Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

Sensibilidad de los ciclones extratropicales a los flujos superficiales sobre los hielos marinos

Menéndez, Claudio Guillermo

1992

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

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

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

Cita tipo APA:
Menéndez, Claudio Guillermo. (1992). Sensibilidad de los ciclones extratropicales a los flujos superficiales sobre los hielos marinos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2490_Menendez.pdf

Cita tipo Chicago:
Menéndez, Claudio Guillermo. "Sensibilidad de los ciclones extratropicales a los flujos superficiales sobre los hielos marinos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1992.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2490_Menendez.pdf

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

Universidad de Buenos Aires

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Tema de Tesis

SENSIBILIDAD DE LOS CICLONES EXTRATROPICALES A LOS FLUJOS SUPERFICIALES SOBRE LOS HIELOS MARINOS

Autor

Claudio Guillermo Menendez

Director de Tesis

Dr. Isidoro Orlanski

Codirector

Dr. Hector Ciappesoni

Lugar de trabajo

Centro de Investigacion de la Dinamica
del Mar y la Atmosfera (CIMA/UBA/CONICET)

Tesis.
2490.
y.2.

Tesis presentada para optar al titulo de
Doctor en Ciencias Meteorologicas

-1992-

RESUMEN

Con el fin de conocer mejor los mecanismos básicos que contribuyen al desarrollo de las tormentas extratropicales del hemisferio sur, se intenta determinar el rol del hielo marino y del océano como forzantes externos. El hielo reduce el intercambio de calor entre la superficie y la atmósfera, y además afecta el flujo superficial de cantidad de movimiento. Estudiar el impacto de la parametrización de estos procesos tiene un interés adicional dado que en la región subantártica, gran parte de los modelos numéricos, operativos y de investigación, no tienen un buen desempeño.

Utilizando un modelo regional de alta resolución, en el que están incluidos todos los procesos físicos presentes en la atmósfera, se realizaron estudios numéricos de sensibilidad, modificando distintas condiciones que afectan los flujos superficiales. Para el estudio se seleccionaron dos tormentas que ocurrieron cerca de la Península Antártica a comienzos de setiembre de 1987. El primer ciclón se desarrolló rápidamente en el Pacífico Sur Oriental, al producirse la interacción de una perturbación en el jet subtropical con una onda en el jet polar. El segundo ciclón, un desarrollo sucesivo y corriente abajo del anterior, se formó sobre el Mar de Weddell. El modelo simuló exitosamente la formación de ambos ciclones, con todos los detalles que los caracterizan. No obstante, existe un déficit de energía cinética respecto al análisis y las bajas son menos profundas.

Estas tormentas producen un gran transporte meridional de calor, característico de los sistemas baroclínicos, pero la débil cortante vertical del viento que presentan señala la presencia de una componente barotrópica. Las condiciones previas a ambos ciclones indicaban que el flujo era internamente inestable en las latitudes en que ocurrieron los desarrollos posteriores. Estas tormentas alcanzaron un rápido desarrollo sobre zonas en las que los flujos superficiales de calor sensible y latente eran muy pequeños.

Los flujos de calor sobre el hielo marino dependen fundamentalmente del espesor con que se parametriza la capa de hielo. El flujo superficial de cantidad de movimiento depende, entre otros factores, de la rugosidad de la superficie. El modelo asume un espesor del hielo y una rugosidad (tanto del océano como de la banquisa) que resultan excesivos comparados con las observaciones.

Los estudios de sensibilidad muestran que los forzantes de superficie juegan un rol secundario en el desarrollo de estos ciclones. Los flujos superficiales de calor producen un impacto negativo, ya que tienden a disminuir la baroclinicidad de los sistemas (calientan la zona con advección fría). Al permitir el libre intercambio de calor en la superficie de la banquisa, se obtiene principalmente una disminución del gradiente de presión en superficie cerca del centro de los sistemas y una leve disminución de la energía cinética en toda la troposfera. Si bien los flujos de calor tienen poco impacto durante

la etapa de rápida profundización de estos ciclones, el calentamiento que se produce en el borde de la banquisa contribuye a crear las condiciones de inestabilidad necesarias para que una posterior tormenta pueda desarrollarse en esa región.

La reducción de la altura de la rugosidad conduce a una intensificación de las tormentas. Si bien en algunos experimentos la respuesta fue poco significativa, al reducir la rugosidad del hielo y/o del océano, la presión a nivel del mar y la distribución vertical de la energía cinética estuvieron más cerca del análisis. En otros experimentos, al eliminarse los flujos superficiales de cantidad de movimiento, la atmósfera responde de inmediato con un considerable crecimiento de la energía cinética a través de toda la tropósfera en la zona del jet. Los resultados sugieren que las simulaciones de las tormentas subantárticas pueden ser mejoradas reduciendo la altura de la rugosidad sobre hielo marino y sobre el océano en zonas de fuertes vientos.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco muy especialmente al Dr. Isidoro Orlanski, mi director de tesis y creador del CIMA, por su rigor científico, por las enriquecedoras discusiones que me permitieron superar diversas dificultades y por su paciencia. El Dr. Orlanski contribuyó de modo fundamental y repetido, tanto personalmente como a distancia, a las ideas básicas y a sus conexiones.

También agradezco al Dr. Héctor Ciappesoni, el haber aceptado desempeñarse como codirector, y sus comentarios sobre este trabajo en particular y sobre la vida en general. Asimismo a la Dra. Zulema Garraffo y al Dr. Mario Núñez, quienes me han brindado su estímulo permanente. Quisiera expresar mi reconocimiento al Dr. Jack Katzfey por la documentación del modelo LAHM/GFDL facilitada al CIMA, al Dr. G. Sommeria por haber provisto los datos del ECMWF, a la Lic. Mónica Marino por su colaboración en la implementación del modelo en el modesto sistema computacional disponible, y al CONICET por haberme otorgado una beca que posibilitó el desarrollo de esta investigación. Me siento más agradecido de lo que pueda expresar a todos los becarios y secretarias del CIMA, por los momentos compartidos durante estos años.

Por último, gracias, Faby, por el flujo de amor recibido, fuente de mi energía.

I N D I C E

RESUMEN

AGRADECIMIENTOS

INDICE

1. INTRODUCCION 1

1.1 Algunas características de la circulación extratropical en el hemisferio sur 2

1.2 Influencia del hielo antártico 6

1.3 Casos estudiados 9

2. ANALISIS DE DOS TORMENTAS SUCESIVAS CERCANAS A LA ANTARTIDA 12

2.1 Características del flujo 12

2.2 Tormenta formada sobre océano abierto 18

2.3 Tormenta formada sobre hielo marino 24

2.4 Resumen 27

3. DIAGNOSTICO DEL MODELO 31

3.1 Tormenta oceánica 31

3.2 Tormenta sobre la banquisa 34

3.3 Resumen 43

4. CONDICIONES DE SUPERFICIE 50

4.1 Modelado de la capa de superficie 50

4.2 Distribución de los flujos superficiales de calor 55

4.3 Los mares australes como forzantes mecánicos 61

4.4 Resumen 69

5. EXPERIMENTOS DE SENSIBILIDAD 71

5.1 Forzante térmico 71

5.2 Forzante mecánico 73

5.3 Experimentos realizados 75

5.4 Sensibilidad de la tormenta generada sobre mar abierto a las características del hielo antártico 79

5.5 Sensibilidad de la tormenta generada sobre mar abierto a los flujos superficiales sobre el océano abierto 84

5.6 Sensibilidad de la tormenta generada sobre la banquisa a los flujos superficiales 91

5.7 Resumen 99

6. CONCLUSIONES 105

APENDICE: DESCRIPCION DEL MODELO 109

REFERENCIAS

Capitulo Uno

Introduccion

La región del Océano Pacifico Sur al oeste de la Peninsula Antártica es favorable al desarrollo ciclónico, pero poco se sabe acerca de los mecanismos desencadenantes de estas ciclogénesis. Los ciclones desarrollados en esa región afectan el tiempo en América del Sur, y además influyen sobre el flujo atmosférico en una escala planetaria.

La zona de máxima frecuencia de ciclones se encuentra cercana al frente polar oceánico y al límite del hielo marino, sugiriendo un posible impacto de esta discontinuidad en las condiciones de superficie. El aire muy frio proveniente de la Antártida al llegar al océano abierto, relativamente más caliente, se tornaria muy inestable debido a los flujos de calor sensible y latente desde superficie. Sin embargo existen otros factores que pueden influir en esta región, a los que podemos agrupar en dos grandes clases:
a) las inestabilidades dinámicas internas del flujo, vinculadas con una estructura doble de la corriente en chorro en el hemisferio sur; y
b) otros forzantes externos, tales como la orografia (los Andes y la Antártida forman una barrera al flujo del oeste) y la rugosidad de la superficie del océano y del hielo marino.

¿Cómo afectan las condiciones del océano en el desarrollo de estos sistemas meteorológicos? ¿Cuáles son los procesos responsables de la transferencia de propiedades entre la superficie y la atmósfera, y qué magnitud alcanzan estas transferencias? Este trabajo intenta alcanzar una respuesta a estos interrogantes, concentrando el mayor interés en evaluar el impacto de la presencia de hielo.

En periodos largos de tiempo, los flujos verticales de calor, humedad y cantidad de movimiento, producen grandes efectos sobre los movimientos de la escala sinóptica y sobre el clima. Estos procesos son importantes para una recomposición gradual de las energias potencial e interna y para el mantenimiento de un estado inestable.

En escalas temporales del orden de unas pocas horas a un dia, los procesos de superficie a menudo también se tornan significativos. Los flujos turbulentos verticales en la capa limite pueden ser importantes en la modificación de la evolución de los ciclones extratropicales. Estas transferencias verticales dependen fundamentalmente de los gradientes verticales de velocidad del viento, temperatura y humedad, y de la rugosidad de la superficie. El calentamiento superfial afecta la estabilidad estática de la baja troposfera. También influye sobre el espesor de la capa de mezcla, determinando a veces la ocurrencia o no

de convección. La evaporación probablemente modifica el balance de agua y la precipitación en la mesoescala y en la escala sinóptica. La superficie terrestre le extrae cantidad de movimiento al flujo, creando movimientos ageostróficos en la capa límite y la circulación secundaria vertical asociada. Como consecuencia estos procesos físicos que ocurren cerca de la superficie pueden alterar el flujo en toda la tropósfera. Los procesos en la capa límite abarcan un extenso rango de escalas espaciales, y las transferencias de energía también varían ampliamente en magnitud.

1.1 Algunas características de la circulación extratropical en el hemisferio sur

La ausencia de datos convencionales sobre las extensas áreas marítimas del hemisferio sur limitó fuertemente el conocimiento de la atmósfera austral hasta hace un par de décadas. El avance tecnológico ocurrido desde entonces, permitió el surgimiento de nuevas técnicas de observación basadas en instrumentos a bordo de satélites, que resultan fundamentales para tener una cuantificación de los campos meteorológicos en las críticas áreas oceánicas del Pacífico y Atlántico Sur. Además del avance en el área de los sensores remotos, es necesario destacar el desarrollo logrado en las comunicaciones y en la computación (tanto en el "hardware" como en el "software"). La disponibilidad de datos ha aumentado debido a que se hizo un gran esfuerzo para el desarrollo de modelos numéricos globales de análisis y predicción del tiempo, como los del U.S. National Meteorological Center (NMC) y del European Centre for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF).

En general se sostiene que las principales dificultades tanto con los análisis del NMC como con los del ECMWF en las altas latitudes del hemisferio sur, son la falta de datos y los problemas con las comunicaciones. Es frecuente que los datos no sean recibidos para ser ingresados en los análisis, y en ocasiones, exista una total ausencia de observaciones. No obstante, las parametrizaciones utilizadas por los modelos, desarrolladas para el hemisferio norte, también podrían influir en la calidad de los análisis. Por ejemplo según Trenberth y Olson (1988), en el NMC hubo problemas crónicos con los análisis sobre la Antártida, hasta mayo de 1986, fecha en que introdujeron el paquete de física E2 del Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) a su modelo de análisis. En los últimos años los errores se han reducido, pero las altas latitudes siguen siendo una región crítica para los análisis.

La distribución de la temperatura en el planeta se mantiene contra un continuo calentamiento radiativo en las zonas ecuatoriales y un enfriamiento radiativo en las regiones polares, gracias a un flujo de energía hacia las altas latitudes (transportado por la atmósfera y por los océanos) y a un flujo vertical de energía desde la superficie del océano. En la atmósfera, la circulación meridional media es el mecanismo dominante en la transferencia de energía en bajas latitudes, mientras que los sistemas meteorológicos (perturbaciones migratorias y estacionarias) son los principales responsables en las latitudes

medias y altas. Debido al mayor gradiente térmico entre el ecuador y el polo, las perturbaciones migratorias se desarrollan mejor en el hemisferio sur que en el norte. Con las perturbaciones estacionarias ocurre lo contrario (Oort y Peixóto, 1983). Por otra parte, la turbulencia atmosférica (pequeños torbellinos), si bien juega un papel insignificante en el desplazamiento del calor de unas a otras latitudes, contribuye a la transferencia vertical, llevando calor desde la superficie hacia regiones superiores más frías. Adler (1975) indica que el orden de magnitud de la energía cinética de las perturbaciones (o turbulenta) es el mismo para ambos hemisferios. No obstante, el flujo meridional en el hemisferio sur depende fuertemente de las perturbaciones migratorias, mucho más que en el hemisferio norte. Webster y Curtin (1975) afirman que los modos transitorios resultan de la contribución de unas pocas perturbaciones, pero extremadamente intensas.

Una característica del campo medio del viento zonal en el hemisferio sur es la presencia de una corriente en chorro en forma de espiral, desde la Antártida rodeando el hemisferio. Según Swanson y Trenberth (1981) esta estructura es más notable durante la primavera austral. Mientras que en el hemisferio norte el viento térmico es la principal contribución a la corriente en chorro, en el austral la componente barotrópica en los vientos zonales es significativa, siendo habitual una corriente en chorro doble: un chorro subtropical cerca de 30°S con una fuerte componente térmica, y uno próximo a los 50°S que se extiende a través de toda la tropósfera (Trenberth, 1981).

La parte barotrópica del flujo debe ser mantenida contra la disipación por fricción en la superficie mediante la convergencia de impulso debida a las perturbaciones y a su redistribución vertical mediante la circulación indirecta de Ferrel. Los valores máximos del transporte turbulento de impulso hacia el polo en el hemisferio austral se extienden hasta la superficie, hecho que no ocurre en el hemisferio norte (Tucker, 1981).

La vaguada subantártica rodea a los hielos polares en forma aproximadamente paralela a la costa del continente. Esta zona se ubica entre la Antártida y la corriente general de los oestes. Una disminución en la presión a nivel del mar media en las latitudes circumpolares (o equivalente, un aumento en el gradiente de presión: índice b_1 de Streten, 1980) posiblemente tenga algún impacto sobre la intensidad de los oestes de latitudes medias. Los máximos vientos zonales se dan en los meses de febrero y setiembre, y el índice b_1 es máximo sobre el Océano Indico, con un máximo secundario en el Pacífico alrededor de los 90°O. Sobre la Antártida propiamente dicha, la climatología marca un anticiclón semipermanente centrado cerca de la máxima altura topográfica de la Antártida oriental (casi 5000 metros). Este sistema está pobremente definido debido a la escasez de datos en la región.

Resultados alcanzados por la climatología sinóptica satelítica de vórtices nubosos (Streten y Troup, 1973) muestran que en verano el Pacífico central es una zona ciclogenética que tiene asociada una zona con ciclolisis hacia el sudeste en el Mar de Bellingshausen al oeste de la Península Antártica. La

periferia antártica está caracterizada por la alta frecuencia de depresiones maduras.

En invierno los rasgos más importantes se mantienen, aunque aumenta la frecuencia de ciclones. Carleton (1979, 1981a) estudió la distribución de ciclones mediante imágenes infrarrojas del período junio-setiembre de los años 1973 a 1977. Generalmente los sistemas ciclónicos se generan en latitudes medias y se mueven hacia el sur, madurando y disipándose en las altas latitudes. La fig.1.1 muestra las zonas con mayor frecuencia de vórtices nubosos en invierno. Las principales regiones están sobre los océanos: al sudeste del Indico, en los extremos occidental y oriental del Pacífico Sur y, en menor medida, en el Atlántico Sur. Es interesante observar que la posición del frente polar oceánico y los límites del hielo marino parecen tener alguna vinculación con los máximos de actividad ciclónica, sobre todo en el Pacífico.

En otro trabajo, Carleton (1981b) presentó un estudio acerca de oclusiones o frontogénesis instantáneas. Este proceso es frecuente en los inviernos australes aunque también, de acuerdo a Reed (1979), se observa en el Pacífico Norte. Tiene lugar cuando un campo nuboso en forma de coma (invertida en el hemisferio sur) se desplaza sobre una circulación ciclónica o un vórtice en estado de onda que está desacelerándose. Si la coma se mueve con rapidez o si se encuentra cercana a la onda ciclónica, es probable que ambas se unan en un solo vórtice. Debido a que este tipo de ciclogénesis extratropical es un proceso rápido, el vórtice aparece como una discontinuidad en la serie de imágenes obtenidas por los satélites. En efecto, el pasaje de la etapa de formación del ciclón a la etapa madura o disipativa, semeja ser "instantáneo". En particular, en la región del Pacífico Sur al sur de Chile y al este del meridiano 90°O, son bastante frecuentes estos desarrollos explosivos. Cabe mencionar que en el Atlántico Sur al este de la Argentina, en cambio, son poco comunes las frontogénesis instantáneas.

Si bien se han hecho muchos estudios mediante simulaciones del clima con modelos de circulación general, pocos autores se han concentrado en las altas latitudes australes. Schlesinger (1984) hace una revisión de las simulaciones de varios de estos modelos. Las principales diferencias incluyen una subestimación de los espesores, errores en la posición de la vaguada circumpolar de la presión en superficie, sobre todo en modelos de baja resolución, y una tendencia a producir temperaturas de superficie más altas que las observadas sobre la Antártida, seguramente debido a un pobre balance de energía en la superficie. Karoly y Oort (1987) compararon las estadísticas (promedios de diez años) preparadas independientemente por GFDL y por el Centro Meteorológico Mundial de Melbourne, y sugieren que el flujo medio en los análisis del GFDL puede ser muy débil en los 55°S.

Como fue recién mencionado, muchos modelos, por ejemplo los del GLAS (Goddard Laboratory for Atmospheric Sciences, Herman y Johnson, 1980), CCC (Canadian Climate Centre, Boer et al., 1984), NCAR (National Centre for Atmospheric Research, Schlesinger, 1984), de la Universidad de Melbourne (Simmonds, 1985) y

FRECUENCIA DE CICLONES

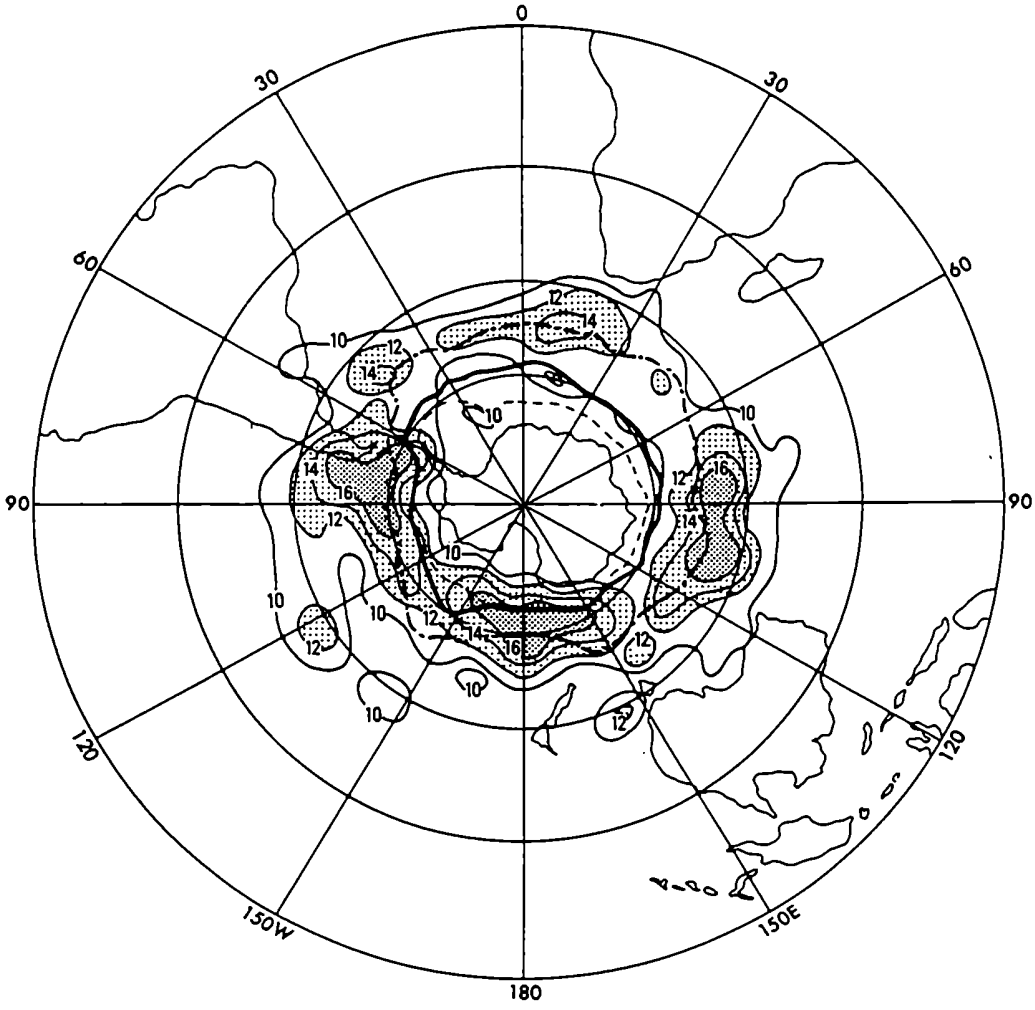


Figura 1.1: Relación de la frecuencia de ciclones con el Frente Polar Oceánico y con los bordes de la banquisa. Los contornos representan la frecuencia media mensual de vórtices en sectores de 5· de latitud por 10· de longitud, para los meses de junio a setiembre del período 1973-1977. El sombreado claro indica más de 12 y el sombreado oscuro más de 16. La línea de puntos y guiones indica la posición del Frente Polar Oceánico; la línea llena gruesa, el borde de la banquisa en setiembre; y la línea de guiones, el borde de la banquisa en junio. (Adaptado de Carleton, 1981).

de la British Meteorological Office (Mitchell y Hills, 1986), simulan deficientemente la vaguada circumpolar antártica en invierno. La vaguada está en general posicionada más al norte y con presiones en superficie hasta 15 hPa más altas que las observadas. Sin embargo, los sistemas de alta presión oceánicos están bien simulados en posición e intensidad. En consecuencia el fuerte gradiente que se observa entre los 45°S y 60°S no es muy evidente en las simulaciones y los vientos del oeste son más débiles que los observados.

1.2 Influencia del hielo antártico

La característica más representativa del entorno antártico es la presencia de hielo. Durante el invierno, el hielo marino cubre $18x10^6$ km^2 del hemisferio sur. Se estima que este rasgo dominante juega un rol crítico sobre el tiempo atmosférico en una escala regional, e influencia los fenómenos de la circulación general. El banco de hielo que se forma en los mares polares, a los que cubre casi por completo con una capa, a menudo continua, recibe el nombre de banquisa. En la literatura inglesa esta cubierta de hielo es conocida como "pack ice". La superficie del océano que no está cubierta total ni parcialmente por hielo la denominamos "océano abierto". El hielo marino afecta los balances de calor y radiación a través de sus propiedades aislantes y alto albedo. También limita los intercambios gaseosos, energéticos y de cantidad de movimiento en la interfase aire-mar.

