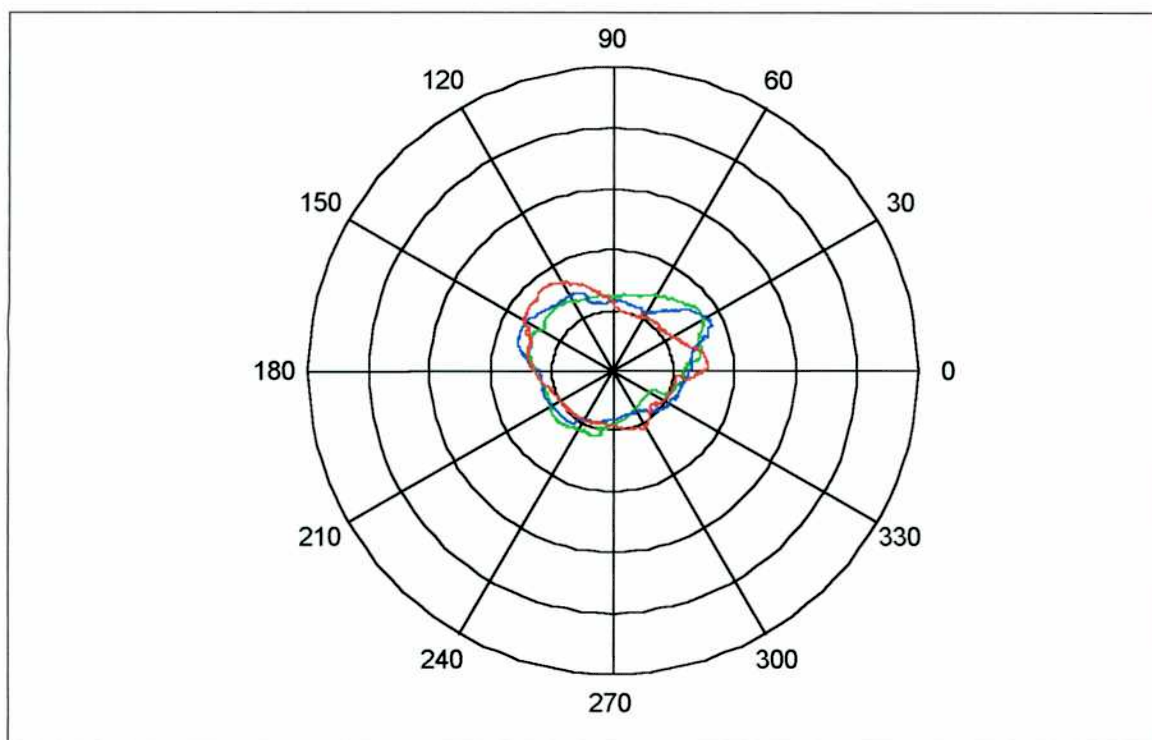


Figura 2.37
Evolución diaria del agujero de ozono para tercer evento - tipo mixto

Color de línea	Día del evento
—	16 de octubre de 1990
—	17 de octubre de 1990
—	18 de octubre de 1990

En la figura 2.37 se observa la evolución diaria del agujero de ozono durante el desarrollo de este evento tipo mixto. El contorno de color verde corresponde al día 16, el azul al 17 y el rojo al 18 de octubre de 1990. Primero se nota claramente la rotación en sentido horario del agujero de ozono, que coincide con el sentido de rotación de la vorticidad potencial.

En resumen, a partir de los tres eventos analizados se puede inferir que los sistemas sinópticos pueden penetrar en la estratósfera inferior, según las condiciones regionales de la circulación zonal, y si se encuentran en la vecindad del vórtice polar pueden modificar la forma de éste último. Esta evidencia de por sí constituye un conocimiento novedoso sobre la dinámica del sistema vórtice polar / agujero de ozono sentando un precedente de la necesidad de la realización de un extenso estudio estadístico de la interacción de los sistemas sinópticos y su participación en la deformación del sistema en análisis. En tal sentido la conclusión de un estudio

estadístico podría conducir a las bases de elaboración de un mecanismo de pronóstico de la evolución del vórtice polar / agujero de ozono en base a la actividad de sistemas de escala sinóptica que se hallan perfectamente caracterizados y cuya presencia y comportamiento pueden ser muy bien establecidos mediante un variado número de observaciones (por ejemplo en mapas de anomalías de temperatura, de geopotencial, nubosidad, etc.).

Dado que las condiciones imperantes durante la primavera austral de 1990 no revisten ninguna particularidad como erupciones volcánicas importantes o procesos climáticos como el ENOS, es posible concluir que estos resultados generalizan las conclusiones de Charney y Drazin. En efecto mientras que en la teoría original la propagación de ondas planetarias está regido por el impacto del viento zonal medio sobre éstas, en el caso de las ondas de escala sinóptica se deduce que es la suma de dicho viento zonal medio más las fluctuaciones introducidas por las perturbaciones de escala planetaria que controlan la propagación/penetración de las ondas más cortas. Por lo tanto, mientras que para las primeras rige la condición global en una banda de latitud, para las segundas revisten mayor importancia las condiciones regionales/locales tal como se ha mostrado a lo largo de este capítulo.

Capítulo 3

Ecuaciones del modelo

Como se pudo ver en el capítulo 2, los sistemas sinópticos pueden penetrar en la estratósfera inferior, dependiendo de las condiciones regionales de la circulación zonal y si se encuentran en la vecindad del vórtice pueden modificar la forma de este último. Para poder evaluar y cuantificar en qué medida dichos sistemas afectan al vórtice polar se hace necesario realizar un modelo de la circulación atmosférica que sea capaz de reproducir este comportamiento. Existe una amplia gama de modelos atmosféricos, desde los locales, por ejemplo para estudiar las ondas de gravedad, hasta los de circulación general hemisférica o global. Los modelos más recientes incorporan los procesos químicos de dos maneras posibles: "fuera de línea" (offline) o de manera interactiva. En el primer caso los procesos químicos se evalúan en un modelo químico independiente del modelo dinámico, que a lo sumo toma en cuenta la dinámica del modelo de circulación para determinar el transporte de las especies químicas. En el segundo caso las ecuaciones químicas están completamente acopladas con las ecuaciones físicas y se resuelve todo simultáneamente. Aún hoy continúa la discusión sobre las ventajas relativas de cada aproximación al problema de reproducir los fenómenos dinámicos y químicos de la atmósfera.

De todos modos, si bien el estudio de la deformación del agujero de ozono es un tema de interés del presente trabajo no se recurrió a un modelo que incorporara la química. En efecto, a los fines perseguidos, y dada la estrecha vinculación entre el ozono y la vorticidad potencial, es suficiente analizar el comportamiento de esta última variable.

Los modelos atmosféricos pueden emplearse de dos maneras fundamentales:

- a) Para estudios estadísticos / climatológicos;
- b) Para reproducir eventos específicos en períodos de tiempo predeterminados.

En el primer caso se determinan condiciones de contorno iniciales y se deja que el modelo evolucione para generar el comportamiento de la atmósfera durante un lapso de tiempo dado, que puede ser de horas, días, meses o años. Para determinar la capacidad del modelo deben utilizarse conjuntos de corridas, de la misma manera que el estudio de ciertos procesos atmosféricos se realiza en función de sus valores medios, varianzas y otros parámetros estadísticos.

En el segundo caso, en lugar de dejar correr el modelo libremente se introducen condiciones de contorno y forzantes conocidos en el espacio y el tiempo. Bajo estas condiciones la validez y calidad del modelo no están dados por sus cualidades expresadas en resultados estadísticos, sino por su habilidad para reproducir fehacientemente cierta condición conocida en el caso de estudio de eventos reales. Más comúnmente, y de manera más sencilla, se introducen forzantes simples (frente a la multitud de factores que pueden darse en el mundo real) para determinar las características de las respuestas del modelo. Este tipo de modelo puede denominarse "*mecánico*" y es del tipo que precisamente se empleó en este trabajo.

En este caso, dadas las características del proceso, se debió recurrir a un modelo cuyos resultados sean por lo menos hemisféricos y que además abarque un amplio rango de alturas. Además el modelo, al ser aplicado, debe reproducir el comportamiento histórico de la atmósfera en un período específico. El testeo del modelo para asegurar que reproduce comportamientos históricos reales se denomina validación; asegurada ésta, el modelo está en condiciones de ser aplicado para realizar simulaciones.

El primer paso en la construcción del modelo es la elección del sistema de coordenadas a utilizar. En este sentido se tienen dos alternativas principales:

- a) Coordenadas geométricas, en donde la altura es la altura geométrica;
- b) Coordenadas termodinámicas, por ejemplo coordenadas isobáricas, de logaritmo de presión, o coordenadas isentrópicas.

Para formular el sistema de ecuaciones que modelase el sistema en estudio se optó por las coordenadas termodinámicas isentrópicas. Esta elección se basó en su capacidad de simplificar las ecuaciones, si se supone la naturaleza casi adiabática del

movimiento del aire, situación que se plantea cuando se emplea la temperatura potencial como coordenada vertical. Además, según lo indica Salby (1996), las perturbaciones de escala sinóptica son marcadas como anomalías de la vorticidad potencial, que en este sistema de coordenadas adopta una forma especialmente versátil para su estudio, como se verá más adelante.

La atmósfera se puede idealizar como una delgada capa que envuelve a la Tierra, y los movimientos de gran escala son cuasi-horizontales sobre su superficie. De esta manera surge naturalmente la utilización de un sistema de coordenadas esféricas modificado, esto es, en el sentido de que las distancias radiales se toman a partir del nivel del mar (ver figura 3.1).

Conceptualmente, este sistema de coordenadas puede ser considerado como un sistema cartesiano en donde x corresponde a los valores de longitud constante (λ) e y a los valores de latitud constante (ϕ), más términos que tienen en cuenta la distorsión que se produce en las proximidades de los polos y que no pueden ser despreciados.

Las ecuaciones que gobiernan los movimientos de la atmósfera se originan en principios de conservación de la cantidad de movimiento, masa y energía (ver Salby 1996, Holton 1992). La conservación de la cantidad de movimiento se expresa, en coordenadas geométricas, por el conjunto de ecuaciones siguiente:

$$\frac{du}{dt} - \frac{uv \tan(\phi)}{a} + \frac{uw}{a} = -\frac{1}{\rho a \cos(\phi)} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + 2\Omega(v \sin(\phi) - w \cos(\phi)) - D_\lambda, \quad (3.1)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan(\phi)}{a} + \frac{vw}{a} = -\frac{1}{\rho a} \frac{\partial p}{\partial \phi} - 2\Omega u \sin(\phi) - D_\phi, \quad (3.2)$$

$$\frac{dw}{dt} - \frac{(u^2 + v^2)}{a} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + 2\Omega u \cos(\phi) - D_z, \quad (3.3)$$

en donde (u, v, w) representan respectivamente las componentes zonal, meridional y

vertical de la velocidad, Ω es la velocidad angular de rotación de la Tierra, p es la presión, g es la aceleración de la gravedad, D representa fuerzas disipativas en cada componente, ρ es la densidad, y a es el radio de la Tierra.

Como la escala para la velocidad horizontal es del orden de 10 m/s y para la velocidad vertical es de 10^{-2} m/s, los términos que incluyen a w se pueden despreciar sin gran pérdida de precisión.

Con esta aproximación, las ecuaciones para la conservación de la cantidad de movimiento horizontal se pueden escribir como

$$\frac{d \mathbf{v}_h}{dt} + \left(f + u \frac{\tan(\phi)}{a} \right) \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v}_h + \frac{1}{\rho} \nabla_z p = - \mathbf{D}, \quad (3.4)$$

donde $\mathbf{v}_h$ representa la componente horizontal del viento, f es el parámetro de Coriolis ($f = 2 \Omega \sin(\phi)$) y en donde ∇_z se toma manteniendo la coordenada z constante.

Los términos dominantes en la ecuación de conservación de cantidad de movimiento vertical son los que contienen la gravedad y la presión hidrostática, de tal manera que esta ecuación se puede aproximar mediante el siguiente balance:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g. \quad (3.5)$$

La conservación de masa conduce a la ecuación de continuidad:

$$\frac{d \rho}{dt} + \rho (\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0. \quad (3.6)$$

La conservación de la energía es expresada mediante la primera ley de la termodinámica:

$$c_v \frac{dT}{dt} + \frac{p}{\rho} (\nabla \cdot \mathbf{v}) = \dot{q}, \quad (3.7)$$

donde c_v es el calor específico a volumen constante, T representa la temperatura, y $\dot{q}$ representa la tasa de específica de intercambio de calor, la cual incluye las contribuciones radiativas y difusivas del flujo de calor, liberación de calor latente y calentamiento friccional.

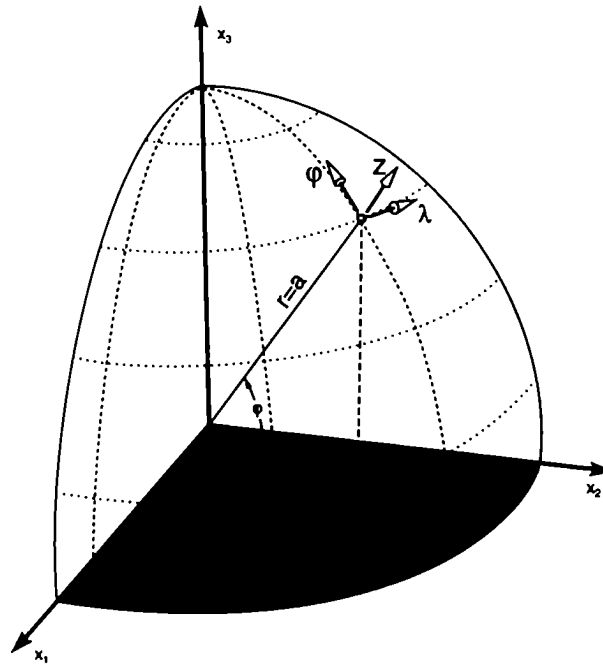


Figura 3.1

Sistema de coordenadas esférico
Las distancias radiales son tomadas a partir de la superficie de la Tierra

Si se emplea la temperatura potencial θ se tiene

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^\kappa \quad (3.8)$$

con $\kappa = R/c_p$, donde R es un valor promedio ponderado de los gases que constituyen la atmósfera, y c_p el calor específico a presión constante.

Con este último resultado la ecuación termodinámica se puede escribir como

$$\dot{\theta} = \frac{\theta}{c_p T} \dot{q}. \quad (3.9)$$

El sistema de ecuaciones anterior tiene como clausura la ecuación de estado que relaciona las tres variables termodinámicas. Para este caso, se aplica la ley de gas ideal

$$p = \rho R T . \quad (3.10)$$

Típicamente, es más conveniente emplear superficies de una variable termodinámica (presión o temperatura potencial) como coordenada vertical que superficies de altura constante, dado que de esta forma una de las ecuaciones prognósticas⁽¹⁾ se transforma en diagnóstica.

Asegurando que la nueva variable tenga una relación monótona con la altura (z), ésta pasa a ser una variable dependiente de la variable termodinámica que ahora es independiente.

Pasamos entonces de la terna coordenada (λ, ϕ, z) a la terna (λ, ϕ, s) , donde s es la variable termodinámica seleccionada como nueva coordenada vertical.

Siguiendo a Callaghan (1999), el sistema de ecuaciones primitivas escrito en coordenadas verticales generalizadas (figura 3.2) resulta

$$\frac{d \mathbf{v}_h}{dt} + \left(f + u \frac{\tan(\phi)}{a} \right) \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v}_h + \frac{1}{\rho} \nabla_s p + \nabla_s \Phi = - \mathbf{D}, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial s} = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right), \quad (3.12)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial p}{\partial s} \left(\nabla_s \cdot \mathbf{v}_h \right) + \left(\frac{\partial \dot{s}}{\partial s} \right) = 0, \quad (3.13)$$

$$\dot{\theta} = \frac{\theta}{c_p T} \dot{q}, \quad (3.14)$$

$$p = \rho R T, \quad (3.15)$$

donde la altura fue reemplazada por el geopotencial

$$\Phi = g z(s), \quad (3.16)$$

y las derivadas temporales son derivadas materiales tomadas en las superficies “s”.

(1) Se denomina prognóstico al conjunto de ecuaciones diferenciales que expresan la tasa de cambio de variables atmosféricas con respecto al tiempo y que se resuelven para hallar los valores de esas variables en momentos ulteriores, mientras que una ecuación diagnóstica es aquella que expresa el estado de equilibrio en un sistema físico y en la que se han eliminado las derivadas con respecto al tiempo, lo que facilita el estudio de las diferentes contribuciones al equilibrio. Es decir, una ecuación prognóstica es una ecuación de evolución y una ecuación diagnóstica es una ecuación estacionaria.

Las ecuaciones anteriores son válidas para cualquier sistema de coordenadas vertical en el cual exista una relación monótona con la coordenada “z” (por ejemplo provista por la condición de equilibrio hidrostático (Salby, 1996)).

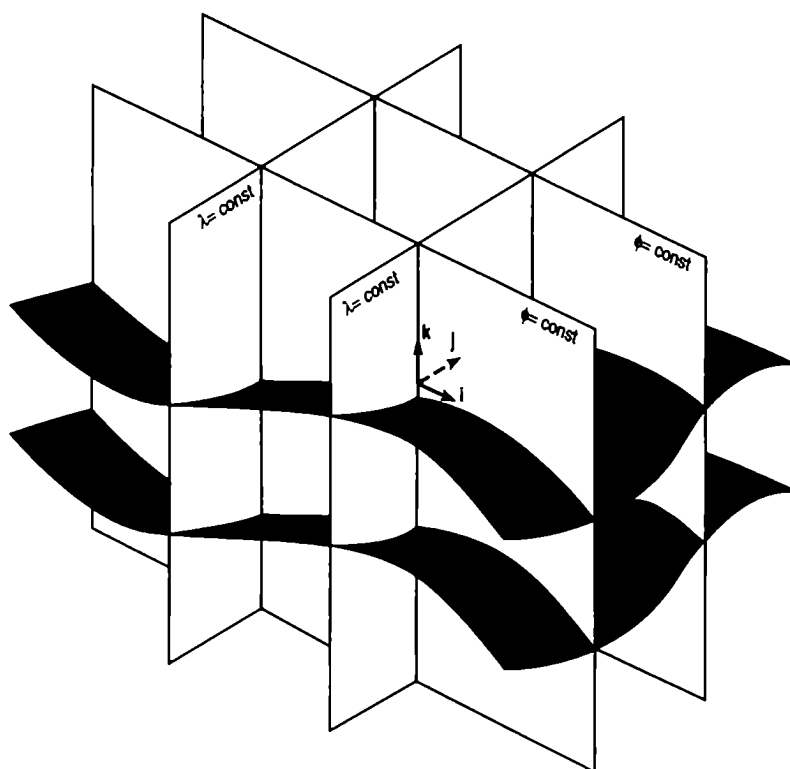


Figura 3.2
Sistema de coordenadas generalizado
(adaptado de Callaghan (1999))

Las ecuaciones de aguas poco profundas

Las ecuaciones primitivas descriptas anteriormente se pueden aplicar a un fluido incompresible bidimensional, poco profundo, no viscoso, con superficie libre, resultando el conjunto siguiente de ecuaciones:

$$\frac{d\mathbf{v}_h}{dt} + f\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v}_h + \nabla_z \Phi = 0, \quad (3.17)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} + \Phi(\nabla_z \cdot \mathbf{v}_h) = 0, \quad (3.18)$$

donde

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_h \cdot \nabla_z). \quad (3.19)$$

Estas últimas son conocidas como las ecuaciones de aguas poco profundas ("shallow water") no lineales. Se puede linealizar, si se plantea un estado medio sin movimiento más una perturbación (variables primadas), y se descartan términos de segundo orden o superior en la perturbación; entonces se tendrá

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h'}{\partial t} + f \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v}_h' + \nabla_z \Phi' = 0, \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial t} + \Phi_o (\nabla_z \cdot \mathbf{v}_h') = 0. \quad (3.21)$$

Este último conjunto de ecuaciones se puede escribir en forma vectorial y adimensional como

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \mathbf{L} \cdot \mathbf{w} = 0, \quad (3.22)$$

donde $\mathbf{w} = (u, v, \Phi)$ son las variables adimensionalizadas y $\mathbf{L}$ es el operador de aguas poco profundas:

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -\sin(\phi) & \gamma \frac{\partial}{\cos(\phi) \partial \lambda} \\ \sin(\phi) & 0 & \gamma \frac{\partial}{\partial \phi} \\ \gamma \frac{\partial}{\cos(\phi) \partial \lambda} & \gamma \frac{\partial [\cos(\phi)]}{\partial \phi} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Los factores de escala correspondientes son: para la velocidad $v_0 = \sqrt{g H_0}$ (también llamada velocidad de fase para las aguas poco profundas según la altura de referencia H_0), para el geopotencial $g H_0$, el tiempo y el parámetro de Coriolis se normalizan por 2Ω , y ∇_z por l/a .

El operador resultante se parametriza por γ , que es

$$\gamma = \frac{gH_0}{2\Omega a}, \quad (3.24)$$

donde H_0 es la altura de fluido sin perturbar ($\Phi_0 = g H_0$), también llamada altura equivalente por algunos autores.

Este parámetro se suele expresar en términos de otro de la siguiente manera:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}, \quad (3.25)$$

que recibe el nombre de parámetro de Lamb. En Longuet y Higgins (1968) se puede encontrar una muy clara exposición del carácter y comportamiento de las soluciones de las ecuaciones de aguas poco profundas en función de dicho parámetro para un fluido en la superficie de una esfera, como es el caso de la atmósfera terrestre.

El sistema lineal de ecuaciones de aguas poco profundas homogéneas se puede resolver mediante las autofunciones del operador L . Esta base de funciones $\{H_{m,n}\}$, en donde el primer subíndice corresponde a la dirección transformada de la longitud mientras que el segundo se corresponde con el de la latitud, tiene como componentes

$$\mathbf{H}_{mn}(\lambda, \phi) = \begin{bmatrix} U_{mn}(\phi) \\ -i V_{mn}(\phi) \\ H_{mn}(\phi) \end{bmatrix} e^{im\lambda}. \quad (3.26)$$

Estas autofunciones deberán satisfacer la ecuación de valores propios

$$L \cdot \mathbf{H}_{mn} = i\sigma_{mn} \mathbf{H}_{mn}, \quad (3.27)$$

donde $\{\sigma_{mn}\}$ son los valores correspondientes a las autofrecuencias e i es la unidad imaginaria.

Las autofunciones de L o armónicos de Hough (Hough, 1898) forman una base completa y ortonormal; así pues

$$[\mathbf{H}_{mn} \cdot \mathbf{H}_{kl}] = \delta_{mk} \delta_{nl}, \quad (3.28)$$

donde δ_{ij} es la delta de Kronecker y $[X, Y]$ es el producto escalar (en el plano

horizontal) entre dos funciones vectoriales, que se escribe como

$$[X, Y] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\lambda \int_{-\pi_2}^{\pi_2} X \cdot Y^* \cos(\phi) d\phi. \quad (3.29)$$

donde Y^* es la conjugada compleja de Y .

Se puede encontrar una extensa discusión sobre los armónicos de Hough en Kasahara (1977, 1978).

El sistema de ecuaciones de aguas poco profundas no lineal se resuelve reescribiendo la parte no lineal para formar un sistema no homogéneo de aguas poco profundas, de tal manera que resulta

$$\frac{\partial w}{\partial t} + L \cdot w = f, \quad (3.30)$$

donde el término no homogéneo está constituido por los términos no lineales:

$$f = \begin{bmatrix} -\gamma v_h \cdot \nabla_z v_h \\ -\gamma v_h \cdot \nabla_z \Phi - \Phi (\gamma \nabla_z \cdot v_z) \end{bmatrix}. \quad (3.31)$$

La ecuación inhomogénea se resuelve mediante la expansión de los términos de forzamiento en armónicos de Hough.

Ecuaciones del modelo en coordenadas isentrópicas:

El movimiento aproximadamente adiabático del aire en la estratósfera simplifica las ecuaciones que lo describen, sobre todo si la temperatura potencial es tomada como la coordenada vertical. Las superficies isentrópicas (de entropía constante) son así coordenadas de superficie, en las cuales el movimiento del aire es aproximadamente tangencial. De esta forma se puede considerar una transformación de coordenadas del tipo $x = (x, y, z)$ a las coordenadas modificadas $x = (x, y, \theta)$.

Para justificar matemáticamente esta selección de coordenadas es necesario que exista una relación univaluada entre θ y z , y ésta es provista por la condición de estabilidad hidrostática $d\theta/dz > 0$, cabe resaltar además que este sistema de coordenadas no es ortogonal.

Los movimientos diabáticos a través de la estratósfera son relativamente débiles en comparación con la advección horizontal, de tal manera que para el modelo propuesto en el presente trabajo se adoptó un estructura vertical isentrópica.

Comenzando con el conjunto completo de ecuaciones en coordenadas isentrópicas, (ver Salby (1996), Callaghan (1999), Bowman (1993)c, Salby *et al.* (1990)) se tiene

$$\frac{d\mathbf{v}_h}{dt} + \left(f + u \frac{\tan(\phi)}{a} \right) \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v}_h = -\nabla_\theta \Psi - \mathbf{D}_h, \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \ln(\theta)} = h, \quad (3.33)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial p}{\partial \theta} (\nabla \cdot \mathbf{v})_\theta = 0, \quad (3.34)$$

$$\dot{\theta} = \frac{\theta}{h} \dot{q}, \quad (3.35)$$

donde $h = c_p T$, es la función termodinámica denominada entalpía, $\psi = \Phi + h$ es la función corriente de Montgomery, que desempeña un papel similar al del geopotencial en coordenadas isobáricas, D representa el arrastre por fricción, $\dot{q}$ es la tasa de calentamiento específica, y se debe tener presente que las derivadas horizontales se evalúan tomando θ fijo (que aparece como subíndice en las derivadas):

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + \dot{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}. \quad (3.36)$$

Cuando la tasa de calentamiento específica es cero las ecuaciones anteriores representan desplazamientos materiales bajo condiciones adiabáticas. En estas circunstancias el movimiento tridimensional se reduce a movimientos horizontales a lo largo de las superficies coordenadas. Si el movimiento es además no viscoso ($\mathbf{D} = 0$) estas ecuaciones llevan implícita la conservación de otra cantidad física, la vorticidad potencial:

$$\frac{dQ}{dt} = 0, \quad (3.37)$$

donde

$$Q = \frac{\nabla \times \mathbf{v} + f}{\frac{\partial p}{\partial \theta}} \quad (3.38)$$

Esta última expresión define la vorticidad potencial en coordenadas isentrópicas. Más precisamente, a la expresión (3.38) se la suele llamar vorticidad potencial de Ertel (Ertel 1942).

Ecuaciones del modelo

El sistema de ecuaciones descripto en (3.32) a (3.35) puede ser reescrito en términos de un estado de referencia ($\mathbf{v}_R, h_R$), más perturbaciones ($\mathbf{v}', h'$), de tal manera que:

$$\begin{aligned}\mathbf{v} &= \mathbf{v}_R + \mathbf{v}', \\ h &= h_R + h'.\end{aligned}\quad (3.39)$$

Reemplazando en las ecuaciones anteriores y reteniendo términos de primer orden en las variables primadas, es decir, descartando los términos no lineales, se tiene

$$\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + f \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v}' = -\gamma \nabla \Psi_R - \gamma \int_{s_R}^s \nabla h \, ds', \quad (3.40)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial h'}{\partial t} + \kappa h_R \gamma (\nabla \cdot \mathbf{v}') &= \dot{q} + e^{-\frac{s_T - s}{\kappa}} \left[\frac{\partial h'_T}{\partial t} + \kappa h_R \gamma (\nabla \cdot \mathbf{v}'_T) - \dot{q}_T \right] \\ &\quad - \gamma \kappa h_R e^{\kappa s} \int_{s_T}^s e^{-\kappa s'} \frac{\partial [\nabla \cdot \mathbf{v}']}{\partial s'} ds'.\end{aligned}\quad (3.41)$$

Haciendo uso de la ecuación hidrostática para eliminar la integral en la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, reemplazando ψ por $(\Phi + h)$, y especificando la altura equivalente H_R tal que se satisface la relación adimensional para h_R , resulta

$$\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + f \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v}' + \gamma \nabla h' = -\gamma \nabla \Phi, \quad (3.42)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial h'}{\partial t} + \gamma (\nabla \cdot \mathbf{v}') &= \dot{q} + e^{-\frac{s_T - s}{\kappa}} \left[\frac{\partial h'_T}{\partial t} + \gamma (\nabla \cdot \mathbf{v}'_T) - \dot{q}_T \right] \\ &\quad - \gamma e^{\kappa s} \int_{s_T}^s e^{-\kappa s'} \frac{\partial [\nabla \cdot \mathbf{v}']}{\partial s'} ds'.\end{aligned}\quad (3.43)$$

La temperatura media de la atmósfera es de aproximadamente 250 K, lo cual requiere una altura equivalente de alrededor de 7.3 Km. El lado izquierdo de las ecuaciones anteriores coincide con el de las de aguas poco profundas.

Tal como fue hecho en el desarrollo de las ecuaciones del modelo barotrópico equivalente se suma $\gamma \nabla h$ a ambos lados de la ecuación (3.42) y $\gamma(\nabla \cdot \mathbf{v})$ en la ecuación (3.43), el sistema de ecuaciones prognósticas (3.32) a (3.35) puede ser expresado en término del operador de aguas poco profundas en forma matricial como sigue:

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{L} \cdot \mathbf{W} = \mathbf{F}, \quad (3.44)$$

donde el vector $\mathbf{W}$ es

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ h \end{bmatrix}, \quad (3.45)$$

y la matriz

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -f & \gamma \frac{\partial}{\cos(\phi) \partial \lambda} \\ f & 0 & \gamma \frac{\partial}{\partial \phi} \\ \gamma \frac{\partial}{\cos(\phi) \partial \lambda} & \gamma \frac{\partial}{\cos(\phi) \partial \lambda} [\cos(\phi)] & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.46)$$

es el operador de aguas poco profundas, y $\mathbf{F}$ el vector de forzado del sistema de ecuaciones

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} -\gamma \mathbf{v} \cdot \nabla \cdot \mathbf{v} - \dot{s} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial s} + \gamma \nabla h - u \tan(\phi) \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v} - \gamma \nabla \Psi_B - \gamma \int_{s_n}^s \nabla h ds' - \mathbf{D} \\ -\gamma \mathbf{v} \cdot \nabla h - \dot{s} \frac{\partial h}{\partial s} + \dot{q} + \gamma \nabla \cdot \mathbf{v} + \left(\frac{h_r}{h} \right)^{l-1} e^{-\frac{s_r-s}{\kappa}} \left[\frac{\partial h_r}{\partial t} - \dot{q}_r \right] \\ -\gamma \frac{e^{\frac{s}{\kappa}}}{h^{\kappa-1}} \int_{s_r}^s \frac{h^{\kappa-1}}{e^{\frac{s'}{\kappa}}} \left[\nabla \cdot \mathbf{v} \left(\frac{\partial h}{\partial s'} - h \right) - \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial s'} \cdot \nabla h \right] ds' \end{bmatrix}. \quad (3.47)$$

Consolidación y escalas

La dependencia en la presión se transformó mediante el uso de la función de Exner:

$$\pi = c_p \left(\frac{p}{1000} \right)^\kappa \quad (3.48)$$

Las ecuaciones primitivas se adimensionalizaron en base al siguiente esquema:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= V \mathbf{v} \text{ , } h = V^2 \tilde{h} \text{ , } \Phi = V^2 \tilde{\Phi} \text{ , } \pi = c_p \tilde{\pi} \text{ ,} \\ \theta &= \frac{V^2}{c_p} \theta \text{ , } \dot{\theta} = \left(\frac{2\Omega V^2}{c_p} \right) \dot{\tilde{\theta}} \text{ , } \dot{q} = (2\Omega V^2) \dot{\tilde{q}} \text{ ,} \\ \nabla &= \frac{1}{a} \tilde{\nabla} \text{ , } t = \frac{1}{2\Omega} \tilde{t} \text{ , } f = 2\Omega \tilde{f} \text{ ,} \end{aligned} \quad (3.49)$$

donde V es la escala para la velocidad antes definida, c_p la constante de calor específico a presión constante, y Ω la velocidad angular de rotación de la Tierra. Las variables con tilde se corresponden con las variables originales excepto en que ahora son adimensionales.

Si se reemplazan en las ecuaciones originales las variables según la transformación anterior, y se integra la ecuación hidrostática hacia arriba entre la superficie isentrópica correspondiente al nivel mas bajo del dominio coincidente con la frontera del mismo y hasta la superficie isentrópica superior que conforma la frontera superior del dominio se obtiene (Callaghan *et al.*, 1999)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (f + u \tan(\phi)) \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v} = -\gamma \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \dot{\theta} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \theta} - \gamma \nabla \Psi_h - \gamma \int_{\theta_h}^{\theta} \nabla h d \ln(\theta') - \mathbf{D} \text{ ,} \quad (3.50)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} &= -\gamma \mathbf{v} \cdot \nabla h - \dot{\theta} \frac{\partial h}{\partial \theta} + \dot{q} + \left(\frac{\theta}{\theta_r} \right)^{1/k} \left(\frac{h_r}{h} \right)^{1/k-1} \left[\frac{dh_r}{dt} - \dot{q}_r \right] - \\ &- \gamma h \left(\frac{\theta}{h} \right)^{1/k} \int_{\theta_r}^{\theta} \frac{1}{h} \left(\frac{h}{\theta'} \right)^{1/k} \left[\nabla \cdot \mathbf{v} \left(\frac{\partial h}{\partial \ln(\theta')} - h \right) - \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \ln(\theta')} \cdot \nabla h \right] d \ln(\theta') \text{ ,} \end{aligned} \quad (3.51)$$

$$\frac{\dot{\theta}}{\theta} = \frac{\dot{q}}{h}, \quad (3.52)$$

$$\pi = \frac{h}{\theta}, \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \ln(\theta)} = h, \quad (3.54)$$

donde los tildes en las variables fueron omitidos para simplificar la escritura y la lectura. D es un término difusivo en el plano horizontal y vertical para el campo de velocidades, que se describirá luego. El subíndice B se refiere a valores de las variables en la frontera inferior, y el subíndice T se refiere a valores de las variables en la frontera superior.

Finalmente introduciendo la coordenada vertical

$$s = \ln(\theta), \quad (3.55)$$

que tiene una analogía con la altura geométrica, el sistema de ecuaciones resulta:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (f + u \tan(\phi)) \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{v} = -\gamma \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \dot{s} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial s} - \gamma \nabla \Psi_B - \gamma \int_{s_T}^s \nabla h \, ds' - \mathbf{D}, \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\gamma \mathbf{v} \cdot \nabla h - \dot{s} \frac{\partial h}{\partial s} + \dot{q} + \left(\frac{h_T}{\theta h} \right)^{\kappa-1} e^{-\frac{s_T-s}{\kappa}} \left[\frac{dh_T}{dt} - \dot{q}_T \right] - \quad (3.57)$$

$$- \gamma \frac{e^{\frac{s}{\kappa}}}{h^{\kappa-1}} \int_{s_T}^s \frac{h^{\kappa-1}}{e^{\frac{s'}{\kappa}}} \left[\nabla \cdot \mathbf{v} \left(\frac{\partial h}{\partial s'} - h \right) - \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial s'} \cdot \nabla h \right] ds',$$

$$\dot{s} = \frac{\dot{q}}{h}. \quad (3.58)$$

Esta ecuación fue modificada para que θ sea reemplazada en todos los casos por s .

$$\pi = \frac{h}{a \log(s)}, \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial s} = h. \quad (3.60)$$

Difusión de fondo y fricción de Rayleigh

Las deformaciones del flujo de gran escala crean grandes gradientes en las distribuciones de las cantidades conservadas. Una vez creados, estos gradientes actúan sobre turbulencia de pequeña escala, proceso mediante el cual se transporta cantidad de movimiento y calor, y se redistribuyen los trazadores.

Se puede plantear que la difusión horizontal de cantidad de movimiento introduce una componente de arrastre de fricción en la dirección horizontal, de la siguiente forma siguiendo a Callaghan, (1999)

$$-D_{xx} = \nabla \cdot (k_{xx} \nabla v), \quad (3.61)$$

donde k_{xx} es la difusividad turbulenta, y D_{xx} es la componente del esfuerzo de arrastre aplicado sobre la difusión horizontal de momento. La difusión horizontal de temperatura potencial introduce una contribución al calentamiento dado por la convergencia del flujo de calor en la siguiente forma:

$$\frac{\dot{q}_x}{\pi} = \nabla \cdot (k_{xx} \nabla \theta) = 0, \quad (3.62)$$

la cual es idénticamente nula en coordenadas isentrópicas.

La difusión vertical en coordenadas isentrópicas se puede entender en términos de la transformación entre altura y la coordenada de la temperatura potencial s ; así, la contribución de la difusión vertical de momento en la horizontal será:

$$-D_{xz} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_{zz} \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (3.63)$$

El jacobiano de la transformación de coordenadas entre z y s (Salby, (1996)) implica la relación

$$\frac{\partial}{\partial z} = \left(\frac{\partial z}{\partial s} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial s}, \quad (3.64)$$

donde

$$\left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)^{-1} = \frac{\partial \ln(\theta)}{\partial z},$$

se identifica con la estabilidad estática.

Reemplazando en las dos últimas expresiones resulta

$$-D_{xz} = \left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)^{-2} \left\{ k_{zz} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + \left[\frac{\partial k_{zz}}{\partial s} - k_{zz} \left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)^{-1} \frac{\partial^2 z}{\partial s^2} \right] \frac{\partial v}{\partial s} \right\}, \quad (3.65)$$

donde $z=\Phi/g$ y sus derivadas se obtienen de la relación de estabilidad estática y además se tiene

$$\begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial s} &= -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial h}{\partial s} - h \right), \\ \frac{\partial^2 z}{\partial s^2} &= -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial s^2} - \frac{\partial h}{\partial s} \right). \end{aligned} \quad (3.66)$$

Para la difusión horizontal se empleó el cálculo del laplaciano que se implementó mediante la base de armónicos de Hough.

$$\frac{\dot{q}_z}{\pi} = \frac{\partial}{\partial z} k_{zz} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (3.67a)$$

incorporando (3.64) la expresión anterior se transforma en

$$\frac{\dot{q}_z}{\pi} = e^s \left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)^{-2} \left\{ k_{zz} \left[1 - \left(\frac{\partial z}{\partial s}\right)^{-1} \frac{\partial^2 z}{\partial s^2} \right] + \frac{\partial k_{zz}}{\partial s} \right\}. \quad (3.67b)$$

La distribución vertical de los coeficientes de difusión de las ecuaciones anteriores fueron incorporados de bases de datos existentes en el Center for Atmospheric Theory and Analysis (CATA), del departamento de física de la Universidad de Colorado en Boulder, Colorado, Estados Unidos de América. Estos valores se muestran en las figuras 3.3 y 3.4.

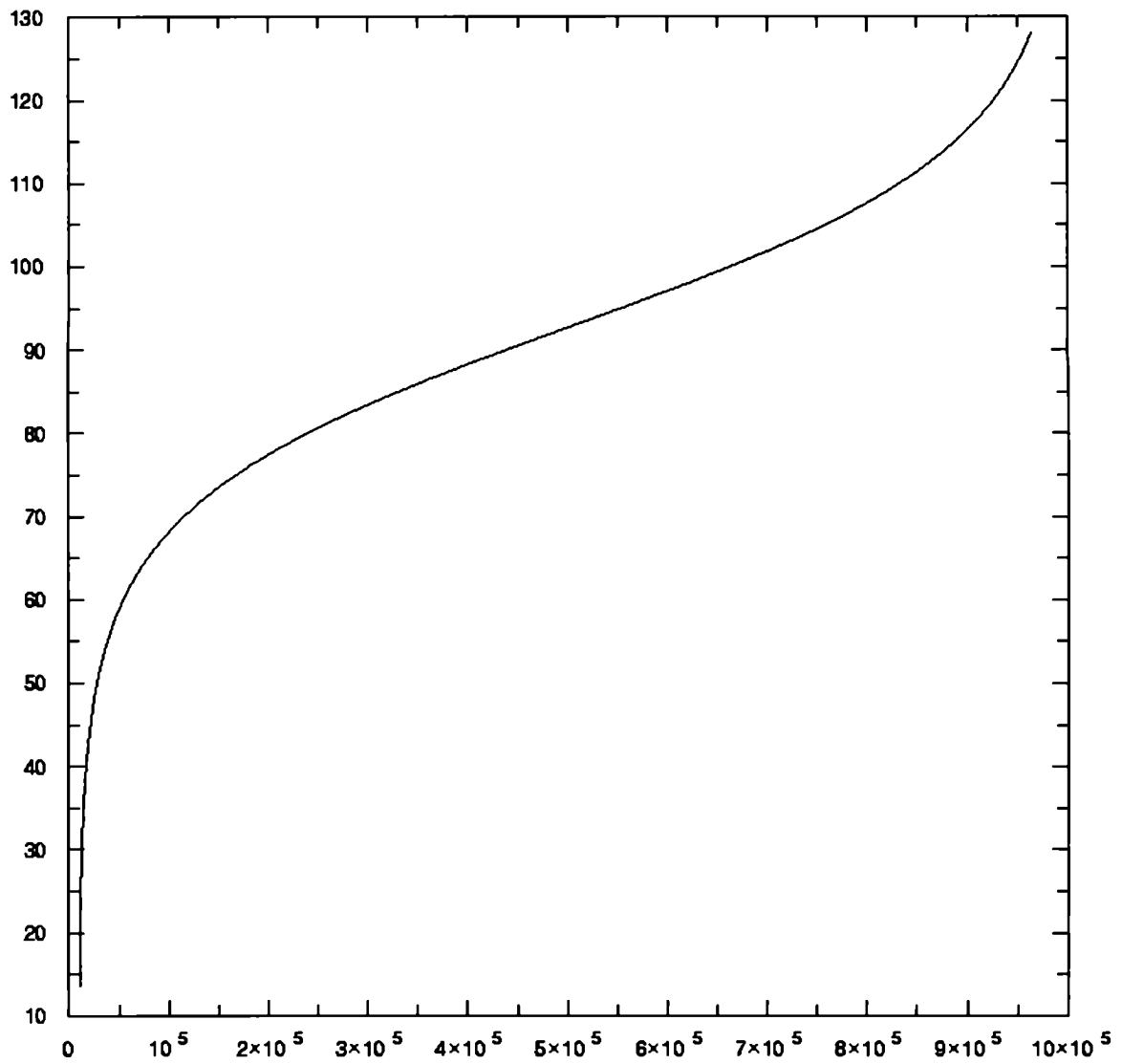


Figura 3.3

Coeficiente de difusión horizontal

El eje vertical corresponde a la altura en kilómetros y el eje horizontal K_{xx} en m^2/s .

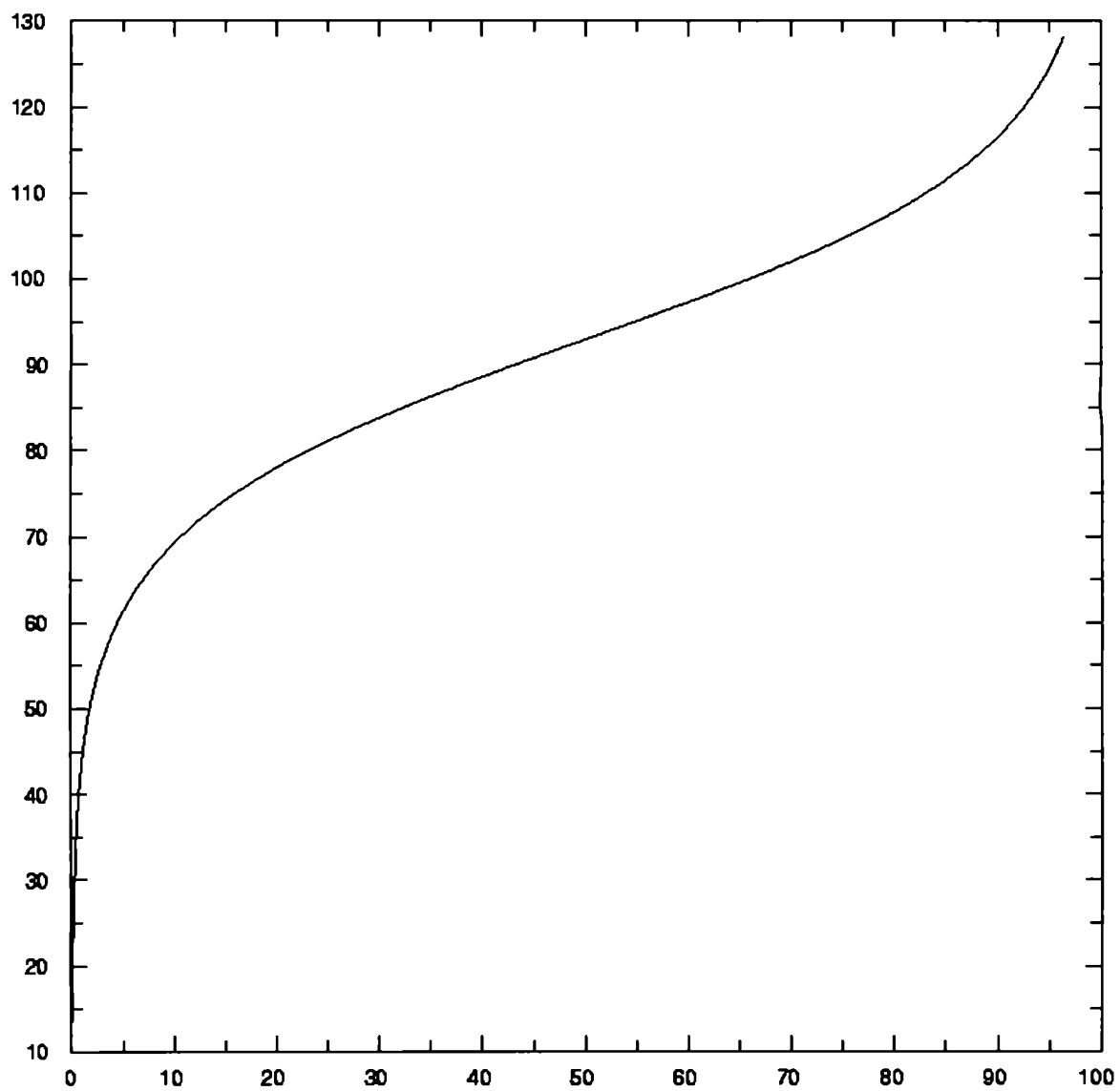


Figura 3.4

Coeficiente de difusión horizontal

El eje vertical corresponde a la altura en kilómetros y el eje horizontal K_{zz} en m^2/s .

Para la fricción tipo Rayleigh se empleo la formulación tradicional que establece una relación lineal entre el esfuerzo de arrastre y la velocidad

$$D = K(\theta) v \quad (3.68)$$

El perfil vertical de $K(\theta)$ se puede apreciar en la figura 3.5

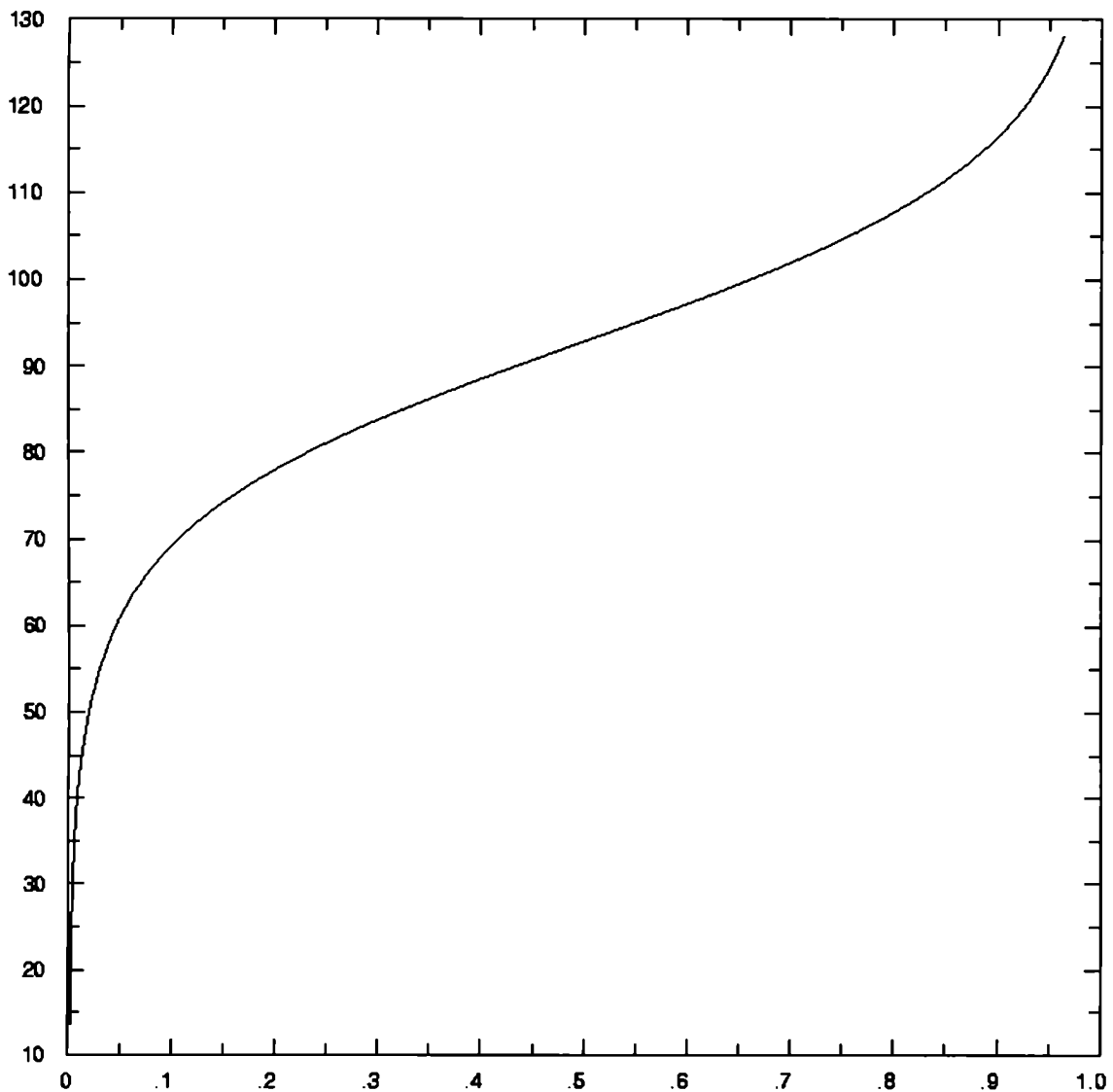


Figura 3.5
Coeficiente de fricción de Rayleigh ($K(\theta)$)
El eje vertical corresponde a la altura aproximada en kilómetros
El eje horizontal corresponde al parámetro de Rayleigh en ciclos por día.

Capa de esponja

Dado que la densidad disminuye monótonamente con la altura, según se puede apreciar en la figura 1.1, las ondas que se propagan en la alta atmósfera aumentan su amplitud por el principio de conservación de energía. Si éstas aumentan espúreamente transfiriendo gran cantidad de momento y energía al contorno superior del modelo, éste termina inestabilizándose, provocando que la condición de esta estabilidad hidrostática no se mantenga, lo que conduce a una interrupción de la integración del sistema de ecuaciones. Para mitigar este efecto se añadió un término fuente al sistema de ecuaciones que provocase la relajación lineal del campo de temperatura al estado medio de fondo. Esto se conoce como capa de esponja.

El término que la representa tiene la forma siguiente

$$SL = S_L (T' - T_o), \quad (3.69)$$

siendo S_L el coeficiente que define la actividad de la capa de esponja, que en el caso del presente modelo se halla representado en la figura 3.6, T' la desviación de la temperatura respecto de un valor medio, y T_o el valor medio o de fondo.

Esta tenía aproximadamente el aspecto de una tangente hiperbólica, y se aplicaba sobre el campo térmico sin afectar directamente a los campos dinámicos y fue diseñada *ad hoc* durante la implementación del presente modelo.

La actividad de ondas que alcanzan la zona de acción de la capa de esponja es absorbida totalmente. La disipación térmica de la capa de esponja no introduce una modificación en el patrón de circulación medio zonal.

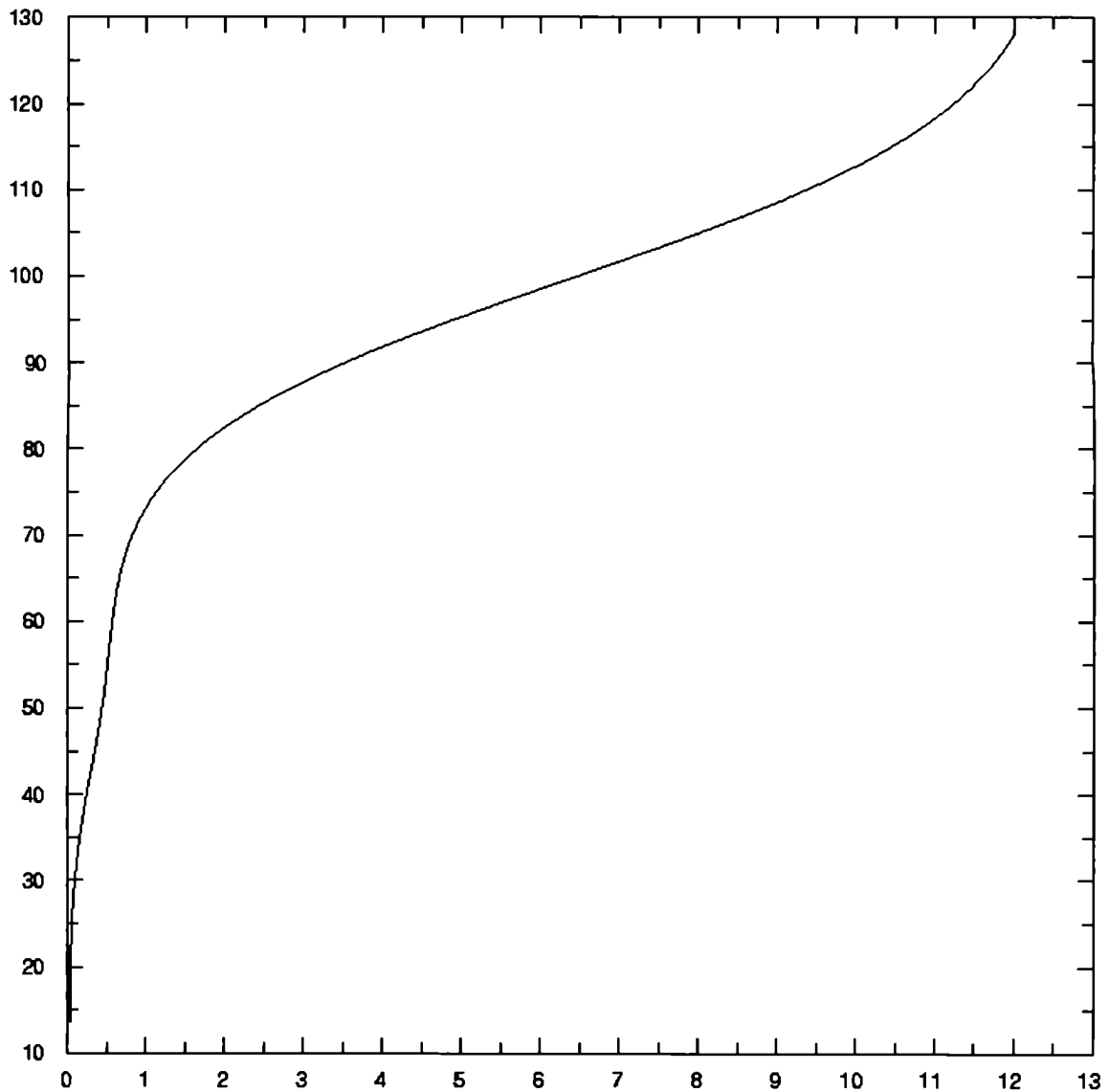


Figura 3.6
Amortiguamiento lineal - Capa de esponja
El eje vertical es la altura aproximada en kilómetros, el eje horizontal es el valor del coeficiente de amortiguamiento lineal del campo térmico en ciclos por día (S_L).

En la figura 3.6 se puede apreciar el aspecto que adoptó la capa de esponja que se empleó en las integraciones computacionales del sistema de ecuaciones del modelo. Este diseño resultó ser el más adecuado para brindar una fuerte disipación a la actividad de ondas en la frontera superior del modelo que se hallaba muy alejado de la zona de interés de los estudios realizados.

Enfriamiento Newtoniano

La transferencia de energía en la atmósfera de la Tierra envuelve a la radiación en dos bandas de longitudes de onda diferentes. Una es la radiación de longitud de onda más corta (en inglés SW) proveniente del Sol, y otra de longitud de onda más larga emitida por la Tierra hacia el espacio (en inglés LW). Dentro de la aproximación de enfriamiento al espacio (Salby, 1996) el balance entre la radiación SW incidente y la LW saliente se puede modelar por la expresión

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\rho c_p} B[T(z)] \frac{dT_v(z-\infty)}{dz}, \quad (3.70)$$

donde T es la temperatura en grados Kelvin, ρ la densidad del aire, c_p la constante de calor a presión constante, T_v la transmisividad de la radiación de frecuencia media ν , $B(T)$ la expresión de la ley de Planck para radiación de cuerpo negro, z la altura y ∞ el valor de z que define un contorno alejado suficientemente de la zona de estudio.

Si consideramos una perturbación de la forma $T'(z,t)$ respecto de un perfil de temperatura de equilibrio $T_0(z)$, y si $T/T_0 \ll 1$, aplicando la expresión anterior en su versión linealizada para la temperatura primada se obtiene

$$\frac{dT'}{dt} = -\frac{1}{\rho c_p} B[T_0(z)] \frac{dT_v(z-\infty)}{dz} T' = \alpha(z) T', \quad (3.71)$$

que se conoce como aproximación de enfriamiento newtoniano, y que en el presente modelo gobierna la evolución de las anomalías en la temperatura. El coeficiente de enfriamiento newtoniano $\alpha(z)$ varía espacialmente a lo largo de la estructura de equilibrio térmico $T_0(z)$.

Esta aproximación tiene una importancia práctica muy grande porque elimina relaciones complejas entre las variables involucradas y brinda una expresión muy sencilla que depende solamente de la temperatura local y es lineal respecto de la perturbación.

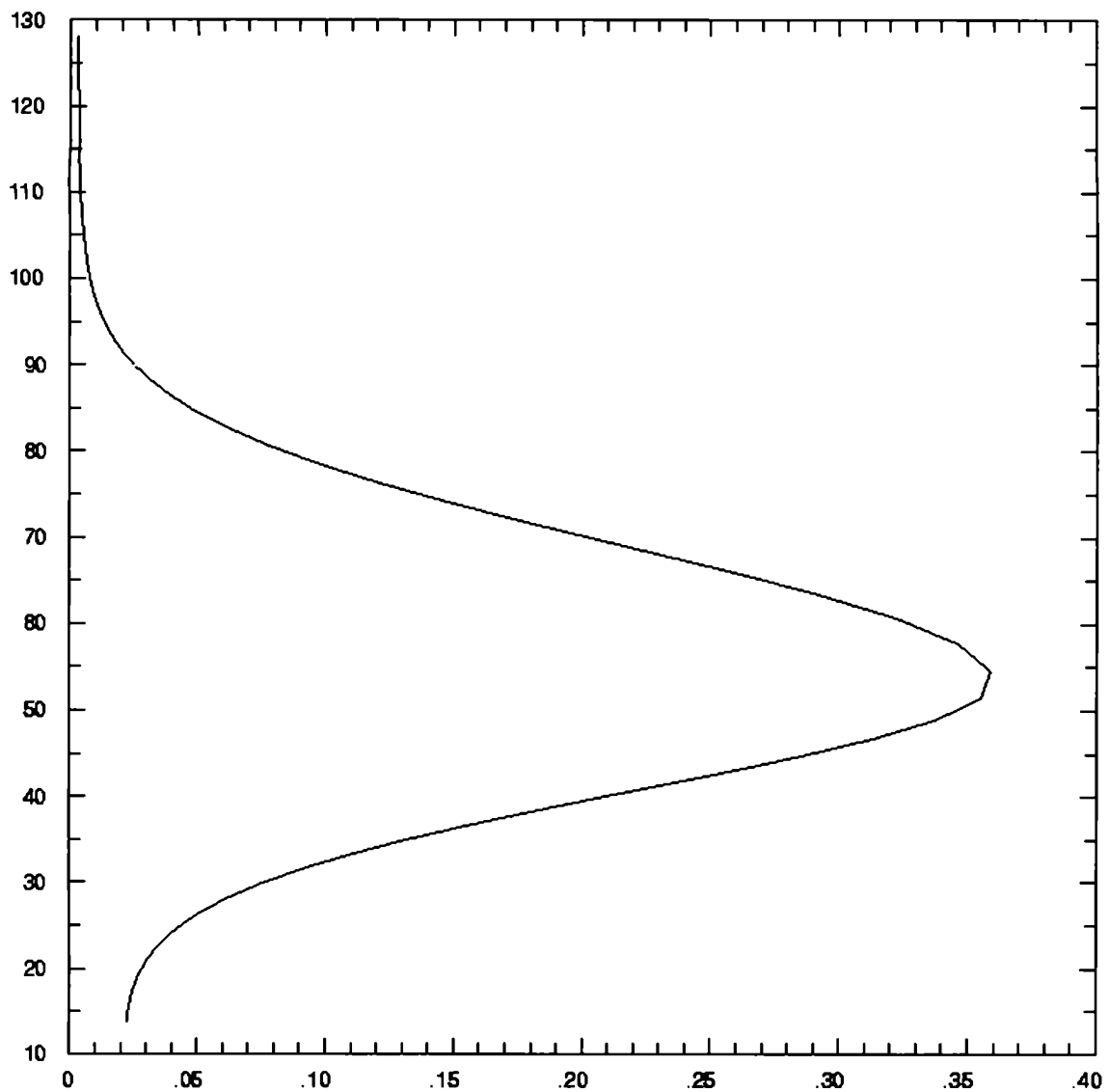


Figura 3.7
Enfriamiento newtoniano
El eje vertical corresponde a la altura aproximada.
El eje horizontal es el coeficiente del enfriamiento newtoniano α

La dependencia de la coordenada vertical del coeficiente α fue tomada del modelo de Callaghan (1999) que se observa en la figura 3.7.

Integración espectral horizontal

En algunos campos de aplicación de las ecuaciones de aguas poco profundas o de ecuaciones similares, particularmente en predicción climática, los métodos de discretización espectral han sido empleados extensamente, debido a que poseen un gran potencial para brindar alta precisión con un limitado número grados de libertad. Para una discusión extendida sobre este particular se puede ver por ejemplo Canuto *et al.* (1988) y para aplicaciones meteorológicas a Haltiner y Williams (1980). En el método espectral general, las incógnitas son aproximadas por series de funciones *suaves* (típicamente series de Fourier, polinomios de Tchebicheff, o sobre la esfera armónicos esféricos o polinomios de Legendre) Esto provoca serias limitaciones para generalizar la aplicabilidad del método en la mayoría de los casos, debido a lo siguiente:

- i) Las series de Fourier producen funciones periódicas por definición y éstas funcionan bien si las condiciones de contorno son periódicas. Esto es aplicable por ejemplo en el caso de que los valores de una función y sus derivadas normales son iguales a ambos lados de la región de interés, que es el caso de los modelos atmosféricos globales. Si las condiciones de contorno no son periódicas, se han realizado pruebas empleando fuentes y sumideros artificiales en las zonas próximas a los contornos, pero para algunos autores esto es un procedimiento cuestionable (Vreugdenhill, 1994). Una mejor aproximación para esos casos es emplear polinomios de Tchebicheff;
- ii) Las regiones rectangulares facilitan la implementación de este método de integración, la cual no es normalmente la condición en la que se requiere la integración de las ecuaciones de aguas poco profundas. En particular el dominio del presente estudio, la esfera, es particularmente complejo, pues requiere de un mapeo, o función uno a uno que vincule el dominio numérico con el mallado del recinto físico de integración. Este inconveniente, en este trabajo, fue salvado mediante el uso de autofunciones del operador de aguas poco profundas sobre la esfera.

El sistema de ecuaciones del modelo se puede escribir de la siguiente forma

$$\frac{\partial W(\lambda, \phi, s, t)}{\partial t} + L(\lambda, \phi, t) \cdot W(\lambda, \phi, s, t) = F(\lambda, \phi, s, t), (\lambda, \phi, s) \in D, t \geq 0, \quad (3.72)$$

donde D es el dominio espacial del problema con contorno ∂D , $L(\lambda, \phi, s)$ es el operador diferencial lineal de aguas poco profundas (en el espacio físico). Los términos no lineales del sistema de ecuaciones del modelo se incluyen en $F(\lambda, \phi, s, t)$ y las variables a integrar se hallan representadas en forma vectorial en la variable $W(\lambda, \phi, s, t)$.

Se supondrá que para cada tiempo t , $W(\lambda, \phi, s, t)$ es un elemento de un espacio de Hilbert $\mathcal{H}$ con producto interno $(*, *)$ y norma $\|*\|$. Para cada $t > 0$, la solución del sistema proviene de un subespacio $\mathcal{B}$ de $\mathcal{H}$ consistente de funciones $W(\lambda, \phi, s, t)$ que cumplen con la condición de contorno del problema en cuestión. El operador diferencial L es un operador lineal acotado cuyo dominio es denso y está totalmente contenido en $\mathcal{H}$.

El vector de incógnitas se puede desarrollar en serie en base a un conjunto de funciones dadas (Gottlieb y Orszag, 1989) del subespacio $\mathcal{B}$ por ejemplo

$$W_{k,j}(s, t) = \sum_{m,n}^{M,N} \Xi_{k,j}(s, t) H_{k,j}(\lambda, \phi), \quad (3.73)$$

donde $\Xi_{k,j}$ son los coeficientes del desarrollo y $H_{k,j}$ son una base de funciones del subespacio en cuestión. En este punto cabe resaltar el hecho de que las funciones $H_{k,j}$ están definidas en el plano horizontal del modelo, resultado los $W_{k,j}$ ser funciones de la coordenada vertical y del tiempo; en tal sentido, para la coordenada vertical se empleará interpolación en función de bases de splines cúbicas, y con respecto al tiempo se integrará como se indicará más adelante.