Relativamente pocas investigaciones se han concentrado en la interacción hielo-mar-atmósfera en el hemisferio sur. En el Artico, en cambio, existen varios trabajos que trataron de determinar la influencia de modificaciones en la extensión del pack ártico sobre la circulación. Las referencias incluyen estudios observacionales como los de Schell (1970) y Ratcliffe y Morris (1978), y estudios numéricos como los de Williams et al. (1974) y Herman y Johnson (1978). Se tienen algunas evidencias de que un decrecimiento en el área de la cubierta de hielo ártica está vinculado con disminuciones locales de la presión en superficie. Respecto a los flujos de calor, se sabe que aumentan al menos un orden de magnitud desde el ártico central hacia el océano adyacente (Mitchell y Hills, 1986). Es decir, el hielo marino reduce substancialmente la transferencia de calor sensible y latente desde el océano hacia la atmósfera.

Ciertas características de los hielos marinos polares son diferentes en ambos hemisferios. En contraste con el Artico, el continente antártico está completamente rodeado por el océano y el hielo marino posee una deriva rápida y divergente. En consecuencia, mientras que en el Artico, la mayor parte del hielo marino es perenne, en la Antártida una gran parte se funde en verano y se regenera en invierno. Recientes observaciones muestran que la mayor parte del hielo marino en invierno es relativamente delgado (Allison, 1989), con un espesor promedio quizás de sólo medio metro. Además, según evidencias de datos satelitales el porcentaje de mar abierto es mayor en el hemisferio sur (Zwally et al., 1979). Estimaciones del flujo de calor turbulento ascendente sobre el mar helado (Weller,1980) y sobre océano abierto (Zillman,1972;Van Loon, 1984),

muestran en la Antártida un contraste menor que en el Artico.

A continuación se comentará parte de la bibliografía existente para el hemisferio austral. La vinculación entre la temperatura media en superficie y la extensión del hielo marino fue cuantificada por Budd (1975), mediante una comparación entre temperaturas medidas en estaciones meteorológicas antárticas y datos obtenidos por satélites. Un cambio de un grado en la temperatura media de la isla Laurie se relaciona con una anomalía de 70 días en la duración de la cubierta de hielo. En general, encontró que un incremento de un grado en la temperatura media anual corresponde a una variación de alrededor de 2.5° de latitud en la posición del límite del hielo.

Ackley y Keliher (1976) utilizaron datos satelitales para establecer posibles relaciones entre la circulación atmosférica y la presencia de hielo en el mar. Intentaron vincular las pérdidas de calor en la atmósfera con cambios en la extensión del hielo. Analizando los inviernos de 1973 y 1974, hallaron que los movimientos en la escala sinóptica estarían afectados por las características del hielo marino. Posteriormente, Ackley (1981) continuó estudiando la respuesta de la atmósfera a cambios en la extensión del hielo.

Streten y Pike (1980) realizaron un estudio estadístico basándose en análisis del Australian Bureau of Meteorology de los años 1972 a 1977, correlacionando la extensión de la zona cubierta por hielo con ciertos índices sinópticos de la circulación austral.

Utilizando datos del año 1974 de temperatura y presión en superficie tomados de los análisis hemisféricos australianos recién mencionados, complementados por datos satelitales, Cavalieri y Parkinson (1981) señalaron la respuesta de la extensión del hielo marino a los cambios de temperatura y presión en la atmósfera. La intensidad del acoplamiento en el sistema hielo-atmósfera depende de las escalas temporal y espacial consideradas.

Los estudios observacionales recién mencionados son generalmente inconcluyentes. Seguramente, esto puede ser atribuido a datos pobres o insuficientes.

En los años '80, se realizaron algunos estudios numéricos para tratar de determinar la manera en que influyen los forzantes de superficie en las altas latitudes del hemisferio sur. Utilizándose modelos de circulación general, se prestó atención a la variabilidad climática que se produce al modificar las condiciones del hielo. Simmonds (1981) realizó una simulación perpetua del mes de setiembre utilizando un modelo hemisférico, pero utilizando la distribución de hielo marino del mes de marzo. Encontró que se redujo el flujo troposférico del oeste y que se produjeron tanto incrementos como disminuciones en la presión en superficie en la zona en que se removió el hielo.

Simmonds y Dix (1986) presentaron los cambios en la simulación del mes de julio de un modelo de circulación general inducidos por la remoción total o

parcial del hielo marino. Al remplazar todo el hielo marino por agua abierta a 0°C, se calienta la tropósfera hasta 300 hPa, disminuye la intensidad de los vientos del oeste entre las latitudes 45°S y 70°S, y no aparece una tendencia consistente hacia presiones más bajas sobre la zona en que se removió el hielo.

Mitchell y Hills (1986) removieron todo el hielo marino al norte de 66°S en tres simulaciones del invierno realizadas con un modelo atmosférico global. Hallaron cambios similares a Simmonds (1981) en el flujo troposférico. No obstante, se registró una acentuada reducción en la presión en superficie en las regiones en que se introdujo la anomalía en el hielo.

Simmonds y Dix (1987) y Mitchell y Hills (1987) produjeron un intercambio de opiniones sobre estos experimentos. Simmonds y Dix observan que la simulación control de Mitchell y Hills tiene una vaguada circumpolar de la presión en superficie demasiado débil y desplazada hacia el norte respecto de la posición observada. Posteriormente, Mitchell y Senior (1989) repiten los experimentos de Mitchell y Hills con un modelo mejorado que produce una simulación más realista, y establecen que los resultados originales no están asociados con deficiencias en la simulación. Encontraron nuevamente una reducción en el promedio zonal de la presión a nivel del mar al remover el hielo, pero concluyen que se debe más a cambios en la rugosidad que a cambios en los flujos de calor.

En un curso realizado en Buenos Aires sobre variabilidad climática, Hart (1989) mencionó que experimentos preliminares realizados en el BMRC (Australia) para las condiciones del mes de julio, reduciendo el espesor del hielo marino, muestran un gran aumento en el flujo de calor sensible y una reducción en la presión a nivel del mar.

En los últimos años la Antártida se ha convertido en una zona de considerable interés pues se estableció que, en esa región, los cambios en el sistema terrestre están amplificados y pueden ser mejor observados y estudiados. Eventuales cambios en el hielo marino no sólo afectarían la tropósfera, sino el nivel del mar, la producción de agua fría profunda y la circulación global del océano, así como también los sistemas biológicos. Si, como está previsto, ocurre un importante calentamiento en el próximo siglo, una posible consecuencia sería una disminución en la extensión de la cubierta de hielo. Algunas previsiones indican que la temperatura de superficie se habrá elevado, para el promedio anual, más de 2°C en los trópicos y 5°C sobre la Antártida (ver IGBP Report No. 9, 1988). Mientras tanto, según el informe Antarctic Interactions (1988), existe evidencia de que el pack de hielo antártico está cambiando ya. También se dieron a conocer pronósticos muy pesimistas que resultaron de ciertos experimentos de modelado de las regiones polares. Por ejemplo, Weller (1988) menciona una posible desintegración total de la cubierta de hielo occidental antártica y una elevación de 7 metros en el nivel del mar. Además, menciona que similares extensiones de hielo marino que existieron durante las pasadas glaciaciones en el hemisferio norte, se habrían desintegrado rápidamente, con los principales cambios ocurriendo en una escala de tiempo de 10 a 100 años.

En general, los modelos numéricos que describen la cubierta de hielo, deben parametrizar las interacciones de tres medios: el hielo, el océano y la atmósfera. Si el intervalo de tiempo considerado es de unos pocos días, el modelo puede considerar un espesor de hielo constante y una distribución fija de la banquisa. Si la escala de tiempo es mayor, entonces se debe incluir una ecuación de predicción para el estado del hielo marino. En los estudios numéricos sobre el cambio global del clima, se utilizan sofisticados modelos atmosféricos globales, acoplados a modelos del océano y del hielo. Sin embargo, hay que tener sumo cuidado al evaluar las previsiones arriba mencionadas debido a posibles deficiencias en los modelos. Muchas simulaciones tuvieron deficiencias en la reproducción de la distribución actual y de los cambios estacionales del hielo marino y de la temperatura del mar alrededor de la Antártida (ver Antarctic Interactions, 1988). Es vital que esos modelos mejoren la simulación del clima presente, para que sean creíbles sus predicciones de las condiciones futuras.

Por otra parte, también tienen deficiencias los modelos utilizados para los estudios de sensibilidad mencionados más arriba. En ocasiones, las parametrizaciones de los procesos de superficie son modestas. Por ejemplo, los coeficientes de intercambio turbulento en el modelo de Simmonds (1981) no distinguen entre el hielo marino y el océano abierto, asumen un espesor de hielo constante (dos metros fue el asumido por Mitchell y Senior, 1989), etc. También la resolución horizontal es relativamente pobre (por ejemplo, 2.5°x3.75° en el caso de Mitchell y Senior, 1989).

En un documento (The National STORM Program, 1983) preparado para la NOAA por la UCAR (University Corporation for Atmospheric Research /USA), se estableció que muchas importantes cuestiones del cambio climático involucran procesos de escalas demasiado pequeñas para ser adecuadamente resueltos por modelos globales. De acuerdo con ese informe, el modelado regional puede ser esencial en el entendimiento de los cambios naturales y antropogénicos del clima. El comportamiento de ciclones individuales, los procesos que los gobiernan, y cómo estas tormentas son afectadas por cambios en las condiciones del entorno, pueden ser adecuadamente investigados con la ayuda de modelos regionales de predicción realistas.

1.3 Casos estudiados

Si bien ya vimos que existen algunos estudios recientes realizados con modelos de circulación general relativos al impacto del hielo antártico sobre la circulación del hemisferio sur, no se han hecho investigaciones equivalentes con modelos regionales de alta resolución y sofisticación. En nuestro caso, interesados en los problemas del pronóstico del tiempo, buscamos la respuesta de la atmósfera a modificaciones en las condiciones de la superficie, en un período de tiempo finito.

El CIMA (Centro de Investigación de la Dinámica del Mar y la Atmósfera)

dispone del modelo tridimensional regional LAHM, similar a los modelos de pronóstico del tiempo de área limitada usados por los Centros Mundiales de Meteorología. Este modelo permite simular con gran detalle todos los procesos físicos que caracterizan a los sistemas meteorológicos. Con esta herramienta, es posible realizar experimentos de sensibilidad modificando distintas condiciones de la superficie, con el fin de observar cómo es afectada la atmósfera.

Los ciclones extratropicales, que producen un gran flujo de calor hacia el sur, se generan frecuentemente sobre el océano abierto y se desplazan hacia el sudeste intensificándose. Su etapa madura la alcanzan sobre los hielos marinos, donde se suelen tornar estacionarios, permaneciendo en la misma región varios días; luego migran hacia el este disipándose. Si bien en general los ciclones extratropicales se forman sobre el mar abierto, en ocasiones también se forman sobre la región cubierta por hielo.

Las condiciones ambientales por las cuales se desarrollan en forma más o menos violenta estos ciclones australes tienen que ver con las inestabilidades en escala planetaria y con los forzantes externos. La energía que estas tormentas pueden desencadenar estaría directamente vinculada a las condiciones de la superficie del océano. En particular, la presencia de hielo en el mar puede influir en varios aspectos de la atmósfera. Principalmente, se trata de un forzante termodinámico y mecánico. El hielo reduce de manera drástica el intercambio de calor entre el océano y el aire, y por otro lado, introduce una distribución heterogénea de elementos rugosos que afecta el flujo de cantidad de movimiento en la capa límite. La relevancia de estos procesos en el pronóstico numérico de corto plazo no está bien determinada aún.

A comienzos de setiembre de 1987 una de estas tormentas extratropicales se formó en el Pacífico Sur, intensificándose rápidamente a medida que se aproximaba a la Antártida. Al llegar al Mar de Bellingshausen, cubierto por hielo, decayó su intensidad y se tornó estacionaria. Algunos días más tarde y mientras se disipaba este ciclón, se generó sobre el hielo marino una segunda tormenta al este de la Península Antártica.

Estas dos tormentas fueron seleccionadas para la realización de esta investigación. La primera de ellas originó otros trabajos que se realizaron en forma paralela a éste. En el más importante, Orlanski y Katzfey (1991) (de aquí en adelante O&K) analizaron la energética de la onda ciclónica en la que se desarrolla la tormenta. Encontraron que la advección del campo de altura geopotencial por el viento ageostrófico es tanto una importante fuente como el principal sumidero de la energía cinética de los ciclones. El aire que fluye a través de la onda, gana energía cinética a través de este término al acercarse a la zona de máxima energía, y después la pierde al alejarse. La conclusión más importante fue que la onda inicialmente crece por la advección de calor hacia el sur de acuerdo con la teoría baroclínica, pero el sistema evoluciona sólo hasta que esta fuente de energía cinética y la generación de ésta por el término $\omega\alpha$ (que aparece en la ecuación de la variación local de energía cinética), son compensadas por la dispersión de energía, debida principalmente al

denominado flujo ageostrófico del geopotencial, ($v_a\Phi$). La energía que pierde el ciclón está disponible para el desarrollo corriente abajo de un sistema secundario. A priori, este hallazgo diferiría de los estudios del ciclo de vida de ondas baroclínicas en flujos zonales, que mostraban que la onda decae principalmente por la transferencia de energía al flujo medio a través del término de las tensiones de Reynolds. Sin embargo, esta aparente inconsistencia puede ser explicada por el hecho de que las ondas exportan energía corriente abajo en la misma medida que la importan desde corriente arriba.

En otro trabajo, Orlanski, Katzfey, Menéndez y Marino (1991) (desde ahora, OKMM) describen la sensibilidad de esta tormenta a los procesos de la superficie (en especial sobre el océano abierto, e incluso el impacto de la presencia de los Andes). Parte de los resultados serán presentados aquí (particularmente en el capítulo 5).

Previamente se estudió el rol de estas tormentas en la variabilidad diaria del ozono antártico (Orlanski, Marino, Menéndez y Katzfey, 1989). Los ciclones como el aquí estudiado muchas veces son tan intensos que llegan a afectar la capa de ozono. El aire pobre en ozono cercano a la superficie es transportado hacia la baja estratósfera, por delante del frente frío, produciendo un acentuado mínimo en la concentración de ese gas en la región afectada.

El principal propósito de esta Tesis es determinar la influencia de los forzantes externos superficiales sobre el desarrollo de estos ciclones, poniendo especial énfasis en describir los efectos de los flujos superficiales de calor y cantidad de movimiento sobre la región antártica. En el capítulo 2 se describen las dos tormentas antes mencionadas y las condiciones del flujo en el que están insertas, en base a análisis del ECMWF. En el capítulo 3 se presentan las simulaciones realizadas con el modelo y que son utilizadas como control. En el capítulo 4 se detallan las condiciones de superficie. En el capítulo 5 se describen los experimentos de sensibilidad realizados. Las conclusiones están en el capítulo 6. Una breve presentación del modelo LAHM se encuentra en el apéndice, excepto la descripción de la parametrización de los procesos de superficie que se encuentra al comienzo del capítulo 4.

Los resultados finales de la investigación revelarán la importancia relativa de los forzantes de superficie y permitirán conocer mejor los mecanismos básicos que contribuyen al desarrollo de las tormentas extratropicales.

Capitulo Dos

Analisis de dos tormentas sucesivas cercanas a la Antartida

Las dos tormentas seleccionadas ocurrieron cerca de la Peninsula Antártica, a comienzos de setiembre de 1987, en la semana comprendida entre el dia 4 y el dia 10. Estas dos tormentas constituyen casos tipicos de desarrollos ciclónicos en las latitudes extratropicales del hemisferio sur. Las regiones en que se generaron presentan diferentes condiciones en la superficie. La primera se formó sobre océano abierto, en el Pacifico Sur Oriental, en una de las zonas de mayor frecuencia de desarrollo ciclónico en invierno (fig.1.1). En su etapa madura evolucionó sobre el hielo marino. En cambio la segunda, una tormenta sucesiva a la anterior, se formó sobre la banquisa en el Mar de Weddell.

2.1 Caracteristicas del flujo

Con el fin de conocer las caracteristicas del flujo en el que están insertas estas perturbaciones, se analizaron los datos del ECMWF de setiembre de 1987. La fig.2.1 resume las condiciones medias del flujo de setiembre de 1987 mediante los vientos medios de ese mes promediados en la vertical. La manera en que se curva el eje del jet hacia el polo, especialmente sobre los océanos Atlántico e Indico, surge como la caracteristica distintiva del flujo. Este hecho determina la presencia de un doble jet en gran parte del hemisferio, como es tipico de los inviernos y las primaveras australes. Esta estructura dual se extiende desde el oeste de Australia hasta el este del Pasaje de Drake, a través del Pacifico Sur. Cerca de 160°O la rama subtropical del jet alcanza su máxima intensidad, en tanto que la rama polar se debilita. Inversamente, alrededor de 90°O el jet subtropical es relativamente débil, pero el jet polar se intensifica. Esta estructura en forma de espiral, según Trenberth (1986), puede favorecer la actividad ciclónica pues seria barotrópicamente inestable.

La utilización de la vorticidad potencial como herramienta de diagnóstico para el flujo en escala planetaria contribuye a entender el origen y evolución de los ciclones y a detectar inestabilidades internas del flujo. Se calcularon la vorticidad potencial,

$$PV = -g \left[\frac{\partial p}{\partial \theta} \right]^{-1} (\zeta + f)$$

VIENTOS MEDIOS DE SETIEMBRE DE 1987

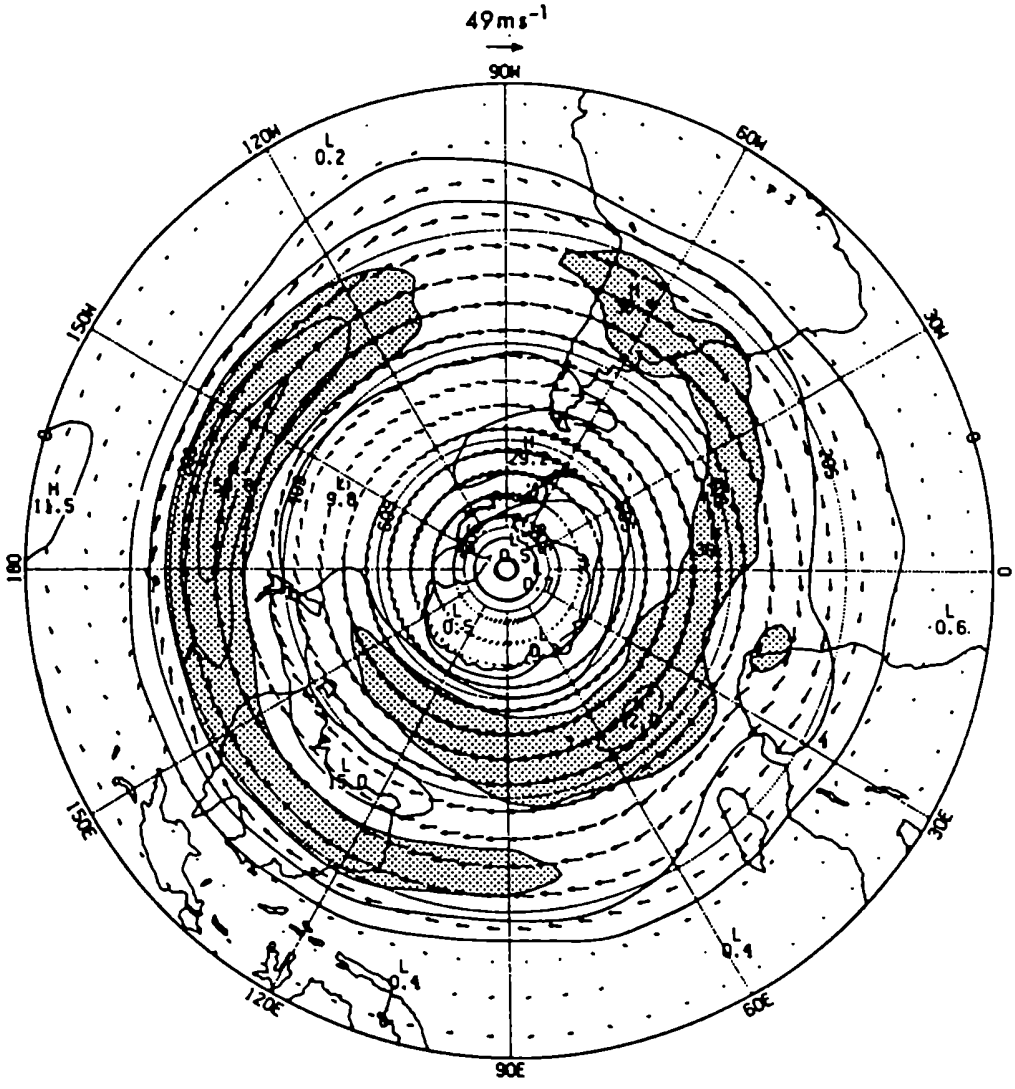


Figura 2.1: Viento medio de setiembre de 1987 (promediado en los 30 dias del mes y en la vertical). El intervalo de los contornos es 10 ms^{-1} , las zonas que superan los 30 ms^{-1} estàn sombreadas.

y los vectores de velocidad del viento interpolados en la superficie isoentrópica de 320 K, desde el día 3 hora 00 TMG (para abreviar, se utilizará la notación 3-00Z) hasta el día 6 hora 12 TMG (6-12Z) (fig.2.2). Para una mejor identificación de las masas de aire, las vorticidades potenciales típicas de latitudes altas tienen un sombreado oscuro, las de latitudes medias un sombreado medio, y las subtropicales un tono claro.

El día 3 se destaca al oeste de 150°O una circulación anticiclónica con valores pequeños de vorticidad potencial de origen subtropical. No obstante en el Pacífico al este de 120°O, la región que encierra nuestro mayor interés, inicialmente el campo es bastante zonal, con gradientes de vorticidad potencial principalmente meridionales. La distribución comienza a alterarse el día 4, produciéndose advección hacia el sur de vorticidad potencial de origen subtropical. Esta advección se produce por delante de la vaguada de una onda que se desplaza hacia el este en las altas latitudes (emplearemos el término "onda" para designar a la sucesión de cuña y vaguada en un campo distorsionado). El proceso estuvo precedido por una confluencia sobre la vaguada de los jets polar y subtropical. En la figura se observa que el 4-00Z el jet polar, ubicado al sur de 50°S con vientos del sudoeste, incursiona al oeste de la vaguada (120°O). Por su parte, el jet subtropical, situado al norte de 45°S, se desvía hacia el sur hasta encontrarse con el jet polar. Al distorsionarse la onda desarrolla fuertes flujos meridionales, llevando también aire polar hacia el norte. Esta onda y su desarrollo es similar a la evolución del campo de alturas geopotenciales de 500 hPa. La gran penetración de aire de origen subtropical, el 5-12Z alcanza la zona de la Península Antártica, y está asociada al desarrollo de la primera tormenta. Finalmente, la vorticidad potencial subtropical queda virtualmente atrapada al este de la Península, en la cuña corriente abajo de la onda. El aire relativamente cálido y húmedo que llega a la zona del Mar de Weddell, contribuye a crear las condiciones de inestabilidad necesarias para el desarrollo de la segunda tormenta.