En base a desarrollos de la forma (3.73) la aproximación semidiscreta del sistema de la ecuación (3.72) puede escribirse de la forma

$$\frac{\partial W_{k,j}(\lambda, \phi, s, t)}{\partial t} + L_{k,j}(\lambda, \phi, t) \cdot W_{k,j}(\lambda, \phi, s, t) = F_{k,j}(\lambda, \phi, s, t), \quad (3.74)$$

donde, para cada t , $W_{k,j}(\lambda, \phi, s, t)$ proviene de un subespacio $\mathcal{B}_{k,j}$ de dimensión kj de $\mathcal{B}$ y

L_{kj} es un operador lineal de $\mathcal{H}$ en $\mathcal{B}$ de la forma

$$F_{kj} = [L, P_{kj}]. \quad (3.75)$$

Aquí P_{kj} es el operador de proyección de $\mathcal{H}$ en $\mathcal{B}_{kj}$

En la mayoría de los métodos espectrales L_{kj} se obtiene en forma análoga a (3.75) es decir

$$L_{kj} = [L, P_{kj}]. \quad (3.76)$$

Pero en este caso, al tratarse L de operador de aguas poco profundas, con autofunciones muy bien conocidas sobre la esfera, se lo obtiene a partir de la ecuación de autovalores del operador de aguas poco profundas

$$L \cdot [H_{kj}(\lambda, \phi)] = i\sigma_{kj} H_{kj}(\lambda, \phi). \quad (3.77)$$

De acuerdo con este marco conceptual, la formulación del método espectral para resolver un problema dado por la integración de un sistema de ecuaciones como el (3.72) envuelve dos pasos esenciales: a) la elección del espacio de aproximación $\mathcal{B}_{kj}$, b) la elección del operador de proyección P_{kj} . Esto centrará el análisis matemático en dos puntos clave: i) el análisis de cómo las funciones de $\mathcal{H}$ pueden ser aproximadas por las funciones en $\mathcal{B}_{kj}$ y en particular la estimación de $\|W - P_{kj}W\|$ para un arbitrario W de $\mathcal{H}$; ii) el estudio de la estabilidad de L_{kj} . Finalmente hay cuestiones prácticas importantes de cómo se discretiza en el tiempo y de cómo se implementan eficientemente los métodos espectrales; ambas serán analizadas en los párrafos siguientes. Cabe destacar un método alternativo para la implementación de la integración de las ecuaciones del modelo se basa en el método de los residuos ponderados que se discute en Vreugdenhill (1994).

El sistema de ecuaciones del modelo, escrito en forma vectorial espectral en la ecuación (3.44), se puede plantear en función de las variables y subíndices en la siguiente forma

$$\frac{\partial W_{mn}(s, t)}{\partial t} + L \cdot W_{mn}(s, t) = F_{mn}(s, t), \quad (3.78)$$

donde

$$W_{m,n}(s,t) = \sum_{m,n}^{M,N} \Xi_{m,n}(s,t) H_{m,n}(\lambda,\phi). \quad (3.79)$$

El subíndice m corresponde a la dirección longitudinal y el subíndice n a la dirección latitudinal (o meridional). El operador L da lugar a la siguiente ecuación de valores propios

$$L \cdot [H_{m,n}(\lambda,\phi)] = i \sigma_{m,n} H_{m,n}(\lambda,\phi), \quad (3.80)$$

donde

$$H_{m,n}(\lambda,\phi) = \begin{bmatrix} U_{m,n}(\phi) \\ -i V_{m,n}(\phi) \\ Z_{m,n}(\phi) \end{bmatrix} e^{i m \lambda}, \quad (3.81)$$

que se puede reescribir como

$$H_{m,n}(\lambda,\phi) = \Theta_{m,n}(\phi) e^{i m \lambda}, \quad (3.82)$$

donde

$$\Theta_{m,n}(\phi) = \begin{bmatrix} U_{m,n}(\phi) \\ -i V_{m,n}(\phi) \\ Z_{m,n}(\phi) \end{bmatrix}. \quad (3.83)$$

Para analizar la ortogonalidad de los armónicos de Hough se puede plantear lo siguiente

$$(\sigma_j - \sigma_k) \int_0^{2\pi} H_j H_k^* d\lambda d\phi = 0, \text{ si } j \neq k, \quad (3.84)$$

donde H_j es un armónico de Hough bidimensional, correspondiente a un índice longitudinal simple m_j y otro latitudinal n_j asociado a la autofrecuencia σ_j y en donde el asterisco se refiere al conjugado complejo.

La última expresión se puede escribir en forma más compacta como

$$(\sigma_j - \sigma_k^*) H_j, H_k^* = 0. \quad (3.85)$$

Sobre esta última expresión se puede observar lo siguiente:

- a) Si $j = k$ como el coeficiente entre corchetes es proporcional a la energía del sistema linealizado, por lo tanto no puede ser nulo. Entonces $\sigma_j = \sigma_j^*$, y σ_j es un número real.
- b) Si $j \neq k$ entonces $\sigma_j \neq \sigma_k$. El coeficiente entre corchetes debe ser idénticamente nulo, esto significa que el modo de Hough asociado la frecuencia σ_j es ortogonal al modo asociado con la autofrecuencia σ_k .

La expresión (3.84) se puede explicitar en término de otro subíndice, de la forma siguiente:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_1^l H_{m,r} H_{m',r'}^* d\phi d\lambda = \delta_{m,m'} \delta_{r,r'} . \quad (3.86)$$

Ahora reemplazando (3.82) en (3.86) se tiene

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_1^l \Theta_{m,r} \Theta_{m',r'}^* e^{i(m-m')\lambda} d\phi d\lambda = \delta_{m,m'} \delta_{r,r'} , \quad (3.87)$$

$$\int_1^l \Theta_{m,r} \Theta_{m',r'}^* d\phi = \int_1^l (U_{m,n} U_{m',n'} + V_{m,n} V_{m',n'} + Z_{m,n} Z_{m',n'}) d\phi = \delta_{r,r'} , \quad (3.88)$$

que constituye otra forma de expresar la ortonormalidad de los armónicos de Hough (ver formulación de Eckart, 1960).

En el caso en que F es idénticamente nulo, la expresión (3.72) (sistema de ecuaciones de aguas poco profundas) coincide con la ecuación de mareas de Laplace (Lamb, 1932) sin fuentes generadoras de mareas. Varios aspectos de las autosoluciones de la ecuación de marea de Laplace, incluido el método de solución, comportamiento asintótico, y tablas de valores se presentan en Margules (1893), Hough (1898), Dikii (1965), Flattery (1967) y Longuet y Higgins (1968).

En el caso general el valor de la transformada de Hough de los términos no lineales en el miembro derecho de la ecuación (3.72) se puede escribir como

$$F_{m,n} = [F, H_{m,n}], \quad (3.89)$$

que representa la proyección del forzante del (m,n)ésimo modo de Hough en la dirección horizontal , o sea su transformada de Hough. En función de (3.83) la expresión (3.89) se puede escribir en forma explícita de la siguiente manera:

$$F_{m,n}(s,t) = \int_1^l F_m(\phi, s, t) \cdot [\Theta_{m,n}]^* d\phi, \quad (3.90)$$

donde $\Theta_{-m,n} = [\Theta_{m,n}]^*$, la ecuación (3.90) constituye la definición de la transformada de Hough de F y donde F_m se calcula a partir de la transformada de Fourier de F , o sea

$$F_m(\phi, s, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\lambda, \phi, s, t) e^{im\lambda} d\lambda. \quad (3.91)$$

Para evaluar (3.91) se adoptó la fórmula de cuadratura gaussiana

$$F_{m,n}(s,t) = \sum_{k=1}^K G(\mu_k) F_m(\mu_k) [\Theta_{m,n}]^*, \quad (3.92)$$

donde $\mu_k = \text{sen}(\phi_k)$ representan las latitudes gaussianas, y $G(\mu_k)$ son los factores de peso gaussiano (Hildebrand, 1956).

Para evaluar (3.91) se planteó lo siguiente

$$F_m(\phi_k, s, t) = I^{-1} \sum_{j=1}^{l-1} F(\lambda_j, \phi_k, s, t) e^{-im\lambda_j}, \quad (3.93)$$

donde $\lambda_j = 2\pi/I$ e l es el número de puntos de grilla en un círculo de latitud ϕ_k .

Al evaluar F se lo hace económicamente desde un punto de vista del cálculo, dado que F se evalúa en el espacio físico en cada paso temporal para luego transformarla en al espacio espectral mediante una transformada rápida de Fourier (en la dirección longitudinal, reemplazando la expresión (3.91)) y por cuadratura gaussiana (en la dirección latitudinal dada en la ecuación (3.93)).

Las ventajas del método espectral para resolver las ecuaciones de modelos de dinámica de fluidos descriptas por el sistema (3.63) empleando armónicos de Hough son (Kasahara, 1977):

1- No es necesario mapear la esfera; ésta es una de las dificultades de los métodos en diferencias finitas.

2 - Las ecuaciones espectrales truncadas poseen las propiedades de conservación de energía y enstrofia, y éstas estabilizan la solución en el tiempo de las ecuaciones espectrales.

3 - Los armónicos esféricos son autosoluciones de la versión linealizada de la ecuación de vorticidad, de tal manera que la parte lineal de esta ecuación se puede tratar exactamente (y en varios métodos se pueden emplear para obtener las bases de Hough, Kasahara, 1978).

Truncamiento

En la práctica, se debe trincar la expansión infinita de una serie. No hay un procedimiento a priori para realizar este trabajo. Se puede deducir de las observaciones de cada caso particular cuáles son los valores de números de onda que la naturaleza desarrolla en un dado fenómeno, o tal vez desde un punto de vista teórico deducir algún tipo de truncación con alguna propiedad deseada.

Los modelos espectrales de dinámica de la atmósfera emplean generalmente dos tipos de truncamiento, denominados triangular y romboidal. Tiene que ver en que forma una dada función f es expandida :

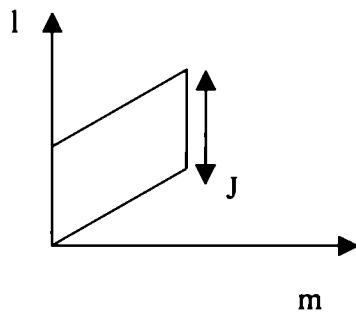
$$f = \sum_{m=-l}^{l} \sum_{l=|m|}^{l} f_l^m Y_l^m, \text{ (truncamiento romboidal) o} \quad (3.94)$$

$$f = \sum_{m=-k}^k \sum_{l=|m|}^{|m|+J} f_l^m Y_l^m \text{ (truncamiento triangular).} \quad (3.95)$$

donde f_l^m son los coeficientes de la expansión en serie, e Y_l^m en una base dada.

Para ver de dónde toman sus nombres estos truncamientos se pueden ver los dos esquemas de la figura 3.8, en cada uno de los cuales cada punto representa un coeficiente del desarrollo de f :

Truncamiento Romboidal



Truncamiento Triangular

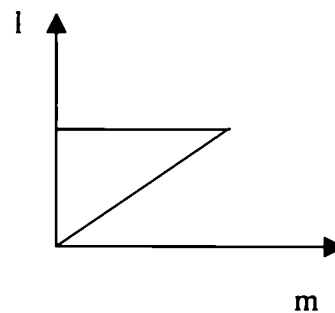


Figura 3.8
Esquemas de truncamiento

El truncamiento romboidal fue el más empleado en los comienzos de los modelos atmosféricos espectrales debido a que podía ser codificado muy simplemente en Fortran.

Con el aumento del número de modelos se comenzó a aplicar con mayor frecuencia el truncamiento triangular. Una interesante propiedad de este último es que proporciona una resolución uniforme sobre toda la esfera, mientras que el truncamiento romboidal provee una mayor resolución, en la dirección norte-sur, que la triangular.

Este resultado se basa en el hecho de que el polo, para el truncamiento triangular, no es un punto especial en el sentido de que una grilla regular de latitud-longitud en donde los meridianos convergen y el número de puntos de grilla se torna más próximo, no lo registra.

Por las características anteriores, en el caso del presente modelo, como la región de interés se hallaba próxima al polo, se empleó el truncamiento romboidal.

Los modos incluidos en la expansión (3.64) se desarrollan sobre índices zonales (longitudinales) y meridionales (latitudinales).

$$M = 0, 1, 2, \dots, M$$

(3.96)

$$n = m, m + 1, m + 2, \dots, m + M$$

Para $N = M = 20$ se tiene un esquema de truncamiento en armónicos de Hough de tipo romboidal con 20 términos en el desarrollo de la solución. Esta selección provee el doble de resolución en la dirección meridional que en la longitudinal (Callaghan, 1999).

Entonces una integración designada como R:20, es decir tomando desarrollos en serie de las incógnitas (3.79) con 20 términos empleando un truncamiento romboidal, equivale a un mallado espacial con 64 nodos en longitud y 64 nodos en latitud, o sea que ofrece una malla de 5.625° en longitud por 2.812° en latitud. Estos valores se corresponden perfectamente con los empleados usualmente en mediciones y modelos de física de la atmósfera.

Integración vertical usando interpolación splines

Los coeficientes espectrales $\Xi_{m,n}$ son funciones de la coordenada vertical s . Para representar esta estructura, el dominio vertical se discretizó en k niveles tales que se obtuvo un conjunto $\{s_i\}_{i=1}^K$, sobre los cuales las ecuaciones del modelo deben ser verificadas. Para cada posición en latitud y longitud (λ, ϕ) , la solución W y las integrales verticales que aparecen en el sistema de ecuaciones se interpolan mediante el uso de splines. De esta forma la integración tridimensional del problema en forma espectral se indicó como R20:61; esto significa un esquema de truncamiento romboidal, con una resolución horizontal de 20 armónicos de Hough y con 61 niveles en la vertical.

Splines

Cuando se plantea la tarea de interpolar una serie de datos por una expresión de tipo polinómica se encuentra que al incrementarse el grado de los polinomios, para aumentar la calidad de la interpolación, éstos presentan un comportamiento oscilatorio que hace perder la mejora que se pudiese haber logrado con el aumento de su grado. Un procedimiento alternativo consiste en dividir el intervalo en una serie de subintervalos, y en cada uno de ellos construir un polinomio (generalmente) de aproximación diferente. A esta forma de interpolar por medio de funciones polinómicas se la conoce como *aproximación polinómica fragmentaria*.

La aproximación polinómica fragmentaria mas simple es la interpolación lineal fragmentaria que consiste en unir una serie de puntos de datos mediante una serie de segmentos de rectas. Esta aproximación ofrece una desventaja, que radica en que no se puede dar la seguridad de que haya diferenciabilidad en los extremos de los subintervalos, lo cual dentro de un contexto geométrico significa que la interpolante no es una función “suave”.

A menudo las condiciones físicas indican claramente que se requiere esa condición y que la función aproximante debe ser continuamente diferenciable.

Otro procedimiento consiste en emplear un polinomio fragmentario del tipo de Hermite. Pero estos poseen el inconveniente de que, para poder calcularlos, es necesario poder conocer la derivada de la función que va a ser aproximada, lo cual muchas veces no es posible.

Entonces es natural trabajar con polinomios fragmentarios que no requieran información de la derivada, salvo tal vez en los extremos del intervalo total en el cual la función va a ser aproximada. El tipo mas simple de polinomio fragmentario diferenciable en un intervalo entero es la función obtenida al ajustar un polinomio cuadrático entre cada par consecutivo de nodos.

Sea por ejemplo:

$$\{\{x_0, y_0\}, \{x_1, y_1\}, \{x_2, y_2\}, \{x_3, y_3\} \cdots, \{x_n, y_n\}\} \quad (3.97)$$

una serie de puntos dados, que se desean ajustar mediante polinomios fragmentarios.

Primero se construye una función cuadrática en el subintervalo $[x_0, x_1]$ que concuerde con la función en x_0 y en x_1 , otra cuadrática en $[x_1, x_2]$ que concuerde con los valores del conjunto de datos en x_1 y x_2 , y así sucesivamente. Un polinomio cuadrático general tiene tres constantes arbitrarias, el término constante, el coeficiente del término lineal y el del cuadrático y únicamente se requieren dos condiciones para ajustar los datos de los extremos en los extremos de cada intervalo; por ello existe una flexibilidad que permite seleccionar la cuadrática de modo que la interpolante tenga una derivada continua en $[x_0, x_n]$. El problema de este procedimiento se presenta cuando hay que especificar las condiciones referentes a la derivada de la interpolante en los extremos x_0 y x_n . No hay constantes suficientes para cerciorarse de que se satisfagan las condiciones antedichas.

La interpolación polinómica fragmentaria más común utiliza polinomios entre cada par consecutivo de nodos y recibe el nombre de interpolación de trazadores cúbicos o “*splines*”

Un polinomio cúbico general contiene cuatro constantes; así pues el procedimiento de trazador cúbico ofrece suficiente flexibilidad para garantizar que el interpolante no sólo sea continuamente diferenciable en el intervalo, sino que además tenga una segunda derivada continua en el intervalo. Sin embargo, en la construcción de splines cúbicos no se supone que las derivadas del interpolante concuerden con las de la que pueden generarse a partir del conjunto de valores, ni siquiera en los nodos.

La discusión anterior conduce a la siguiente formalización para definir los splines:

Dado un conjunto de puntos de datos en un intervalo $[a, b]$ y un conjunto de nodos $a = x_0 < x_1 < \dots < x_n = b$ un interpolante trazador cúbico S del conjunto de puntos dado es una función que cumple con las condiciones siguientes:

- a. $S(x)$ es un polinomio cúbico, denotado $S_j(x)$, en el subintervalo $[x_j, x_{j+1}]$ para cada $j = 0, 1, \dots, n-1$;
- b. $S(x_j) = y_j$ para cada $j = 0, 1, \dots, n$;
- c. $S_{j-1}(x_{j-1}) = S_j(x_{j-1})$ para cada $j = 1, \dots, n-1$;
- d. $S'_{j-1}(x_{j-1}) = S'_j(x_{j-1})$ para cada $j = 1, \dots, n-1$;

e. $S''_{j+1}(x_{j+1}) = S''_j(x_{j+1})$ para cada $j = 0, 1, \dots, n-2$;

f. Se satisface uno de los siguientes conjuntos de condiciones en la frontera:

(i) $S''(x_0) = S''(x_n) = 0$, (frontera libre o natural)

(ii) $S'(x_0) = y'_0$ y $S'(x_n) = y'_n$ (frontera fija)

(aquí y' denota el valor de la derivada numérica del conjunto de datos en alguno de los extremos del conjunto de datos, ya sea el inicial o el final).

Aunque los trazadores cúbicos se definen con otras condiciones de frontera, las condiciones anteriores son suficientes en este caso. Cuando se presentan las condiciones de frontera libre, el trazador recibe el nombre de natural. En términos generales, con condiciones de frontera fija se logran aproximaciones más exactas, ya que abarcan más información acerca de los datos. Pero para que se cumpla este tipo de condición de frontera se requiere tener los valores de la derivada en los extremos o bien una aproximación precisa de ellos.

Se puede construir un sistema de funciones spline a partir de las cuales se pueden obtener, mediante combinaciones lineales, todas las demás funciones spline. Dichos splines constituyen bases para ciertos espacios de splines, y por lo tanto se llaman *splines-B*. Se distinguen por la elegancia de la teoría que los sustenta y su comportamiento ejemplar durante los cálculos numéricos. Para construir bases de *splines-B* se comienza por fijar un sistema de nodos sobre la recta real de la forma siguiente:

$$\dots < t_{-2} < t_{-1} < t_0 < t_1 < t_2 < \dots \quad (3.98)$$

Para los efectos prácticos de la construcción de la base sólo se necesita un número finito de nodos, pero en lo que respecta al desarrollo teórico es más sencillo suponer que los nodos forman un conjunto infinito que se extiende hasta infinito a derecha y hasta menos infinito a izquierda. Supondremos también que la sucesión de nodos queda fija y que los splines que se emplearán se basan en ella. Una base genérica de splines-B se nota B_j^k en donde k indica el grado de la base, tomando valores en los naturales y cero, mientras que j indica el subintervalo en el cual se están aplicando (coincidiendo con el índice adoptado para numerar los nodos). Las funciones B_j^0 constituyen el punto de partida para una construcción recursiva de todos los *splines-B* de grado superior (para más detalle ver Kinkaid y Cheney, 1994).

Denotemos a los splines $S_j(x)$ de grado menor o igual que k mediante $S_j^k(x)$ definidas anteriormente, su vinculación con *splines-B* B_j^k está dada por el siguiente

Teorema

Una base para el espacio $S_j^k(x)$ es:

$$\{B_j^k \text{ restringida al conjunto de nodos } [t_0, t_n]: -k \leq j \leq n-1\}$$

Por consiguiente la dimensión de $S_j^k(x)$ es $k + n$.

La demostración de este teorema así como un gran número de útiles propiedades de estos conjuntos se puede hallar en (Kinkaid y Cheney, 1994, Burden y Faires, 1998).

En el presente trabajo se utilizaron bases de *splines-B* para generar *splines cúbicos*, empleando un contorno fijo, de tipo sujeto, en la frontera inferior del dominio de integración y uno libre en la frontera superior, de tipo libre o natural.

Una característica interesante del método de splines es su adaptabilidad para una resolución vertical no uniforme, sin perder el grado de precisión del método. Así la resolución vertical se incrementó en la región próxima a la frontera inferior del dominio de integración y se redujo en la zona próxima a la capa de esponja, donde la fuerte disipación de las ondas no justificaba un alto grado de resolución.

El método de splines posee una gran flexibilidad para posicionarse en puntos de grilla pero no es computacionalmente eficiente. Un método mas eficiente es el que discute Callaghan (1999) en su tesis doctoral; éste se basa en hallar una base de autofunciones del operador que aparece en el sistema de ecuaciones del modelo en la dirección vertical; este método tiene como fuerte desventaja su rigidez para posicionarse en puntos de grilla no uniformes. De todas formas Callaghan ha comparado ambos métodos y no encontró diferencias significativas en los resultados.

Integración temporal semi implícita

Las ecuaciones espectrales se pueden expresar en la forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\Xi_{m,n} e^{i\sigma_{m,n} t}] = e^{i\sigma_{m,n} t} F_{m,n} . \quad (3.99)$$

De esta forma la ecuación que evoluciona en el tiempo predice la fase y la amplitud de los modos de Hough individuales. Esta última expresión será discretizada para su integración temporal en base al método de diferencias finitas. Por simplicidad de notación se hace uso del reemplazo

$$\xi_{m,n} = \Xi_{m,n} e^{i\sigma_{m,n} t} , \quad (3.100)$$

$$\Lambda_{m,n} = \Xi_{m,n} e^{i\sigma_{m,n} t} . \quad (3.101)$$

Con este último cambio, la expresión (3.78) resulta

$$\frac{\partial}{\partial t} [\xi_{m,n}] = \Lambda_{m,n} . \quad (3.102)$$

La integración temporal se implementó en dos pasos, un primer paso con un esquema de tipo Euler para pasar del instante t a $(t + \Delta t / 2)$, y otro de tipo salto de rana (o leapfrog) para progresar en el tiempo desde el instante $(t - \Delta t)$ hasta $(t + \Delta t)$ conforme al esquema indicado en la figura 3.9

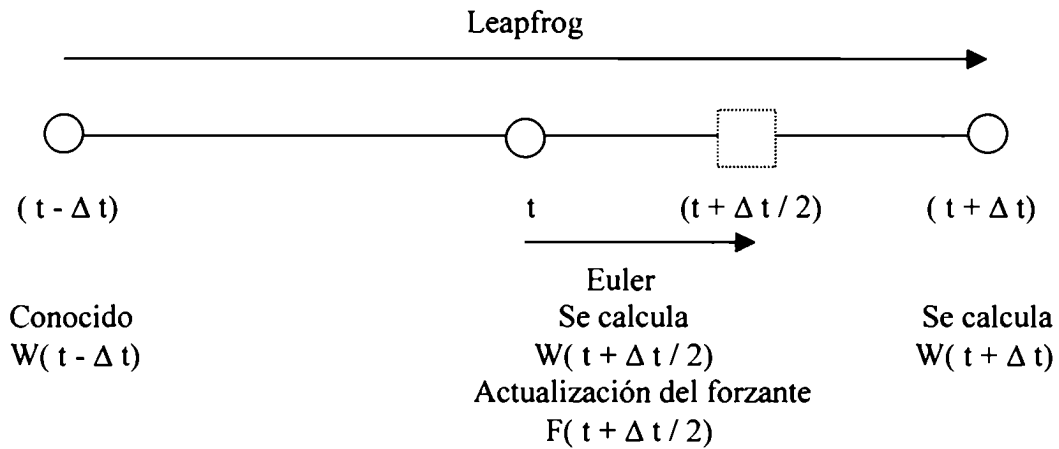


Figura 3.9
Esquema del método empleado en la integración temporal

Esquema de Euler:

- 1) A partir del valor de $W_{m,n}(t - \Delta t)$ conocido, se calcula con un esquema de Euler explícito el valor de $W_{m,n}(t + \Delta t / 2)$, según la expresión 3.59.
- 2) Con el valor calculado de $W_{m,n}(t + \Delta t / 2)$ se actualiza en el punto medio del intervalo temporal el valor del forzante transformado, es decir $\Lambda_{m,n}(t + \Delta t / 2)$.

$$\xi_{m,n}(t + \Delta t / 2) - \xi_{m,n}(t) = \frac{\Delta t}{2} \Lambda_{m,n}(t). \quad (3.103)$$

Esquema de leapfrog:

- 1) A partir del valor de $W_{m,n}(t - \Delta t)$ conocido, se calcula con un esquema de tipo leapfrog el valor de $W_{m,n}(t + \Delta t)$ con el forzante transformado evaluado en el primer paso en el punto $\Delta t / 2$, y aplicando la expresión 3.84 se tiene

$$\xi_{m,n}(t + \Delta t) - \xi_{m,n}(t - \Delta t) = 2 \Delta t \Lambda_{m,n}(t + \Delta t / 2). \quad (3.104)$$

Amortiguamiento Espectral

Como es bien sabido en la literatura, los modelos espectrales esféricos requieren un amortiguamiento espectral para eliminar las componentes de longitudes de onda menores que introducen ruido en las integraciones numéricas.

Dado que la resolución espectral implica truncar el desarrollo en algún número de onda dado, sobre este corte se produce la acumulación de varianza en cada paso de integración temporal, dando así lugar a patrones no realísticos.

En este sentido se incluyó un amortiguamiento espectral en la estructura horizontal para cada paso temporal.

La forma matemática de las matrices de amortiguamiento espectral adoptada fue la siguiente:

$$\alpha_m = \frac{1}{\tau} \left(\frac{\binom{n-1}{M_T} - f_1}{1 - f_1} \right)^\beta, \quad (3.105)$$

$$\alpha_n = \frac{1}{\tau} \left(\frac{\binom{n}{N_T} - f_2}{1 - f_2} \right)^\beta, \quad (3.106)$$

donde M_T y N_T son el número de componentes de armónicos esféricos en ambas direcciones horizontales, f_1 y f_2 son las fracciones de la escala a partir de las cuales opera el amortiguamiento, para el caso del presente modelo se fijaron en cero. τ es el tiempo característico en el cual actúa el amortiguamiento, y β es el orden del amortiguamiento, típicamente para los campos de velocidades se emplea un τ de 7000 segundos y un β de 6.

El efecto de el amortiguamiento espectral selectivo propuesto en función del número de onda y del orden del truncamiento espectral se muestra en la figura 3.10.

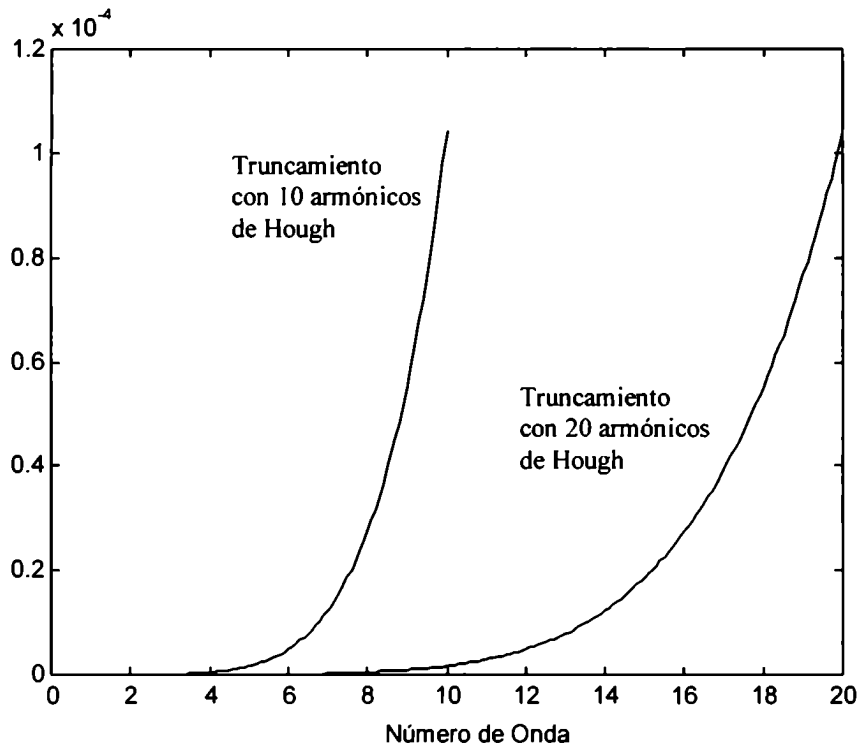


Figura 3.10

Amortiguamiento espectral selectivo empleado en el modelo
 Efecto de la truncamiento espectral en el amortiguamiento selectivo
 El eje vertical representa el amortiguamiento espectral selectivo
 El eje horizontal el número de onda sobre el cual actúa el
 amortiguamiento dado por las ecuaciones (3.105) y (3.106)

Esto es una ventaja sobre los términos disipativos que se suelen incorporar para lograr un efecto similar (típicamente como un laplaciano segundo), pues requieren mucho menos tiempo de cálculo por parte de la computadora. Y tienen la desventaja de que la estructura de las matrices del amortiguamiento debe ser prescrita con exactitud pues de lo contrario el efecto termina resultando muy lejos de lo deseado.

Condiciones iniciales y de contorno del modelo

Tratándose de un modelo cuasitridimensional se requirieron condiciones de contorno en tres dimensiones (ver figura 3.11). En la vertical el contorno inferior se constituyó en una superficie isentrópica próxima a la tropopausa.

La frontera superior del recinto de integración del modelo se dejó libre; en ella se aplicó una capa absorbente denominada capa de esponja, descripta oportunamente, que actuó ejerciendo una intensa difusión en la actividad de ondas remanentes que se propagaban hasta esa región.

Como condición inicial se empleó un estado sin movimiento de la atmósfera que se fue excitado paulatinamente con valores de temperatura desde la frontera inferior del modelo con valores del ECMWF; éstos fueron procesados como se indicará más adelante. Estos datos se hallaban disponibles de origen en cuatro tomas diarias; dada su elevada fluctuación se requirió de su filtrado para evitar que oscilaciones de corta longitud de onda y alta frecuencia condujeran a la inestabilización del modelo. Este procedimiento se diseñó conforme el planteo de Bath (1979) para la aplicación de filtros.

Previamente a realizar cualquier experimento numérico se diseñó una integración de "warm up" que tuvo como finalidad lograr que el modelo reprodujera las condiciones atmosféricas dadas para la fecha que se fijó en el experimento. Esta integración previa fue de un mes (durante el mes de septiembre) su duración fue de aproximadamente 10 horas y proporcionó condiciones sumamente realistas para comenzar con las pruebas computacionales. La selección del período, ajuste, y duración de la integración de warm up fueron íntegramente desarrolladas *ad hoc* durante la implementación del presente modelo.

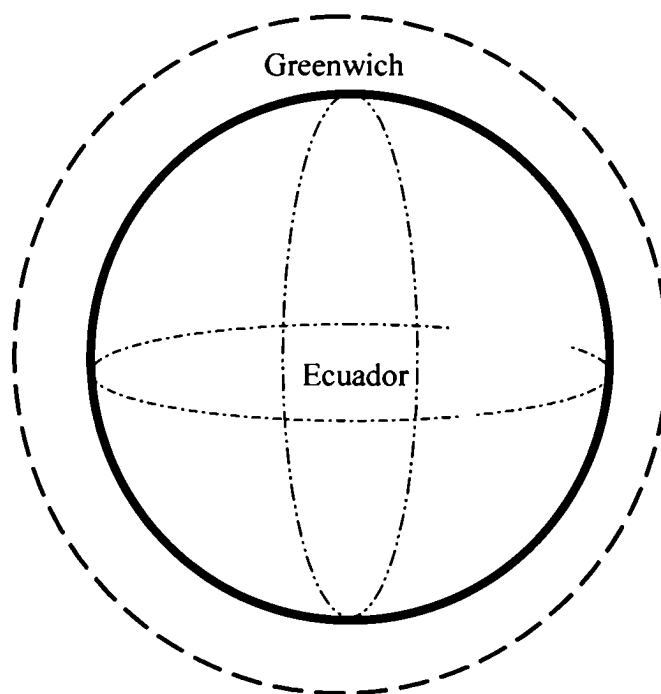


Figura 3.11
Esquema de las condiciones de contorno impuestas al modelo

Tipo de línea	Significa
————	Contorno vertical inferior: valores iniciales y de contorno extraídos y procesados a partir de las bases de datos del ECMWF
-----	Contorno vertical superior: condición de contorno libre, en el actuó la capa de esponja
- - - - -	Condición de contorno longitudinal y latitudinal periódica, a partir de los valores alcanzados durante la integración de warm up

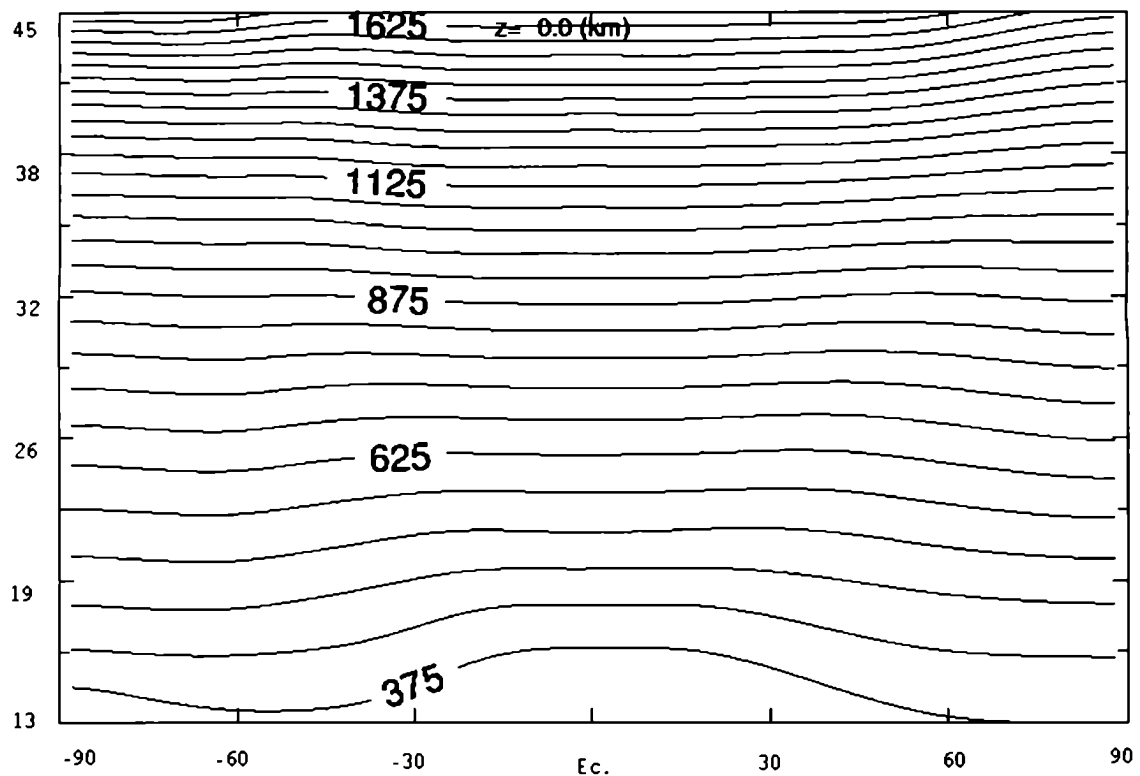


Figura 3.12

Estructura vertical inicial del dominio físico computacional del modelo

Los valores sobre los contornos corresponden al valor de temperatura potencial (eje vertical es la altura aproximada en kilómetros) correspondiente a dicha superficie versus latitud (eje horizontal). Los contornos van desde 375 K a 1625 K cada 50 K. Este gráfico fue obtenido como resultado final del proceso de warm up que a su vez constituye la instancia de comienzo de las integraciones del modelo

En la figura 3.12 se observa el valor de las superficies isentrópicas iniciales. En el trópico se elevan y se produce el descenso en las zonas polares. Esta figura reproduce con aceptable exactitud el que se puede hallar en la literatura para estas condiciones (Callaghan, 1999).

Contornos por debajo del tomado en las integraciones numéricas producían la ruptura de las superficies isentrópicas dado que por inestabilidad convectiva vertical se originaban movimientos que no son compatibles con el sistema de ecuaciones seleccionado para representar el modelo.

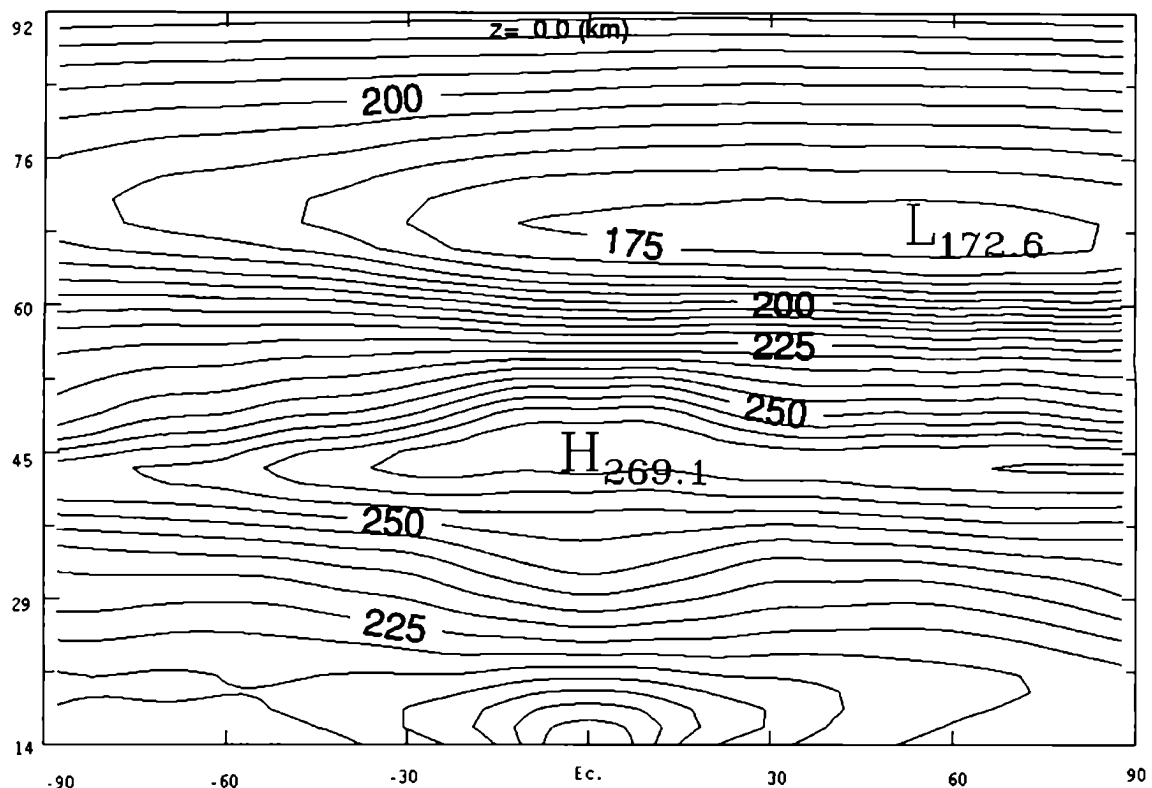


Figura 3.13

Temperatura media climatológica inicial
Contornos desde 175 K a 270 K cada 5 K.

El eje vertical es la altura aproximada en kilómetros y el horizontal es la latitud

En la figura 3.13 se muestra el valor de la temperatura climatológica inicial. Estos valores se obtuvieron como resultado de un modelo de temperatura climatológica del Center for Atmospheric Theory and Analysis del departamento de física de la Universidad de Colorado. En la figura 3.13 se observa el valor que se empleó al inicio de las integraciones. El centro antes mencionado proporcionó el valor de temperatura climatológica medio mensual para los meses de agosto a diciembre. Luego, para el resto de los días abarcados por las integraciones, se implementó un procedimiento de interpolación lineal entre los valores mensuales para obtener los valores diarios de temperatura climatológica, y se incorporó un relajación lineal del campo de temperatura diaria obtenida con el modelo a dichos valores de temperatura. Esto se realizó con dos objetivos: por un lado, evitar que los valores de temperatura se alejen de los valores medios climatológicos y, por otro, lograr que el campo de temperatura se asemeje al campo real para el período considerado de tal manera que los campos dinámicos que surjan de la integración del modelo sean consistentes con los esperados para esas fechas.

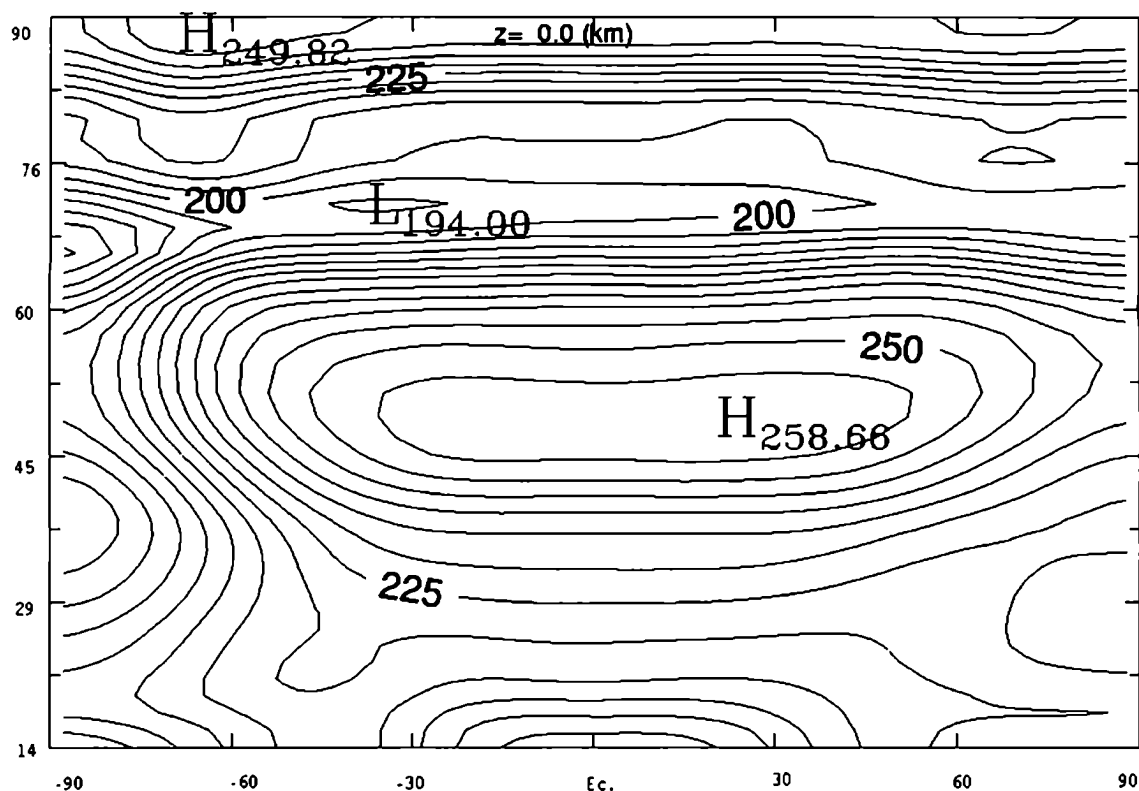
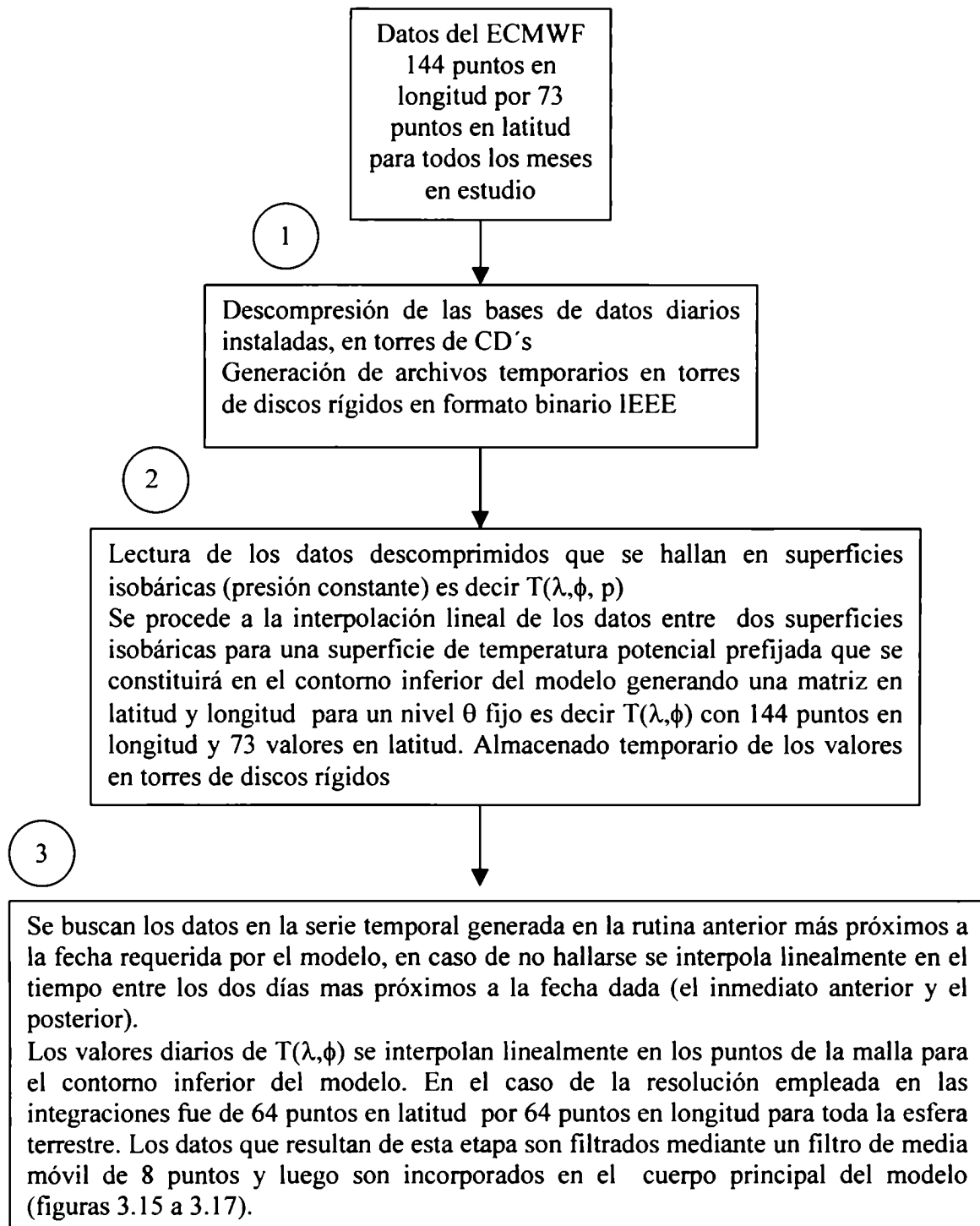


Figura 3.14
 Temperatura media inicial
 Estos valores son el resultado de la integración previa de "warm up" del modelo
 Realizada durante todo un mes previo al periodo de estudio.
 Contornos desde 175 K a 255 K cada 5 K
 El eje vertical es la altura en kilómetros y el horizontal es la latitud.

La figura 3.14 exhibe el valor medio zonal de temperatura que se obtuvo durante el proceso de warm up. Este valor es el que el modelo toma como condición inicial del campo térmico de la atmósfera para el comienzo de las integraciones.

Procedimiento para el preprocesado de las condiciones de contorno (*).



(*) todos los códigos, rutinas y procedimientos fueron diseñados, programados e implementados por el autor del presente trabajo.

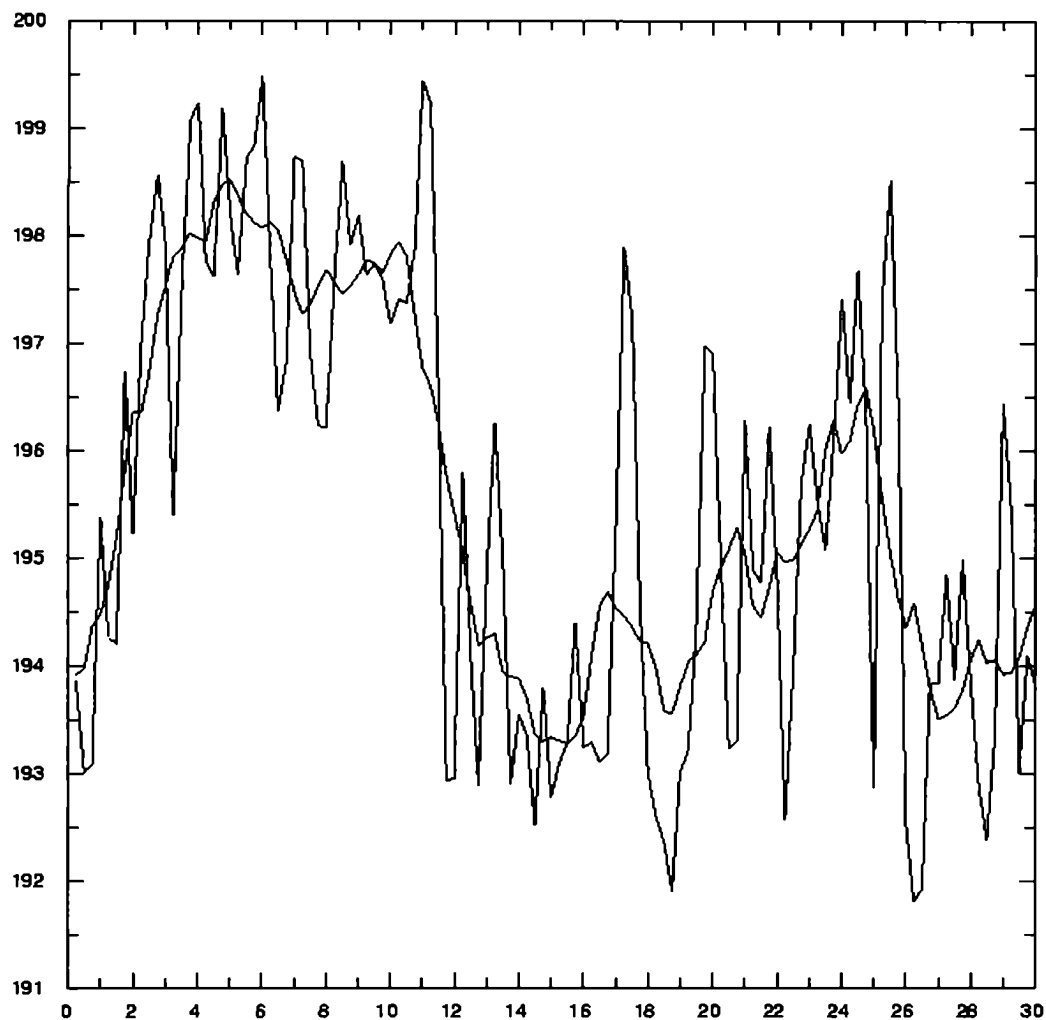


Figura 3.15

Temperatura de latitudes tropicales en valor medio zonal durante un mes de integración
 La curva con mayor variabilidad representa los datos sin filtrar y la suavizada los datos filtrados con un
 filtro de media deslizable de 8 puntos.

El eje vertical es el valor de la temperatura en grados Kelvin y el horizontal es el día del mes
 (gráfico realizado con datos generados en el paso 3 del diagrama de la página 109)

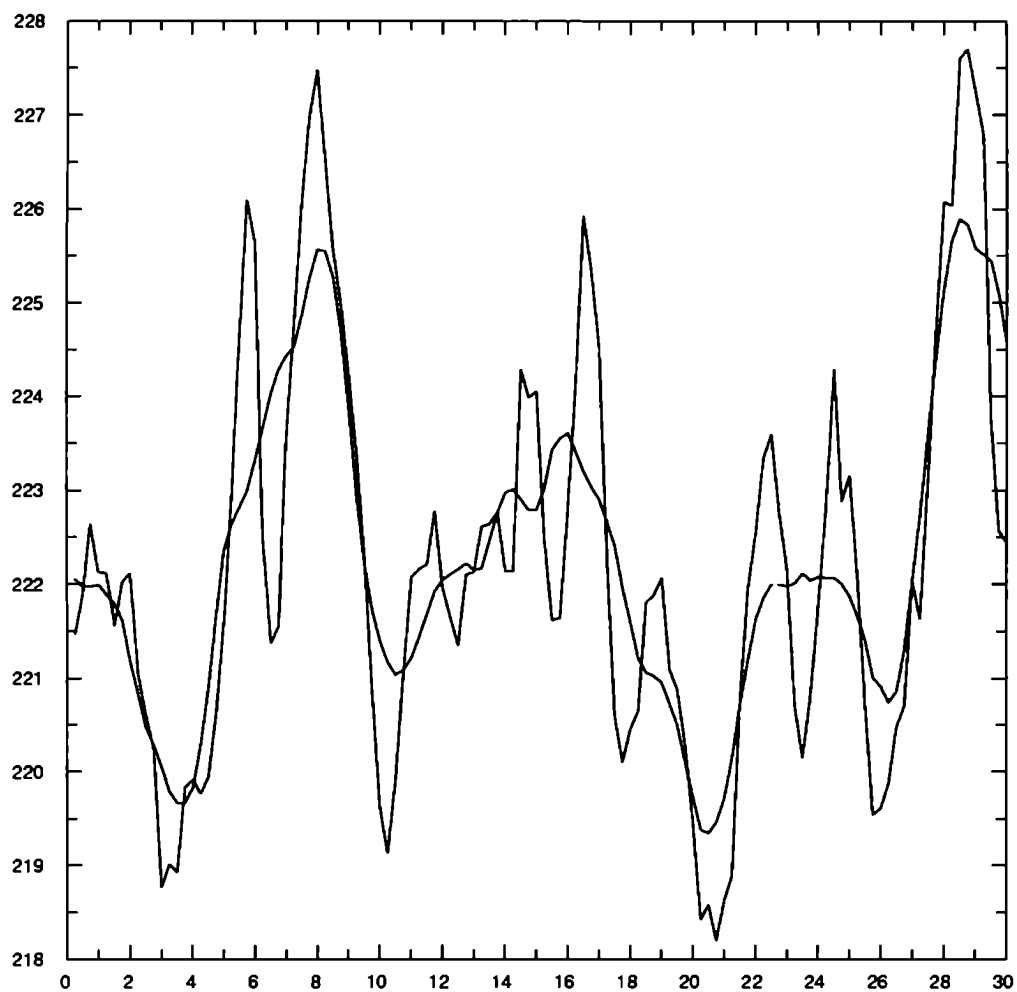


Figura 3.16

Temperatura de latitudes medias en valor medio zonal durante un mes de integración
La curva con mayor variabilidad representa los datos sin filtrar y la suavizada los datos filtrados con un
filtro de media deslizable de 8 puntos.

El eje vertical es el valor de la temperatura en grados Kelvin y el horizontal es el día del mes
(gráfico realizado con datos generados en el paso 3 del diagrama de la página 109)

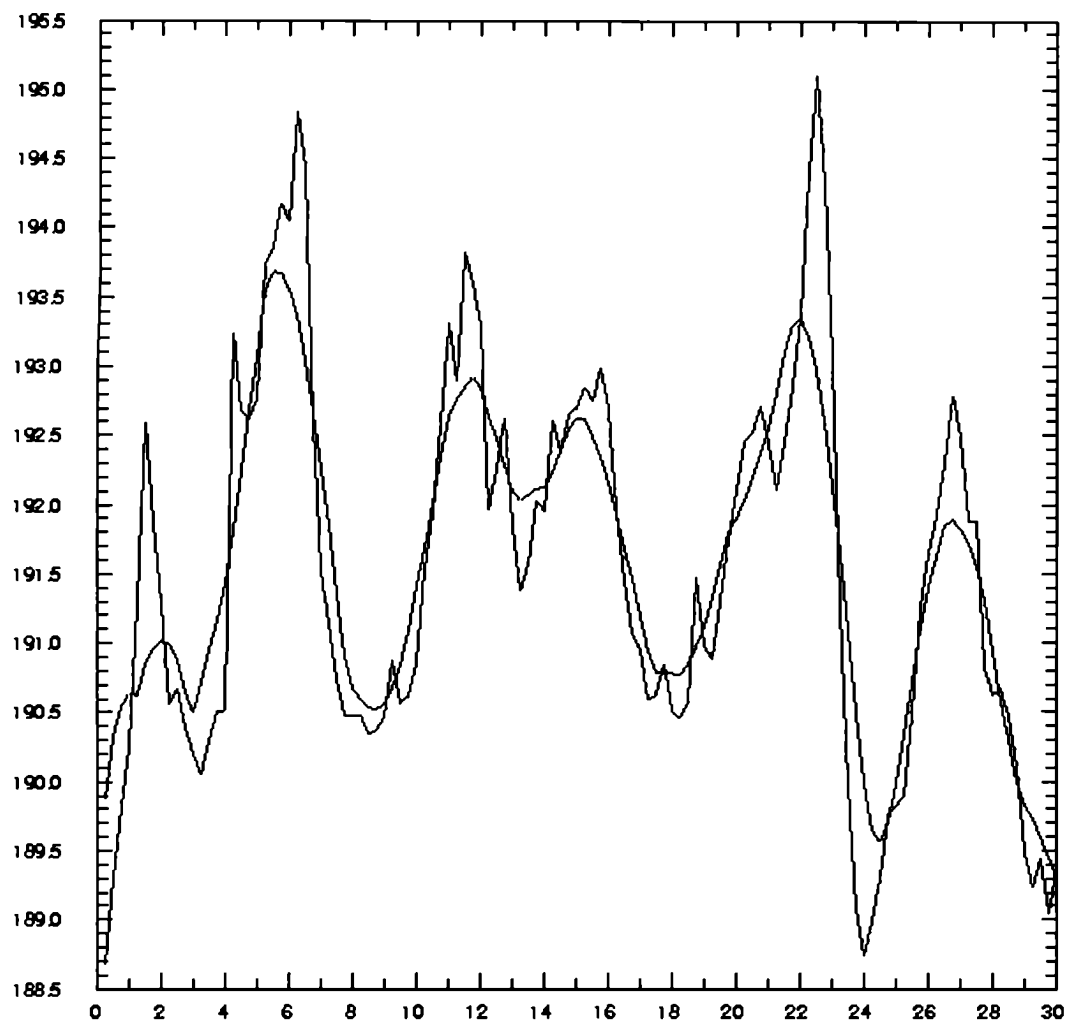


Figura 3.17

Temperatura de latitudes polares en valor medio zonal durante un mes de integración
La curva con mayor variabilidad representa los datos sin filtrar y la suavizada los datos filtrados con un filtro de media deslizable de 8 puntos.

El eje vertical es el valor de la temperatura en grados Kelvin y el horizontal es el día del mes
(gráfico realizado con datos generados en el paso 3 del diagrama de la página 109)

Estructura principal del modelo

El modelo fue íntegramente codificado en Fortran 90. A continuación se muestra un esquema conceptual del funcionamiento del mismo, en donde se indica qué módulos fueron provistos por el Center for Atmospheric Theory and Analysis del departamento de física de la Universidad de Colorado y cuales fueron desarrollados *ex profeso* durante la implementación del presente modelo.

Archivos auxiliares

- i) Archivos de constantes y parámetros (1)
- ii) Un archivo con parámetros de inicialización (1)
- iii) Un archivo con la definición de constantes físicas del modelo (1)
- iv) Un archivo con la definición de constantes de adimensionalización del modelo (1)
- v) Definición de los parámetros de la integración numérica (1)

Programa principal

- a) Inicialización de las estructuras de datos (2)
- b) Lectura de las condiciones iniciales para un arranque caliente (después de un warm up, o integración preliminar) o un arranque en frío (cold start, comienzo del experimento) (1)
- c) Generación de los formatos y archivos de salida del modelo(1)
- d) Graficación las condiciones iniciales y almacenamiento en archivos.(1)
- e) Definición de la fecha de comienzo del experimento(1)
- f) Ciclo temporal principal:
 - f1) Se toma la transformada de Hough del forzante (3) que se lee a partir de los procesos de la página 98
 - f2) Se aplica el amortiguamiento espectral selectivo (1)
 - f3) Se efectúa la integración temporal de las incógnitas(1)
 - f4) Se actualizan coeficientes espectrales (3)
 - f5) Se toma la antitransformada de Hough para actualizar los valores de las incógnitas en el espacio original (3)
 - f6) Se realiza la interpolación vertical mediante bases de splines (3)
 - f7) Se almacenan las incógnitas para el intervalo temporal preseleccionado.(1)
 - g) Se continúa (volviendo al punto f)) hasta que se alcanza el tiempo final de la integración

(1) Rutinas propias.

(2) Rutinas provistas por el Center for Atmospheric Theory and Analysis, Colorado University, Boulder, Colorado. E.E.U.U., y modificadas totalmente para su adaptación al presente modelo.

(3) Rutinas provistas por el Center for Atmospheric Theory and Analysis conjuntamente con las bases de funciones de Hough y de splines que a su vez fueron generadas en computadoras de alta precisión del National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado.

Descripción del hardware

El modelo como se indicó antes se codificó totalmente en Fortran 90. Se corrió en una computadora Dec Alpha ® de cuatro procesadores Alpha ® de 700 mHz, de nueve pipelines de 64 bits, con un total de memoria RAM distribuida de 4 Gb, con un array de discos rígidos locales de 80 Gb y torres de discos rígidos de 400 Gb (en donde se almacenaron las condiciones de contorno a medida que se producía la integración del modelo). La computadora antes mencionada se denomina *Icarus*, pertenece al Center for Atmospheric Theory and Analysis, dependiente del departamento de física de la Universidad de Colorado, enmarcado en el programa PAOS (Program in Atmospheric and Oceanic Sciences)

Las rutinas fueron escritas sin tener en cuenta el diseño de programación paralela, de forma que el aprovechamiento de la capacidad de procesamiento paralelo de *Icarus* se incorporó mediante la selección de las librerías adecuadas en el momento de la compilación. Parte de ellas se diseñaron en el National Center for Atmospheric Research de Boulder Colorado con asesoramiento del Dr. Rolando García.

Para la compilación se empleó el compilador propio del sistema operativo Unix de la plataforma Alpha modificado y optimizado para dicha computadora por el Dr. Patrick Callaghan.

Una misma corrida haciendo uso de un solo procesador prácticamente cuadruplicaba el tiempo de cálculo necesario comparado cuando se empleaban los tres restantes.

Una integración típica con un warm up de un mes, durante septiembre, con una resolución R20:61, es decir con truncación romboidal, reteniendo hasta 20 armónicos de Hough en ambas direcciones horizontales (latitud y longitud) y 61 niveles en la vertical, demandaba un total de 48 horas de tiempo de procesamiento para integrar las ecuaciones entre los meses de octubre a diciembre.

Parámetros del modelo y estabilidad

En la tabla que se muestra a continuación se exhiben los parámetros más relevantes del modelo. Existen otros relacionados con los mismos que no se muestran por motivos de brevedad expositiva.

Parámetro	Magnitud	Valor
ΔT	Paso temporal para la integración temporal de las ecuaciones del modelo	800 segundos
τ	Coeficiente temporal para el amortiguamiento espectral selectivo (tanto vertical como horizontal)	7000 segundos
β	Orden del amortiguamiento espectral selectivo	6
F	Fracción en la que opera el amortiguamiento espectral selectivo	0
Tend	Cantidad de días de la integración (incluyendo el warm up)	90 días
Tsim	Tiempo requerido por la integración	48 horas (para Tend = 90 días)
M	Número de armónicos de Hough en el desarrollo armónico para la solución en latitud y longitud	20 armónicos
Nlev	Número de niveles en la vertical. Cantidad de superficies isentrópicas separadas por un rango dado de temperatura potencial	61 niveles
Risotemp	Temperatura media de fondo para la atmósfera	244 K
$K(\theta)$	Coeficiente de fricción para el término de fricción tipo Rayleigh	Ver figura 3.8
$\alpha(\theta)$	Coeficiente de enfriamiento newtoniano	Ver figura 3.10
K_{zz}	Coeficiente de difusión vertical	Ver figura 3.7
K_{xx}	Coeficiente de difusión horizontal	Ver figura 3.6
H_0	Factor de escala o altura equivalente de la atmósfera	7.3 km
ϵ	Parámetro de Lamb	Ver ecuación (3.25)

Como criterios de estabilidad el modelo incluye la continua verificación de la condición de Courant Friedrichs Lewy (CFL) (Marshall, 1985) y la de estabilidad hidrostática (Salby, capítulo 7, 1996) que proveen la suficiente separación entre las superficies isentrópicas (Callaghan, 1999) de forma tal de convalidar la utilización del sistema de coordenadas en el que esta escrito el sistema de ecuaciones en el que se halla planteado el modelo.

Capítulo 4

Resultados del modelo

Para validar el modelo descrito por el sistema de ecuaciones anteriores, se diseñaron una serie de experimentos que abarcaron:

- i) Confrontación con datos de otros modelos o productos de reanálisis: se escogió como variable a tomar la temperatura, comparando el valor que se obtenía como resultado del modelo con la del centro de graficación de variables atmosféricas del NOAA y del National Center for Atmospheric Research (Boulder, Colorado, Estados Unidos de América). Estos datos provienen del NCEP y los que se emplearon para el forzado del modelo de esta tesis del ECMWF, o sea que la confrontación se realiza cruzando datos de fuentes distintas para reforzar su validez.
- ii) Confrontación con datos cuasi observacionales: para este caso se comparó el patrón de vorticidad potencial resultado de las mediciones que se hallaban en el Goddard Space Flight Center de NASA, y los salidos del modelo.