Los procesos importantes para el desarrollo de los sistemas meteorológicos pueden ser determinados a través de un balance de energía. Los estudios clásicos de transferencia de energía muestran que al balance contribuyen solamente la energía del flujo medio y el promedio de la energía de las perturbaciones. No obstante, la interacción entre el flujo medio y un sistema meteorológico individual puede afectar notablemente al balance de energía, durante un breve período en la región en la que se desarrolla la perturbación. O&K analizaron la transferencia de energía de este sistema individual (el ciclón del 5 de setiembre) con los sistemas vecinos y con el flujo medio. Encontraron que el período de rápido crecimiento de la energía cinética de la vaguada principal, es coincidente con el período en el que la cuña a barlovento pierde energía. Análogamente, al decaer la energía de la vaguada principal, se produce un gran incremento de la energía de la vaguada ubicada corriente abajo de la primera. Este comportamiento sugiere una propagación hacia el este de la energía de manera que cada fenómeno se intensifa a través de un influjo de energía y decae por la radiación de energía corriente abajo. En la fig.2.3 se muestra una secuencia cada 12 horas entre el 3-00Z y el 6-12Z, de la energía cinética de las

perturbaciones promediada en la vertical. El dominio es el mismo que en la fig.2.2. Las isolíneas cada 250 m^2/s^2 delimitan distintos "paquetes" de energía individuales. Los paquetes o centros de energía están identificados por números (C1, C2, etc.).

La mayoría de los paquetes tienden a moverse hacia el este, a una velocidad de aproximadamente 10° de longitud por día, es decir un poco más rápido que el flujo medio a esas latitudes. Estos máximos de energía en principio parecerían estar aislados unos de otros. Sin embargo, pueden estar vinculados a una onda dada, como la onda de la fig.2.2 que se mueve hacia el este en las altas latitudes. Los centros C1, C2, C5 y C6 se encuentran en el sector más occidental acompañando a la cuña de vorticidad potencial. El centro C3 estaría relacionado con una vaguada que se forma a sotavento de los Andes. El pequeño centro C4 que surge el día 4, se convierte al día siguiente en el más intenso paquete de energía de este período. Está ubicado justo por delante de la vaguada, que se desarrolla cerca de 90°O. Posteriormente se forma el centro C7, corriente abajo del C4, probablemente conectado con la vaguada desarrollada en el extremo oriental del dominio.

La evolución temporal de cada centro de energía ilustra la forma en que la energía es advectada, radiada o generada y disipada in situ. La propagación hacia el este de la energía turbulenta y el desplazamiento hacia el sur de algunos centros (C3 y C4), no pueden ser completamente explicados por la advección de la energía cinética de las perturbaciones (EC') por el flujo medio, siendo éste principalmente zonal. La tendencia local de EC' depende también de la advección de EC' y del geopotencial Φ' provocadas por las perturbaciones, de las conversiones de energía de las perturbaciones en energía del flujo medio y de la disipación causada por las perturbaciones. Puesto que los centros C3 y C4 están ubicados por delante de vaguadas en desarrollo, una explicación simple verificada por O&K, es que la advección producida por los ciclones mismos es la que provoca esta desviación de los máximos de energía hacia el sur. En efecto, O&K verificaron que la advección hacia el este de EC' es causada por el flujo medio, y que la advección hacia el sur se debe a las perturbaciones. También es de gran importancia el término $-V'.\nabla\Phi'$, que se comporta de manera que el aire gane EC' corriente arriba de los paquetes de energía y la pierda corriente abajo, durante todo el ciclo de vida de la perturbación. Los demás términos son de magnitud menor a los anteriores. En dicho estudio se demuestra que existe gran correlación entre la zona negativa de $-V'.\nabla\Phi'$ y la región de divergencia del vector $V'\Phi'$. Este vector, para ondas de pequeña amplitud, representa un flujo de energía, denominado "radiativo", para diferenciarlo del flujo advectivo. Además, la divergencia de $V'\Phi'$ es igual a la divergencia del vector $V'_a\Phi'=(V'-k\times\nabla\Phi'/f_0)\Phi'$, pues el segundo término dentro del paréntesis es no divergente. El campo de este "flujo ageostrófico del geopotencial", $V'_a\Phi'$, es el que aparece representado en la fig.2.3. Se observa que, en general estos flujos son convergentes corriente arriba de los centros de energía y divergente corriente abajo. La dispersión de EC', bajo la forma de un flujo ageostrófico del geopotencial hacia corriente abajo, es la principal causa del decaimiento de los sistemas extratropicales asociados con

VORTICIDAD POTENCIAL EN LA SUPERFICIE Θ=320K

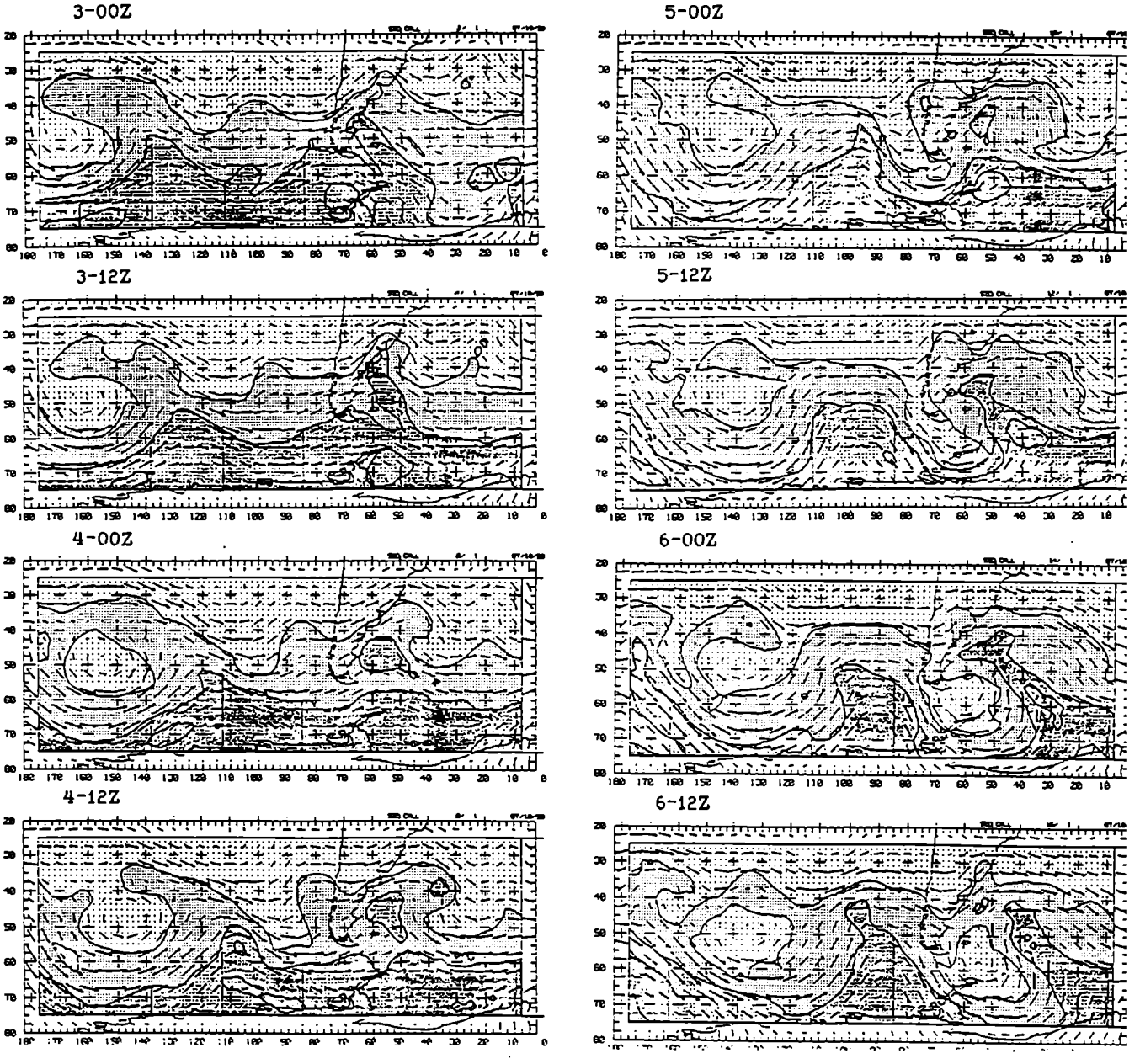


Figura 2.2: Vorticidad potencial de Ertel y vectores viento en la superficie isoentrópica de 320K cada 12 horas, desde el 3-00Z hasta el 6-12Z. Los sombreados oscuro, me y claro corresponden a regiones de menos de $-4x10^{-6}m^2Ks^{-1}kg^{-1}$, -4 a $-2x10^{-6}m^2Ks^{-1}kg^{-1}$, y mayor a $-2x10^{-6}m^2Ks^{-1}kg^{-1}$, respectivamente. La flecha sobre cada panel indica una velocidad del viento de 10 ms^{-1}. dominio está limitado por los paralelos 20·S y 80·S, y por los meridianos 180· y 0·.

VORTICIDAD POTENCIAL EN LA SUPERFICIE Θ=320K

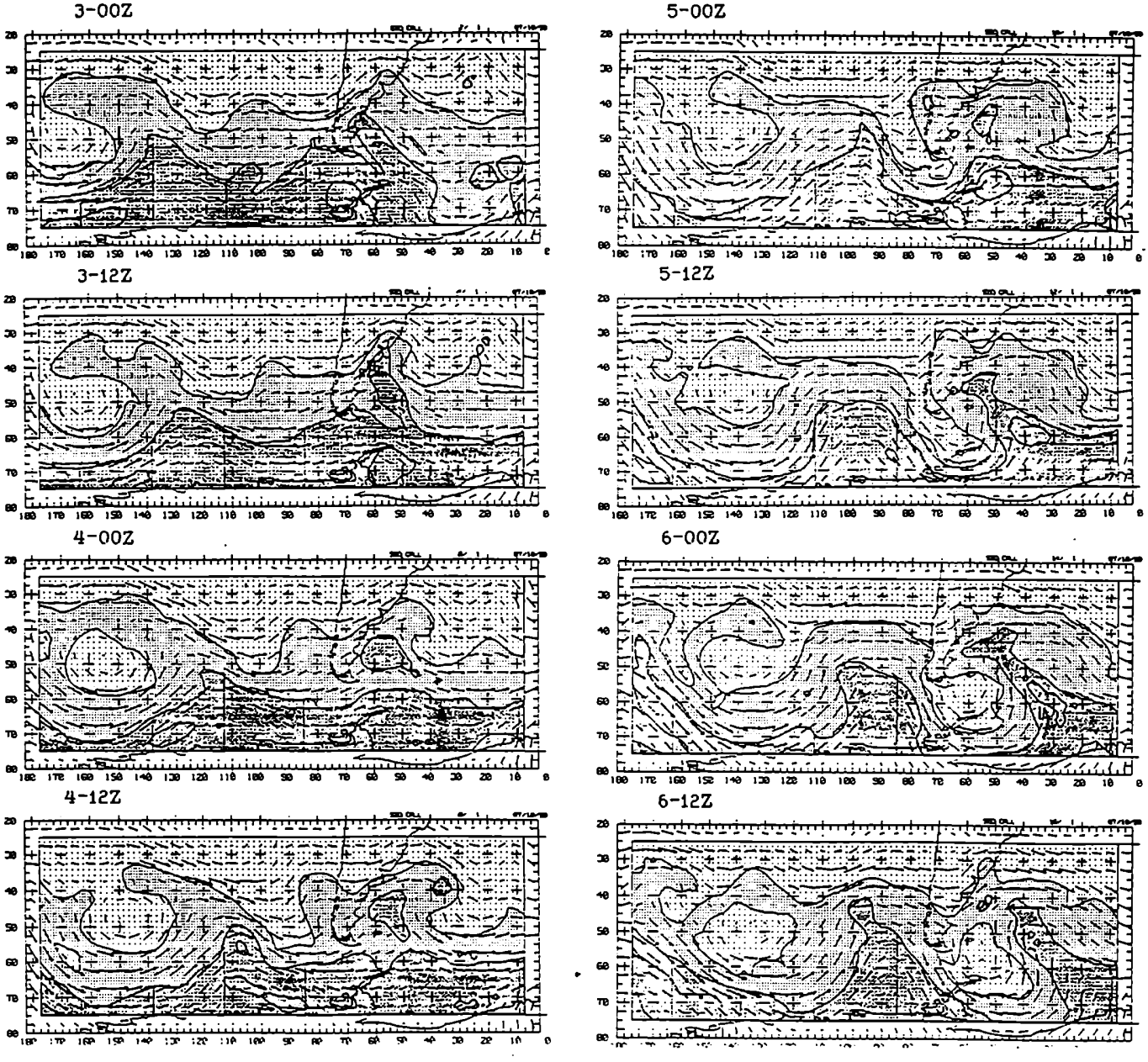


Figura 2.2: Vorticidad potencial de Ertel y vectores viento en la superficie isoentrópica de 320K cada 12 horas, desde el 3-00Z hasta el 6-12Z. Los sombreados oscuro, medio y claro corresponden a regiones de menos de $-4x10^{-6}m^2Ks^{-1}kg^{-1}$, -4 a $-2x10^{-6}m^2Ks^{-1}kg^{-1}$, y mayor a $-2x10^{-6}m^2Ks^{-1}kg^{-1}$, respectivamente. La flecha sobre cada panel indica una velocidad del viento de 10 ms^{-1}. El dominio está limitado por los paralelos 20·S y 80·S, y por los meridianos 180· y 0·.

los paquetes de energia.

2.2 Tormenta formada sobre océano abierto

La primera situación estudiada corresponde a una tormenta que se desarrolló en el Océano Pacífico Sur al oeste de la Peninsula Antártica alrededor del 5 de setiembre de 1987. El periodo analizado es de 48 horas, desde el 4-12Z hasta el 6-12Z, lapso en el que ocurre el desarrollo explosivo y la maduración de la tormenta.

Esta tormenta oceánica se forma en una región del hemisferio donde la estructura del jet es doble, y corriente abajo del máximo de energia cinética del jet subtropical. Adquiere un desarrollo explosivo sobre océano abierto, y recién penetra sobre la banquisa en su etapa madura. Está vinculada al paquete de energia C4, el cual evoluciona de manera bastante diferente de los demás centros asociados con la misma onda planetaria (fig.2.3).

La fig.2.4a indica el estado de la atmósfera el 3-00Z, en la etapa previa al desarrollo. Muestra el promedio zonal tomado entre 118°O y 31°O del viento zonal y de la temperatura potencial. Se destaca la estructura dual del jet, con la rama subtropical ubicada cerca de 43°S y la rama polar cerca de 61°S. Una condición necesaria para que los flujos zonales sean baroclinicamente o barotrópicamente inestables, es que el gradiente meridional de vorticidad potencial cambie de signo (Charney y Stern, 1962). En la figura las zonas con gradientes negativos están sombreadas, y entre éstas, la principal se extiende a través de toda la tropósfera, y está asociada al jet subtropical. Además, la inclinación de las superficies de temperatura potencial y la cortante vertical del viento indicaban fuerte baroclinicidad sobre una vasta región del Pacífico. Por lo tanto, el dia 3 el flujo era internamente inestable y podia dar lugar al desarrollo de una perturbación. En la zona antártica las superficies de temperatura potencial están poco inclinadas y casi no existe cortante vertical del viento (es decir que el flujo es barotrópico).

En la fig.2.5 se encuentran los campos analizados de alturas del nivel de 500 hPa correspondientes al 4-00Z, 4-12Z, y desde entonces cada 24 horas hasta el 10-12Z. En la fig.2.6 se muestran los campos de presión a nivel medio del mar analizados, junto con las principales zonas de vorticidad ciclónica cerca de la superficie, asociados al primer desarrollo.

El 4-00Z (fig.2.5) el flujo sobre el Pacífico Sur Oriental, previo a las condiciones iniciales, era bastante zonal con un jet subtropical cerca de 40°S, y un jet polar cerca de 60°S.

El 4-12Z el campo está más perturbado, con un incipiente flujo meridional en el Pacífico. En la periferia antártica una onda ciclónica (sistema A en fig.2.6) se mueve lentamente en el jet polar. Se trata de una perturbación profunda y casi sin inclinación vertical (barotrópica equivalente). Más al norte, una

pequeña perturbación (sistema B), prácticamente imperceptible en el análisis de 500 hPa, se mueve asociada con el jet subtropical. Este jet está desplazándose hacia el sur y uniéndose con el jet polar. En el borde oeste del dominio, se pueden distinguir al jet polar al sur de 50°S con vientos del sudoeste, y al jet subtropical ubicado al norte de 45°S con vientos del noroeste. Además de los dos sistemas recién mencionados, se observan una perturbación al este de Sudamérica (sistema C) que es prácticamente vertical (un "cutoff"), y una perturbación sobre el mar de Weddell (sistema D) que a las pocas horas sale de la región de interés.

El 5-00Z la perturbación pequeña aparece desplazándose hacia el sudeste, intensificándose a medida que se aproxima al ciclón subantártico. El flujo de aire caliente y húmedo proveniente de la región subtropical se hace más meridional e intenso. En la base de la vaguada, por delante del sistema A, existe gran baroclinicidad.

En este período la baroclinicidad asociada con el jet subtropical se extiende a través de toda la tropósfera, especialmente por encima de los 700 hPa. En cambio, el jet polar tiende a ser más barotrópico, con una cortante vertical del viento muy débil. Su baroclinicidad es menos intensa y se ubica entre la superficie y los 500 hPa. El 5-12Z ambos sistemas finalmente se unen (sistema AB). Un indicador de que ambos jets se unen, es que la dirección de los vientos entre 90°S y 100°S es bastante uniforme (fig.2.5).

El 6-00Z el ciclón AB alcanza su mínima presión. El fuerte flujo hacia el sur que se desarrolla en toda la tropósfera al este del sistema, contribuye a un significativo incremento de las alturas geopotenciales de la cuña corriente abajo de la vaguada, al este de la Península Antártica.

Finalmente, el 6-12Z se tiene un gran sistema maduro en la periferia antártica, en el que está decayendo su energía cinética. La cuña al este del ciclón se torna más acentuada, alcanzando el sur del sistema C. Este sistema C, se había profundizado y desplazado hacia el sudeste. Otro sistema secundario, una onda que se propaga al norte del sistema AB aparece cerca de 95°O y 50°S. Por entonces, nuevamente se separan el jet polar y el jet subtropical como se puede apreciar en el borde oeste del dominio (fig.2.5). El jet polar es algo más débil y se desplaza hacia el sur (aproximadamente está situado en 68°S). En tanto que el jet subtropical es más intenso y está ubicado más al norte (35°S) junto con la baroclinicidad que lleva asociada. Después que el ciclón madura, la tropósfera entre los 45°S y los 60°S es prácticamente barotrópica, con un gradiente meridional de temperatura despreciable. En cambio, sobre la Antártida se incrementa la intensidad del viento y aumenta la baroclinicidad en toda la tropósfera.

En la fig.2.7 se presentan la presión a nivel del mar mínima para los sistemas A y B, el máximo (en las cercanías de los dos centros) de energía cinética promediada verticalmente en toda la columna de atmósfera. El sistema B tiene inicialmente en su centro (punto de máxima vorticidad relativa ciclónica en

ESTRUCTURA VERTICAL:
PROMEDIO ZONAL ENTRE 118·O Y 31·O

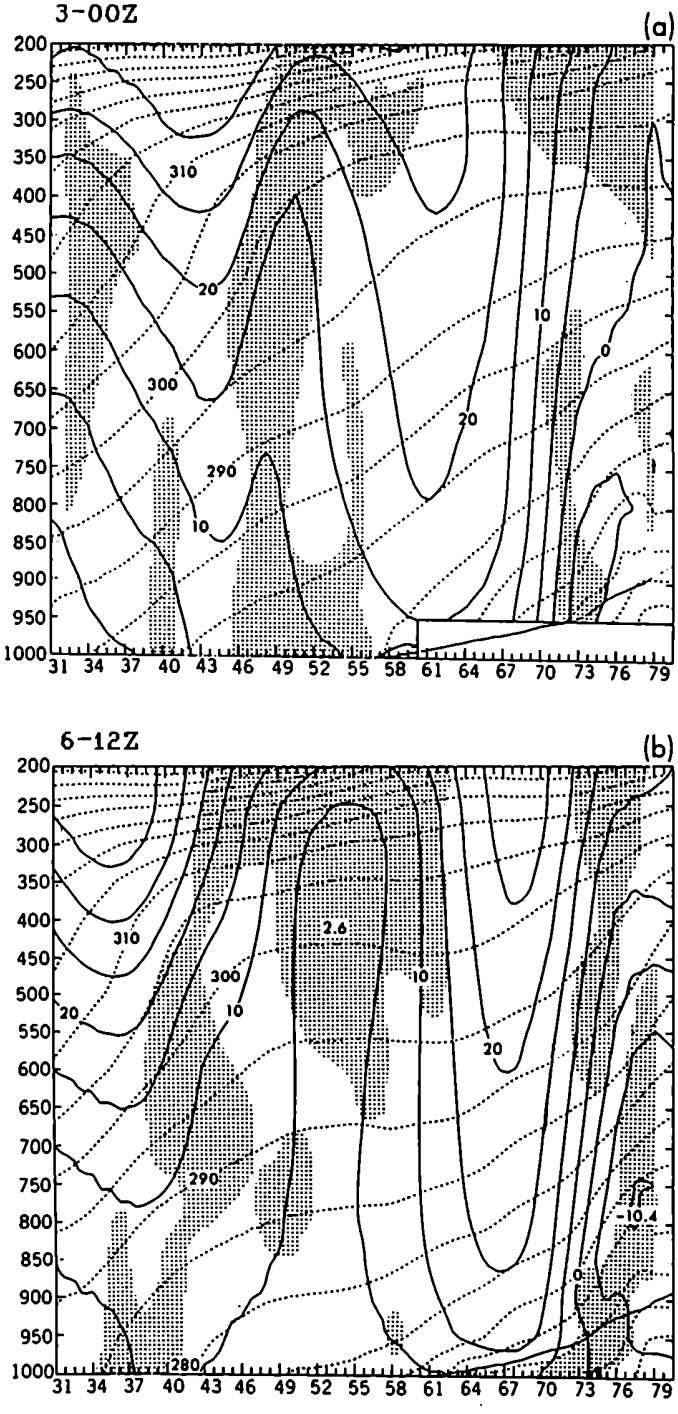


Figura 2.4: Promedio zonal entre 118·O y 31·O de temperatura potencial (línea de guiones, cada 5K), viento zonal (línea llena, cada 5 ms^{-1}), y zonas con gradiente meridional negativo de vorticidad potencial (área sombreada), para a) 3 de setiembre 00 TMG (3-00Z) y b) 6 de setiembre 12 TMG (6-12Z).