Aquí cabe aclarar que la vorticidad potencial en el presente modelo numérico no se calcula directamente en el mismo sino que es una magnitud derivada de los campos físicos que sí son calculados directamente. Este procedimiento se hizo necesario pues la región delimitada por el agujero de ozono / vórtice polar (tal como se explicó en el capítulo 2) posee fuertes gradientes en los contornos que lo definen como tal y dado que se empleó un método espectral de resolución, los fuertes gradientes pueden ser drásticamente suavizados, provocando que fuese imposible seguir la evolución de los contornos del vórtice durante las integraciones. De esta manera al ser la PV una magnitud derivada no fue afectada por el método espectral, minimizando de esta forma la suavización que se podría introducir artificialmente por el método numérico conduciendo de esta forma a resultados no realistas.
- iii) Experimento para confirmar el aporte de las perturbaciones de escala sinóptica a la deformación del vórtice polar / agujero de ozono: para este experimento se diseñaron dos integraciones, una con la totalidad de las perturbaciones provenientes de la tropopausa, y otra con un filtro tendiente a evitar la propagación de perturbaciones de escala sinóptica mas allá de la tropopausa.

i) Confrontación con datos de reanálisis

Dado el carácter mecanístico del modelo, es decir que tiene como objetivo reproducir una dada situación de la naturaleza, se seleccionaron tres muestras de los respectivos eventos analizados en el capítulo 2. En este punto se debe tener muy en cuenta que la calidad de un modelo como el que se describe en el capítulo 3 se centra en la habilidad de reproducir con la mayor fidelidad que sea posible una situación que se observa en la realidad, ya sea de naturaleza experimental de laboratorio o que pueda ser hallada en observaciones de campos físicos en la naturaleza.

Los datos a confrontar provienen del producto denominado reanálisis de la base de datos del National Center for Environmental Prediction; éste consiste en el ajuste periódico, cuatro veces o una vez por día, de modelos (básicamente del NCEP y el NCAR, National Center for Atmospheric Research, de los Estados Unidos de América) con datos observacionales.

Los datos del reanálisis del NCEP son mas complejos que el resultado simple de la salida de un modelo, y a su vez son más precisos pues la convergencia de dichos modelos se ajusta a condiciones físicas predeterminadas por mediciones.

Como principio metodológico para incrementar la independencia de los resultados, ya sea para éste como para el siguiente experimento, los valores de temperatura que se emplearon como condición de contorno del modelo son provenientes del European Centre for Medium Range Weather Forecasting, es decir una base de datos independiente de la antes descrita.

Este experimento se centra en comparar la habilidad del modelo en reproducir el campo de temperaturas dado para cada uno de los eventos discutidos en el capítulo 2; para ello se seleccionó un día representativo del evento: el 7 de octubre para el primero, el 13 de octubre para el segundo y el 17 de octubre para el tercero.

Se diseñaron dos clases de comparaciones:

- I) Comparación cuantitativa de los valores de temperatura en la zona de estudio
 - II) Comparación de la morfología obtenida con ambos modelos
-
- I) Comparación cuantitativa

La zona de interés es la encerrada y circundante al elipsoide que se puede observar en la figuras 4.1 a 4.3 y regiones aledañas.

a) Temperatura mínima en el interior del elipsoide

Evento	Modelo NCEP	Modelo Tesis	Diferencia porcentual relativa
1er .	-75	-78	-4.00 %
2do.	-75	-73	2.67 %
3ero.	-75	-73	2.67 %

b) Temperatura en el borde del elipsoide

Evento	Modelo NCEP	Modelo Tesis	Diferencia porcentual relativa
1er .	-65	-65	0 %
2do.	-65	-65	0 %
3ero.	-65	-65	0%

c) Posición del eje mayor y menor del elipsoide

Evento	Modelo NCEP		Modelo Tesis	
	Semieje Mayor	Semieje Menor	Semieje Mayor	Semieje Menor
1ero .	12 °	101 °	0 °	90 °
2do.	79 °	168 °	80 °	170 °
3ero.	0 °	90 °	0 °	90 °

Los ángulos de la posición de los semiejes son tomados en longitud oeste. Hay que destacar los tres casos se mantiene la cuasi perpendicularidad del semieje mayor respecto del semieje menor.

d) Cociente entre semiejes del elipsoide (*)

Como una forma de ponderar la elongación del vórtice / agujero de ozono se tomó el cociente entre la longitud de los semiejes de los elipsoides. Los resultados se muestran en la siguiente tabla:

Evento	Eje mayor/Eje menor		Diferencia porcentual relativa
	NCEP	Modelo Tesis	
1ero .	1.76	1.82	3.22 %
2do.	1.58	1.66	4.60 %
3ero.	1.35	1.40	3.57 %

e) Temperatura máxima collar externo al elipsoide

Al elipsoide de las figuras 4.1 a 4.3 lo circunda un collar de temperaturas cuyos valores máximos se muestran a continuación:

Evento	Modelo NCEP	Modelo Tesis	Diferencia porcentual relativa
1er .	-45	-48	6.25 %
2do.	-45	-48	6.25 %
3ero.	-49	-47	4.08 %

f) Temperatura mínima en el collar de temperatura exterior al elipsoide

Al elipsoide de las figuras 4.1 a 4.3 lo circunda un collar de temperaturas cuyos valores mínimos se muestran a continuación:

Evento	Modelo NCEP	Modelo Tesis	Diferencia porcentual
1er .	-60	-63	5.00 %
2do.	-58	-60	3.44 %
3ero.	-60	-61	1.66 %

(*) Estos fueron medidos con herramientas de manipulación gráfica de imágenes.

II) Comparación de la morfología ⁽¹⁾

Primer caso

En la figura 4.1 a) se encuentran los valores de temperatura, resultado del modelo del NCEP, del hemisferio sur para el 7 de Octubre de 1990, mientras que en la figura 4.1 b) se puede observar la temperatura calculada por el modelo de esta tesis.

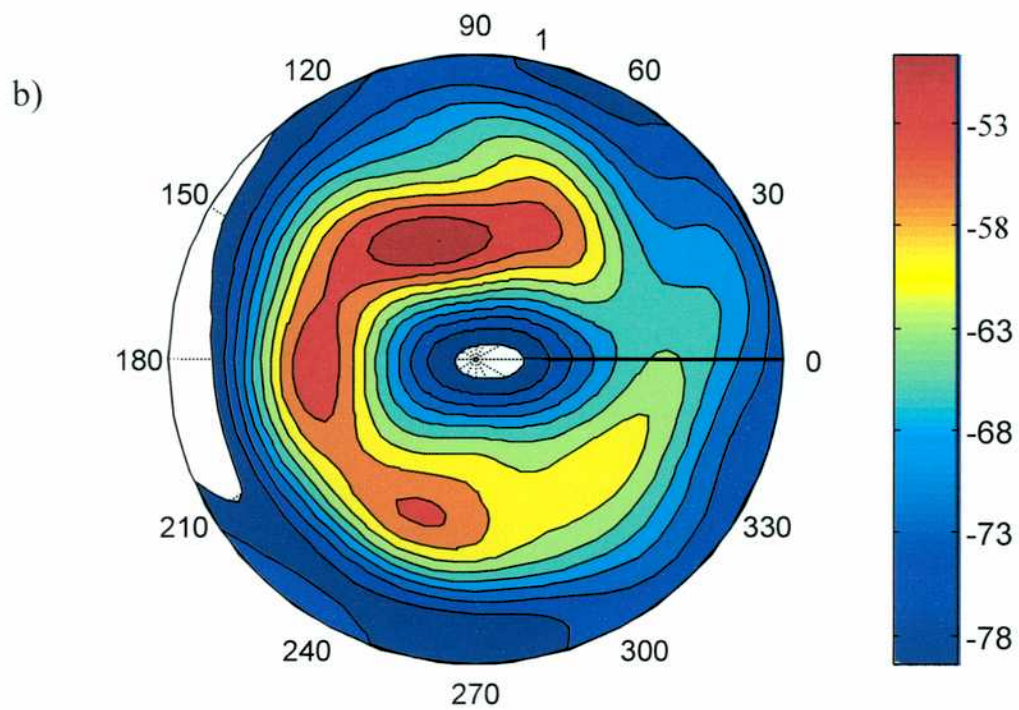
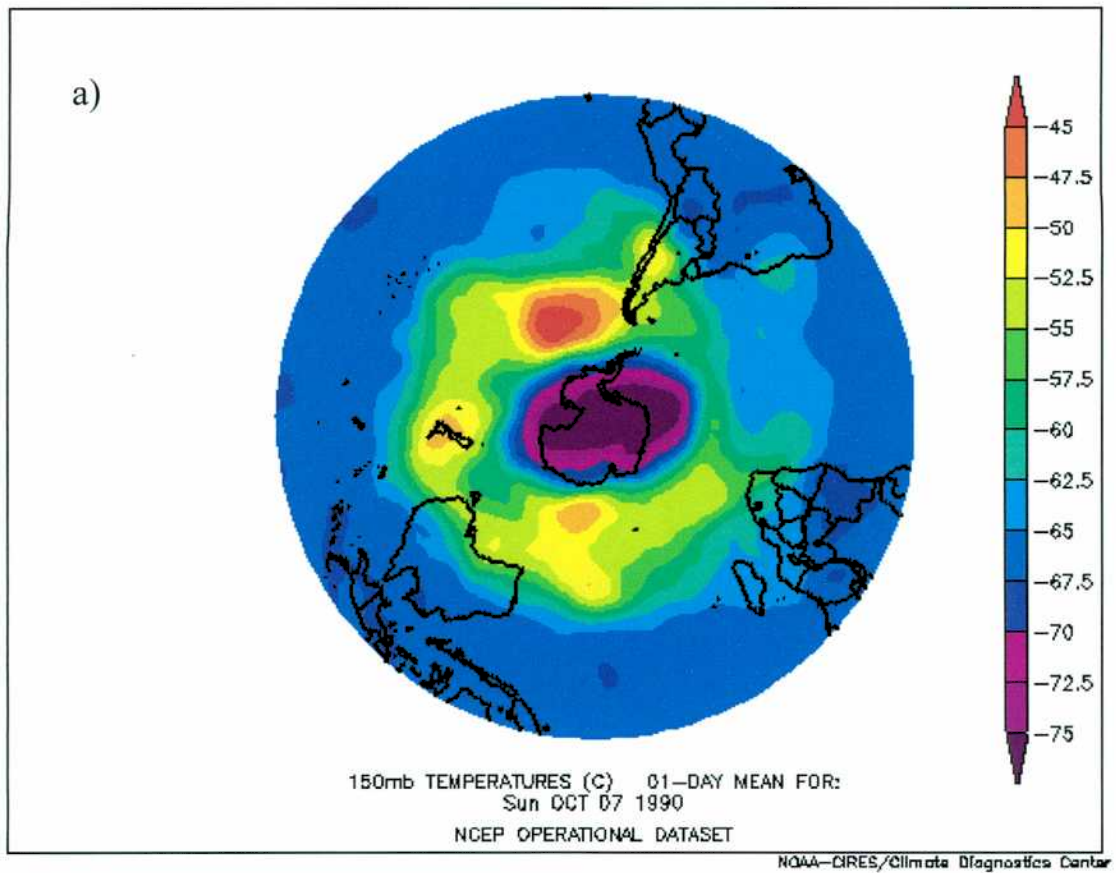
- a) Existe una gran coincidencia entre la orientación de los ejes de los elipsoides en ambos gráficos, si bien en el caso del modelo presente el semieje mayor está ligeramente rotado en sentido horario alrededor de 10° respecto al modelo de NOAA- NCAR.
- b) El collar de temperaturas que acompaña al elipsoide en ambos casos posee aproximadamente la misma orientación.
- c) El máximo de temperatura que se observa entre los 90° y 120° se halla presente en ambos resultados.
- d) La reducción del cuasi anillo de temperatura máxima que se encuentra próxima a los 210° oeste se reproduce con ambos modelos.
- e) La extensión del collar de altas temperaturas en los resultados de ambos modelos es aproximadamente la misma.

Resumiendo: la morfología básica del patrón obtenido con otro modelo se reproduce con alto grado de similitud. En la región de interés, el vórtice y áreas circundantes, los valores de temperatura tienen gran concordancia.

(1) La serie de figuras a) se obtuvo de la página de Internet del centro de graficación de variables atmosféricas del National Center for Atmospheric Research y del National Oceanic and Atmospheric Administration y la serie b) se obtuvo a partir de códigos desarrollados *ad hoc* en la implementación de la presente tesis.

Figura 4.1 Día 7 de Octubre de 1990

a) Resultados del modelo de NOAA - NCAR b) Resultados modelo tesis



Segundo caso

En la figura 4.2 a) se encuentran los valores de temperatura del hemisferio sur para el 13 de Octubre de 1990, mientras que en la figura 4.2 b) se puede observar la temperatura calculada por el presente modelo. De ellos se puede notar lo siguiente:

- a) Nuevamente se puede apreciar que existe una gran coincidencia entre la orientación de los ejes de los elipsoides en ambos gráficos. Vale recordar que esta fecha corresponde al inicio de un evento tipo II, de incremento de la actividad de las perturbaciones de escala sinóptica en la deformación del vórtice polar / agujero de ozono.
- b) El collar de temperaturas que acompaña al elipsoide en ambos casos posee la misma orientación.
- c) El máximo de temperatura que se observa entre los 135° y 195° oeste se halla presente en ambos gráficos, siendo mayor en los resultados de salida del modelo presente, el cual por su extensión absorbe a otros que se hallan presentes en el resultado del modelo de NOAA.
- d) El adelgazamiento que se observa próximo a los 300° oeste se reproduce con ambos modelos.
- e) La extensión del collar de altas temperaturas en ambos resultados es aproximadamente la misma.
- f) El contorno de alta temperatura que se encuentra entre los 330° y 0° longitud oeste se puede apreciar como resultado de ambos modelos.

Resumiendo: la morfología básica del patrón obtenido con otro modelo se reproduce con alto grado de similitud. En este caso la orientación del eje mayor del elipsoide coincide plenamente en un modelo y otro. En la región de interés, el vórtice y áreas circundantes, igualmente que en el caso anterior los valores de temperatura tienen gran concordancia.

Figura 4.2 Día 13 de Octubre de 1990
a) Resultados del modelo de NOAA - NCAR b) Resultados modelo tesis

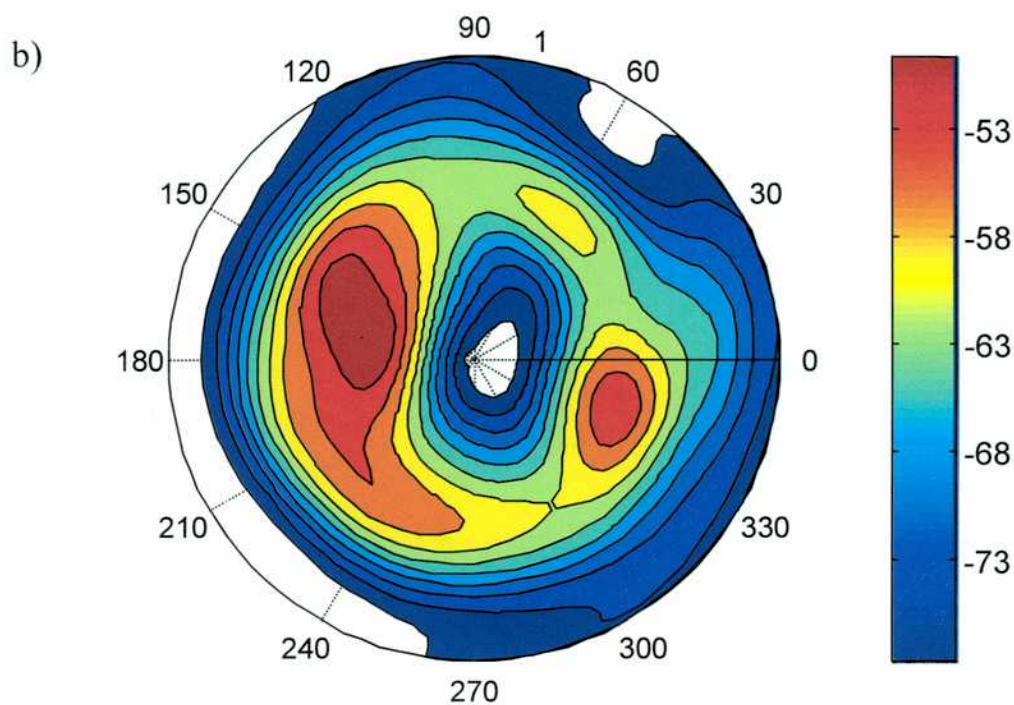
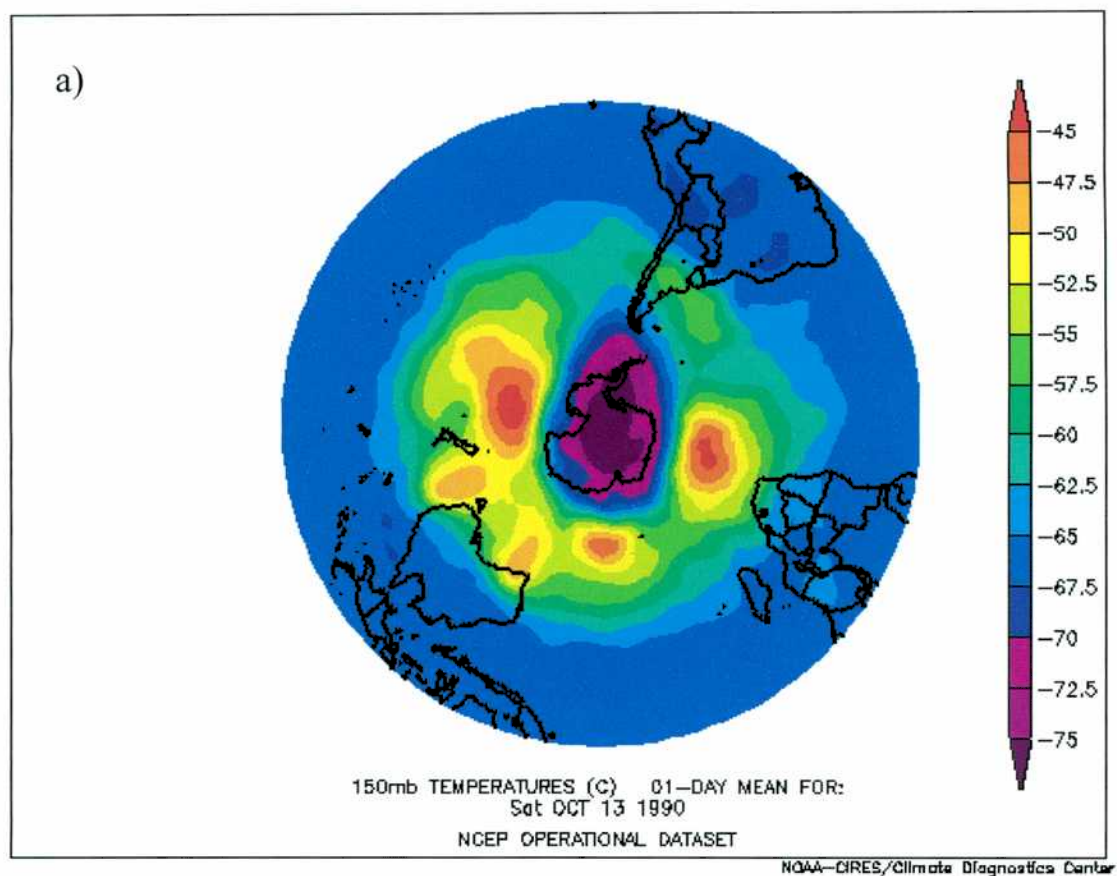
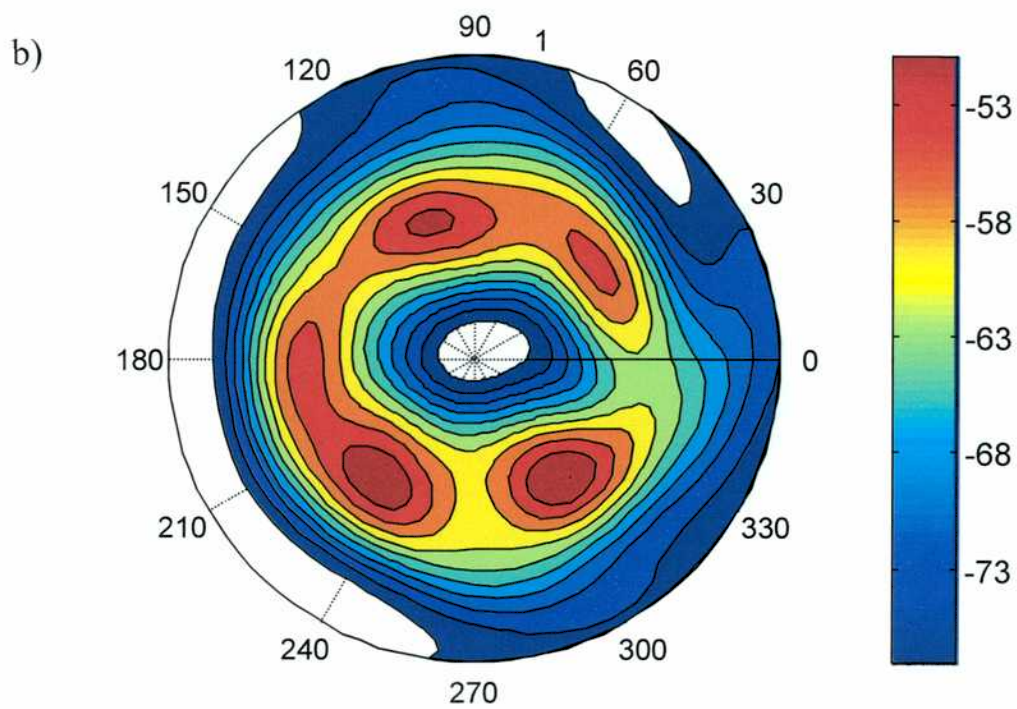
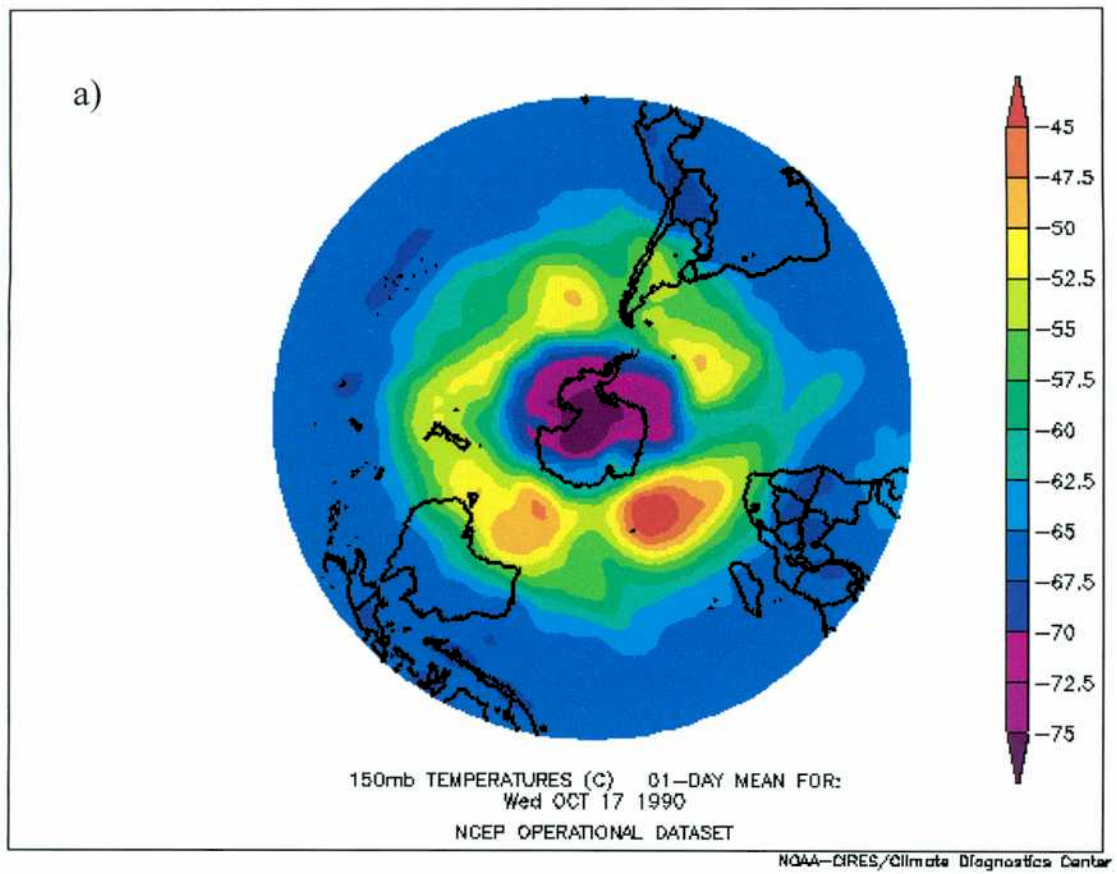


Figura 4.3 Día 17 de Octubre de 1990

a) Resultados del modelo de NOAA - NCAR b) Resultados modelo tesis



Tercer caso

En la figura 4.3 a) se encuentran los valores de temperatura del hemisferio sur para el 17 de Octubre de 1990, mientras que en la figura 4.3 b) se puede observar la temperatura calculada por el modelo de esta tesis. De ellos se puede notar lo siguiente:

- a) Nuevamente se puede apreciar que existe una gran coincidencia entre la orientación de los ejes de los elipsoides en ambos gráficos. Vale recordar que esta fecha corresponde a un evento mixto, es decir con presencia de las deformaciones tipo I y tipo II.
- b) El collar de temperaturas que acompaña al elipsoide en ambos casos posee la misma orientación.
- c) El máximo de temperatura que se observa entre los 25° y 55° oeste se halla presente en ambos gráficos; lo mismo sucede para los máximos entre 90° y 120° oeste, para 220° y 250°, y entre 290° y 320° de longitud oeste.
- d) Los adelgazamientos que se observan próximo a los 130° y los 270° oeste se reproducen con ambos modelos.
- e) La extensión del collar de altas temperaturas en ambos resultados es aproximadamente la misma.

Resumiendo: la morfología básica del patrón obtenido con otro modelo se reproduce con alto grado de similitud. En este caso la orientación del eje mayor del elipsoide coincide plenamente en un modelo y otro. En la región de interés, el vórtice y áreas circundantes poseen gran coincidencia, y se reproducen las ubicaciones de los máximos presentes en el collar de altas temperaturas exterior.

ii) Comparación con datos cuasi observacionales, análisis morfológico ⁽¹⁾

Nuevamente en este punto, como en el anterior, se debe tener presente que los datos del forzante (valores del contorno inferior del recinto de integración) para el presente modelo son tomados a partir de datos de temperatura del ECMWF y que los del centro Goddard lo son del reanálisis del NCEP. Esta estrategia de validar las pruebas del modelo con resultados de otros centros se planteó como metodología para darle fuerza a las conclusiones del trabajo incrementando su punto de vista objetivo.

También se debe tener presente que los gráficos en contornos de color fueron realizados empleando la proyección ortográfica mientras que los de contornos del centro Goddard se realizaron en proyección estereográfica.

Primer caso

Día 7 de Octubre de 1990, figura 4.4.

De la comparación de ambos gráficos se puede concluir:

- a) La orientación del vórtice polar en ambos gráficos es la misma, coincidiendo la orientación de los semiejes mayor y menor de los elipsoides.
- b) La prominencia que se encuentra en el resultado del modelo se halla presente en los datos del centro Goddard.
- c) la prominencia por fuera del vórtice que se extiende próxima a los 240° de longitud oeste se puede ver en ambos gráficos.
- d) La lengua de vorticidad que se observa claramente definida en el resultado del modelo se observa en el gráfico 4.4 a)

Cabe destacar que los resultados de los modelos en la generalidad de los casos poseen mayor simetría zonal (a lo largo de un anillo de latitud constante) que los datos observacionales

(1) La serie de figuras a) se obtuvo mediante el sistema de automailer del Goddard Space Flight Center de la Nasa y la serie b) se obtuvo a partir de códigos desarrollados ad hoc en la implementación de la presente tesis.

En la tabla siguiente se compara el cociente de los semiejes de los elipsoides de ambas fuentes:

Modelo	Cociente entre semiejes	Diferencia Porcentual Relativa
Goddard Space Flight Center	1.31	2.29 %
Tesis	1.28	

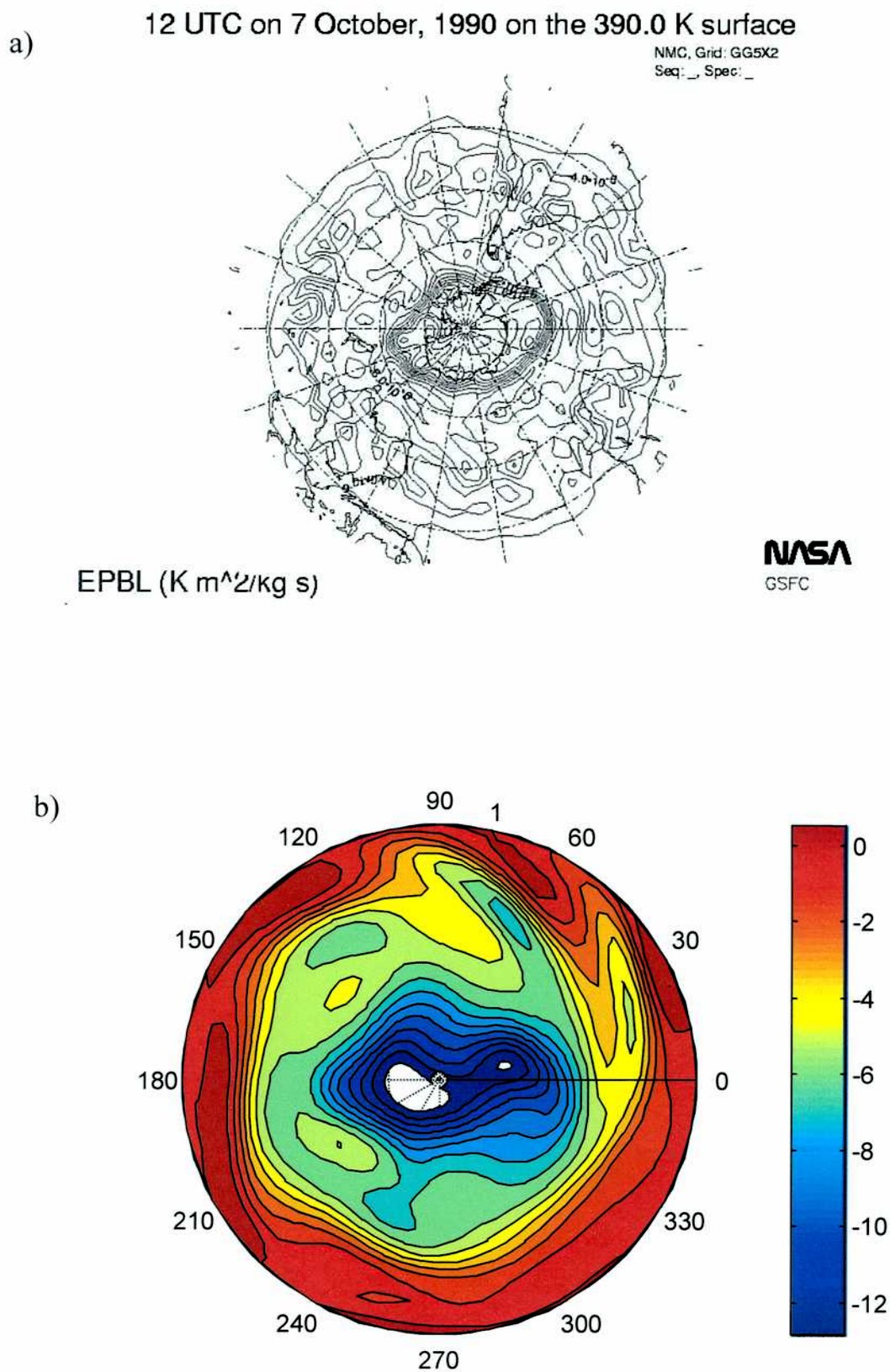
Posición de los ejes del elipsoide de vorticidad potencial

Goddard Space Flight Center		Tesis		Diferencia Porcentual Relativa	
Eje Mayor	Eje Menor	Eje Mayor	Eje Menor	Eje Mayor	Eje Menor
191°	98°	188°	100°	1.57 %	2.04 %
Diferencia entre ejes: 93° (*)		Diferencia entre ejes: 88° (*)			

(*) Notar que en ambos casos se verifica la cuasi perpendicularidad de los semiejes del elipsoide.

Figura 4.4 Contornos de PV Día 7 de Octubre de 1990

a) Datos del Goddard Space Flight Center. b) Resultados modelo



Segundo caso

Día 14 de Octubre de 1990, figura 4.5.

De la comparación de ambos gráficos se puede concluir:

- a) La orientación del vórtice polar en ambos gráficos es la misma, coincidiendo la orientación de los semiejes mayor y menor de los elipsoides.
- b) La prominencia que se encuentra en el resultado del modelo se halla presente en los datos del centro Goddard.
- c) la prominencia por fuera del vórtice que se extiende próxima a los 240° de longitud oeste se puede ver en ambos gráficos.
- d) La lengua de vorticidad que se observa claramente definida en el resultado del modelo entre los 0° y 30° oeste se observa en el gráfico 4.5 a).