500 hPa: ALTURAS GEOPOTENCIALES Y VIENTOS

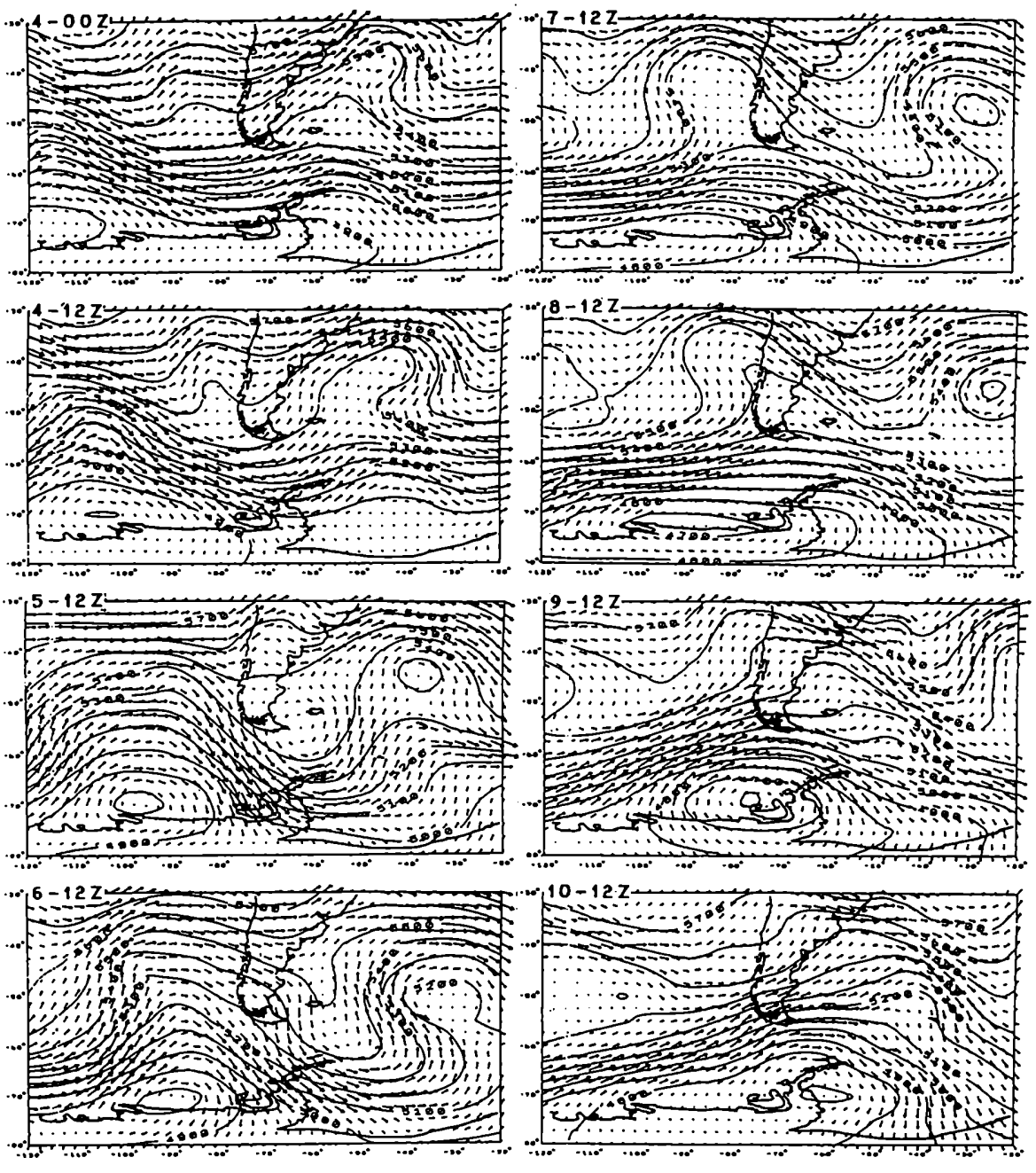


Figura 2.5: Análisis del nivel 500 hPa del ECMWF de alturas geopotenciales (cada 100 m) y vientos correspondientes al 4-00Z, 4-12Z, y desde entonces, cada 24 horas hasta el 10-12Z. La región está limitada por los paralelos 30·S y 80·S, y por los meridianos 120·O y 20·O.

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE OCEANO:
PRESION A NIVEL DEL MAR Y VORTICIDAD

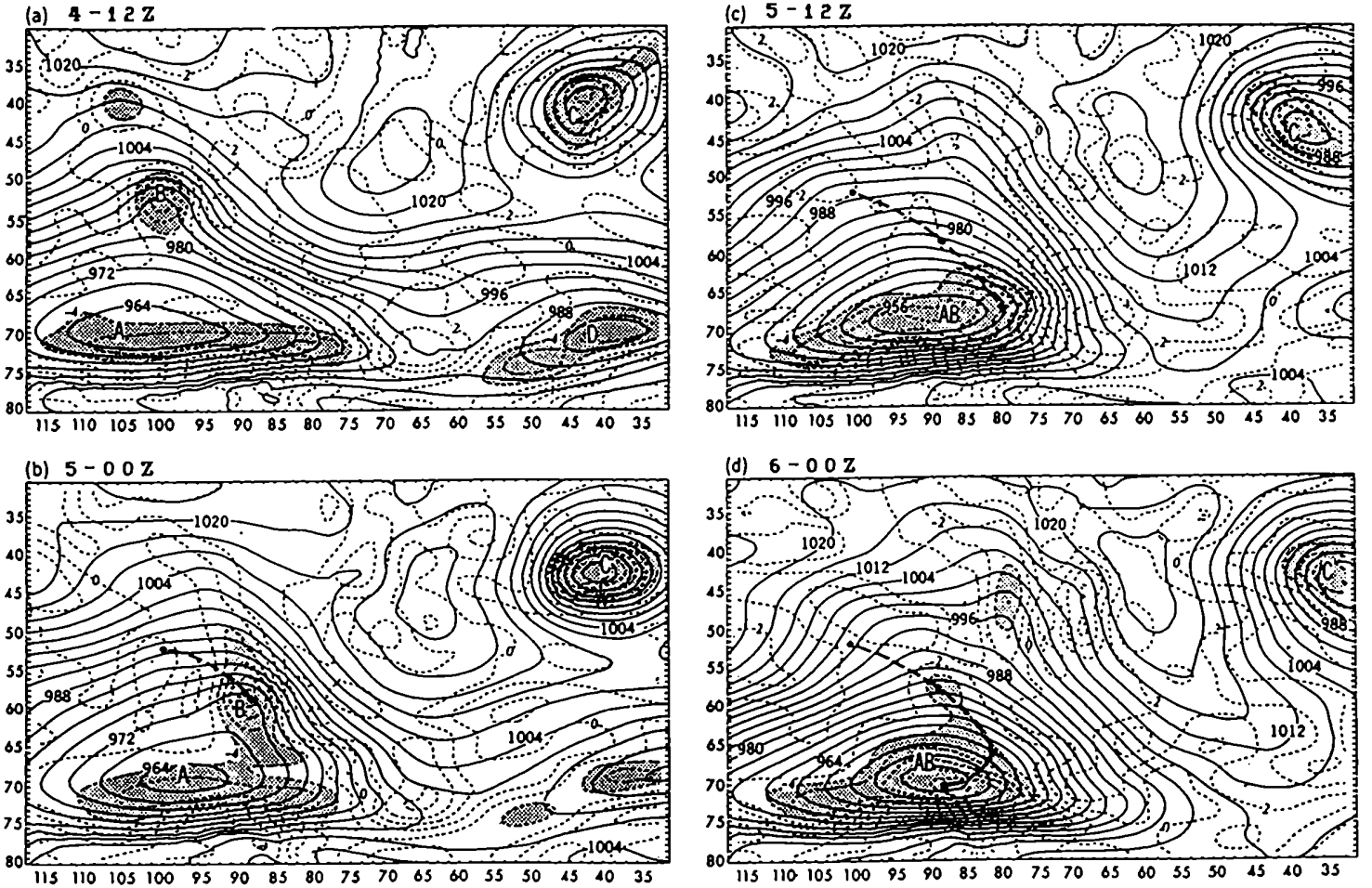


Figura 2.6: Análisis de presión a nivel del mar (líneas llenas, cada 4 hPa) y vorticidad relativa en el nivel sigma inferior del modelo (alrededor de 80 m) (líneas de guiones, cada $2x10^{-5}s^{-1}$, las zonas que exceden los $-4x10^{-5}s^{-1}$ están sombreadas). Las letras indican las principales perturbaciones ciclónicas, y la trayectoria del sistema B está

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE OCEANO:
PRESION A NIVEL DEL MAR Y VORTICIDAD

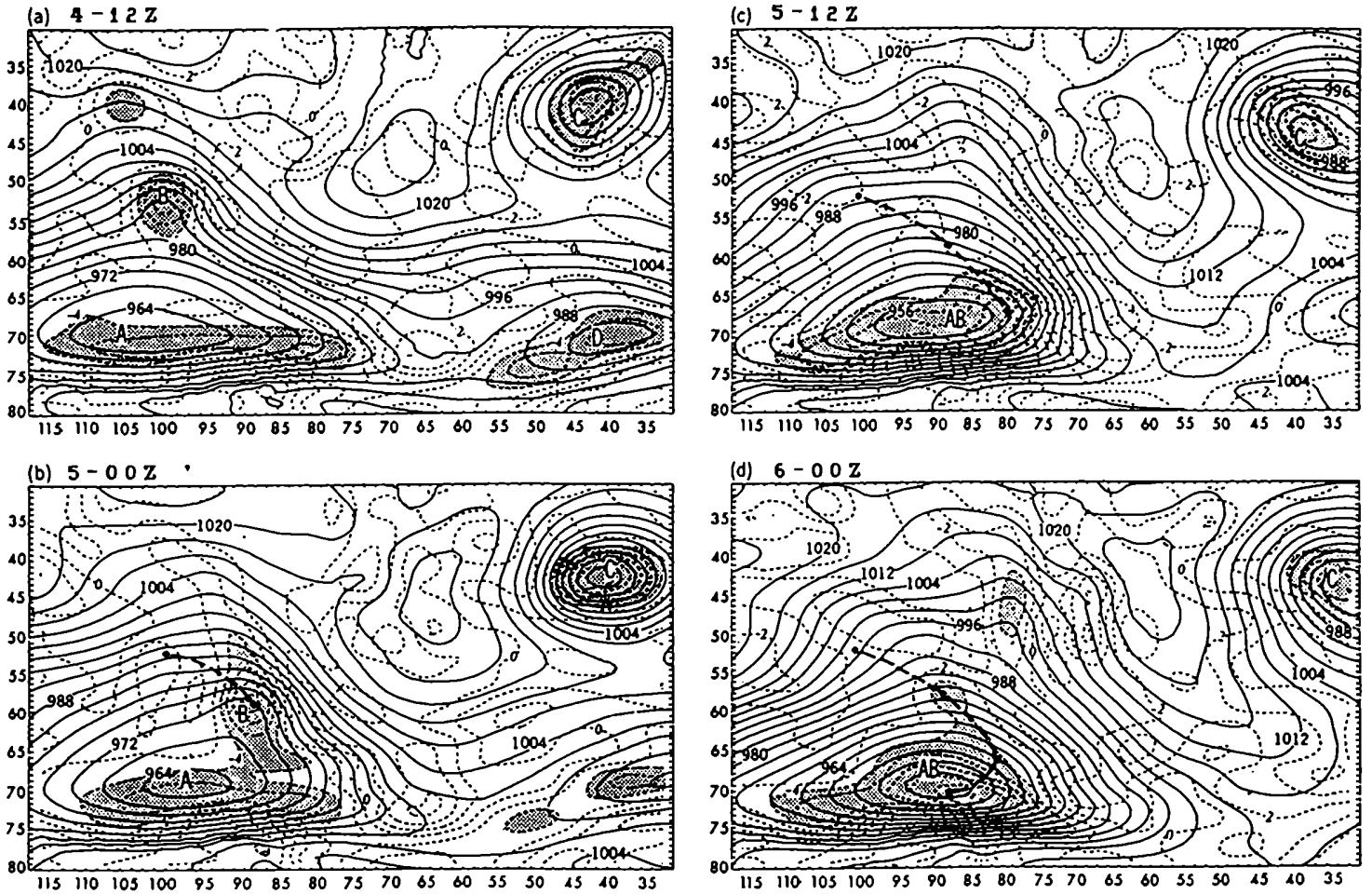


Figura 2.6: Análisis de presión a nivel del mar (líneas llenas, cada 4 hPa) y vorticidad relativa en el nivel sigma inferior del modelo (alrededor de 80 m) (líneas de guiones, cada $2x10^{-5}s^{-1}$, las zonas que exceden los $-4x10^{-5}s^{-1}$ están sombreadas). Las letras indican las principales perturbaciones ciclónicas, y la trayectoria del sistema B está señalada por la línea de guiones gruesa.

superficie) una presión de 984 hPa. Este valor cae precipitadamente a medida que el sistema se mueve hacia el sudeste, intensificándose. A las 24 horas, después de unirse con el sistema A, la presión mínima disminuyó 32 hPa,alcanzando 952 hPa. En ese lapso la energía cinética máxima promediada en toda la tropósfera se incrementa más del 50%, volviendo a decrecer durante la etapa madura del sistema.

2.3 Tormenta formada sobre hielo marino

El segundo ciclón estudiado es una tormenta consecutiva a la anterior, desarrollada corriente abajo de la misma. El lapso seleccionado para la simulación numérica (que se describirá en el capítulo siguiente) es de 48 horas, desde el 8-00Z hasta el 10-00Z. En ese período, al oeste de la Península continúa disipándose la primera tormenta, y en el Mar de Weddell se forma una nueva e intensa perturbación ciclónica, esta vez sobre el hielo marino.

La estructura dual del jet medio del mes de setiembre de 1987 (fig.2.1) llega hasta aproximadamente el meridiano 60°O. Justo al este de la Península, y a sotavento de un máximo de intensidad del jet polar, se genera la tormenta antártica objeto de estudio. En tanto, sobre Sudamérica se reintensifica el jet subtropical y, sobre el Atlántico, su eje se desvía marcadamente hacia el sur. En el Atlántico Occidental el jet se encuentra alrededor de los 30°S. Más al sur, entre el jet subtropical y la región antártica no aparece un mínimo en la intensidad de los oestes tan evidente como en el Pacífico. Es decir, los vientos en las latitudes medias del Atlántico son más intensos que sobre el Pacífico en las mismas latitudes.

La fig.2.4b muestra el estado de la atmósfera el 6-12Z, inmediatamente después de la tormenta oceánica, y en la etapa previa al desarrollo de la tormenta sobre hielo marino. Al comparar con la fig.2.4a (del 3-00Z), se aprecia la significativa modificación en el flujo medio producida por la evolución de la onda en ese lapso. La disminución de las pendientes de las superficies de temperatura potencial, y el debilitamiento de la intensidad del viento y de su cortante vertical, principalmente entre 45°S y 60°S, surgen como los cambios más notorios. Por el contrario, las zonas baroclínicas se desplazan al norte y al sur de esta franja, acompañando a los jets. O&K señalan que, si bien en la teoría clásica de la inestabilidad baroclínica el desarrollo baroclínico tiende a aumentar el flujo medio barotrópico (Gill, 1982, p.579), en este caso se produce un mínimo del viento zonal en latitudes medias (y no un jet barotrópico). Sobre océano abierto las condiciones del flujo son ahora poco favorables para la evolución baroclínica, pero más al sur las condiciones se tornan inestables. Sobre la Antártida se incrementan la cortante vertical del viento y la inclinación de las superficies de temperatura potencial; también aumenta el gradiente meridional de vorticidad potencial. El ciclón oceánico al desplazarse hacia el sur continúa estando en una zona baroclínicamente inestable. Este hecho sugiere que el decaimiento de la onda no es consecuencia

de la estabilización del flujo medio.

Anteriormente fue mencionado que el fuerte flujo hacia el sur sobre la Peninsula asociado con la intensificación de la vaguada sobre el Pacifico, produjo un simultáneo desarrollo de la cuña corriente abajo de la primera tormenta (ver, por ejemplo, fig.2.2). También adquirió un mayor desarrollo meridional la vaguada del Atlántico, vinculada con el sistema C (de la fig.2.6). Esta gran advección tuvo como consecuencia que la masa de aire situada al este del Pasaje de Drake y sobre el Mar de Weddell, tuviera su origen en las latitudes medias, y aún en los subtrópicos, con el consiguiente incremento de la baroclinicidad en la región antártica. Este surgimiento de condiciones inestables en las altas latitudes crea un ambiente favorable para un eventual desarrollo ciclónico sobre el hielo antártico, sobre todo si se tiene en cuenta que el sistema AB al decaer irradia energia corriente abajo (fig.2.3).

A continuación se describirán algunas caracteristicas de la evolución meteorológica desde el 6-12Z hasta el 10-12Z. Las alturas del nivel 500 hPa están en la fig.2.5. La presión a nivel del mar, los principales centros de vorticidad ciclónica cerca de superficie y la posición del máximo de energia cinética en la región de integración del modelo de área limitada, se encuentran en la fig.2.8.

Sobre el Pacifico, el 6-12Z los jets subtropical y polar están separados por una zona estable en latitudes medias. El ciclón AB está en su etapa madura perdiendo energia. La energia irradiada por el sistema AB (centro C4, fig.2.3) converge alrededor de 60°S y 45°O, entre la cuña y la vaguada del Atlántico Sur, formándose allí un nuevo centro de energia (centro C7). En el Pacifico, una onda ciclónica más corta aparece desplazándose en 50°S al norte del sistema principal, y ligeramente al sur de una zona baroclinicamente inestable (fig.2.5).

El sistema AB es estacionario y el 7-12Z continúa disipándose al oeste de la Peninsula. La cuña del Atlántico pierde altura y el flujo en toda la periferia de la Antártida se hace más zonal. La pequeña onda del Pacifico evoluciona convirtiéndose, cerca de superficie, en una depresión bárica situada a barlovento de los Andes, con una gran vaguada que se extiende a través de toda la tropósfera. Esta vaguada en 24 horas incremento notablemente su amplitud, y su eje tiene una inclinación noroeste-sudeste. Se produce, especialmente en los niveles inferiores, un flujo de aire cálido del norte sobre el Mar Argentino. Sobre esa zona es advectada también vorticidad ciclónica desde el noroeste, sobre todo en la alta tropósfera.

El 8-00Z (fig.2.5) el sistema AB se hace más chato y permanece estacionario al oeste de la Peninsula. No obstante la vorticidad relativa ciclónica cerca de superficie que tiene asociada sigue siendo importante. Dos centros secundarios de vorticidad ciclónica flanquean al centro principal en la fig.2.8, identificados con las letras E y F, respectivamente. El centro E está situado cerca del máximo de energia cinética del jet polar. La vaguada del Pacifico

penetra sobre el continente. En superficie se observa la depresión sobre el océano cerca de Chile con el correspondiente centro de vorticidad ciclónica (sistema G), y al sudeste una baja que comienza a formarse sobre la costa de la provincia de Chubut (sistema H). Tanto para el sistema G como para el E, la mayor cantidad de vorticidad no está en las capas bajas sino que está concentrada en la alta tropósfera.

El 8-12Z la zona de máxima intensidad del jet polar (100°O) (fig.2.8) está desplazada 15° más al oeste, y el centro E acompaña este movimiento (aunque la velocidad de propagación del centro de energía es superior a la del centro de vorticidad). Al este de la Península se observa una pequeña depresión en la tropósfera inferior, que se forma como consecuencia del desplazamiento hacia el sudeste y la intensificación del centro F. La cuña al este de Sudamérica continúa perdiendo amplitud. En latitudes medias la vaguada se traslada hacia el este, y el análisis muestra una circulación ciclónica centrada en las Islas Malvinas (sistema H). Por delante de la vaguada se produce advección de calor hacia el sur en niveles bajos.

El 9-00Z el centro de máxima energía cinética del jet polar se mantuvo casi en la misma posición. Al sudeste de esta región, la vorticidad en el centro del sistema AB (75°O) se debilita, pero desde el oeste se le aproxima el centro E situado ahora en 95°O. La depresión sobre el Mar de Weddell se desplaza hacia el sudeste perdiendo intensidad. Se genera un nuevo centro J al norte de la Península. El Océano Pacífico está dominado por un anticiclón que se desplaza hacia el este. El sistema H continúa desplazándose al sudeste dirigiéndose hacia la zona del paquete de energía C7 de la fig.2.3. Se incrementa su vorticidad ciclónica y la energía cinética del jet subtropical (que se desvía hacia el sur).

El 9-12Z la región de energía cinética máxima está en 85°O. Este desplazamiento fue acompañado por el centro E, que alcanza al AB (desde ahora centro ABE), reintensificándolo. Corriente abajo se desprende el centro J cobrando intensidad. En el Weddell, el centro F continúa perdiendo intensidad y está a punto de abandonar la región analizada. La pequeña perturbación ciclónica del Atlántico migra hacia el sur y ya está próxima a las Islas Orcadas (60°S). Desde allí, la vaguada se extiende hacia Sudamérica. El flujo hacia el sur aumenta tanto por delante de esta vaguada como por delante del sistema ABE.

El 10-00Z el sistema J se desplaza hacia el sur y adquiere gran intensidad, formando un profundo ciclón sobre el Weddell. Asimismo, el jet polar alcanza gran energía cinética en esta región. En el Atlántico, el sistema H está abandonando el dominio analizado. Una gran vaguada se extiende hacia el norte.

Doce horas más tarde (fig.2.5), el ciclón permanece en la misma posición. Un fuerte flujo hacia la Antártida se desarrolla por delante de la baja en toda la tropósfera. Cerca de las Islas Georgias, el sistema H aparece como una onda ciclónica situada al norte del sistema principal.

La fig.2.9 muestra la evolución entre el 8-00Z y el 10-00Z de los sistemas E y J, a través del máximo de energía cinética del jet polar (cerca de ambos centros) y de la presión a nivel medio del mar mínima (tomada en el punto de máxima vorticidad ciclónica). La perturbación E, que avanza hacia el este desde corriente arriba, se encuentra cerca del máximo absoluto de la energía cinética del jet polar. El primer día tanto la energía cinética como la presión mínima del sistema E, tienen poca variación. Mientras tanto, el sistema AB se disipa, "exportando" energía corriente abajo. El 9-00Z se forma a sotavento el centro J con una presión mínima de 966 hPa y una energía cinética cerca de esa zona relativamente baja. El 9-12Z la presión del centro E disminuye pues se une con el ciclón AB, y la energía cinética en el Pacífico Sur tiende a incrementarse. No obstante, es cerca del sistema J donde el incremento es más abrupto. Finalmente, el 10-00Z el sistema J se convierte en un ciclón muy profundo, y sigue subiendo su energía cinética, aunque en menor medida. Al mismo tiempo, el sistema ABE pierde profundidad rápidamente y su energía cinética sufre una súbita caída. Este hecho sugiere que la energía se propaga hacia el este, y que el sistema J se intensifica a través del influjo de energía desde corriente arriba, confirmando la teoría de O&K.

2.4 Resumen

Se presentó una descripción de dos tormentas sucesivas ocurridas en la región subantártica, y de las condiciones del flujo en el que estuvieron insertas, basada en el empleo de datos analizados por el ECMWF (con una resolución de 2.5°x2.5° y siete niveles).

El 5 de setiembre de 1987 se desarrolló una tormenta explosiva cerca de 90°O en el Océano Pacífico Sur, en una región muy ciclogenética de acuerdo a la climatología. Según el análisis de la vorticidad potencial, el flujo era allí internamente inestable. En el Pacífico se observó la presencia de un jet subtropical y un jet polar. La rápida ciclogénesis ocurrió al producirse la unión de una pequeña perturbación ciclónica en el jet subtropical, con una onda que se movía asociada al jet polar. El jet subtropical se desvió hacia el sur y se unió con el jet polar, produciéndose un intenso transporte de calor hacia el sur, característico de los sistemas baroclínicos.

Al cabo de la tormenta, este aire de origen subtropical, cálido y húmedo, quedó atrapado al este del Pasaje de Drake y en el Mar de Weddell, creando condiciones de inestabilidad en esa región. Además, se vió que el decaimiento en la intensidad del ciclón se debe a que su energía cinética es "exportada" corriente abajo, de acuerdo a un reciente trabajo de O&K.

Este ciclón se hizo estacionario, permaneciendo varios días sobre la banquisa al oeste de la Península Antártica. Mientras tanto, desde corriente arriba se acercaba una perturbación ciclónica que se movía asociada con el máximo de energía cinética del jet polar. El 9 de setiembre esta perturbación alcanza al

ciclón, reintensificándolo momentáneamente. Sin embargo, inmediatamente se forma un nuevo ciclón corriente abajo del primero, incrementándose la energía cinética sobre el Mar de Weddell. Un fuerte flujo hacia la Antártida se desarrolla por delante de este sistema en toda la tropósfera. Simultáneamente disminuye la energía cinética del jet polar en el Pacífico, y el primer ciclón se disipa rápidamente.

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE HIELO MARINO: PRESION A NIVEL DEL MAR, VORTICIDAD CICLONICA Y POSICION DEL MAXIMO DE ENERGIA CINETICA

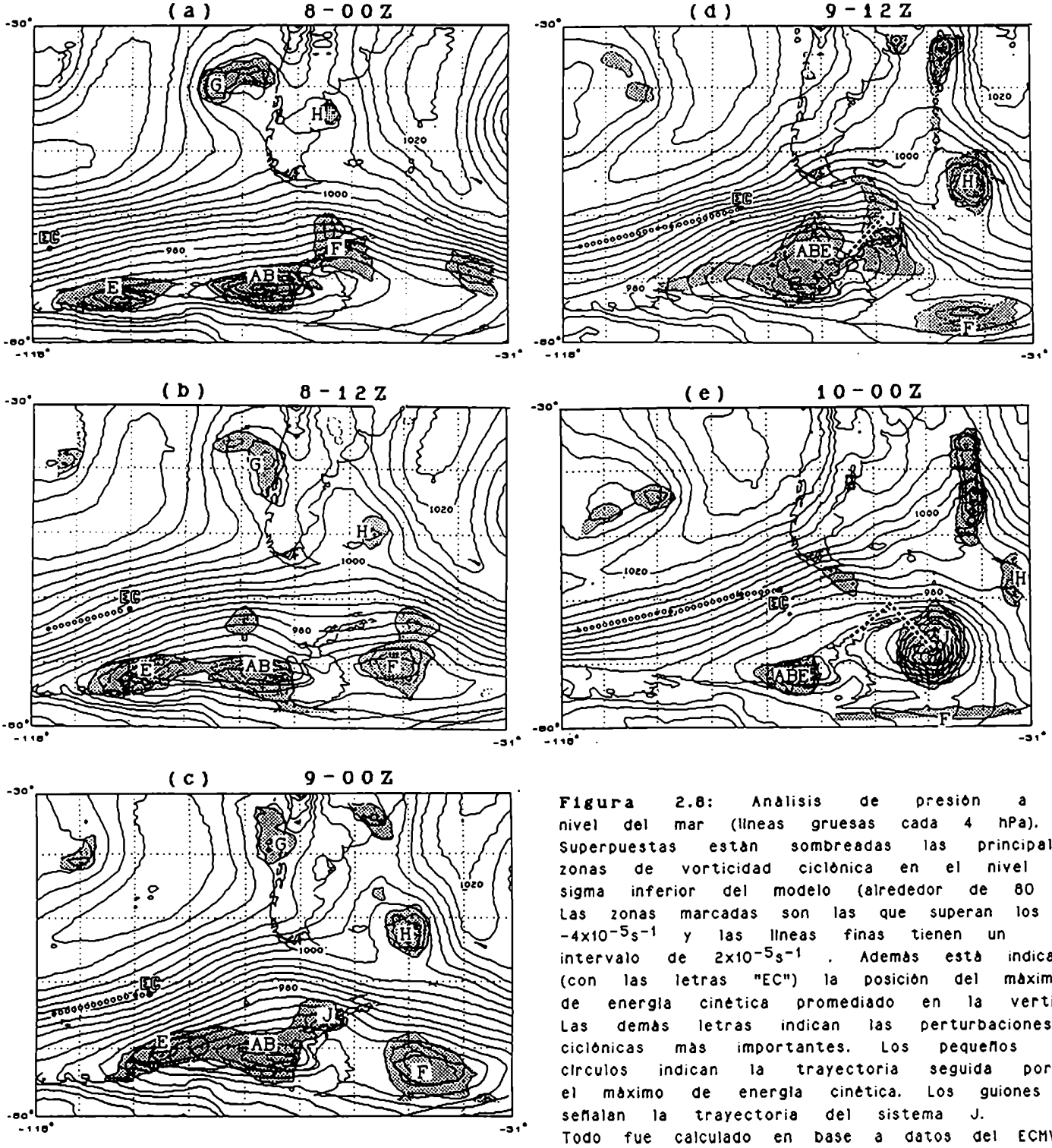


Figura 2.8: Análisis de presión a nivel del mar (líneas gruesas cada 4 hPa). Superpuestas están sombreadas las principales zonas de vorticidad ciclónica en el nivel sigma inferior del modelo (alrededor de 80 m) Las zonas marcadas son las que superan los $-4x10^{-5}s^{-1}$ y las líneas finas tienen un intervalo de $2x10^{-5}s^{-1}$. Además está indicada (con las letras "EC") la posición del máximo de energía cinética promediado en la vertical Las demás letras indican las perturbaciones ciclónicas más importantes. Los pequeños círculos indican la trayectoria seguida por el máximo de energía cinética. Los guiones señalan la trayectoria del sistema J. Todo fue calculado en base a datos del ECMWF.

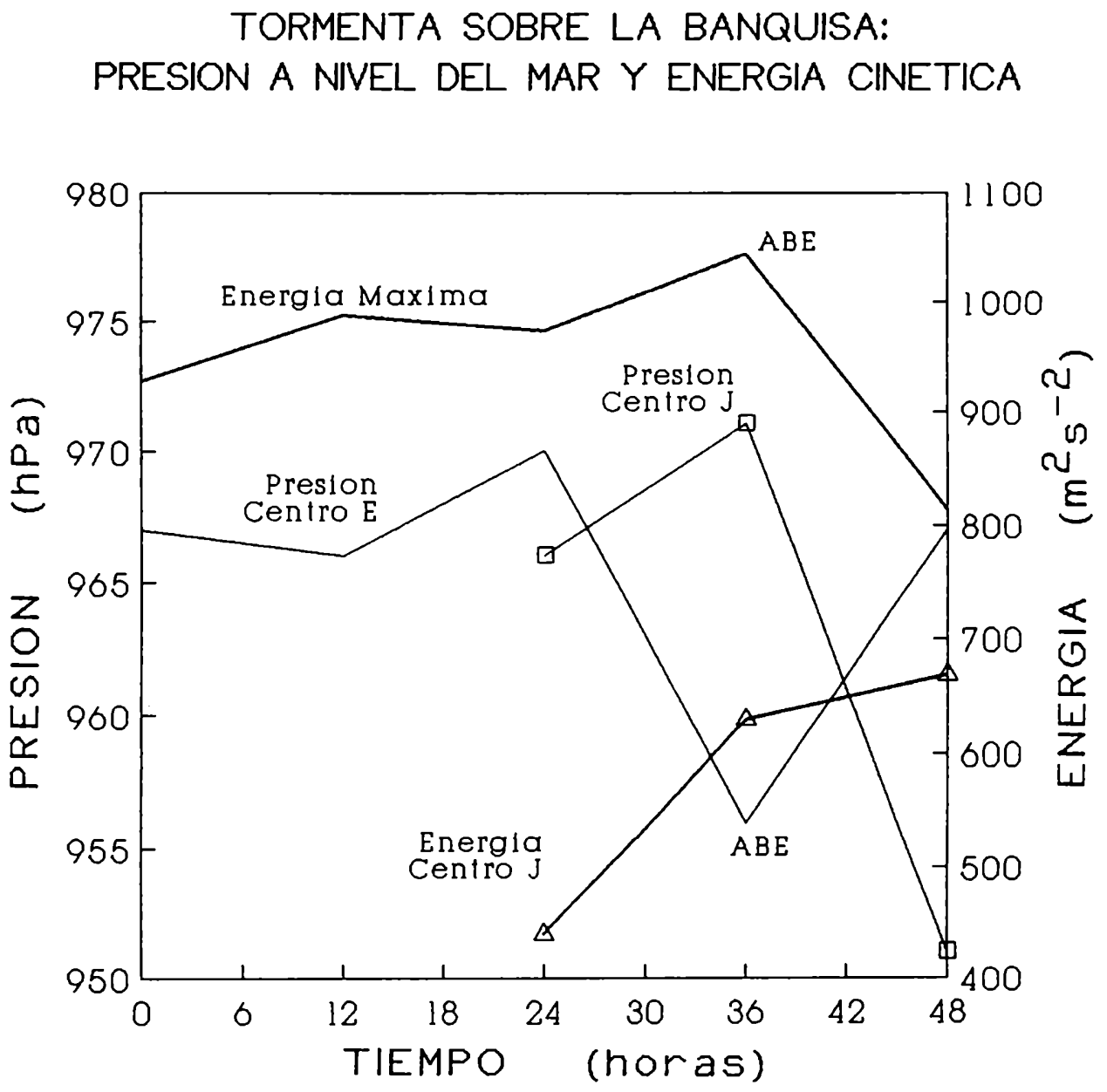


Figura 2.9: Tormenta generada sobre mar helado: evolución temporal de la mínima presión a nivel del mar (línea fina, en hPa) y del máximo de la energía cinética promediada verticalmente (línea gruesa, en m^2s^{-2}) calculadas en base a análisis (datos del ECMWF), para los centros de vorticidad ciclónica E y J (de la fig.2.8). La presión se toma en el punto de máxima vorticidad ciclónica cerca de superficie, y la correspondiente energía cinética es la mayor cerca de ese punto. El máximo absoluto de energía cinética se encuentra en el Pacífico, cerca del centro E. A las 36 horas se unen los centros E y AB (la hora 0 corresponde al 8-00Z).

Capitulo Tres

Diagnostico del modelo

En este capitulo se presentan las simulaciones numéricas de los casos descriptos en el capitulo anterior. Estas simulaciones serán tomadas como referencias (casos "Control") para los estudios de sensibilidad. Se utilizó la versión CIMA del modelo regional Limited Area HIBU* Model del Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (LAHM). Una descripción de la parametrización de los procesos físicos de la capa de superficie se encuentra en el capitulo 4, y una descripción general del modelo y de las ecuaciones que resuelve se encuentra en el apéndice.

Se realizaron dos simulaciones por 48 horas. La primera, correspondiente a la tormenta generada sobre océano abierto, fue inicializada el 4-12Z. La segunda, para la tormenta generada sobre hielo marino, fue inicializada el 8-00Z. Para ambas simulaciones, el dominio de integración del modelo de área limitada está definido entre 30.5°y 80°S, y desde 118°O hasta 31°O. Se tomó una resolución vertical de 9 niveles, una resolución horizontal de 0.75° de latitud por 1.5° de longitud y un paso temporal de 120 segundos. Desde análisis del ECMWF con una resolución de 2.5°x2.5° y cada 12 horas, fueron interpoladas, espacial y temporalmente, las condiciones iniciales y de borde (laterales).

3.1 Tormenta oceánica

En la fig.3.1 se encuentran los campos de presión a nivel medio del mar y temperatura del nivel sigma inferior del modelo, así como la altura y temperatura del nivel 500 hPa, a las 24 y 48 horas de la simulación. A las 24 horas el sistema AB está ligeramente al noreste del análisis y no tan profundo. A las 48 horas la profundidad de la baja en superficie y el espesor de la onda en 500 hPa también están algo subestimados, y el eje vertical del sistema se encuentra un poco más al este que en el análisis en todos los niveles. Las mayores diferencias entre el análisis y la simulación se encuentran en los niveles inferiores de la troposfera. Sin embargo, la simulación puede considerarse en general satisfactoria, dado que las características más notorias de la evolución de la tormenta oceánica fueron correctamente simuladas por el modelo.

---

*HIBU: Federal Hydrometeorological Institute and Belgrade University

El desarrollo de la perturbación de pequeña escala (sistema B) de las condiciones iniciales, y su transformación en un ciclón intenso al combinarse con el sistema A, fueron bien simulados, considerando la poca resolución del análisis, y la escasez de datos sobre las regiones oceánicas y la Antártida. Asimismo fueron bien representados el sistema secundario situado cerca de 90°O y 50°S a las 48 horas y la intensificación de la cuña al oeste del Pasaje de Drake. La vorticidad relativa de la cuña tiene una magnitud comparable con la del ciclón propiamente dicho. A las 24 horas, después de haber alcanzado un desarrollo explosivo, la perturbación B ya está unida con el ciclón A, justo en el borde de la banquisa de hielo antártico. El rasgo más significativo cerca de superficie es el gran flujo de aire proveniente de latitudes medias. Por entonces la tasa de profundización del ciclón se atenúa y comienza el estado de oclusión frontal, aunque la temperatura del nivel sigma inferior no la refleja, debido a que está fuertemente controlada por la temperatura de la superficie del mar. En 500 hPa, el campo de temperatura muestra una penetración de aire frio por detrás de la baja, mientras que el aire cálido parece enroscarse por delante. A las 48 horas, la advección total de calor disminuye. Además, la posición de la baja en superficie coincide con la baja en 500 hPa (es decir, no tiene inclinación vertical).

En la fig.3.2 se presentan la temperatura de superficie a las 30 horas y la trayectoria seguida por la tormenta (punto de máxima vorticidad ciclónica en superficie). La perturbación inicialmente se desarrolla en una región con un gradiente de temperatura de superficie muy pequeño. Aproximadamente a las 27 horas el centro de la tormenta penetra en la región cubierta por hielo marino. Se observa que la temperatura de superficie tiene un gradiente muy marcado en el borde del hielo marino, por detrás de la tormenta, y un gradiente mucho más débil por delante. Sobre la banquisa la trayectoria parece seguir los gradientes de la temperatura de superficie. La llegada de la tormenta a la cubierta de hielo coincide con su maxima intensidad, y el comienzo de su etapa madura.

Con el fin de obtener un análisis más detallado de la cinemática de la tormenta, se calcularon trayectorias que permiten visualizar el desplazamiento de las parcelas de aire. En el apéndice se describe brevemente el método de cálculo. En la fig.3.3a se presenta un corte vertical a través de la latitud de 65°S. En él se observan las trayectorias seguidas por un conjunto de parcelas distribuidas uniformemente en el área de integración. Las trayectorias son por 5 horas, desde las 21.5 hasta las 26.5 horas de simulación. Las lineas finas corresponden a parcelas que se mueven de sur a norte, mientras que las gruesas van de norte a sur. Estas trayectorias permiten apreciar el fuerte ascenso por delante del ciclón de aire cálido y húmedo proveniente del norte, y un ligero descenso por detrás del ciclón del aire muy frio que llega desde la Antártida.

Si bien fue calculado un gran número de trayectorias, para mayor claridad, en la fig.3.3b se muestran sólo aquéllas que son más representativas de la estructura de la tormenta. Se trata de las trayectorias tridimensionales de distintas parcelas, integradas desde las 00 hasta las 24 horas. Inicialmente se encuentran en los niveles 850 hPa, 700 hPa ó 500 hPa. En el sector del Pacifico

se observa que aire proveniente de las capas inferiores de la atmósfera de latitudes medias se desplaza hacia el sur cobrando altura, y alcanza la región antártica en las primeras 24 horas. Las dos parcelas que inicialmente están sobre el Océano Pacífico (cerca de los 55°S, nivel 850 hPa) fueron capturadas por el fuerte flujo ascendente a lo largo de la zona frontal. A pesar de que ambas parten desde una posición muy cercana, al llegar a la Antártida se bifurcan. Una de ellas toma una curvatura ciclónica alrededor del sistema, mientras que la otra se mueve corriente abajo hacia la cuña, siguiendo una curvatura anticiclónica. Las dos parcelas que parten desde la costa del continente antártico, cerca de la baja, circulan alrededor del centro del ciclón y tienden a hundirse al oeste del sistema (más notorio en la parcela que parte de 700 hPa). A medida que el ciclón se desarrolla, la cuña corriente abajo también se hace más pronunciada. Al cabo de esta tormenta, la masa de aire situada al oeste de la Península Antártica, tuvo su origen en las latitudes medias y subtropicales del Pacífico, confirmando lo visto en el capítulo anterior con el campo de vorticidad potencial de la fig.2.2.

La fig.3.4 presenta un corte vertical, a lo largo de la línea AA' de la fig.3.2, de temperatura potencial e intensidad del viento. Este corte, perpendicular al frente, corresponde a las 12 horas y es representativo de la estructura vertical de la tormenta durante la etapa de desarrollo. La estructura vertical tiene las características básicas de los sistemas frontales; es decir, un jet en la alta troposfera cerca del nivel de 300 hPa, por detrás del frente vientos en superficie que soplan hacia el ecuador en el sector frío del sistema, y por delante del frente un jet cercano a la superficie que transporta calor y humedad hacia el polo. No obstante, este frente tiene dos importantes rasgos que lo distinguen de la mayoría de los frentes continentales del hemisferio norte. En primer término, existe una gran pendiente frontal; el jet superior está ubicado casi directamente sobre el frente en superficie. Reed y Albright (1986) también mencionan una gran pendiente frontal en una ciclogénesis explosiva ocurrida en el Pacífico Norte. Posiblemente este hecho se deba a que los desarrollos frontales intensos sobre los océanos tienen una mayor componente barotrópica que los frentes continentales, debido a que el mar tiene una menor fricción superficial. El segundo rasgo distintivo es la existencia de una zona con estabilidad estática débil por delante del frente entre 500 hPa y 300 hPa. Este sector de la alta troposfera caracterizado por un pequeño gradiente vertical de temperatura potencial, está causado por la intensa advección de aire cálido, vinculada con la migración hacia el sur del jet subtropical.

La fig.3.5a muestra un corte vertical de la vorticidad relativa en la dirección este-oeste, para las condiciones iniciales (4-12Z), a través de la zona de máxima vorticidad ciclónica. Se destaca una zona con una fuerte perturbación ciclónica en la alta troposfera, entre 100°O y 110°O. En tanto, al oeste se aprecia vorticidad anticiclónica a través de toda la troposfera. La pertubación ciclónica está ubicada ligeramente al oeste del sistema B, y exactamente por delante de una vaguada en altura, produciendo una intensa advección de vorticidad ciclónica sobre una zona a la que, en niveles bajos, llega aire cálido del noroeste. La circulación cercana a superficie interacciona

con la anomalía de la tropósfera media y superior. En respuesta a este desbalance se produce el desarrollo explosivo del sistema B.

En las primeras horas, la magnitud que alcanza la advección de vorticidad en los niveles superiores es muy grande, en tanto que cerca de superficie la advección de aire cálido y húmedo, y la baroclinicidad, son relativamente débiles. Estas características se revierten rápidamente, siguiendo un mecanismo de desarrollo muy similar al Tipo B de Petterssen y Smebye (1971). Rápidamente surge una muy intensa concentración de vorticidad ciclónica por debajo de 700 hPa. Al intensificarse el sistema AB, en la alta tropósfera disminuye la advección de vorticidad, mientras que en los niveles bajos se intensifican el flujo meridional de aire cálido y húmedo, y la baroclinicidad por delante del sistema. Al desviarse el jet subtropical hacia el sur, el ciclón toma un desarrollo explosivo, importando vorticidad ciclónica desde la zona del jet hacia abajo. Al ocluirse el sistema, ya sobre el hielo marino, la vorticidad ciclónica se debilita en toda la tropósfera. Durante la etapa madura, la estructura vertical de la vorticidad es similar a la reportada por Nuss (1989) en una descripción de un ciclón marino idealizado. A las 48 horas (fig.3.5b) es evidente una destrucción de vorticidad cerca de la superficie, probablemente debido a la alta rugosidad del hielo. También se aprecia el desarrollo de vorticidad ciclónica en los niveles bajos, sobre el mar de Weddell.

El sistema B y su evolución presenta similitudes con los "comma clouds" descriptos por Reed (1979). Este agrupamiento de nubes en forma de coma (invertida en el hemisferio sur) evoluciona a partir de la unión de elementos cumuliformes en la masa de aire inestable por detrás de la banda nubosa frontal principal. Invariablemente se ubica corriente abajo de un máximo de vorticidad en la alta tropósfera y en una región de advección de vorticidad ciclónica en los 500 hPa. Si la distancia entre el frente y el comma cloud se torna suficientemente pequeña, pueden unirse en un proceso llamado "oclusión instantánea" donde abruptamente se desarrolla un estado ocluido maduro (Mullen, 1983). Como se mencionó en el capítulo 1, este proceso es responsable de muchas de las repentinas profundizaciones de tormentas que ocurren en esta región del Pacífico Sur. La fig.3.6, una imagen satelital de la tormenta el 6-0143Z, muestra un intenso ciclón extratropical cerca de 85°O y 70°S. La tormenta presentó fuertes vientos en superficie y convección profunda a lo largo de la zona frontal. Este ciclón es similar a algunas tormentas que tienen lugar en el Pacífico Norte (Reed y Albright, 1986).

3.2 Tormenta sobre la banquisa

Los campos simulados por el modelo a las 24 y 48 horas (9-00Z y 10-00Z) de presión a nivel medio del mar y temperatura en el nivel σ=0.9911, y de altura geopotencial y temperatura del nivel 500 hPa, se muestran en la fig.3.7. Como en la simulación de la tormenta oceánica, la profundidad de los sistemas en superficie y el espesor de la onda en 500 hPa están subestimados respecto al

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE EL OCEANO (SIMULACION)

SUPERFICIE 500 hPa

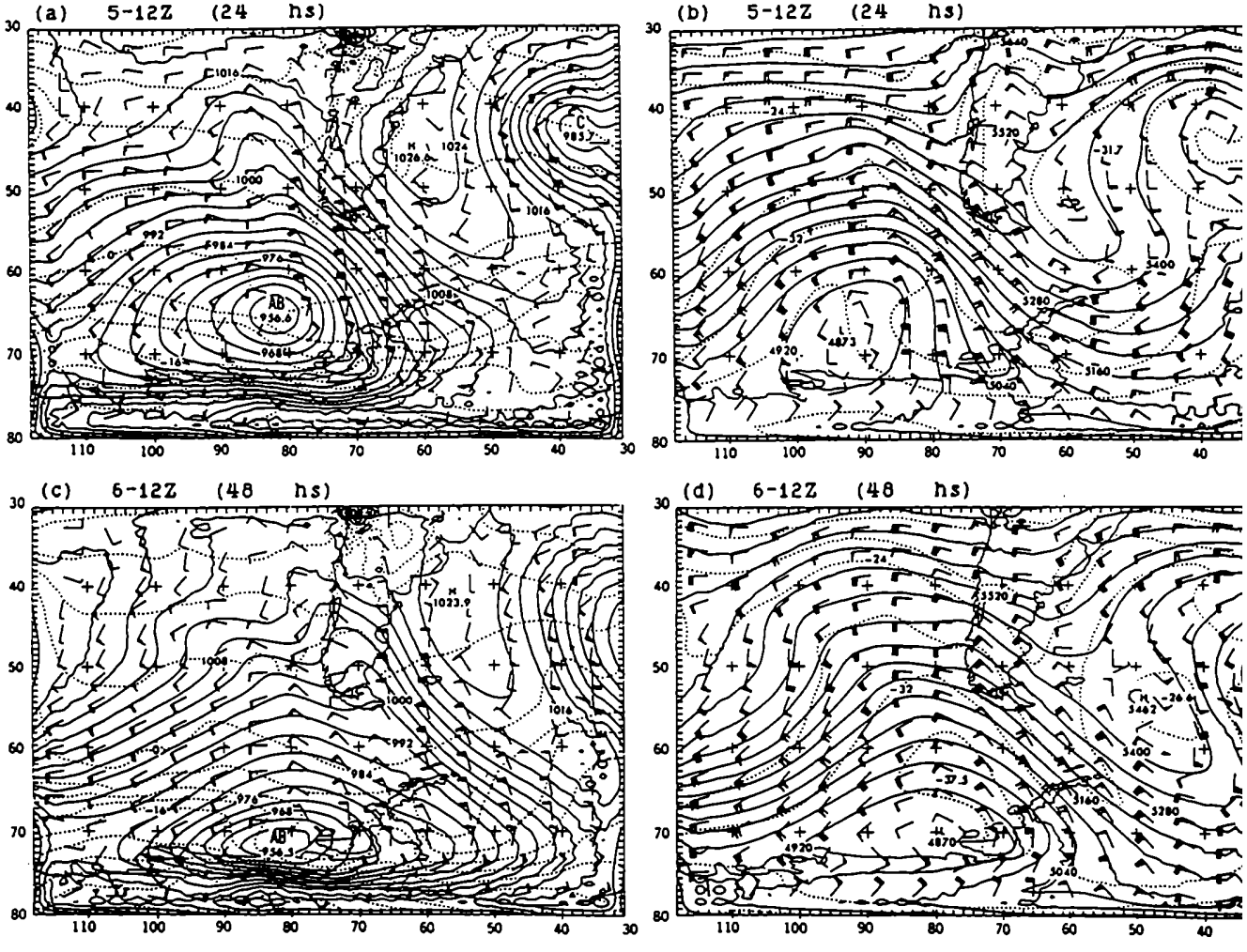


Figura 3.1: Simulación de la tormenta generada sobre mar abierto. Paneles de la izquierda: presión a nivel del mar (líneas llenas, cada 4 hPa), temperatura (líneas punteadas, cada 4·C) y vientos en el nivel sigm inferior (0.9911). Paneles de la derecha: alturas geopotenciales (líneas llenas, cada 60 m), temperatura (líneas punteadas, cada 4·C) y vientos en 500 hPa. Las horas son 5-12Z (24 hs, arriba) y 6-12Z (48 hs, abajo).