En la tabla siguiente se compara el cociente de los semiejes de los elipsoides de ambas fuentes:

Modelo	Cociente entre semiejes	Diferencia Porcentual Relativa
Goddard Space Flight Center	1.20	0.00 %
Tesis	1.20	

Posición de los ejes del elipsoide de vorticidad potencial

Goddard Space Flight Center		Tesis		Diferencia Porcentual Relativa	
Eje Mayor	Eje Menor	Eje Mayor	Eje Menor	Eje Mayor	Eje Menor
56°	147°	55°	145°	1.18 %	1.37 %
Diferencia entre ejes: 91° (*)		Diferencia entre ejes: 90° (*)			

(*) Notar que en ambos casos se verifica la cuasi perpendicularidad de los semiejes del elipsoide.

Figura 4.5 Contornos de PV Día 14 de Octubre de 1990

a) Datos del Goddard Space Flight Center. b) Resultados modelo

12 UTC on 14 October, 1990 on the 390.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: __, Spec: __

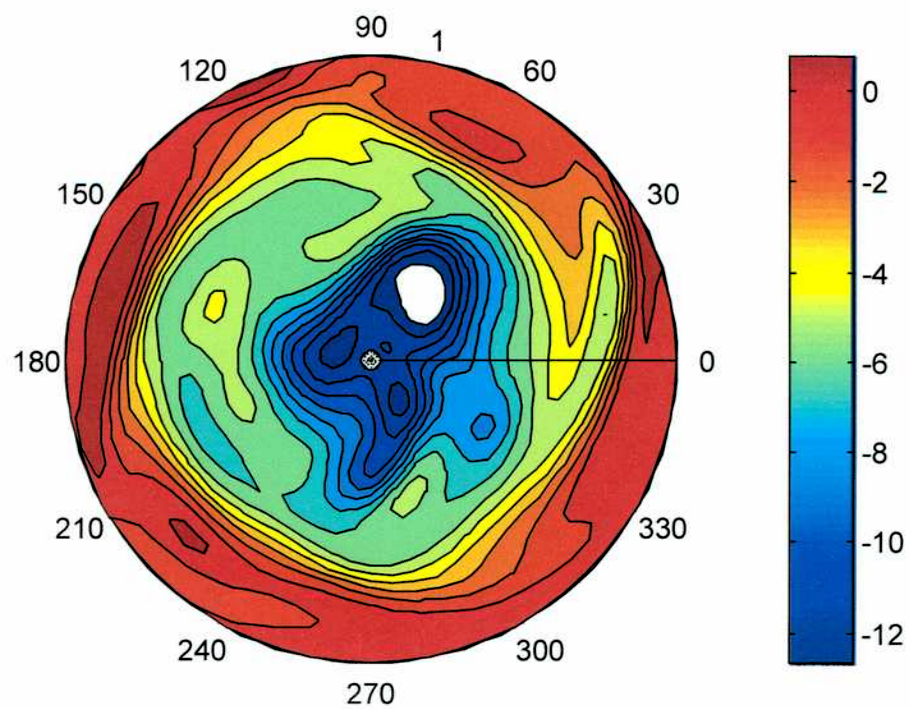
a)



EPBL (K m²/kg s)

NASA
GSFC

b)



En la figura 4.6 se muestra la capacidad del modelo de reproducir una lengua de vorticidad potencial que se diferencia de la columna de ozono del TOMS . Esta lengua se halla próxima al sur de Australia y se extiende hasta latitudes medias altas.

En la figura 4.6 a) se puede ver que los valores de columna de ozono total registrados por el sensor TOMS no captan la lengua de PV que se extiende según se indicó antes.

En la figura 4.6 b) se puede ver el mapa de vorticidad potencial obtenido a partir del servicio de automailer del centro Goddard de la NASA, y en la figura 4.6 c) se halla el gráfico con los valores de vorticidad potencial que se obtuvieron como resultado de la integración del modelo forzándolo con la totalidad de las perturbaciones de la base datos. Cabe resaltar que la figura 4.6 b) se halla en proyección estereográfica y que la 4.6 c) esta realizada en proyección ortográfica.

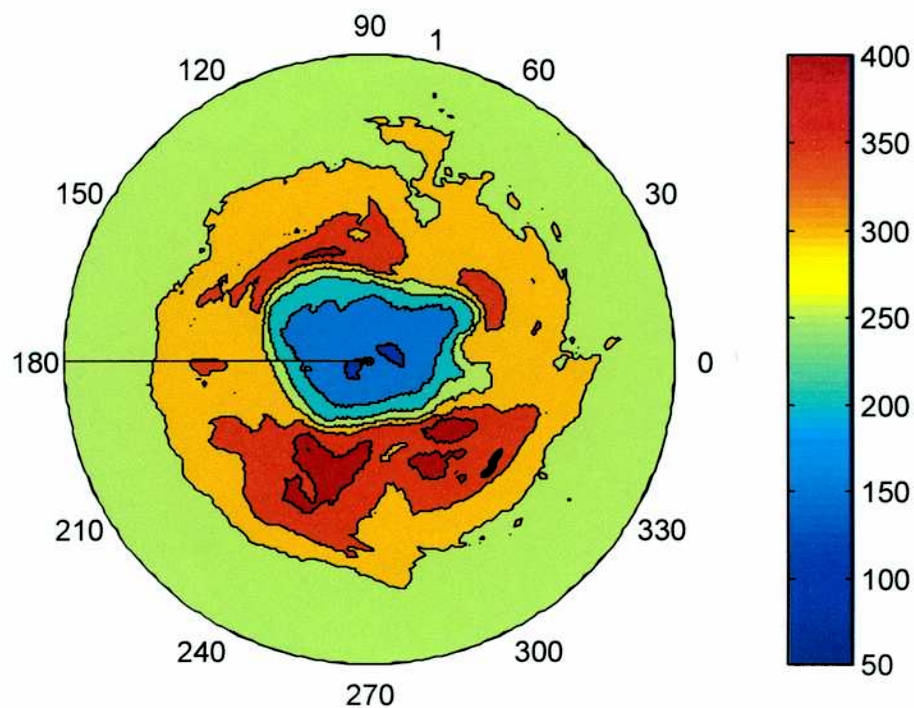
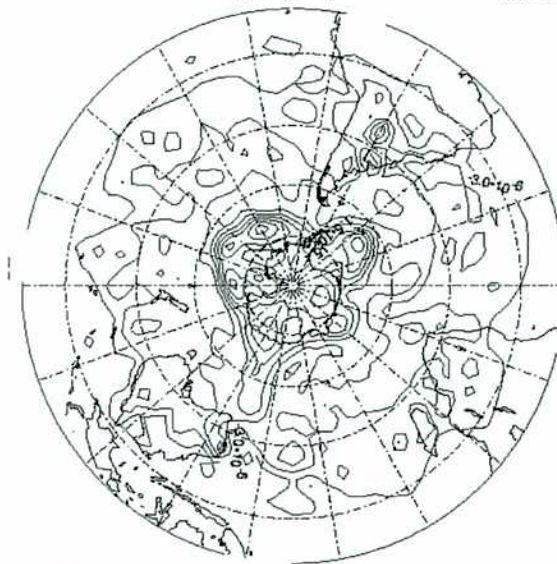


Figura 4.6 a)

Figura 4.6 b) y c)

b) 12 UTC on 17 October, 1990 on the 390.0 K surface

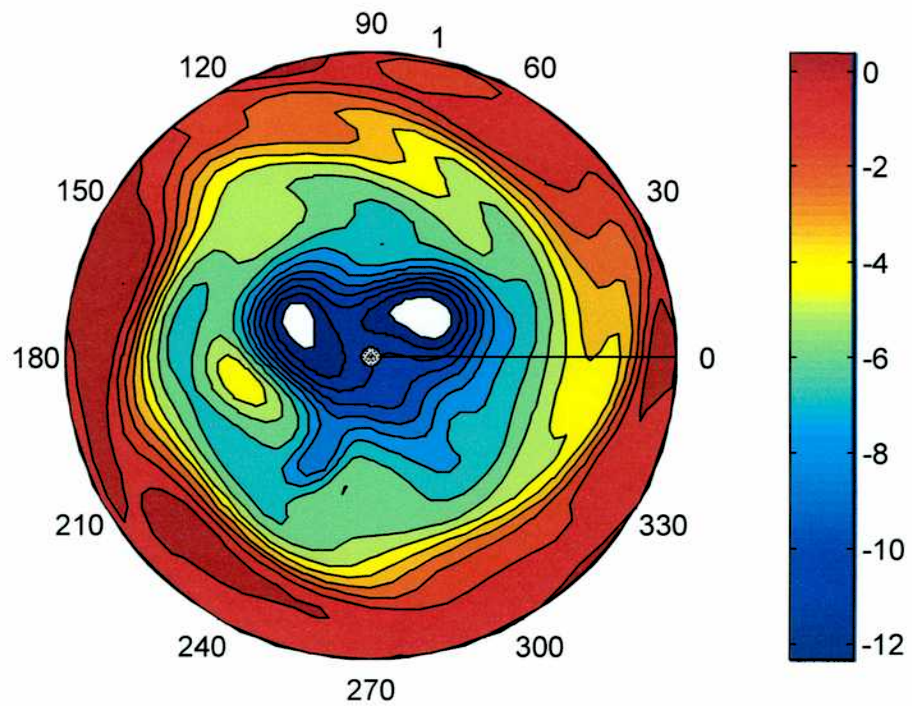
NMC, Grid: GG5X2
Sea: . Spec: _



EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

c)



iii) Experimento para confirmar el aporte de las perturbaciones de escala sinóptica a la deformación del vórtice polar / agujero de ozono.

Para estudiar, mediante integraciones realizadas con el presente modelo, el aporte de las ondas de escala sinóptica a la deformación del agujero de ozono / vórtice polar, se diseñó un experimento que consistió en realizar dos integraciones en idénticas condiciones iniciales y de contorno. Sólo que en una, a la que de aquí en más llamaremos integración 1, se permitió que todas las perturbaciones que introducía el forzante se propagasen en todo el dominio, mientras que en la otra, de aquí en más integración 2, se impuso un filtro que limitó, desde la tropopausa, la propagación de las ondas de escala sinóptica, dejando que sólo las de escala planetaria se propagasen en todo el recinto de integración.

Los resultados de los experimentos antes descriptos se muestran en las figuras siguientes cuyos niveles se describen en la siguiente tabla.

Nivel	1ero.	2do.	3ero.	4to.	5to.	6to.	7mo.
Serie A	A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7
Serie B	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7
Altura aprox.	13.7 km.	15.6 km.	17.4 km.	19.3 km.	21.1 km.	22.8 km.	24.5 km.

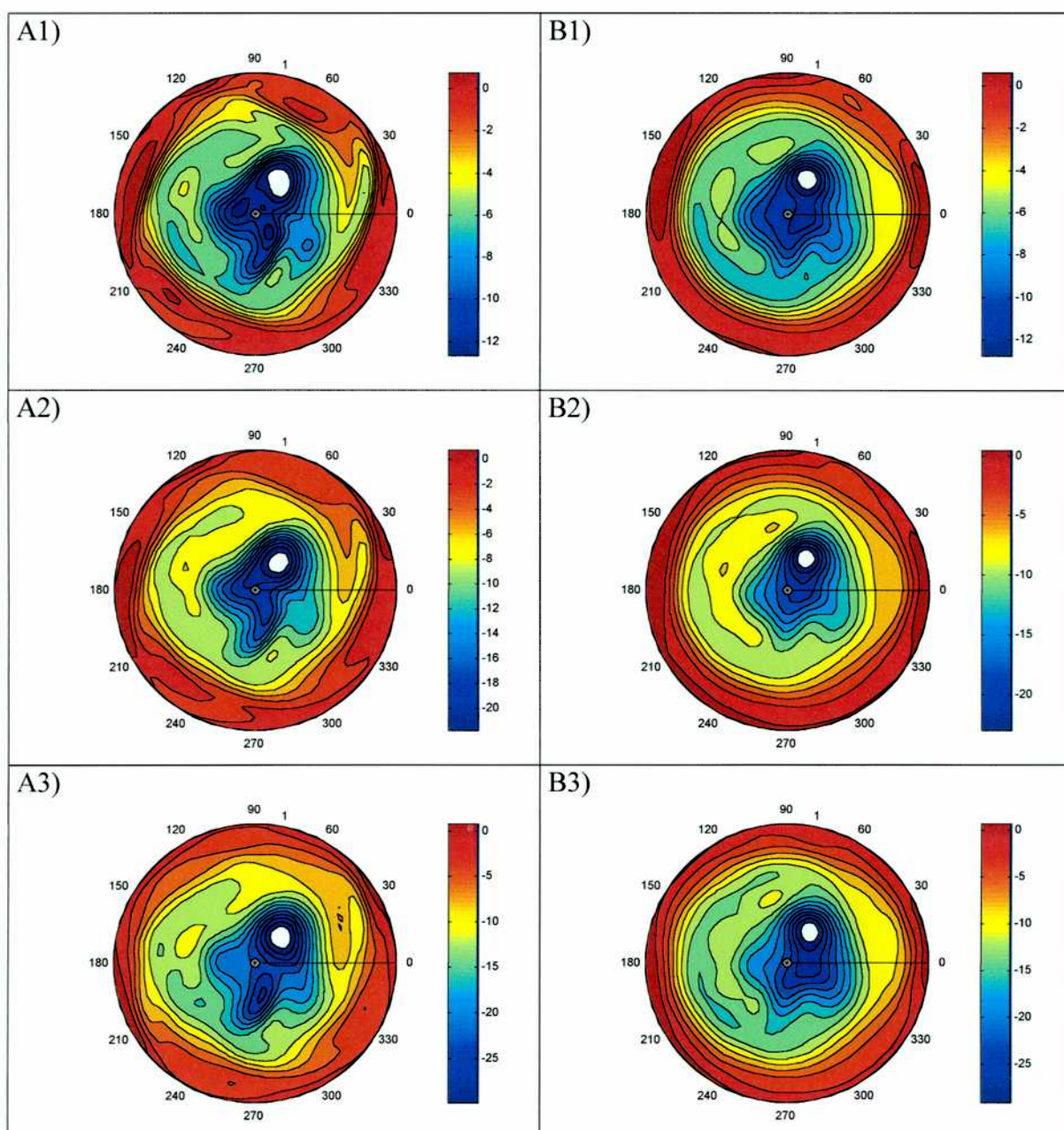
La primer serie corresponde a los resultados para el día 14 de Octubre (figura 4.7). Recordemos que en este día se desarrolla un evento tipo II, es decir en el cual el aporte de las ondas de escala sinóptica es importante (ver figura 2.2). La serie A corresponde a la integración 1, mientras que la integración 2 se halla graficada en la serie B.

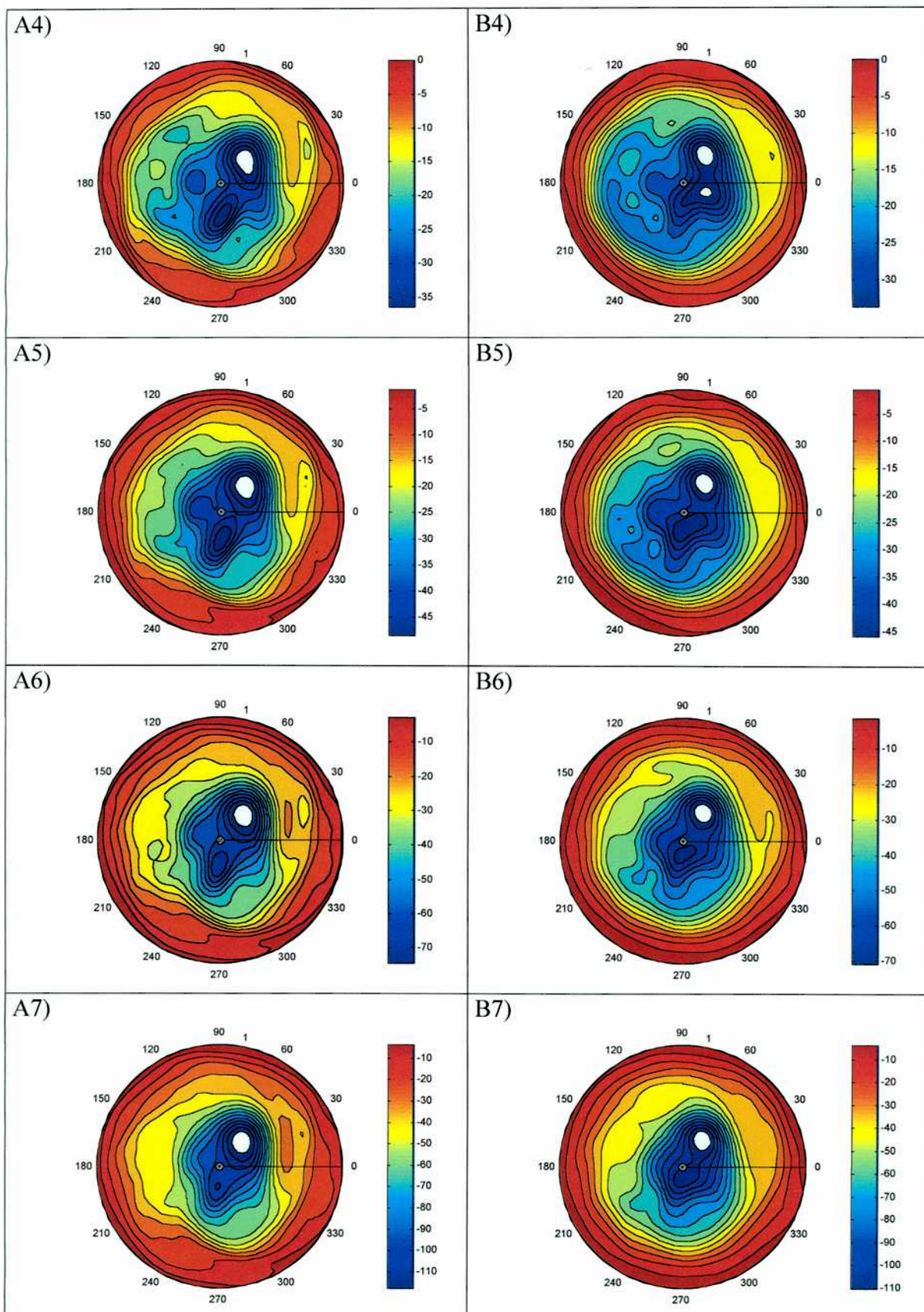
Claramente se nota una mayor deformación en la serie A para los niveles mas bajos, en los cuales ambas series muestran su mayor diferencia. Este hecho comprueba que las deformaciones más pronunciadas respecto a la forma de elipsoide

que adopta el agujero de ozono / vórtice polar reciben un importante aporte de las perturbaciones de escala sinóptica, pues cuando no se encuentran presentes (serie de gráficos B), bajo idénticas condiciones termodinámicas y dinámicas de la atmósfera no se desarrollan tales deformaciones (este hecho se puede reforzar con los datos medidos en el centro Goddard que se hallan en el apéndice A2).

Además, más arriba del quinto nivel (correspondiente a A5 , B5 y siguientes) las diferencias entre los gráficos de las integraciones 1 y 2 se hace menos notable; esto se basa en el hecho de que a medida que se progresa en altitud la evanescencia de las perturbaciones PA (de escala sinóptica) se vuelve significativa de acuerdo a lo que se observa en la figura 2.15.

Figura 4.7 Evento día 14 de Octubre de 1990 - Evento tipo II
 Comparación salidas de integración del modelo excitado con todas las ondas
 presentes en la base de datos (serie A, integración 1)
 filtradas las ondas de escala sinóptica (serie B, integración 2).





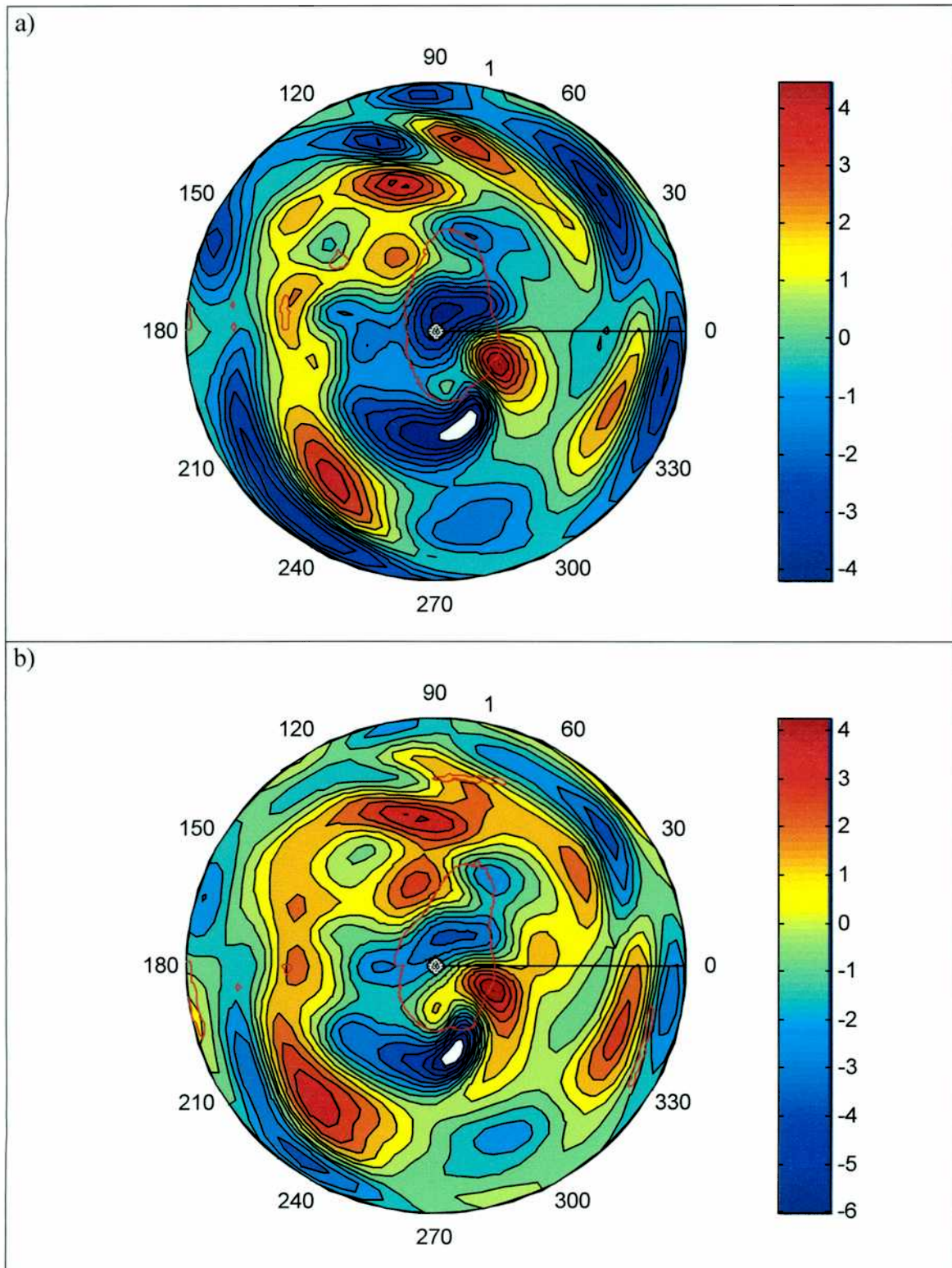
Aporte de las perturbaciones de escala sinóptica a la deformación del vórtice durante el segundo evento

La siguiente secuencia de gráficos está constituida por la diferencia de valores de vorticidad potencial para los valores que resultaron de integrar las ecuaciones del modelo con la totalidad del forzante y con el mismo filtrado para anular la actividad de anomalías de escala sinóptica en donde se ha superpuesto el contorno de 220 UD que delimita los bordes del agujero de ozono para una altura aproximada de 17.4 km. En ella se puede observar que:

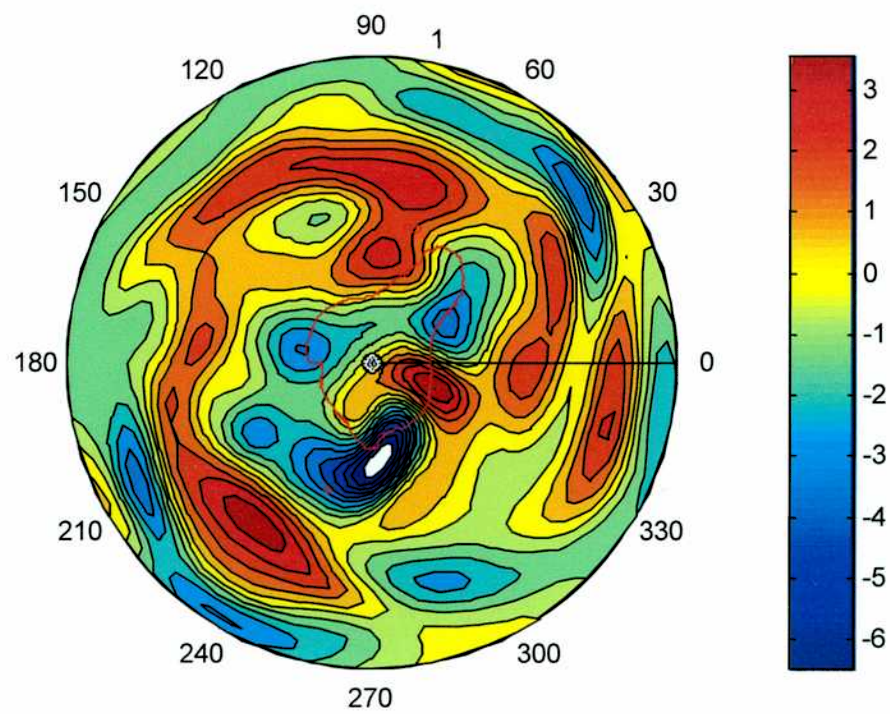
- a) La intensidad de la diferencia se va incrementando desde el primero de los gráficos que corresponde al día 12 de octubre (figura 4.8a)) hasta los días 13 y 14 (figuras 4.8 b) y c)) que constituyen el centro del evento para luego disminuir hacia el día 15 de octubre, que forma parte de la finalización del evento.
- b) En el día 12 de octubre se observa una estructura de vorticidad potencial debida a las perturbaciones PA entre los 30° y 150° de longitud oeste que se intensifica en el día 13, instancia en la cual se comienza a formar una estructura mayor que se desarrolla completamente hacia el día 14 de octubre. En ese día esta estructura coincide con la presencia de un frente muy marcado en la zona en la que se desarrolla la mayor protuberancia del vórtice polar / agujero de ozono en dicha zona.

Teniendo en cuenta que en los gráficos sólo se ha tenido en cuenta el aporte de las perturbaciones de escala sinóptica o PA, pues las de escala planetaria fueron restadas, este resultado del modelo concuerda con el estudio observacional y comprueba que la actividad de las perturbaciones de escala sinóptica es la responsable de afectar la dinámica del vórtice polar originando una deformación tipo II.

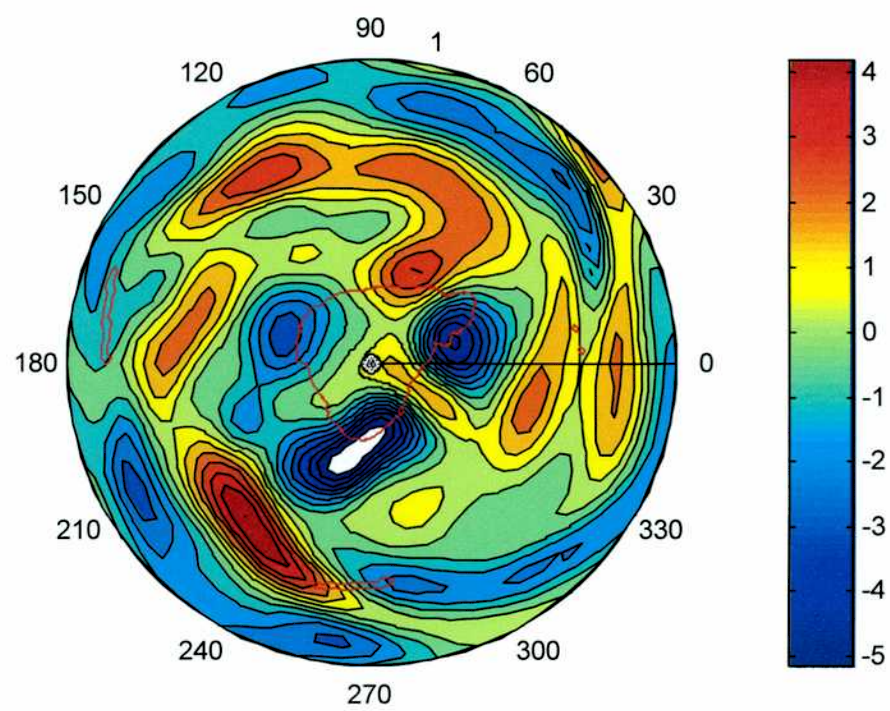
Figura 4.8
Diferencias entre los mapas de vorticidad potencial entre anomalías
PA y PB para los cuatro días que abarcan el segundo evento



c)



d)



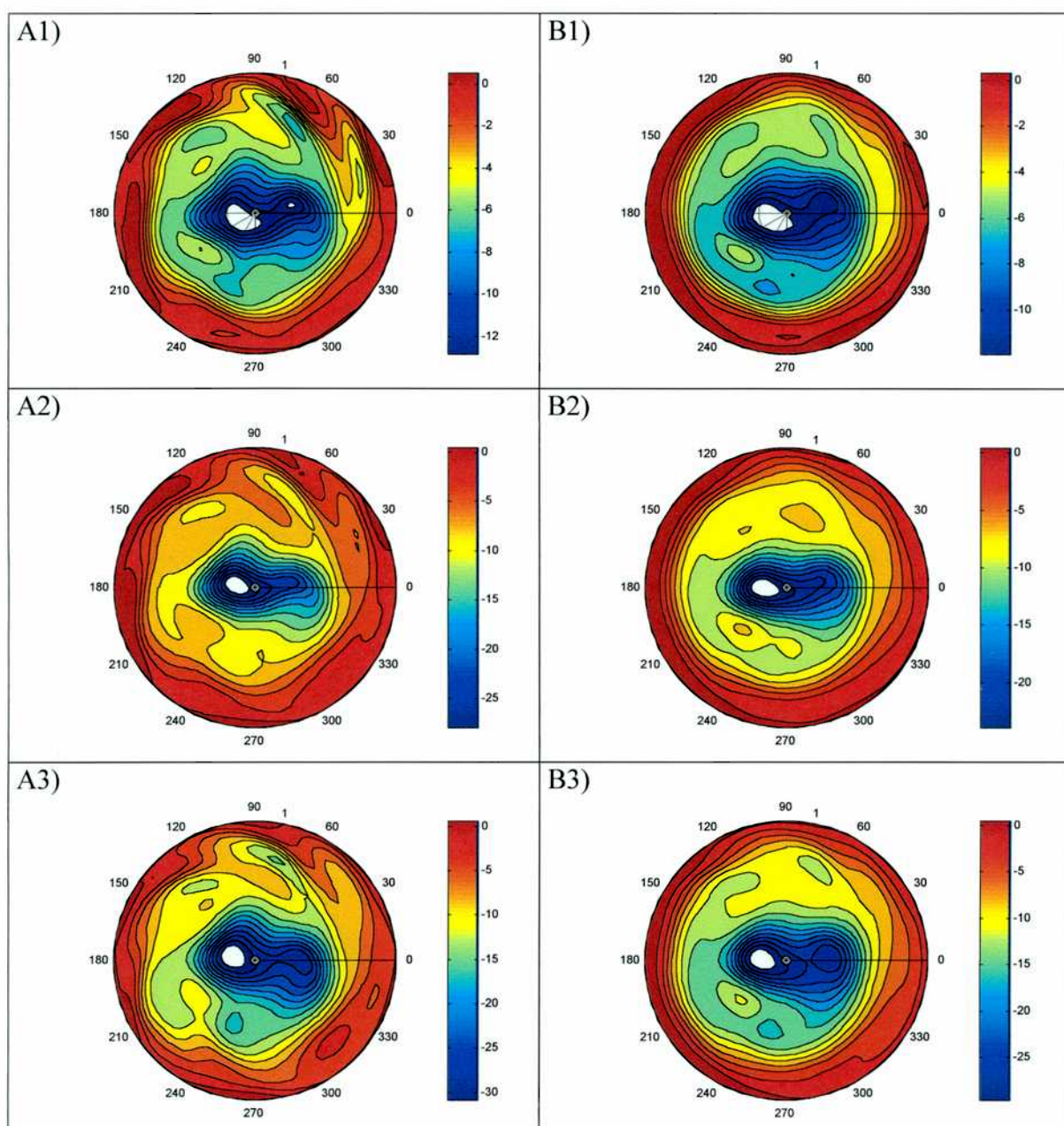
La siguiente serie corresponde a los resultados para el día 7 de octubre.