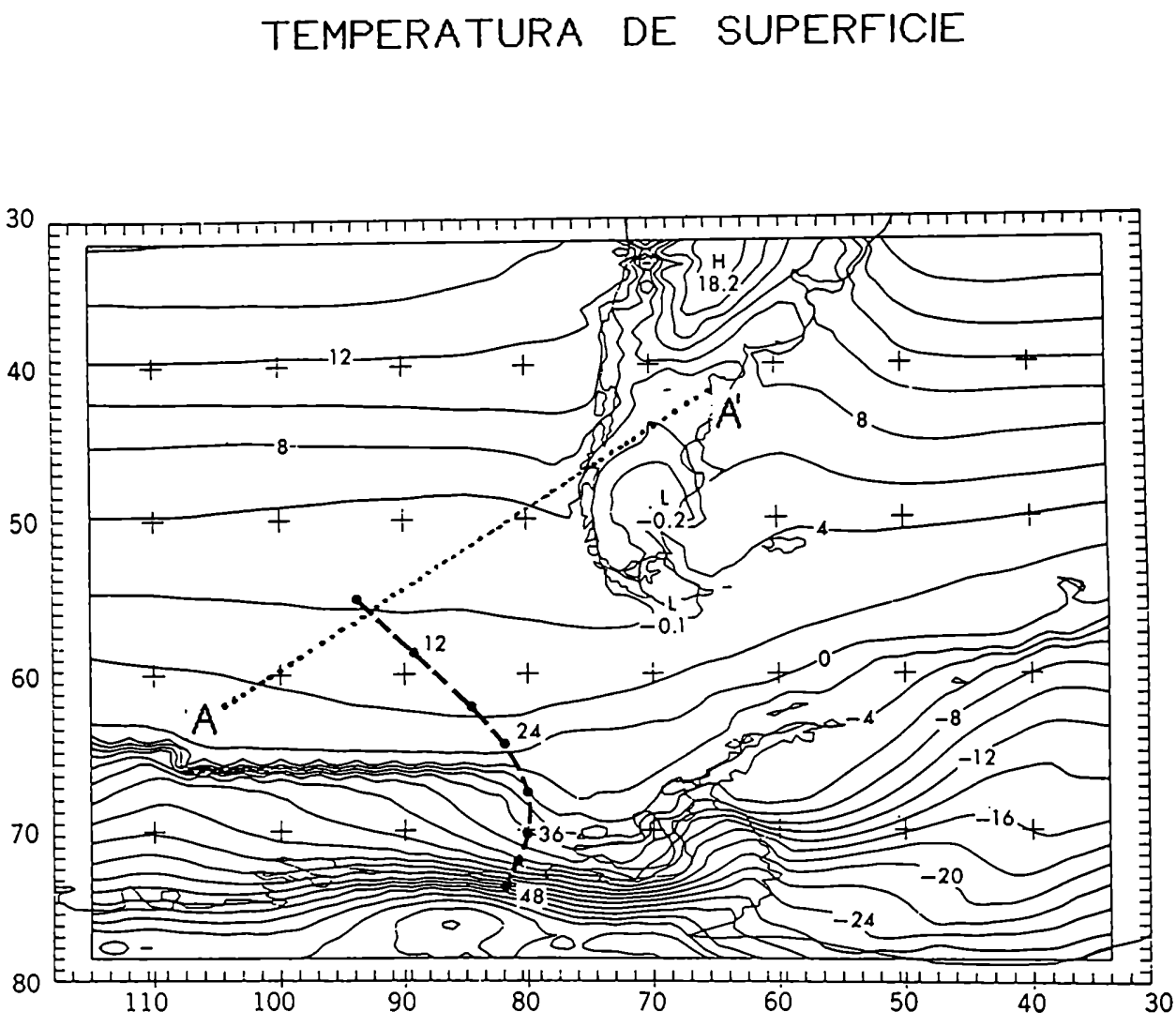
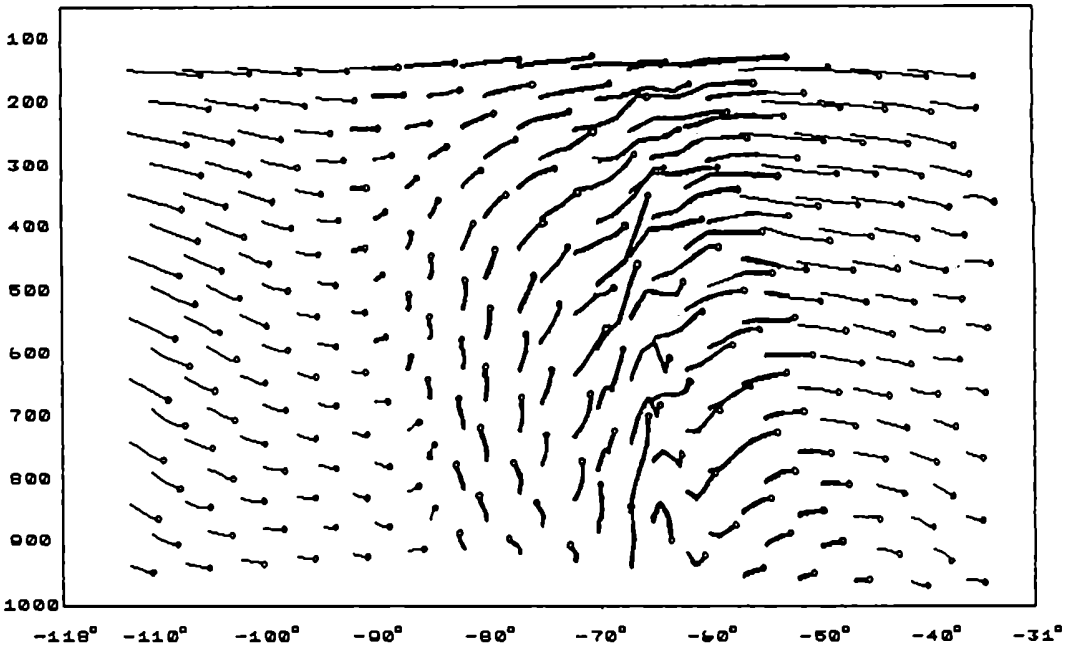


Figura 3.2: Tormenta generada sobre mar abierto: Temperatura de superficie simulada a las 30 horas (5-18Z) y trayectoria seguida por la tormenta (vorticidad ciclónica máxima cerca de superficie).

TRAYECTORIAS

(a)



(b)

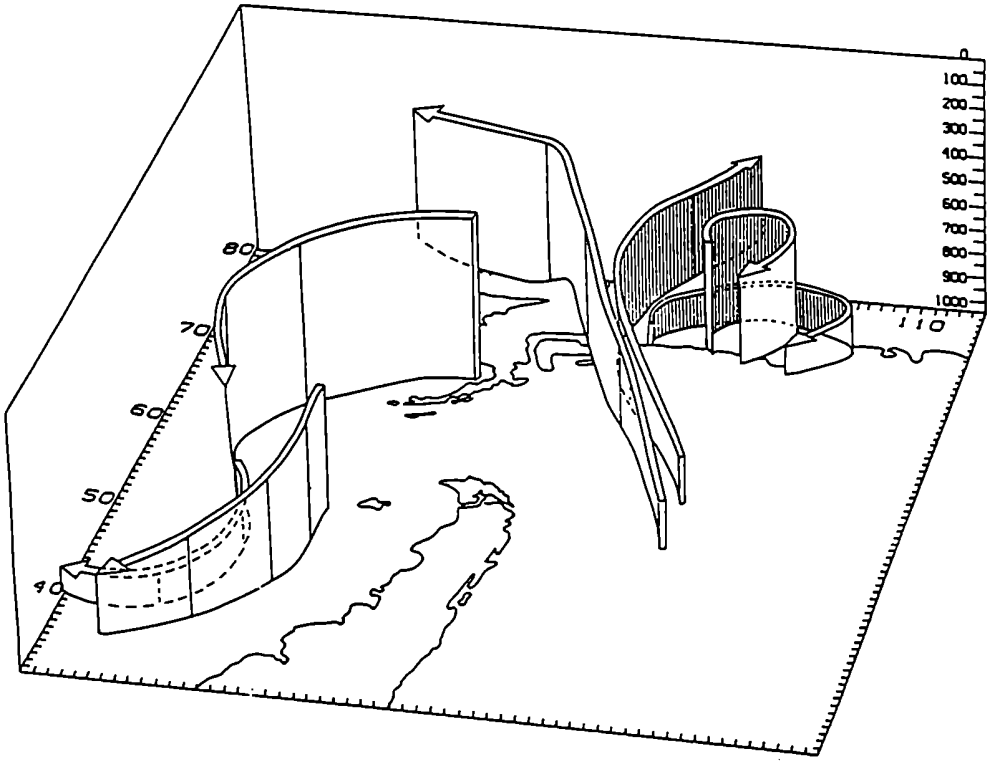


Figura 3.3: Tormenta generada sobre mar abierto:
(a) Trayectorias lagrangianas seguidas por un conjunto de partículas distribuidas uniformemente, en un corte vertical a través de la latitud 65°S. Estas trayectorias corresponden a 5 horas, desde las 21.5 hs hasta las 26.5 hs de la simulación (alrededor del 5-12Z). Las líneas finas corresponden a partículas que se mueven de sur a norte, mientras que las gruesas van de norte a sur. Los pequeños círculos indican la posición fina de las partículas.
(b) Trayectorias lagrangianas inicializadas a las 0 hs (4-12Z) en los niveles 850, 700 y 500 hPa, integradas por 24 hs (hasta el 5-12Z) usando los vientos simulados por el modelo. El punto de vista es hacia el continente antártico. La coordenada vertical es presión, en hPa.

TEMPERATURA POTENCIAL Y VIENTO

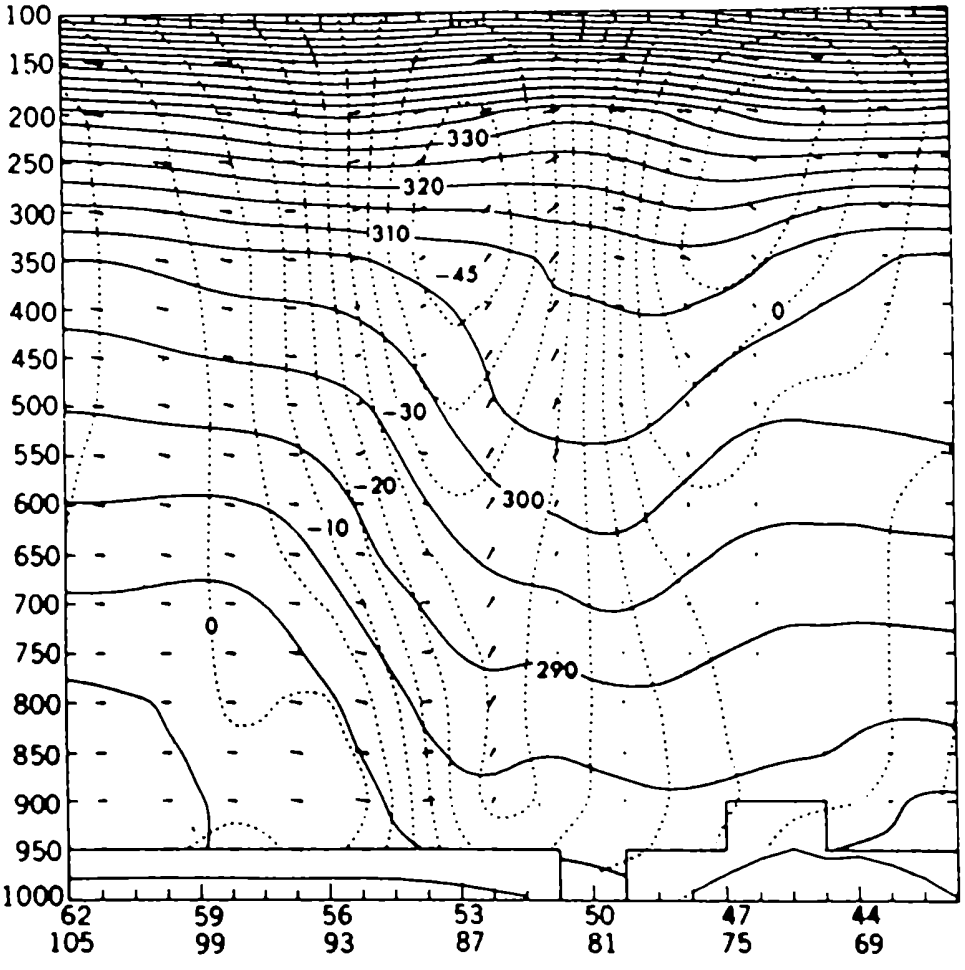


Figura 3.4: Tormenta generada sobre mar abierto, el 5-00Z (12 h
de simulación):
Corte vertical a lo largo de la línea AA' de la fig.3.2 de temperatura potencial (líneas llenas, cada 5K), componente normal del viento (línea punteada, cada 5 ms^{-1}) y circulación tangencial (vectores).

TEMPERATURA POTENCIAL Y VIENTO

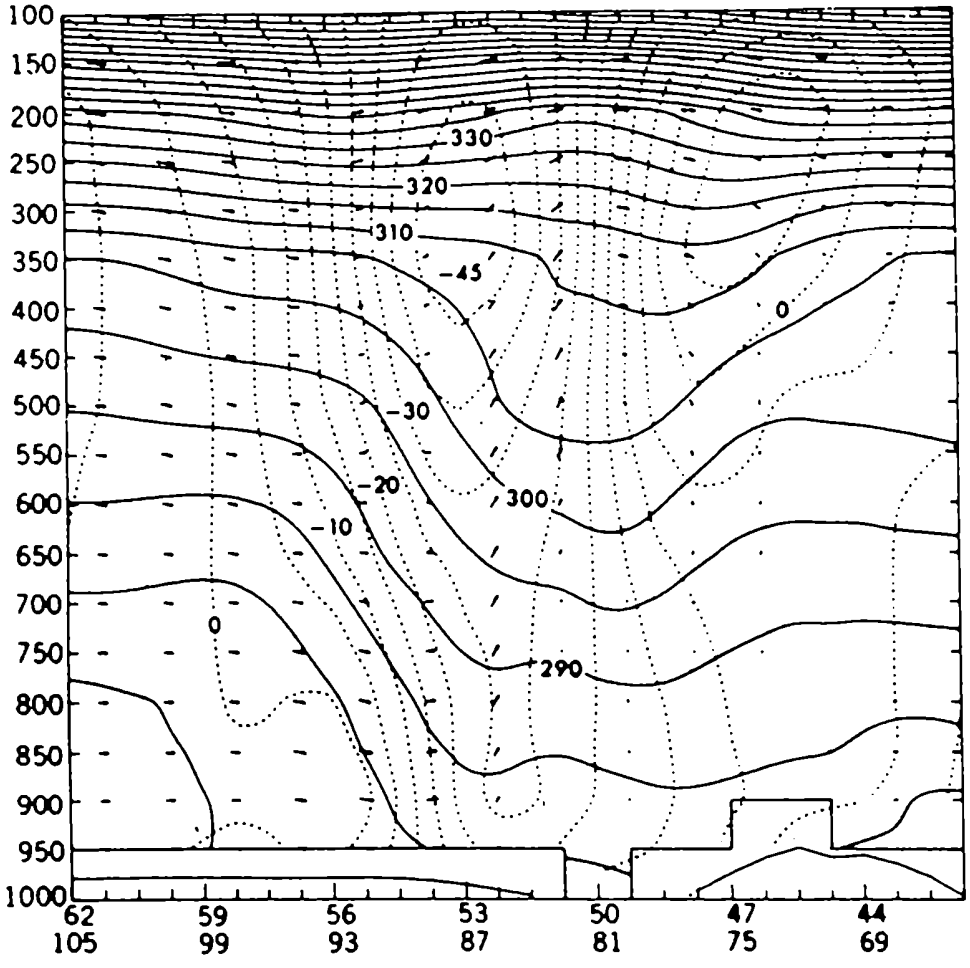


Figura 3.4: Tormenta generada sobre mar abierto, el 5-00Z (12 horas de simulación):
Corte vertical a lo largo de la línea AA' de la fig.3.2 de temperatura potencial (líneas llenas, cada 5K), componente normal del viento (línea punteada, cada 5 ms^{-1}) y circulación tangencial (vectores).

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE EL OCEANO: IMAGEN SATELITAL

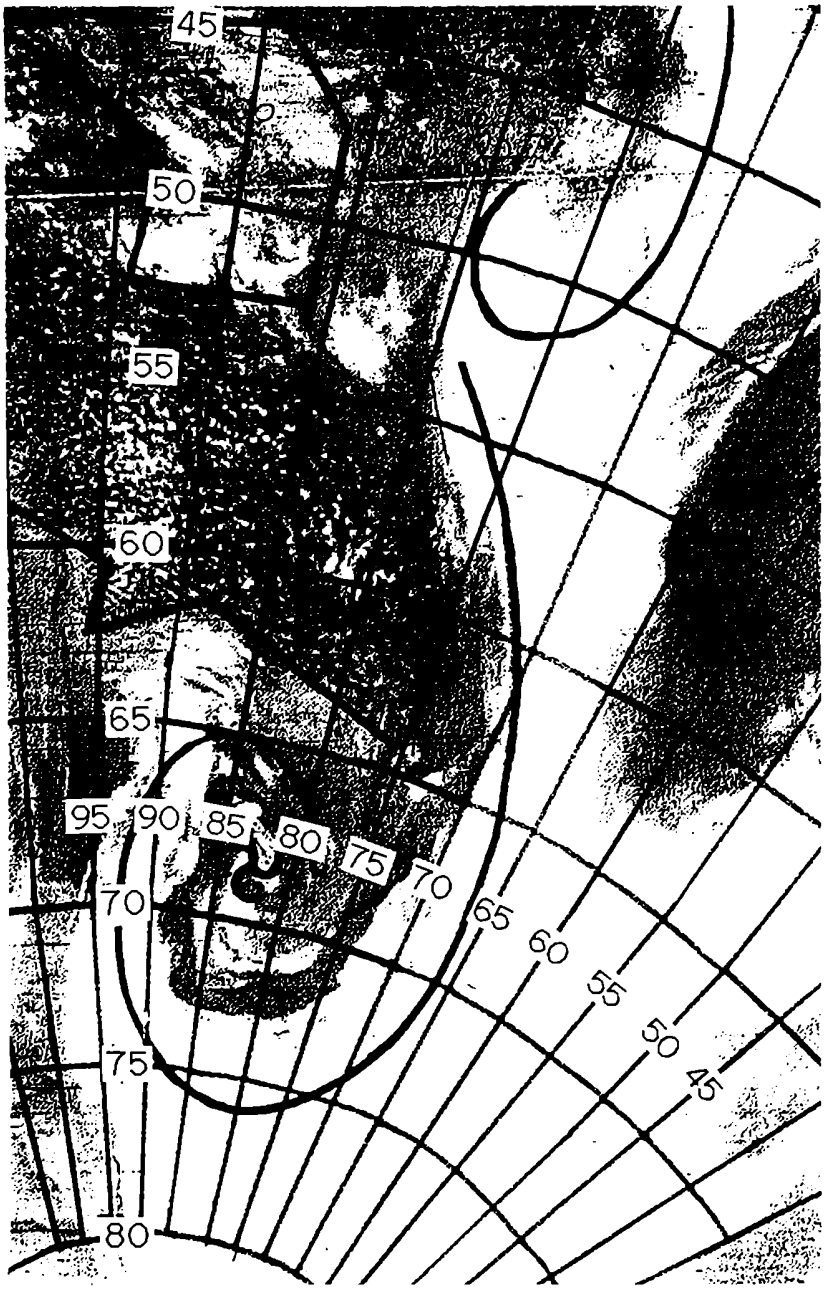


Figura 3.6: Tormenta generada sobre mar abierto: imagen satelital infrarroja tomada por el satélite NOAA-7 el 6-0143Z (6 de setiembre de 1987, hora 01:43Z).

análisis. No obstante, la evolución de los distintos sistemas descriptos en el capítulo anterior fue bien reproducida en cuanto a posición y rasgos generales de la estructura vertical de la tropósfera. En particular fue correctamente simulada la unión de los centros ciclónicos E y AB (de la fig.2.8) cerca del 9-06Z, y la sucesiva formación del centro J y su intensificación sobre el Mar de Weddell. A las 48 horas (10-00Z) la posición del centro del ciclón en superficie difiere del análisis en apenas 1.5° (más al sur en la simulación). La inclinación del eje vertical del sistema coincide con el análisis. Asimismo fue capturada la evolución del sistema H en el Atlántico Sur. El frente que se extiende hacia Sudamérica está mejor definido en la simulación que en el análisis. El sistema después de haberse desarrollado rápidamente, a las 48 horas ya comenzó su estado de oclusión. El campo térmico presenta un núcleo frío cerca del centro de la baja, y en general, las isotermas son aproximadamente paralelas a las isolíneas de geopotencial. En las altas latitudes la simulación presenta temperaturas algo inferiores al análisis (unos 3°C de diferencia en 500 hPa cerca de la baja).