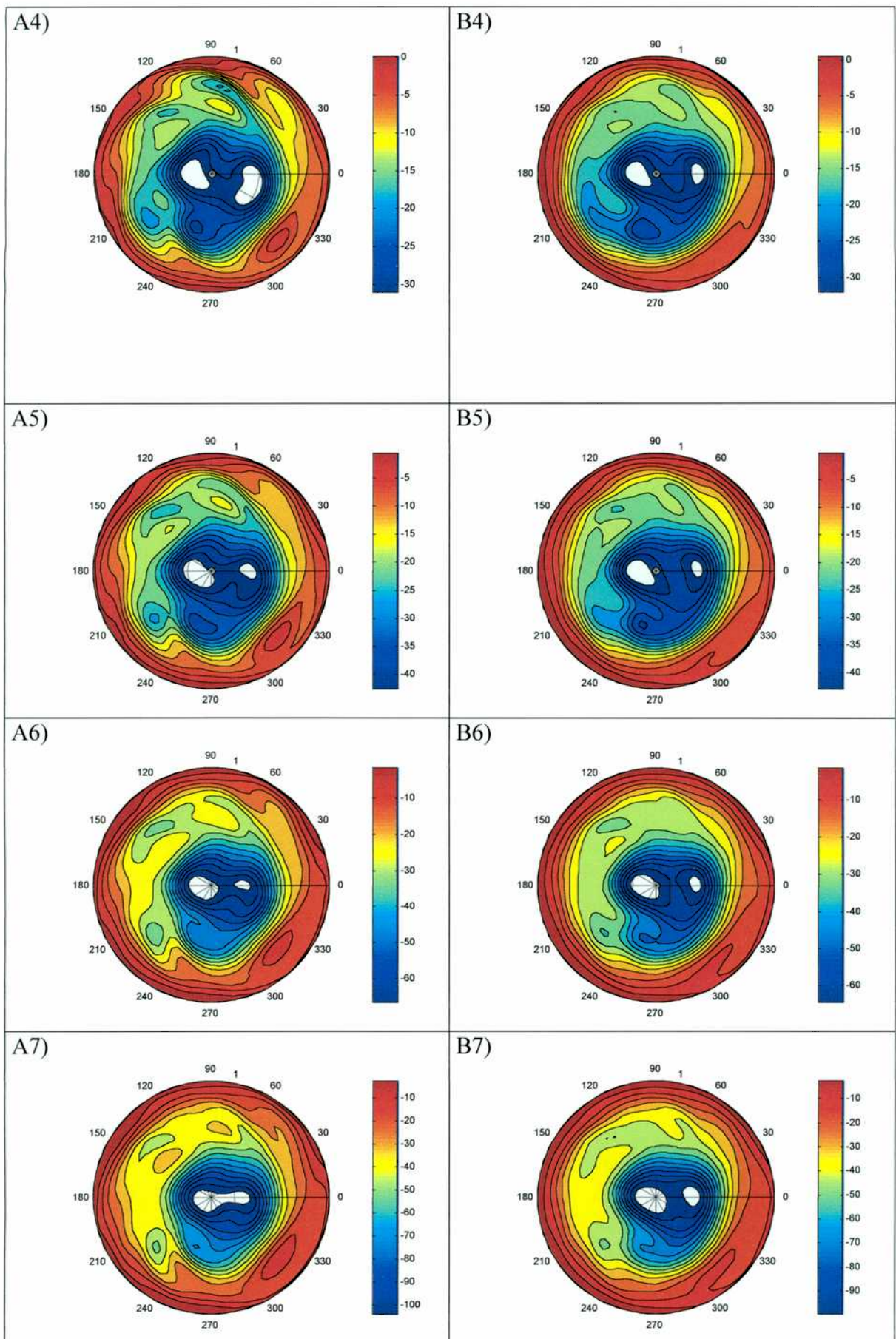
Recordemos que en este día se desarrolla un evento tipo I, es decir en el cual el aporte de las ondas de escala planetaria es más importante que el de las de escala sinóptica. La serie A corresponde a la integración 1, mientras que la integración 2 se halla graficada en la serie B, en niveles idénticos a los indicados en la tabla anterior.

Se nota una menor diferencia entre ambas series. En la serie A, para los niveles más bajos (1, 2 y 3) , las perturbaciones tienen una mayor curvatura, como era de esperarse por hallarse incorporadas perturbaciones de menor longitud que no se encuentran en la serie B. Este hecho confirma que durante un evento en el cual las perturbaciones de escala sinóptica no se hallan presentes la deformación del agujero de ozono / vórtice polar son en forma de elipsoide, tal cual se puede ver en las figuras siguientes.

Más arriba del tercer nivel las diferencias entre los gráficos de las integraciones 1 y 2 se hace menos notable. Esto se basa en el hecho de que a medida que se progresa en altitud se produce la atenuación de las perturbaciones PA (de escala sinóptica) de acuerdo a lo que se observa en la figura 4.9 (ver figura 2.5) y como son mucho menos intensas que en el caso anterior a una menor altura se asemejan mucho más.

Figura 4.9 Evento día 7 de octubre de 1990 - Evento tipo I
 Comparación salidas de integración del modelo excitado con todas las ondas
 presentes en la base de datos (serie A, integración 1)
 filtradas las ondas de escala sinóptica (serie B, integración 2).





Capítulo 5

Conclusiones

El presente estudio ha permitido verificar plenamente la hipótesis de trabajo, a saber, que los sistemas sinópticos/discontinuidades frontales de origen troposférico pueden perturbar de manera significativa la evolución diaria del vórtice polar antártico y el agujero de ozono, que lo contiene, durante la primavera austral. La verificación se llevó adelante por dos caminos. El primero fue la comprobación cualitativa/observacional de la contribución de los sistemas sinópticos en el proceso de deformación del sistema vórtice/agujero de ozono. Para este fin se utilizaron las observaciones de los sensores TOMS (columna de ozono total y nubosidad) y los productos del reanálisis del NCEP. En el transcurso de esta etapa fue posible comprobar experimentalmente que el paradigma tradicional de la inexistencia de perturbaciones sinópticas de origen troposférico en la estratósfera no se cumple y que la cuestión es más compleja de lo que usualmente se prevé a partir de una interpretación simplista de Charney y Drazin. En segundo lugar se llevó adelante una extensa tarea de modelado del proceso mediante el desarrollo de un modelo de aguas poco profundas con fondo móvil en la tropopausa, forzado con productos de reanálisis del ECMWF. En este proceso fue posible componer un modelo espectral mecanístico de relativamente buena resolución para entender los procesos estratoféricos en latitudes medias y altas.

Dado que los productos del reanálisis utilizados en cada etapa son de distinto origen, la comparación de resultados de ambos caminos ha servido para validar los resultados del modelo, y así verificar, sin lugar a dudas, que los sistemas sinópticos, por lo menos durante la primavera austral, pueden contribuir de manera significativa a la dinámica de la estratósfera inferior y del agujero de ozono.

Las conclusiones específicas que surgen del presente trabajo son:

1. La aplicación del análisis espectral exclusivamente en el espacio ha permitido la identificación de perturbaciones de escala sinóptica, en campos diarios de variables atmosféricas, en este caso la altura geopotencial.
2. Durante el periodo de estudio, octubre a noviembre de 1990, las perturbaciones descritas por ondas con número de onda mayor a 4 (longitud de onda igual o menor a los 5000 km), denominadas sinópticas fueron detectadas tanto en la tropósfera, como era de esperar, como en la estratósfera inferior.
3. El análisis de la coherencia en la estructura vertical de estas perturbaciones permitió inferir que las perturbaciones de escala sinóptica de origen troposférico pueden efectivamente propagarse o penetrar de manera evanescente en la estratósfera inferior y, con amplitudes significativas, pueden alcanzar de los 23 a los 25 km de altura. Se observa que dependiendo de las condiciones de propagación/penetración, las amplitudes de perturbaciones sinópticas son del mismo orden que las de escala planetaria.
4. Dado que las condiciones imperantes durante la primavera austral de 1990 no revisten ninguna particularidad como erupciones volcánicas importantes o procesos climáticos como el ENOS, es posible concluir que estos resultados generalizan las conclusiones de Charney y Drazin. En efecto mientras que en la teoría original la propagación de ondas planetarias está regido por el impacto del viento zonal medio sobre éstas, en el caso de las ondas de escala sinóptica se deduce que es la suma de dicho viento zonal medio más las fluctuaciones introducidas por las perturbaciones de escala planetaria (número de onda menor que 5) que controlan la propagación/penetración de las ondas más cortas. Por lo tanto, mientras que para las primeras rige la condición global en una banda de latitud, para las segundas revisten mayor importancia las condiciones regionales/locales.

5. Se observa que en la estratósfera inferior hasta aproximadamente los 23-25 km la forma de la región de máxima vorticidad potencial delimitada por un importante gradiente coincide bien con la del agujero de ozono dado por el contenido de columna de ozono definido por la isolínea de 220 UD. Nótese que este rango de alturas coincide tanto con la región de máxima destrucción de ozono como con la penetración estratosférica, con intensidades significativas, de perturbaciones sinópticas. Dadas las características del modelo espectral, en niveles isentrópicos donde la vorticidad potencial es conservada, y el hecho que esta variable es derivada post-facto de los campos que éste calcula, la vorticidad potencial no sufre las difusiones numéricas a las que se ven expuestas otras variables que también tienen fuertes gradientes. Por consiguiente el uso alternativo de los mapas de agujero de ozono y de vorticidad potencial, según la etapa y características del estudio, es posible en dicho rango de alturas.
7. Es posible clasificar las deformaciones del sistema vórtice polar/agujero de ozono en dos tipos:
- a. simétrico - Tipo I
 - b. asimétrico, caracterizado por zonas/extensiones angulosas - Tipo II
- En el primer caso hay un dominio neto de las ondas planetarias, mientras que en el segundo de los casos los sistemas sinópticos contribuyen de manera significativa.
8. Existen también eventos con deformaciones que combinan aspectos de las deformaciones tipo I y II.
9. La comparación de los mapas de ozono total con los campos de anomalías PB y PA demuestra en primer lugar que las perturbaciones tipo I (7 de octubre) ocurren ante la presencia dominante de importantes perturbaciones de escala planetaria. Las deformaciones tipo II (14 de octubre) ocurren cuando importantes perturbaciones de escala sinóptica pueden alcanzar la estratósfera inferior en la zona de influencia del

vórtice polar y las perturbaciones de escala planetaria no se encuentran en un pico de actividad. Las deformaciones combinadas (17 de octubre) ocurren cuando coincide una importante actividad de ondas planetarias y de ondas sinópticas.

10. Las corridas del modelo con y sin el filtrado de ondas de escala sinóptica en el forzante de tropopausa corroboran los resultados observacionales. Se observan diferencias claras entre ambas corridas para el evento tipo II, mientras que las diferencias durante el evento tipo I no son significativas. Las localizaciones de estas diferencias coinciden con la ubicación de las anomalías PA en la altura geopotencial.

Dada la estructura fuertemente tridimensional de los fenómenos estudiados los modelos computacionales, de naturaleza mecánica, son una herramienta muy adecuada para avanzar en la comprensión de la dinámica involucrada, tal como las conclusiones que se acaban de enumerar lo confirman. Se puede afirmar que el sistema de coordenadas elegida y el método numérico adoptado para las integraciones son una metodología adecuada para estudiar la estructura tridimensional de la atmósfera media en relación con los procesos troposféricos. Se puede establecer, a partir del trabajo aquí realizado, una serie de conclusiones específicas en aspectos del desarrollo del modelo espectral mecánico:

1. El forzado del modelo con valores de campo ha sido un aporte importante en la evolución del modelo utilizado. Fue necesario el preprocesado de los productos de reanálisis utilizados, pues de otra forma la intensa variación que se produce con cuatro lecturas diarias (en el límite de las ondas de gravedad) disparaba cascadas de perturbaciones de corta longitud de onda y alta frecuencia que inestabilizaban el modelo. Fue necesario realizar un filtrado inicial de los datos del forzado mediante un filtro de media móvil de ocho puntos (equivalente a una ventana de filtrado de dos días).

2. El diseño de una capa esponja apropiada fue definitivo para neutralizar los efectos desestabilizantes de ondas de gravedad remanentes al propagarse en la estratósfera superior.
3. La integración de “warm up” que diera inicio a las integraciones del estudio fue un requerimiento imprescindible para lograr reproducir con el modelo todas las condiciones en la atmósfera en una fecha dada.
4. El uso de splines-B para la integración vertical favoreció la ubicación del mallado en la zona en la cual se fijó el contorno inferior del modelo. Si bien éstas no son computacionalmente tan eficientes, fueron más apropiados desde la perspectiva de la flexibilidad del modelo para adaptarse a distintas posiciones de la superficie isentrópica del contorno inferior, por la cual actuó el forzante.
5. Las integraciones de las ecuaciones no lineales condujeron a resultados que reproducen en su mayoría todas las estructuras que se pueden encontrar en los datos observacionales, que son tomados como verificadores genéricos por la comunidad.
6. En la zona de mayor interés, es decir los 60°S hasta el polo, los valores calculados difieren de los observados en menos de un 4.5%.

Debe agregarse que los modelos de mecánica de fluidos modularizados, como el utilizado, presentan un inconveniente adicional al momento de coordinar los tiempos, en especial cuando de esta coordinación depende la lectura de los archivos del forzante.

La presente verificación de la existencia y contribución de los sistemas sinópticos troposféricos a la dinámica de la estratósfera inferior representa una interesante contribución para la comprensión de los procesos que afectan la capa de ozono y establecen otro vínculo más entre ese fenómeno y los posibles efectos del Cambio Climático entre la tropósfera y la estratósfera inferior. Estos resultados son un aporte al Programa Procesos Estratosféricos y su Rol en el Clima – SPARC – del Programa Mundial de Investigación del Clima. La confirmación de que pueden perturbar el vórtice polar de manera sensible es importante para fortalecer la capacidad

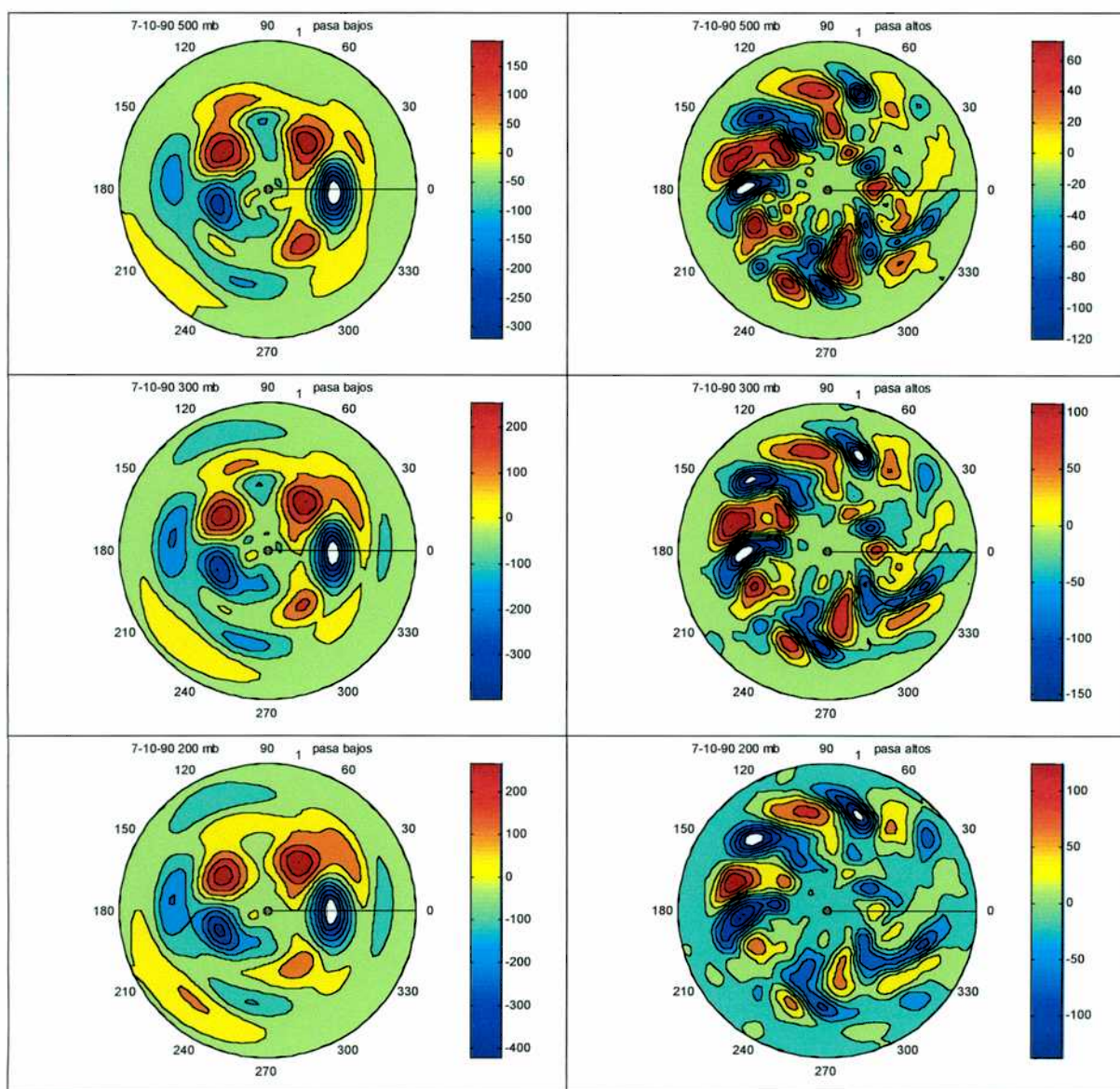
de pronosticar los pasajes del agujero de ozono sobre el sur del Cono Sur.

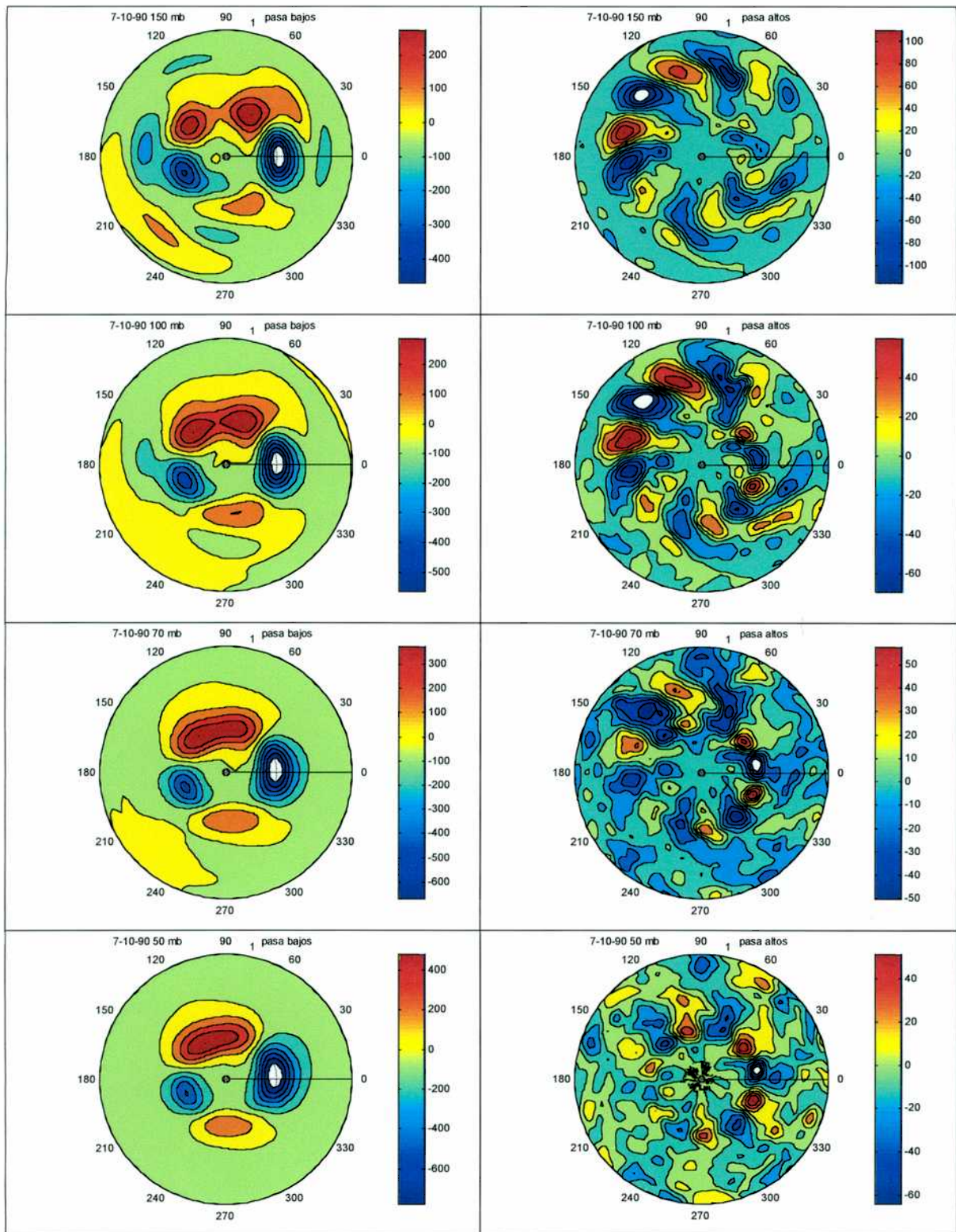
De los presentes resultados se desprenden diversas cuestiones adicionales. Entre otras podemos destacar la necesidad de establecer una climatología de sistemas sinópticos en la estratósfera inferior, no sólo en los meses aquí estudiados sino durante la totalidad del invierno y la primavera. Existe una variabilidad interanual sumamente importante tanto en el comportamiento del vórtice polar como de los sistemas sinópticos. Cabe notar aquí que esta variabilidad y el grado de deformación del vórtice definen la duración del vórtice polar y del grado de destrucción de ozono en su interior. La inestabilidad y deformación del vórtice están dadas principalmente por la actividad de ondas planetarias y, como surge del presente estudio, por la actividad de ondas sinópticas. Es necesario entonces investigar cuales deben ser las características de los sistemas sinópticos para contribuir de manera importante, así como las condiciones del vórtice polar para que eso ocurra. Tal estudio requiere nuevamente la aproximación doble utilizada, o sea la observacional y la numérica. También sería de gran interés investigar cual es el rol de las perturbaciones sinópticas en las etapas finales y ruptura del vórtice/cierre del agujero de ozono al fin de la primavera austral.



Apéndice A1
Estructura a lo largo de cortes horizontales de anomalías de geopotencial
Evento 1, Tipo I - 7 de octubre de 1990

Los gráficos siguientes fueron obtenidos tras el filtrado de las anomalías PB y PA a partir de datos del NCEP.

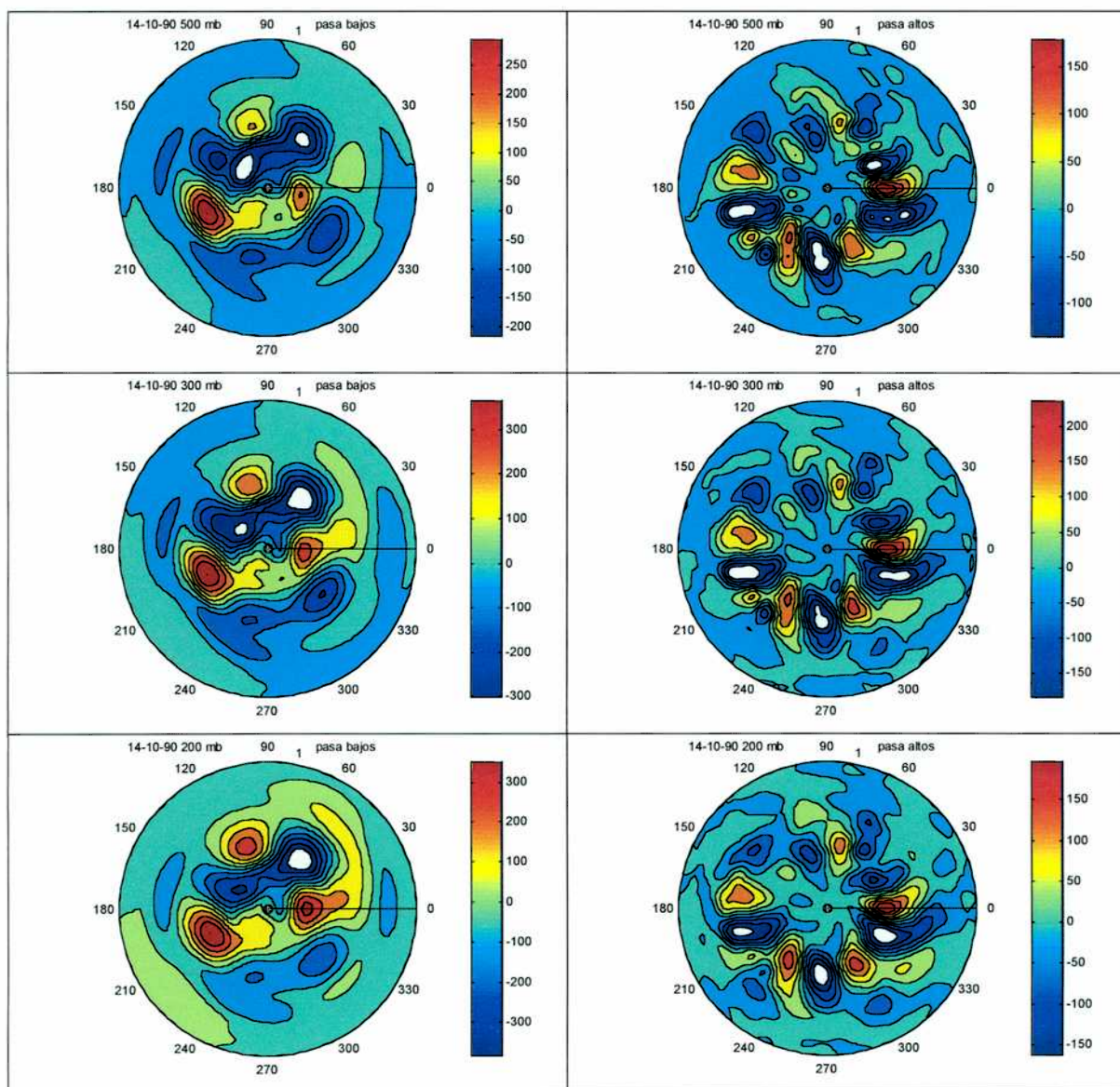


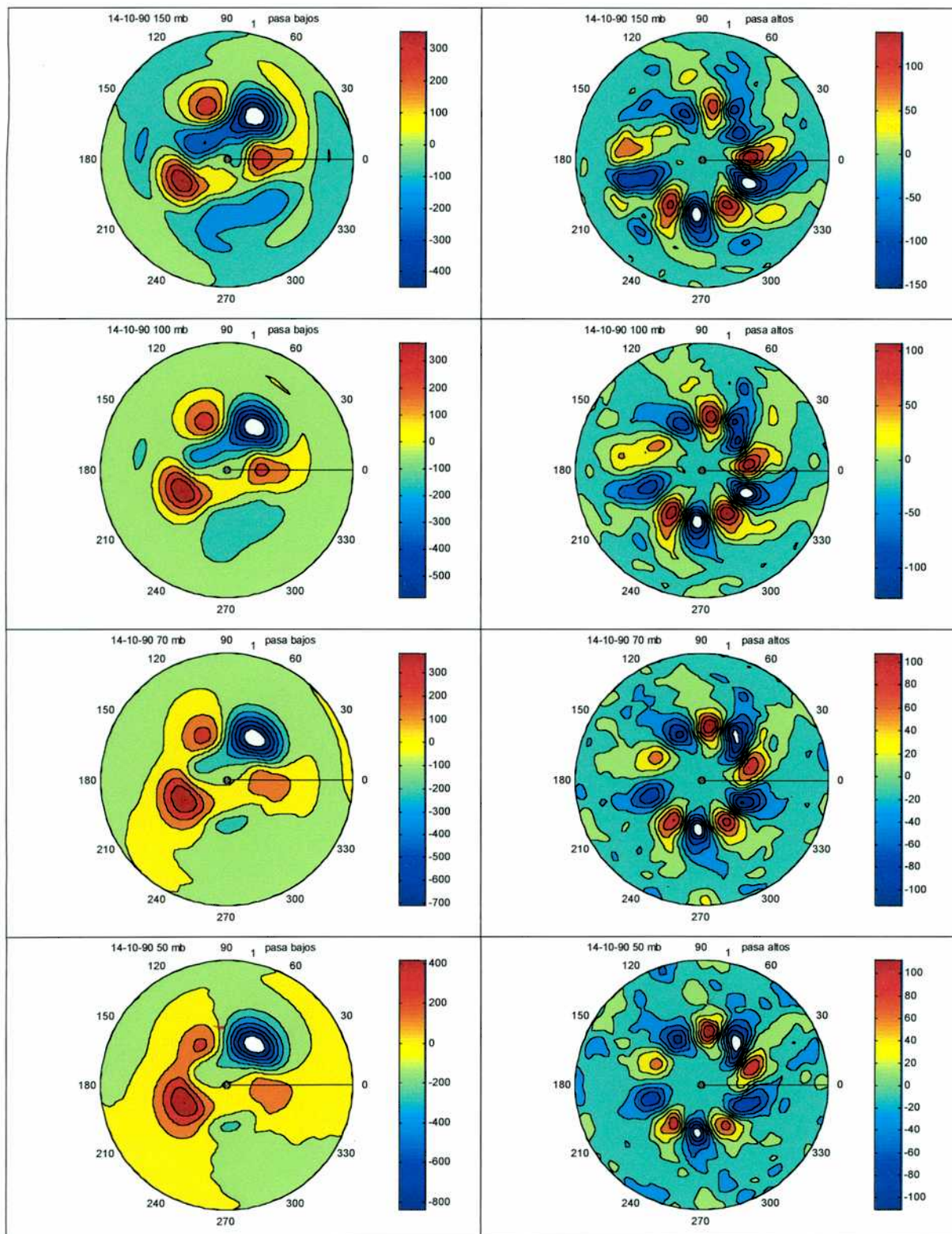


Apéndice A2

Estructura a lo largo de cortes horizontales de anomalías de geopotencial Evento 2, Tipo II - 14 de octubre de 1990

Los gráficos siguientes fueron obtenidos tras el filtrado de las anomalías PB y PA a partir de datos del NCEP.