En la fig.3.8 se puede comparar la simulación con el análisis a través de la energía cinética promediada en la vertical en los nueve niveles del modelo, en el momento en que se alcanza el mayor desarrollo. En el día previo (no mostrado aquí), el jet polar en el Pacífico era más intenso y al este del Pasaje de Drake la energía era débil. Posteriormente, al desarrollarse el ciclón el jet del Pacífico pierde energía, y en cambio ésta aumenta en el sector del Atlántico. Este estado se puede apreciar en la figura, que corresponde al 10-00Z. En general el modelo reproduce aceptablemente el campo analizado. La inclinación e intensidad del eje del jet polar en el Pacífico Sur es similar en ambos gráficos. En los dos casos la máxima intensidad se alcanza cerca de los 80°O. La principal diferencia se tiene en la intensidad del jet por delante del ciclón al sur de 60°S, donde el análisis es bastante más intenso. Aunque en menor medida, el déficit de energía cinética se extiende a casi todo el dominio del modelo. Otro rasgo notorio que se puede apreciar es el desvío hacia el sur del jet subtropical sobre el Atlántico. En este caso, el gradiente de energía cinética alrededor del eje del jet es más acentuado en la simulación.

La fig.3.9a presenta la componente vertical de la vorticidad relativa a las 48 horas. Los valores negativos (líneas de guiones) indican vorticidad ciclónica. La concentración de isolíneas al este de la Península señala el centro del ciclón. Desde allí, el frente asociado se extiende hasta las Islas Malvinas. En el Pasaje de Drake, la vorticidad ciclónica es un vestigio del sistema AB que aún permanece en esa zona. El desarrollo ciclónico que se observa en la simulación está sustentado por imágenes satelitales. El 10-0013Z la imagen satelital de la fig.9b muestra a los sistemas J y AB como típicos ciclones extratropicales. El ciclón AB, con su banda nubosa en forma de gancho que se extiende hacia el oeste, está en un avanzado estado de disipación. En el ciclón J, aire cálido saturado de humedad literalmente se "enrosca" por delante de la baja, mientras que aire más seco y frío penetra por detrás. Las nubes se distribuyen alrededor del centro del ciclón, y una banda nubosa se extiende hacia el norte a lo largo del frente frío asociado. Observar que la posición del

frente (alrededor del meridiano 50°O, hasta la latitud 50°S) coincide con la simulación. También es correcta la representación del estrecho eje de máxima vorticidad anticiclónica, que separa el frente frío, del sistema H (57°S, 35°O) y de la banda nubosa frontal que se extiende al norte de 50°S.

La fig.3.10 muestra un corte vertical a lo largo del paralelo 69.5°S de temperatura potencial e intensidad de la componente meridional del viento a las 24 y 48 horas. El 9-00Z, previo al desarrollo del ciclón en el Weddell, sobre el sistema AB la cortante vertical es nula, en tanto que al oeste del dominio el gradiente vertical es más marcado. Sobre el Mar de Weddell soplan vientos del norte, y la cortante es débil. El 10-00Z, cuando el ciclón alcanza su máxima intensidad, el eje del jet polar está más distorsionado (es menos zonal que a las 24 horas) y se intensifica al este de la Península. En la figura inferior, la estructura vertical presenta como rasgos más notorios un jet en la alta troposfera que se dirige hacia el polo, situado alrededor de los 40°O, y vientos fríos hacia el norte por detrás del frente cerca de superficie. También sobre el Mar de Bellingshausen se manifiesta el otro extremo del jet, con vientos del sur, cerca de los 95°O. Las isotermas aparecen más inclinadas que en el primer panel. Cerca de superficie, en el sector caliente del sistema, existe un máximo secundario en la intensidad del flujo del norte que produce un decrecimiento de la estabilidad estática por delante del ciclón entre 850 y 650 hPa. La zona frontal presenta una característica similar a la del frente de la tormenta oceánica: su marcada pendiente (el jet de 300 hPa está casi sobre el frente en superficie).

El gran desarrollo de la baja en superficie está vinculada con otras variables dinámicas de altura. Para comprender el mecanismo de la ciclogénesis es conveniente analizar la estructura vertical de la vorticidad relativa en el centro del sistema. La fig.3.11 presenta dos cortes verticales de esta variable en la dirección este-oeste coincidiendo con el centro J de máxima vorticidad en superficie. El primer gráfico corresponde a las 36 horas (9-12Z), inmediatamente antes del período de mayor desarrollo. Se destacan dos máximos de vorticidad ciclónica, el de superficie (el centro J), y otro a 300 hPa sobre el Pacífico. Este último, está situado cerca de la zona de máxima intensidad del jet polar, produciéndose en consecuencia una gran advección de vorticidad ciclónica hacia el este en niveles altos. Esta advección al superar el Pasaje de Drake, se encuentra con una zona baroclínica en los niveles inferiores, provocando un gran desarrollo ciclónico. La profundización del centro J se aprecia en el incremento de la vorticidad sobre el Weddell (fig.3.11b), que aumenta casi el doble. El máximo de vorticidad en 300 hPa se debilitó en ese período. Al oeste de la baja se tiene una zona con vorticidad anticiclónica sobre la Península por efecto de la topografía.

En los estudios sobre evolución baroclínica de modos normales (Simmons y Hoskins, 1978), las perturbaciones ciclónicas decaen principalmente a través de la transferencia de energía al flujo medio debida al término de las tensiones de Reynolds. Sin embargo, O&K encuentran que la contribución de este proceso es bastante pequeña, no pudiendo explicar por sí mismo el decaimiento de la energía

cinética que experimenta la tormenta oceánica a partir del 6 de setiembre. El efecto que domina el decaimiento de ese ciclón es la divergencia del flujo ageostrófico de geopotencial (ver O&K). La energía de la perturbación es irradiada corriente abajo, y si encuentra un ambiente baroclínico favorable, puede desencadenar un nuevo desarrollo. De esta manera, se generan al noreste de la baja AB perturbaciones ciclónicas (la F -ver fig.2.8- el 8-00Z, que no alcanza gran intensidad, y posteriormente la J, con un intenso desarrollo después del 9-12Z). Este último desarrollo (el J) se vio favorecido además por la gran intensificación que tuvo el jet polar en las horas previas al oeste del Pasaje de Drake. En resumen, y de acuerdo a O&K, la energía se propaga hacia el este, y cada fenómeno se intensifica a través del influjo de energía y decae al radiar esta energía corriente abajo.

3.3 Resumen

Las tormentas presentadas en el capítulo 2 fueron simuladas con el modelo regional de alta resolución LAHM. Los períodos simulados fueron del 4-12Z al 6-12Z (tormenta generada sobre mar abierto y que penetra sobre la banquisa en su etapa madura), y del 8-00Z al 10-00Z (tormenta generada sobre la banquisa en el Mar de Weddell). El modelo simuló correctamente todos los rasgos más notorios de estos desarrollos ciclónicos. No obstante, en ambos casos existe un déficit de energía cinética respecto al análisis y la profundidad de la baja en superficie está subestimada. La ventaja de basar este estudio en los resultados del modelo, es que así se dispone de un conjunto de datos internamente consistentes, con una gran resolución espacial y temporal, y que no tienen las restricciones que afectan a los análisis.

El primer desarrollo estuvo precedido por una intensa advección de vorticidad ciclónica en la alta troposfera, asociada con la perturbación del jet subtropical. El ciclón, al profundizarse rápidamente, produce un fuerte flujo meridional hacia el sur por delante del frente frío en todos los niveles. Al llegar cerca del borde de la banquisa comienza su estado de oclusión. El sistema se caracteriza por la gran pendiente de la zona frontal y por una débil cortante vertical del viento, sugiriendo que la tormenta tiene una componente barotrópica. Con el análisis de trayectorias lagrangianas se mostró cómo el aire cálido y húmedo asciende a lo largo de la zona frontal. El flujo se bifurca al llegar a la región antártica. Algunas parcelas se mueven ciclónicamente alrededor de la baja, y otras se dirigen corriente abajo hacia la cuña, comprobándose que aire proveniente de las capas bajas de las latitudes medias del Pacífico, alcanzan en 24 horas la zona del Mar de Weddell.

El segundo ciclón, un desarrollo sucesivo al anterior, se formó al este de la Península Antártica, desarrollándose rápidamente a partir del día 9. Hasta poco antes, la tormenta del Pacífico permanecía estacionaria en el Mar de Bellingshausen. Sobre ese ciclón maduro, se encontraba una concentración de

vorticidad ciclónica en los niveles altos, siendo advectada hacia el Weddell. El día previo al desarrollo se destacó una intensificación del jet polar en el Pacífico, así como un desplazamiento corriente abajo (acercándose al Pasaje de Drake) de la zona de máxima energía cinética. El 10-00Z, la nueva tormenta alcanzó su intensidad máxima, con una profunda baja y gran vorticidad ciclónica en superficie, estando por entonces ya ocluída. La zona frontal presentaba un jet en la alta troposfera que se dirigía hacia el polo, y vientos fríos hacia el norte cerca de superficie. El frente se inclinaba poco con la altura (como en el ciclón del Pacífico).

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE LA BANQUISA (SIMULACION)

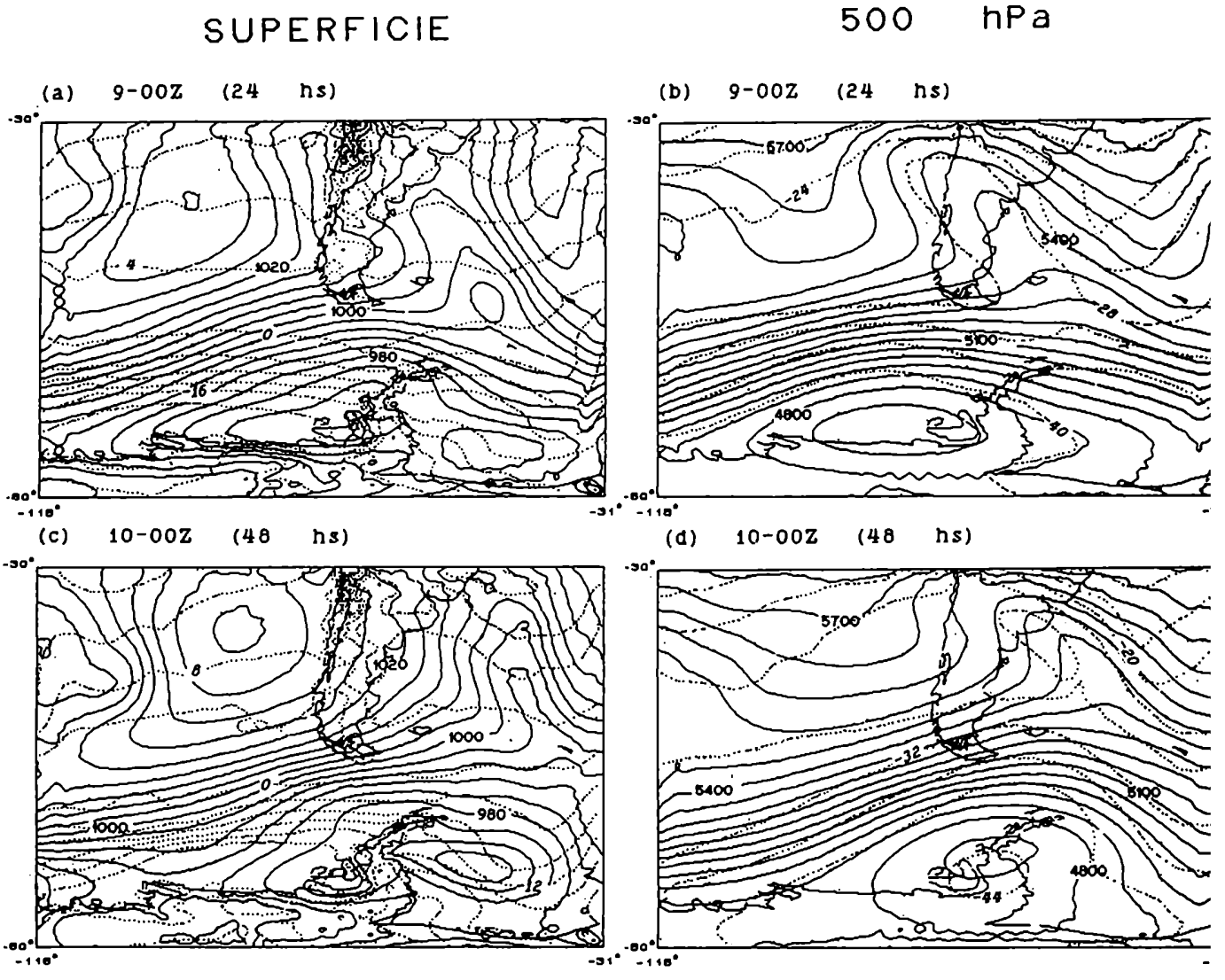


Figura 3.7: Simulación de la tormenta generada sobre mar helado. Paneles de la izquierda: presión a nivel del mar (líneas llenas, cada 4 hPa) y temperatura (líneas punteadas, cada 4·C) en el nivel sigma inferior (0.9911). Paneles de la derecha: alturas geopotenciales (líneas llenas, cada 60 m) y temperatura (líneas punteadas, cada 4·C) en 500 hPa. Las horas son 9-00Z (24 hs, arriba) y 10-00Z (48 hs, abajo).

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE LA BANQUISA (SIMULACION)

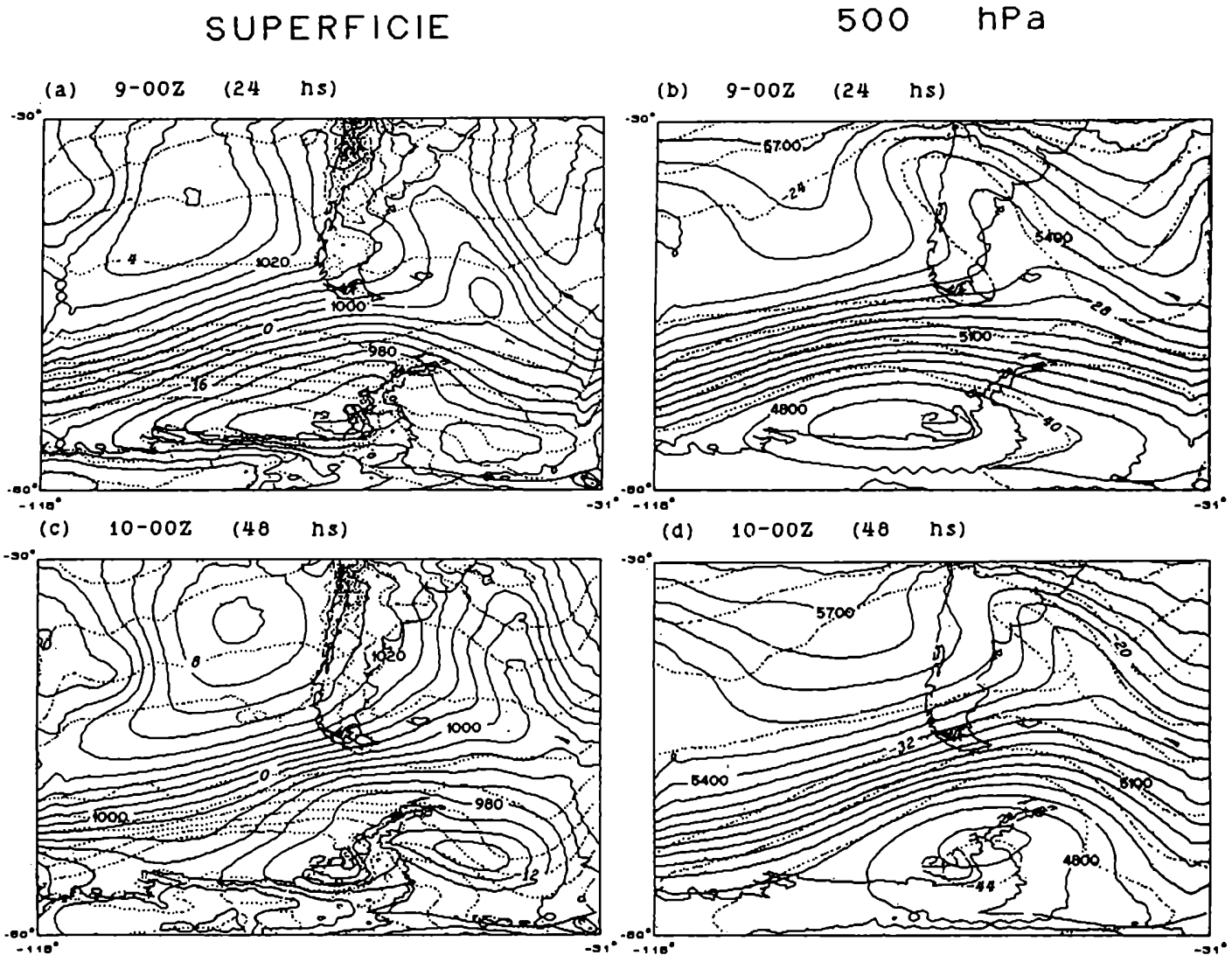


Figura 3.7: Simulación de la tormenta generada sobre mar helado. Paneles de la izquierda: presión a nivel del mar (líneas llenas, cada 4 hPa) y temperatura (líneas punteadas, cada 4·C) en el nivel sigma inferior (0.9911). Paneles de la derecha: alturas geopotenciales (líneas llenas, cada 60 m) y temperatura (líneas punteadas, cada 4·C) en 500 hPa. Las horas son 9-00Z (24 hs, arriba) y 10-00Z (48 hs, abajo).

TORMENTA DESARROLLADA SOBRE LA BANQUISA: VORTICIDAD RELATIVA EN 850 hPa E IMAGEN SATELITAL

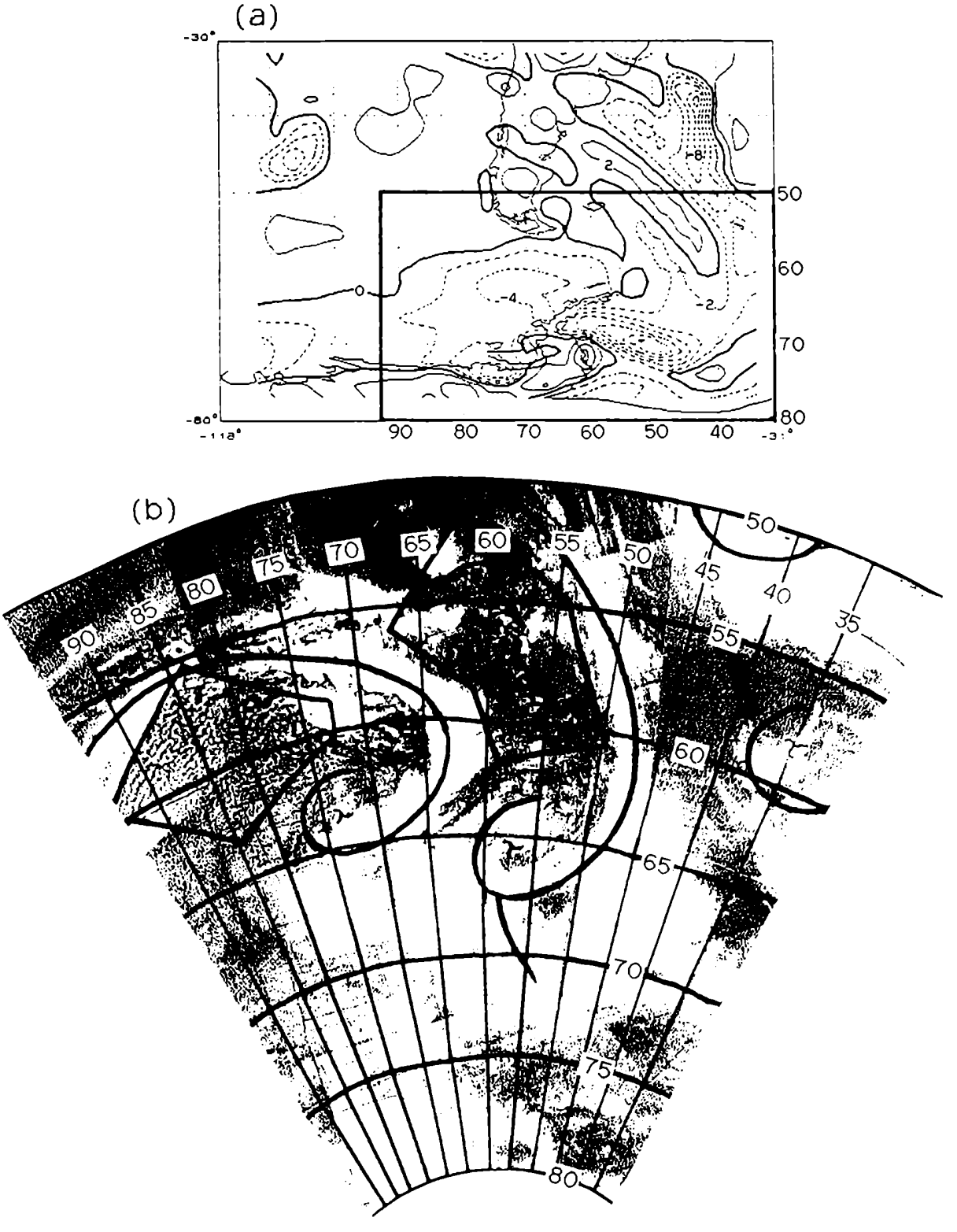


Figura 3.9: Tormenta generada sobre mar helado:
(a) Componente vertical de la vorticidad relativa en 850 hPa el 10-00Z (46 horas de simulación), cada $2x10^{-5}s^{-1}$;
(b) Imagen satelital infrarroja tomada por el satélite NOAA-7 el 10-0013Z (10 de setiembre de 1987 hora 00:13Z). La región abarcada por la imagen está demarcada con trazo grueso en el panel (a).