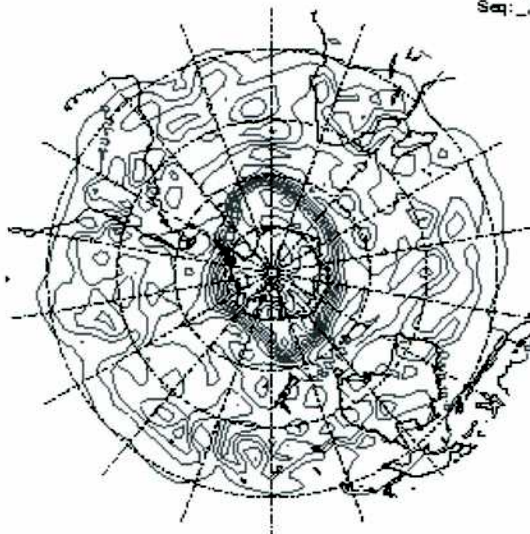




Estructura a lo largo de cortes horizontales de la vorticidad potencial

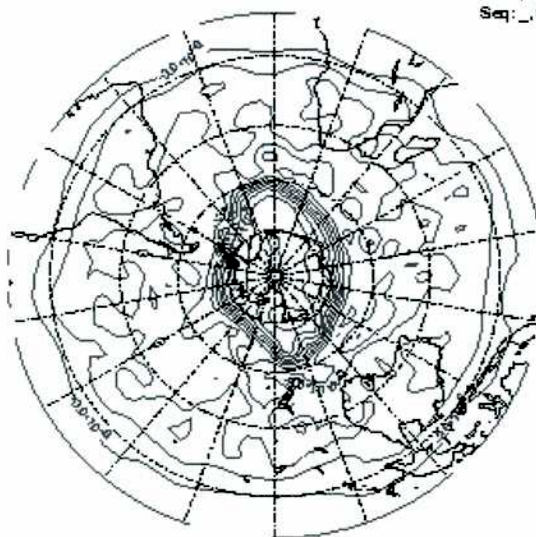
Los gráficos siguientes fueron obtenidos mediante el sistema de automailer del Goddard Space Flight Center de la National Aeronautics and Space Administration (NASA)

NMC, Grid: GG5XZ
Seq: , Spec:



NASA
GSFC

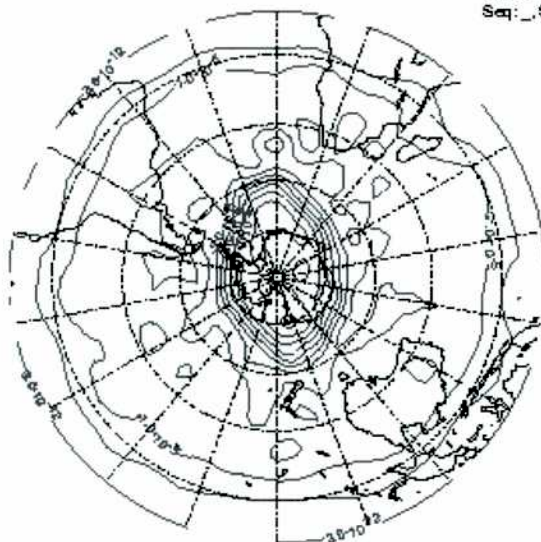
NMC, Grid: GG6XZ
Seq: , Spec:



NASA
GSFC

12 UTC on 7 October, 1990 on the 450.0 K surface

NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __

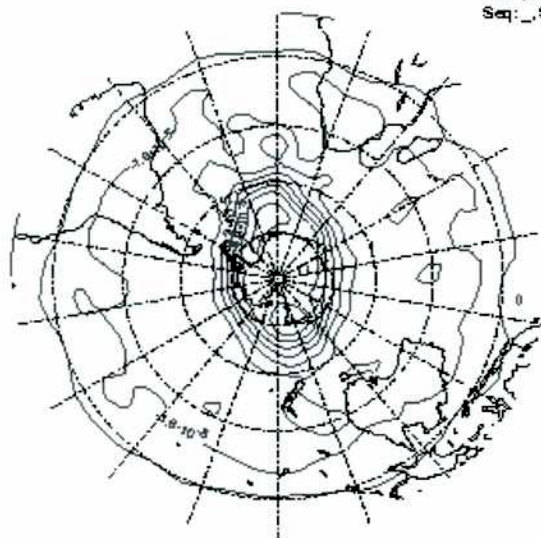


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 7 October, 1990 on the 480.0 K surface

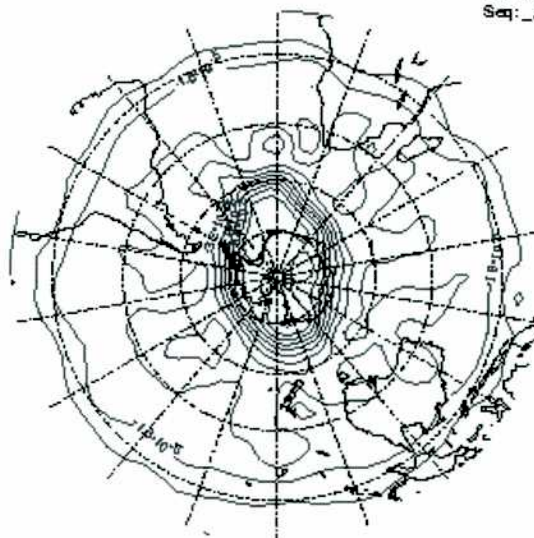
NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __



EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

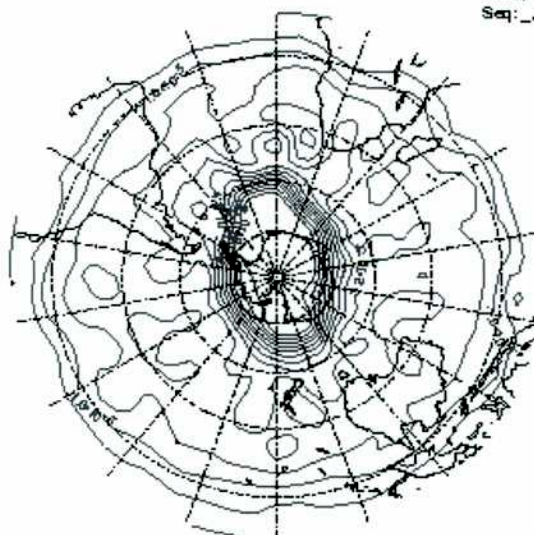
NASA
GSFC

NMC, Grid: GG6XZ
Seq: __, Spec: __



NASA
GSFC

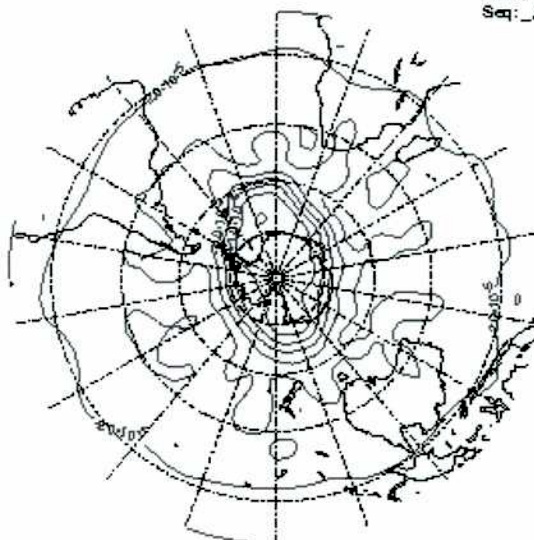
NMC, Grid: GG6XZ
Seq: __, Spec: __



NASA
GSFC

12 UTC on 7 October, 1990 on the 570.0 K surface

NMC, Grid: GGSX2
Seq: _, Spec: _

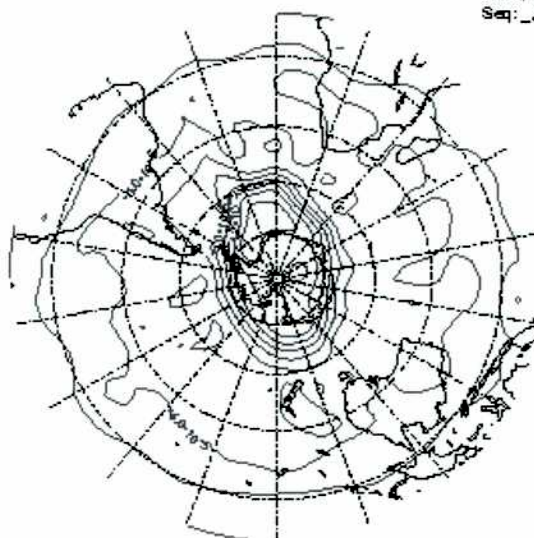


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 7 October, 1990 on the 600.0 K surface

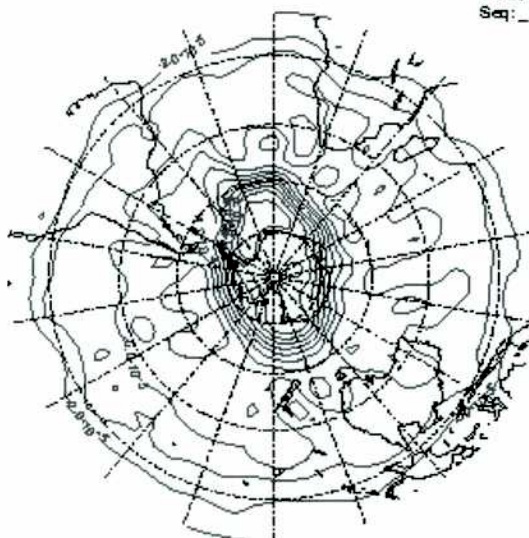
NMC, Grid: GGSX2
Seq: _, Spec: _



EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

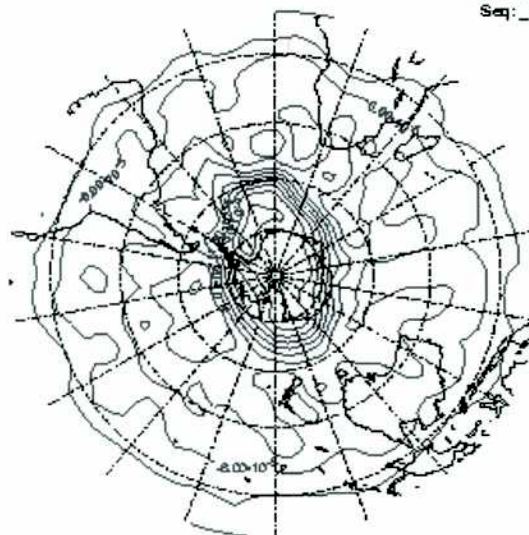
NASA
GSFC

NMC, Grid: GG5XZ
Seq: __, Spec: __



NASA
GSFC

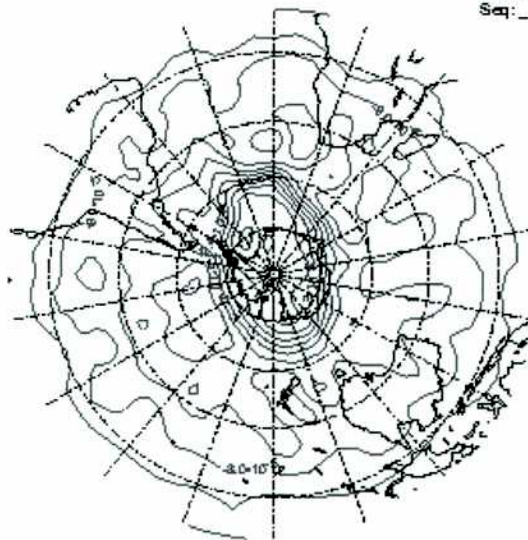
NMC, Grid: GG6XZ
Seq: __, Spec: __



NASA
GSFC

12 UTC on 7 October, 1990 on the 750.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: _, Spec: _

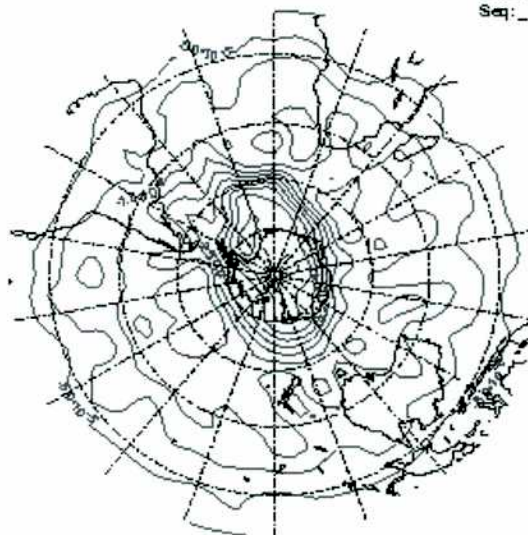


EPBL (K m^2/kg s)

NASA
GSFC

12 UTC on 7 October, 1990 on the 800.0 K surface

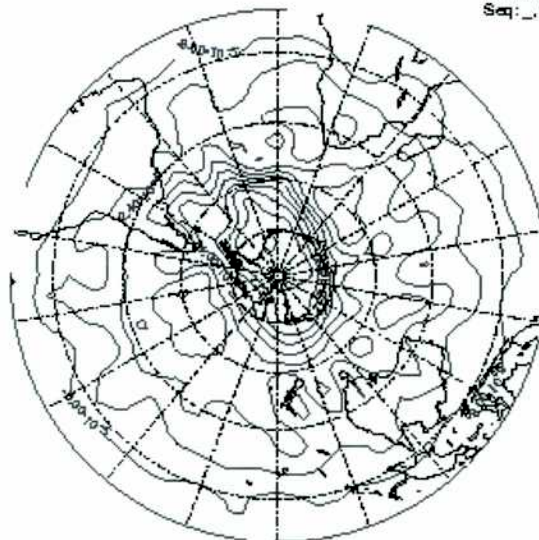
NMC, Grid: GG5X2
Seq: _, Spec: _



EPBL (K m^2/kg s)

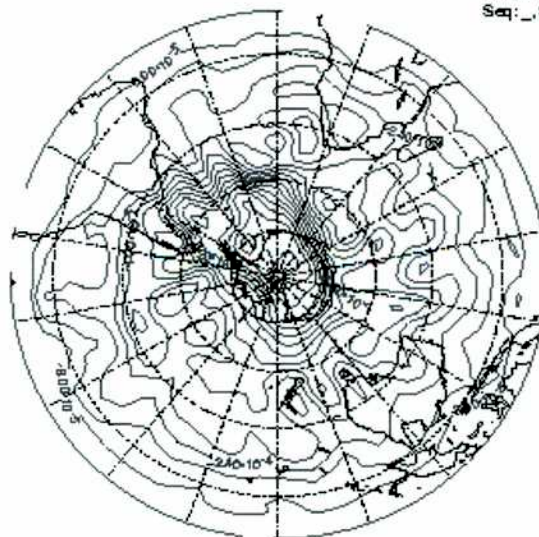
NASA
GSFC

NMC, Grid: GG6XZ
Seq: __, Spec: __



NASA
GSFC

NMC, Grid: GG6XZ
Seq: __, Spec: __



NASA
GSFC

Apéndice B2

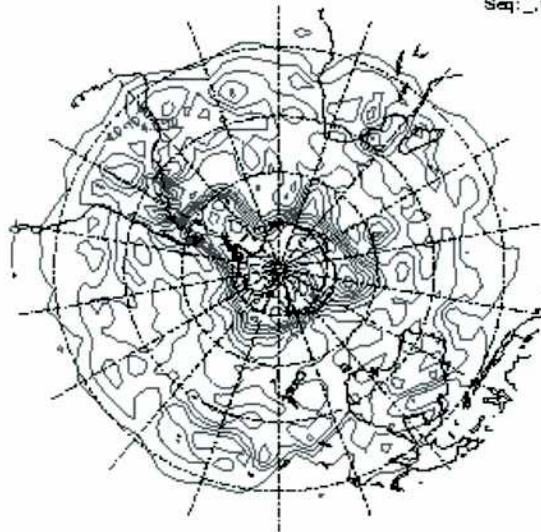
Estructura a lo largo de cortes horizontales de la vorticidad potencial

Evento 2, Tipo II - 14 de octubre de 1990

Los gráficos siguientes fueron obtenidos mediante el sistema de automailer del Goddard Space Flight Center de la National Aeronautics and Space Administration (NASA)

12 UTC on 14 October, 1990 on the 390.0 K surface

NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __

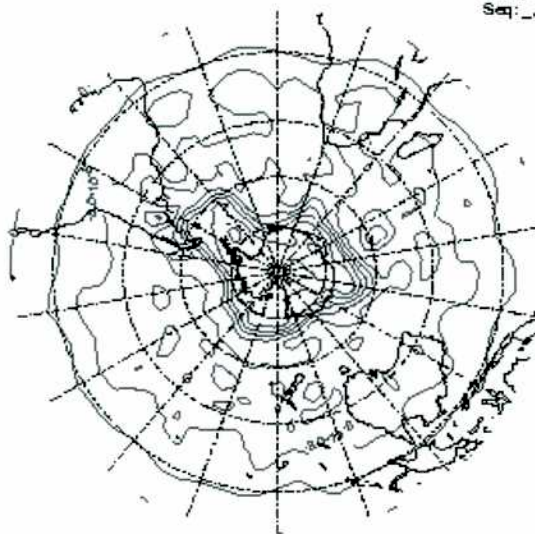


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 420.0 K surface

NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __

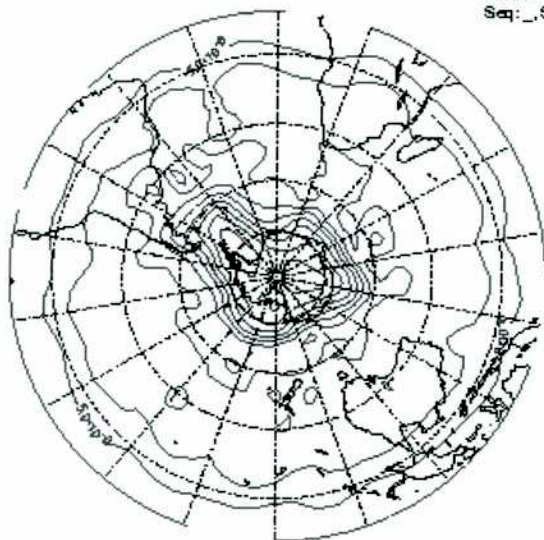


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 450.0 K surface

NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __

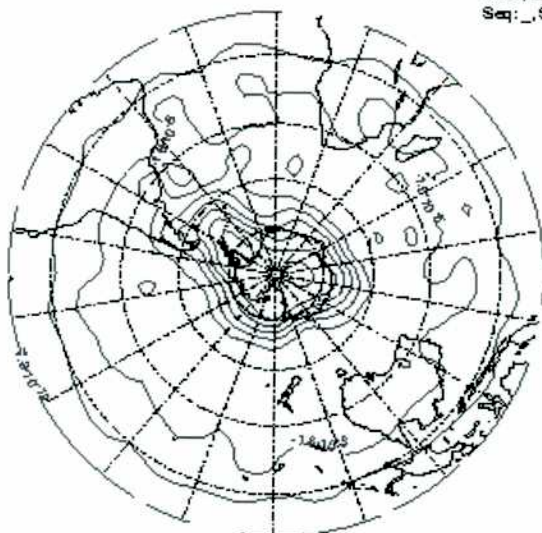


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 480.0 K surface

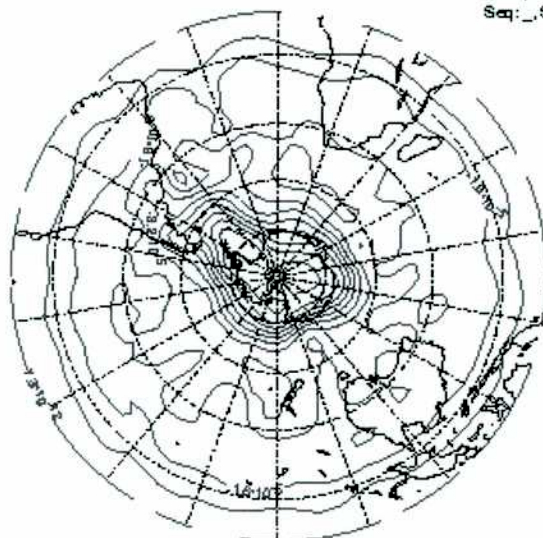
NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __



EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

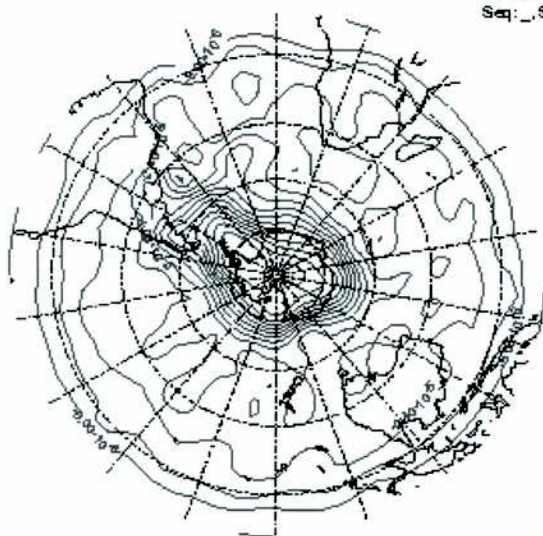
NASA
GSFC

NMC, Grid: GG5X2
Seq: __, Spec: __



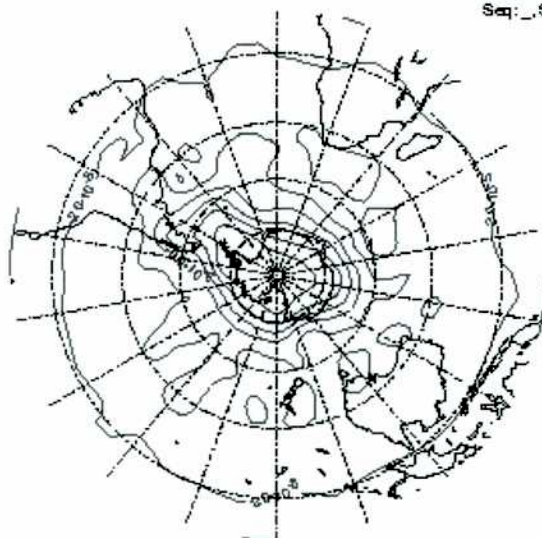
NASA
GSFC

NMC, Grid: GG5XZ
Seq: __, Spec: __



12 UTC on 14 October, 1990 on the 570.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: __, Spec: __

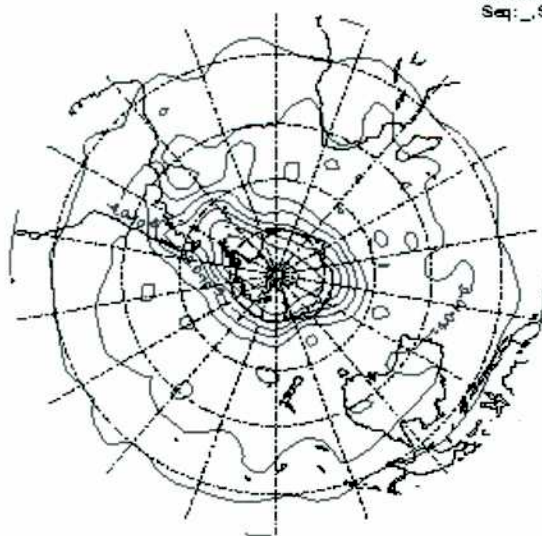


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 600.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: __, Spec: __

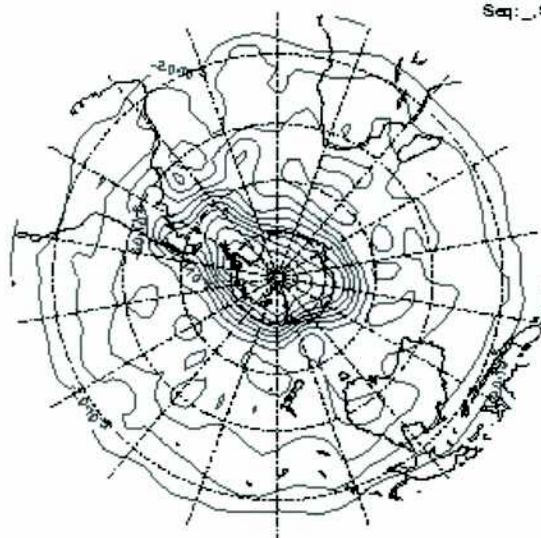


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 650.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: __, Spec: __

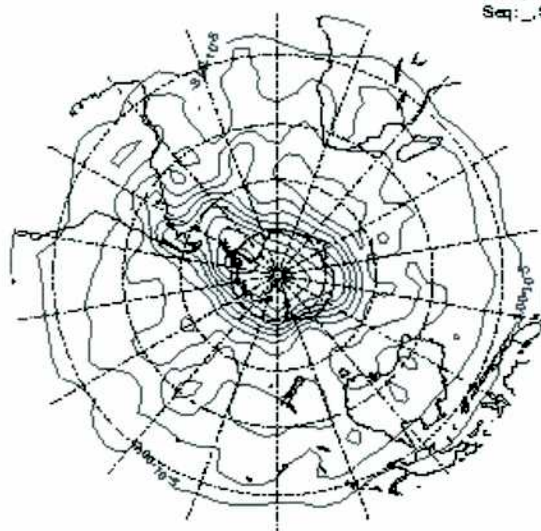


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 700.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: __, Spec: __

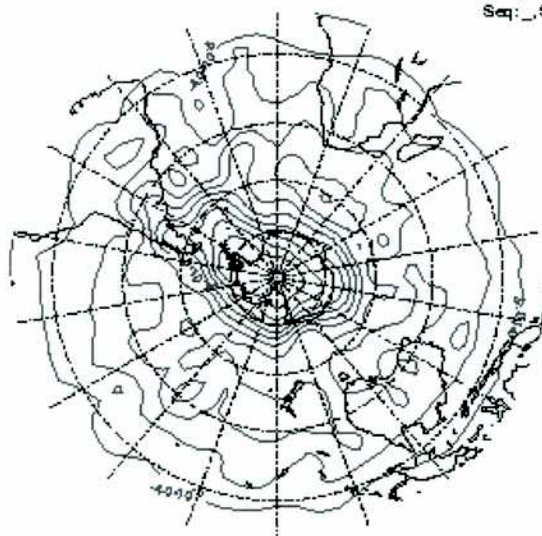


EPBL ($\text{K m}^2/\text{kg s}$)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 750.0 K surface

NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __

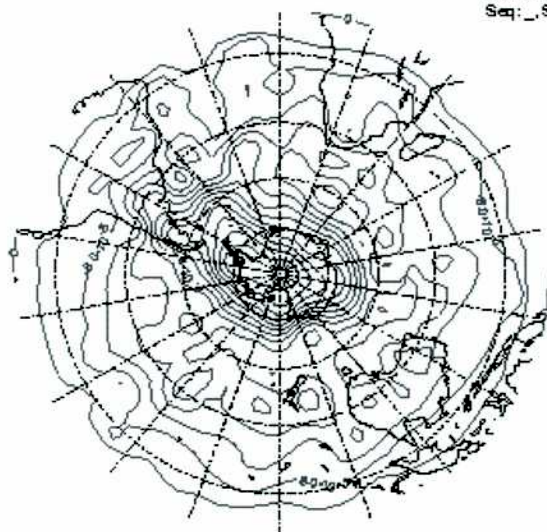


EPBL (K m^2/kg s)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 800.0 K surface

NMC, Grid: GG6X2
Seq: __, Spec: __

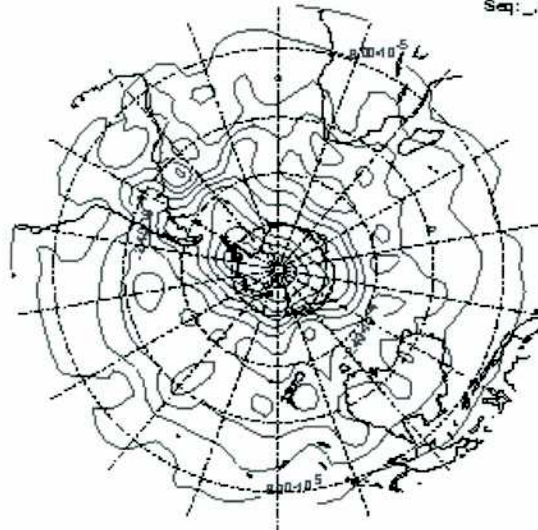


EPBL (K m^2/kg s)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 900.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: _, Spec: _

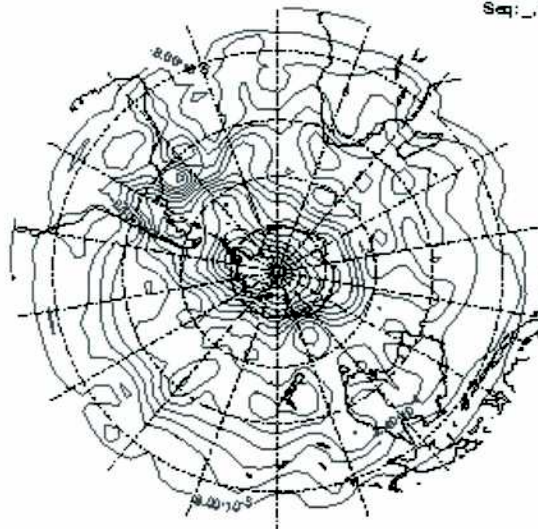


EPBL (K m^2/kg s)

NASA
GSFC

12 UTC on 14 October, 1990 on the 1000.0 K surface

NMC, Grid: GG5X2
Seq: _, Spec: _



EPBL (K m^2/kg s)

NASA
GSFC

Referencias y Bibliografía

Andrews, D. G., Holton, J. R., y Leovy, C. B.
Middle atmosphere dynamics.
Academic Press (1987).

Bath, M.
Spectral analysis in geophysics.
Elsevier Scientific Publishing Company (1979).

Bjerknes, J. y Solberg, H.
Meteorological conditions for the formation of rain.
Geofys. Publikasjoner, Norske Videnskaps-Akad. Oslo 2, No. 3, 1-60 (1921).

Bodeker, G. E. y Scourfield, M. W.
Planetary wave in total ozone and their relation to Antarctic ozone depletion.
Geophys. Res. Lett., **22**, 2949-2952 (1995).

Bowman, K. (a)
Observations of deformation and mixing of the total ozone field in the Antarctic polar vortex.
J. Atmos. Sci., **50**, 2915-2921 (1993).

Bowman, K. (b)
Large scale isentropic mixing properties of the antarctic polar vortex from analyzed winds.
J. Geophys. Res., **98**, 23013-23027 (1993).

Bowman, K. (c)
Barotropic simulation of large scale mixing in the Antarctic polar vortex.
J. Atmos. Sci., **50**, 2901-2913 (1993).

Burden, R. L., y Faires, J. D.
Análisis numérico, Thomson (1998).

Callaghan, P. F.
A numerical study of the 3-dimensional structure of the Brewer-Dobson circulation.
Ph. D. Thesis - Departament of Physics, University of Colorado (1999).

Callaghan, P., Fusco, A., Francis, F., y Salby, M.
A Hough spectral model for three-dimensional studies of the middle atmosphere.
J. Atmos. Sci., **56**, 1461-1480 (1999).

Canuto C., Hussaini M. Y., Quarteroni, A. y Zang T. A.
Spectral methods in fluid dynamics.
Springer, New York (1988).

Charney J. G. y Drazin P. G.
Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere.
Atmosphere Journal of Geophysical Research, **66**, 83-107 (1961).

Chen, P.
The permeability of the Antarctic polar edge.
J. Geophys. Res., **99**, 20563-20571 (1994).

Chen, P., Holton, J. R., O'Neill A., y Swinbank, R.
Quasi horizontal transport and mixing in the antarctic stratosphere.
J. Geophys. Res., **99**, 16851-16855 (1994).

Dickinson, R. E.
Theory of planetary wave zonal flow interaction.
J. Atmos. Sci. **26**, 73-81 (1969).

Dikii, L. A.
The terrestrial as an oscillating system.
Izv. Atmos. Ocean Phys., **1**, 275-286 (1965).

Eckart, C.
Hydrodynamics of oceans and atmospheres.
Pergamon Press (1960)

Edmon, H. J., Hoskins, B. J., y McIntyre, M. E.
Esliassen Palm cross sections of the troposphere.
J. Atmos. Sci. **37**, 2600-2616 (1980).

Ertel, H.
Ein neuer hydrodynamischer Wierbelsatz.
Meteorol. Z., **59**, 271-281 (1942).

Farman, J. C., Gardiner, B. G., y Shanklin, J. D.
Large losses of total ozone in Antarctic reveal seasonal ClO/NO interaction.
Nature, **315**: 207-210 (1987).

Flattery, T. W.
Hough functions.
Tech. Rep. N° 21 Dept. Geophys. Sci.
University of Chicago, 177 pp. (1967).

Gill, Adrian
Atmosphere ocean dynamics.
Academic Press (1982).

Gottlieb, D. y Orszag, S.
Numerical analysis of spectral methods.
SIAM, Philadelphia, Pennsylvania (1989).

Haltiner, G. J. y Williams, R. T.
Numerical prediction and dynamic meteorology.
Wiley, New York (1980).

Hayashi, Y.
A generalized method of resolving disturbances into progressive and retrogressive waves
by fourier and time cross-spectral analysis.
J. Meteorol. Soc. Jpn., **49**, 125-128 (1971).

Hildebrand, F. B.
Introduction to numerical analysis.
Mc Graw Hill, 511 pp. (1956).

Holton, James
An introduction to dynamic meteorology.
3rd. ed. (1992).

Hoskins B., McIntyre M. y Robertson A.
On the use and significance of isentropic potential vorticity maps.
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **111**, 877-946 (1985).

Hough, S. S.
On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of tides.
Phil. Trans. A. **191**. 201-257 (1898).

Kasahara, A.
Numerical integration of the global barotropic primitive equations wiht Hough harmonic
expansions.
J. Atmos. Sci., **34**, 687-701 (1977).

Kasahara, A.
Further studies on a spectral model of the global barotropic primitive equations wiht Hough
harmonic expansions.
J. Atmos. Sci., **35**, 2043-2051 (1978).

Kawahira K, y Shiratori L.
Development and changes of the horizontal structure of the ozone hole in Antarctica.
Proc. XVIII Adudrenial Ozone Symp. L'Aquila, Italy. Int. Ozone Commission (1996).

Kinkaid, D. y Cheney, W.
Análisis numérico – Las matemáticas del cálculo científico.
Addison Wesley Iberoamericana (1994).

- Lamb, H.
Hydrodynamics, 6th. Ed. Dover (1932).
- Longuet M. S. y Higgins F.R.S.
The eigenfunctions of the Laplace's tidal equations over a sphere.
Philos. Roy. Soc. London, Ser. A – pp. 262: 511-607 (1968).
- Manney, G. L., Zurek R. W., O'Neill, A. y Swinbank, R.
On the motion of air through the stratospheric polar vortex.
J. Atmos. Sci, **51**, 2973-2994 (1994).
- Margules, M.
Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale.
Teilll. S.-B. Akad Wiss Wien, Math-Naturweiss. I. Abt Iia, **102**, 11-56 (1893).
- Marshall, G.
Solución numérica de ecuaciones diferenciales.
Reverté (1985)
- McIntire, M. y Palmer, T.
Breaking planetary waves in the stratosphere.
Nature, **305**, 593-600 (1983).
- McIntire, M. y Palmer, T.
The surf zone in the stratosphere.
J. Atmos. Terr. Phys., **46**, 825-849 (1984).
- Nash, E. R., Newman, P. A., Rosenfield, J. E., y Schoeberl, M. R.
An objective determination of the polar vortex using Ertel's potential vorticity.
J. Geophys. Res., **101**, 9471-9478 (1996).
- Randel, W. J. y Newman, P. A.
Meteorology of the southern hemisphere.
Edited by Karoly, D. J. And Vincent, D. G.- American Meteorological Society (1998).
- Randel. W.J., y Wu, F.
TOMS total ozone trends in potential vorticity coordinates.
Geophys. Res. Lett., **22**, 683-686 (1995).
- Salby, M. L.
Fundamentals of atmospheric physics.
Academics Press (1996).
- Salby, M., Garcia, R., O'Sullivan, D., y Tribbia, J.,
Global transport calculations with an equivalent barotropic system.
J. Atmos. Sci., **47**, 188-214, (1990).

Shindell, D. T., Wong, S., y Rind, D.

Interannual variability of the antarctic ozone hole in a GCM, Part I: the influence of tropospheric wave variability.

J. Atmos. Sci., **54**, 2308-2319 (1997).

Vreugdenhil, G. B.

Numerical methods for shallow water flow.

Kluwer Academic Publishers (1994).

Waugh, D.

Elliptical diagnostics of stratospheric polar vortices.

Q. J. R. Meteorol. Soc, **123**, 1725-1748 (1997).