TEMPERATURA POTENCIAL Y VIENTO

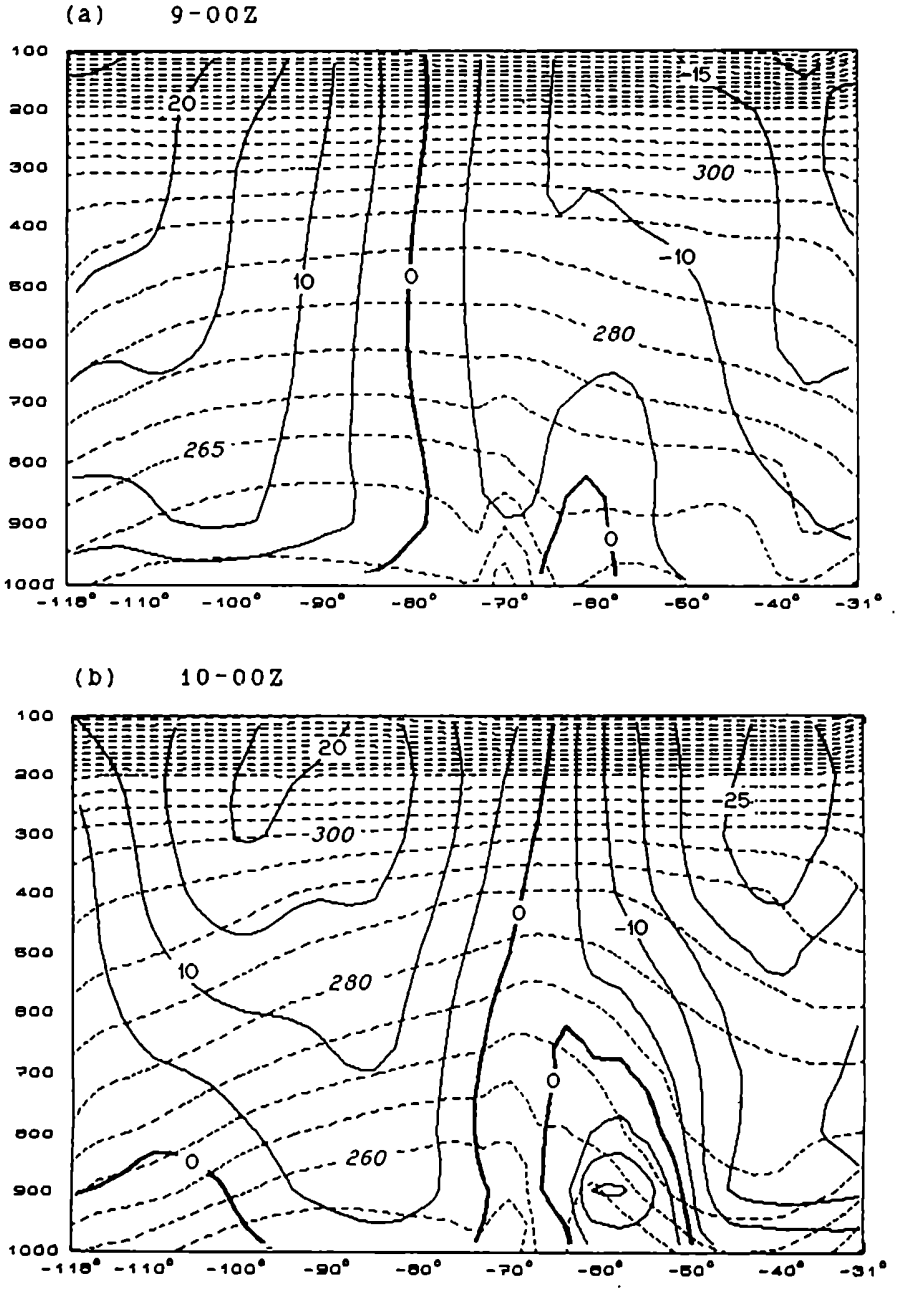


Figura 3.10: Tormenta generada sobre mar helado: corte vertical en la dirección este-oeste, a lo largo del paralelo 69.5°S, de temperatura potencial (líneas de guiones, cada 5K) y componente meridional del viento (línea llena, cada 5 ms^{-1}). Paneles (a) 9-00Z (24 hs) y (b) 10-00Z (48 hs).

VORTICIDAD RELATIVA

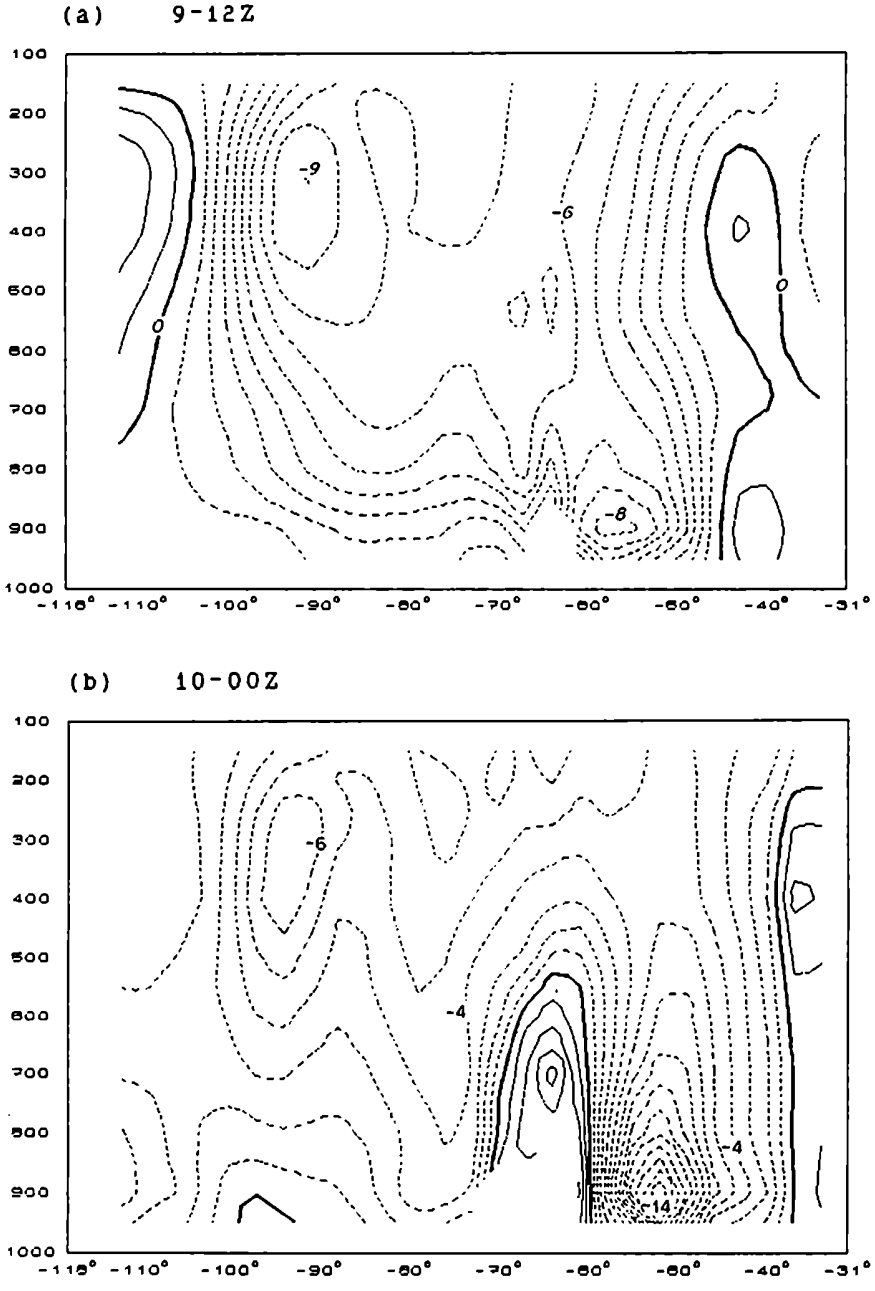


Figura 3.11: Tormenta generada sobre mar helado: corte vertical de la componente vertical de la vorticidad relativa (cada $1x10^{-5}s^{-1}$) en la dirección este-oeste, a través de la zona de máxima vorticidad ciclónica en superficie. Las líneas de guiones corresponden a la vorticidad ciclónica, y las líneas llenas a la anticiclónica. Paneles (a) 9-12Z (36 hs), corte en 66.5·S, y (b) 10-00Z (48 hs), corte en 69.5·S.

Capitulo Cuatro

Condiciones de superficie

En este capitulo se presenta la parametrización de los procesos de superficie, que serán directamente afectados por los experimentos de sensibilidad (una descripción breve del modelo regional LAHM se encuentran en el apéndice). Posteriormente se describirán las condiciones de superficie asociadas con las dos tormentas extratropicales estudiadas.

4.1 Modelado de la capa de superficie

En las capas inferiores de la tropósfera las fuerzas viscosas verticales tienen una magnitud comparable a las fuerzas debidas al gradiente de presión y a Coriolis. Esta zona cercana a la superficie del planeta constituye una zona de transición entre las superficies sólidas o liquidas y el medio gaseoso, conocida como capa límite planetaria (CLP). Su altura es variable, con valores caracteristicos entre 0 y 1500 metros sobre tierra, y entre 200 y 700 metros sobre océano. Esta capa está formada y controlada principalmente por el calentamiento desde superficie. Su espesor sobre tierra varia considerablemente con la hora local. La existencia de fricción en la superficie, obliga a que el aire en contacto inmediato con los bordes sólidos tenga velocidad cero. En consecuencia, la velocidad del viento en la CLP decrece al aproximarse a la superficie. Esta restricción geométrica conduce a la presencia de un gradiente de velocidad o cortante cerca del suelo.

La CLP es turbulenta. La turbulencia se produce debido a las fuerzas de "buoyancy" asociadas con el calentamiento desde superficie, y parcialmente debido a la energia mecánica asociada con la cortante vertical del viento. Si se enfatiza el rol del perfil vertical de la velocidad del viento, considerando el efecto de la rotación terrestre, la capa se puede considerar como la capa de Ekman; pero en general el efecto térmico domina los procesos en la CLP. Sin embargo en las regiones cubiertas por hielo, y debido a su propiedad de aislante térmico y a su rugosidad, la turbulencia en la CLP es esencialmente mecánica.

Los primeros metros de la capa de transición presentan caracteristicas particulares. La turbulencia no se desarrolla desde el nivel de superficie (Z=0), sino a partir de cierto nivel Z_0. Este nivel Z_0, definido como la altura de la rugosidad, es la altura hasta la cual la velocidad del viento es cero. Entre la superficie y Z_0, la viscosidad molecular es la responsable de la transferencia de cantidad de movimiento, calor y humedad. Por encima del nivel Z_0, la turbulencia es el eficiente proceso encargado de esa transferencia

vertical.

Debido a que el suelo actúa como fuente de calor, la temperatura del aire a algunos metros de altura, puede ser varios grados menor que la temperatura de la superficie. Este hecho hace que la inestabilidad térmica pueda existir en capas poco profundas, provocando una transferencia turbulenta vertical muy intensa, no balanceada por ningún otro proceso. De la mezcla turbulenta resulta una distribución uniforme del calor y de la humedad en todo el espesor de la capa más cercana a la superficie. Es razonable, pues, tomar los flujos verticales aproximadamente constantes con la altura. Este sector cercano al suelo, conocido como capa de mezcla o capa de flujos constantes, normalmente se extiende desde el nivel Z_0 hasta alrededor de 20 m de altura. La suposición de flujos constantes permite simplificar el tratamiento físico-matemático para las transferencias turbulentas.

La descripción de los procesos físicos de la capa límite y su formulación matemática que se incluye a continuación, se basa en el llamado paquete de física E, desarrollado originalmente para los modelos de circulación general de GFDL (Miyakoda y Sirutis, 1983a), y usado también en el modelo LAHM*. Según estos investigadores, la representación adecuada de las condiciones meteorológicas e hidrológicas próximas a la superficie terrestre y del carácter difusivo del momento, calor y humedad en la CLP y en la atmósfera libre, ejerce un impacto substancial en la determinación de la intensidad del jet del oeste, sus meandros, y en consecuencia, en las características de las teleconecciones de la circulación general. El paquete de física E de GFDL resuelve los procesos turbulentos tanto en la CLP como en la atmósfera libre, si la resolución de la malla es suficientemente fina. La física E comprende el esquema de cierre para la turbulencia de Mellor y Yamada (1974) en el nivel de jerarquía 2.5, el esquema de semejanza de Monin-Obukhov y la simulación de los procesos que tienen lugar en la superficie de la tierra y del mar.

Un modelo numérico, para simular los flujos cercanos a la superficie, necesita una resolución vertical suficientemente fina. Por razones de economía computacional, se empleó un método basado en la teoría de la semejanza de Monin-Obukhov.

(*)Nota: Para resolver los procesos de escala subreticular en GFDL fueron desarrollados distintos conjuntos de parametrizaciones o paquetes de física (A, E, F, etc). En Miyakoda y Sirutis (1983b) se comparan estas parametrizaciones. El LAHM contiene el paquete de física E completo, complementado con otras parametrizaciones como el esquema de Arakawa-Schubert para la convección (que pertenece a la física F).

La capa del modelo entre la superficie y el nivel sigma inferior, es considerada como la capa de superficie, en la cual se combinan tanto los flujos moleculares como los turbulentos. El esquema de transferencia se basa en la teoria de la semejanza, en lugar del esquema de cierre para la turbulencia. La desventaja de aplicar la teoria de Monin-Obukhov es que solo considera la transferencia vertical, ignorando otros efectos como la advección lateral, la baroclinicidad y la fuerza debida al gradiente de presión.

La tensión superficial τ_0, el calor sensible H_0 y la evaporación E_0, se expresan en términos de las diferencias entre las propiedades del primer nivel del modelo y de superficie:

$$\tau_{0x} = \rho C_D u(Z) \tag{4.1}$$

$$\tau_{0y} = \rho C_D v(Z) \tag{4.2}$$

$$H_0 = -\rho C_P C_H \, [\theta(Z)-\theta(Z_0)] \tag{4.3}$$

$$E_0 = -\rho C_H \, [q(Z)-q(Z_0)] \tag{4.4}$$

donde el subindice cero indica el nivel de la altura de la rugosidad Z_0 y el nivel Z se refiere al nivel sigma inferior del modelo, u y v son las componentes de la velocidad horizontal del viento, ρ es la densidad, θ la temperatura potencial, q la relación de mezcla para el vapor de agua ($q(Z_0)$ es la relación de mezcla de saturación a la temperatura de superficie T_S), C_P es el calor especifico del aire a presión constante, C_D y C_H son los coeficientes de transferencia que toman la forma:

$$C_D = \frac{[u(Z)^2+v(Z)^2]^{1/2}}{F_M^2} \tag{4.5}$$

$$C_H = \frac{[u(Z)^2+v(Z)^2]^{1/2}}{F_M \, F_H} \tag{4.6}$$

donde F_M y F_H son funciones de la estabilidad para la tensión del viento y para los flujos de calor, respectivamente. También dependen de la altura Z y de la rugosidad Z_0.

En el caso neutral, C_D y C_H se reducen a

$$C_D = C_H = \left[\frac{k_o}{\ln\ (Z/Z_o)}\right]^2 \qquad (4.7)$$

donde k_o es la constante de Karman (k_o=0.41).

4.1.1 *Determinación de los coeficientes de intercambio turbulento*

Estos coeficientes dependen de la altura de la rugosidad, es decir del tipo de terreno. La rugosidad varía según la estructura física y la vegetación de la superficie. Sin embargo, la física E toma un promedio anual para los continentes de Z_o=16.82 cm. Este valor es asumido corrientemente como "default" para terreno plano, incluyendo el hielo marino.

Para la rugosidad sobre las superficies oceánicas, Charnock (1955) propuso una relación basada en análisis dimensional, que no contiene el coeficiente de viscosidad molecular,

$$Z_o = \alpha\ u_*^2/g$$

donde g es la aceleración de la gravedad, α es una constante adimensional y u_*=u(Z)/F_M (F_M es el mismo de (4.6)). Se asume entonces que la rugosidad es directamente proporcional al cuadrado de la velocidad del viento en el nivel de referencia Z, dependiendo también de la estabilidad de la capa de superficie. La física E emplea la fórmula

$$Z_o = 0.032\left[\frac{V(Z)}{F_M}\right]^2 \qquad (4.8)$$

El valor de la constante de Charnock del modelo puede resultar algo elevado si se lo compara con los valores propuestos, por ejemplo, por Wu (1972) (α=0.0165) y por Garratt (1977) (α=0.0144).

Sobre regiones montañosas se incrementa la rugosidad y el coeficiente de intercambio turbulento. Por ejemplo, Cressman (1960) presenta un rango de C_D con valores típicos de 1.2×10^{-3} para tierra plana con vegetación, y 8.5×10^{-3} para el Himalaya y las Rocallosas. Según Fiedler y Panofsky (1972), la rugosidad sobre áreas montañosas es unas dos o tres veces mayor que sobre terrenos planos. El tratamiento exacto del arrastre aerodinámico en estas zonas es muy dificultoso. Algunos autores propusieron fórmulas heurísticas. La física E usa la fórmula de Gordon:

$$C_D = C_{DO} + 0.003\left[\frac{Z_*}{Z_*+1000} + \frac{Z_r}{Z_r+1000}\right] \qquad (4.9)$$

donde Z_r es la varianza espacial de la topografía dentro de una caja de la malla, Z_* es la topografía y C_{DO} es el coeficiente de la componente no

montañosa, calculado con (4.5) y utilizando Z_0=16.82 cm.

4.1.2 *Determinación de la temperatura de superficie*

El modelo distingue tres tipos de puntos en la superficie: los correspondientes a tierra, hielo marino y océano abierto. La determinación de la temperatura en la interfase entre el aire y la superficie tiene distintos tratamientos según el tipo de punto que se trate.

Sobre tierra (continentes e islas) la temperatura de superficie se calcula a través de un balance de energía en superficie, resolviendo la siguiente ecuación de pronóstico:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[C_S \rho_S d_S T_S\right] = R_N - H_o - LE_o - L_f E_X - G \qquad (4.10)$$

donde R_N es la radiación neta en superficie, H_0 el flujo de calor sensible, LE_0 el flujo de calor latente, $L_f E_X$ es el calor usado para fundir nieve, y G es el flujo de calor hacia el interior de la tierra, que normalmente es igual al calentamiento por conducción desde el suelo. Los factores que aparecen en la derivada son: C_S la capacidad calórica del suelo, ρ_S es su densidad y d_S es el espesor de la capa de suelo. Como sobre tierra, E_0 depende fuertemente de la disponibilidad de humedad, en lugar de la ecuación (4.4), se usa

$$E_0 = \beta E_{pot} \qquad (4.11)$$

donde E_{pot} es la tasa de evaporación potencial y β es la disponibilidad de humedad en el suelo.

Si un punto tiene topografía cero y T_S menor que 271.2K, es considerado como hielo. En este caso, la temperatura en la interfase hielo-aire se determina por una ecuación de balance de calor similar a la (4.10):

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[C_H \rho_H d_H T_H\right] = R_N - H_o - LE_o - L_f E_X + \lambda_H \frac{\partial T_H}{\partial Z} \qquad (4.12)$$

donde el subíndice H se refiere a las cantidades asociadas con el hielo. La conductividad térmica del hielo es $\lambda_H = C_H \rho_H K_H$, ($K_H$: difusividad térmica). Si bien en el modelo se toma λ_H para el hielo puro, en realidad λ_H depende de la salinidad y del espesor de la nieve que esté depositada sobre el hielo.

Una vez que un punto es especificado como punto de hielo, su temperatura no puede exceder 271.2K (permanece siendo hielo por el resto de la simulación). Es decir, no se permite la fusión del hielo y, por lo tanto, los límites de la banquisa permanecen fijos. También es constante el espesor del hielo marino.

Si el mar no está cubierto por hielo (océano abierto) la temperatura en su superficie permanece fija (se trata de un océano fijo). En este caso, se toman los valores climatológicos de Alexander y Mobley (1976) correspondientes al mes en cuestión.

4.2 Distribución de los flujos superficiales de calor

El primer ciclón se desarrolló sobre las aguas del Pacífico Sur y, por lo tanto, los flujos de calor desde la superficie del océano podrían afectar su intensidad. No obstante, al observar la distribución de los flujos de calor sensible y latente (fig.4.1) a las 6 horas de simulación (4-18Z), resulta evidente que el vórtice se formó en una región (alrededor de 93°O, 57°S) donde la energía suministrada por el océano y transportada hacia arriba por la turbulencia de la capa de superficie, fue muy limitada. Al sudoeste de esa región ocurren los mayores flujos totales, pero aún estos valores son relativamente débiles. Este hecho es importante en sí mismo pues equivale a decir que los flujos de calor sobre el océano no tendrían mayor significancia sobre la rápida intensificación del sistema.

En la distribución del flujo superficial de calor sensible se destacan tres zonas. Se observan flujos positivos (la atmósfera es calentada desde superficie) sobre el Pacífico Sur, próximo al borde del hielo, y sobre el Atlántico al este de América del Sur, mientras que se encuentran flujos negativos alrededor de la Península Antártica. La brusca discontinuidad que se observa en la distribución de los flujos, marca el borde de la banquisa. El hielo marino al sur de los 66°S reduce substancialmente la transferencia vertical de calor entre el océano y la atmósfera.

Durante la integración numérica, los patrones generales se mantienen. Al este de la baja sopla un flujo intenso hacia el sur, mientras que por detrás del sistema hay vientos más débiles desde el sudoeste. Los vientos del norte soplan desde latitudes medias, encontrando temperaturas de superficie más frías a medida que se acercan al polo. En consecuencia, la temperatura del aire por delante del ciclón es mayor que la temperatura de superficie.

La fuerte advección cálida afecta el oeste de la Península, cediendo la atmósfera calor hacia la superficie, aunque la cantidad es bastante limitada. Este resultado es coherente con una de las pocas mediciones directas de flujos de superficie en la zona antártica. Andreas et al. (1984) reportan mediciones que indican un flujo promedio hacia abajo de calor sensible, durante un pasaje a través de la zona de hielo marginal antártica en octubre, con vientos del norte que traían aire marítimo cálido sobre el hielo.

Al intensificarse la tormenta, la zona influenciada por flujos de calor sensible positivos, se hace cada vez más extendida y los flujos más intensos. La advección cálida se mantiene durante las 48 horas, haciendo que también el flujo negativo aumente su intensidad. Al final de la integración todo el mar de

Weddell se caracteriza por los flujos negativos de calor sensible.

El otro centro positivo de flujo de calor sensible, ubicado sobre el Atlántico al este de Sudamérica, está asociado con el sistema C (de la fig.2.6). Los vientos del sur al oeste de la baja reciben calor desde superficie. Al avanzar la simulación, el ciclón del Atlántico se profundiza y se propaga hacia el sudeste. Con él se desplaza, intensificándose y extendiéndose, la zona con los flujos positivos de calor sensible que lleva asociados.

En la fig.4.1 también se muestra el flujo de humedad (calor latente) desde superficie. Las características y la evolución temporal tienen bastante similitud con la distribución del flujo de calor sensible. También aquí aparecen máximos por detrás del frente frío en el Pacífico Sur y al este de Sudamérica. La magnitud del máximo flujo de humedad en el Pacífico no alcanza valores tan altos como para el flujo de calor sensible. En el ciclón del Atlántico ocurre lo contrario: el flujo de calor latente llega a niveles mucho más altos que el sensible.

La fig.4.2 muestra los flujos superficiales de calor sensible y latente correspondientes a la simulación del ciclón formado corriente abajo del primero. Nuevamente la zona en que se forma el ciclón se caracteriza por los muy pequeños flujos. En todo el Mar de Weddell y en el sector más meridional del Atlántico los flujos de calor sensible son ligeramente negativos (por la advección cálida desde el noroeste) y los de calor latente son prácticamente nulos. Cuando se intensifica el ciclón (el 10-00Z) el calor sensible que cede el aire hacia la superficie por delante de la baja alcanza una magnitud menor que en el caso de la tormenta del Pacífico.

En los dos casos estudiados, el flujo de calor latente tiende a ser prácticamente nulo o ligeramente negativo, en la zona antártica. Las muy bajas temperaturas sobre el hielo, hacen que las presiones de vapor de saturación sean despreciables cerca de la superficie. Por lo tanto la tasa de evaporación es allí cercana a cero.

En el Pacífico, se distingue al norte del borde de la banquisa una zona en la que la atmósfera recibe gran cantidad de calor desde superficie. La intensidad de los flujos positivos es apreciablemente mayor que en el caso de la tormenta previa, debido a la mayor advección de aire frío proveniente de la Antártida. Inicialmente (8-06Z) los vientos son predominantemente zonales y por lo tanto los flujos están concentrados cerca del borde del hielo marino. Posteriormente al aumentar la componente meridional del viento, los flujos se hacen más intensos y se extienden hacia el norte. Los máximos flujos están siempre ubicados justo al norte del borde de la banquisa, y su posición acompaña el desplazamiento de la energía cinética máxima del jet polar (señalada en fig.2.8).

La magnitud que alcanza el flujo total (sensible más latente) hacia la atmósfera, más de 600 Wm^{-2}, supera no sólo el de la tormenta AB del 5-12Z, sino

TORMENTA SOBRE EL OCEANO: FLUJOS DE CALOR EN SUPERFICIE

SENSIBLE LATENTE

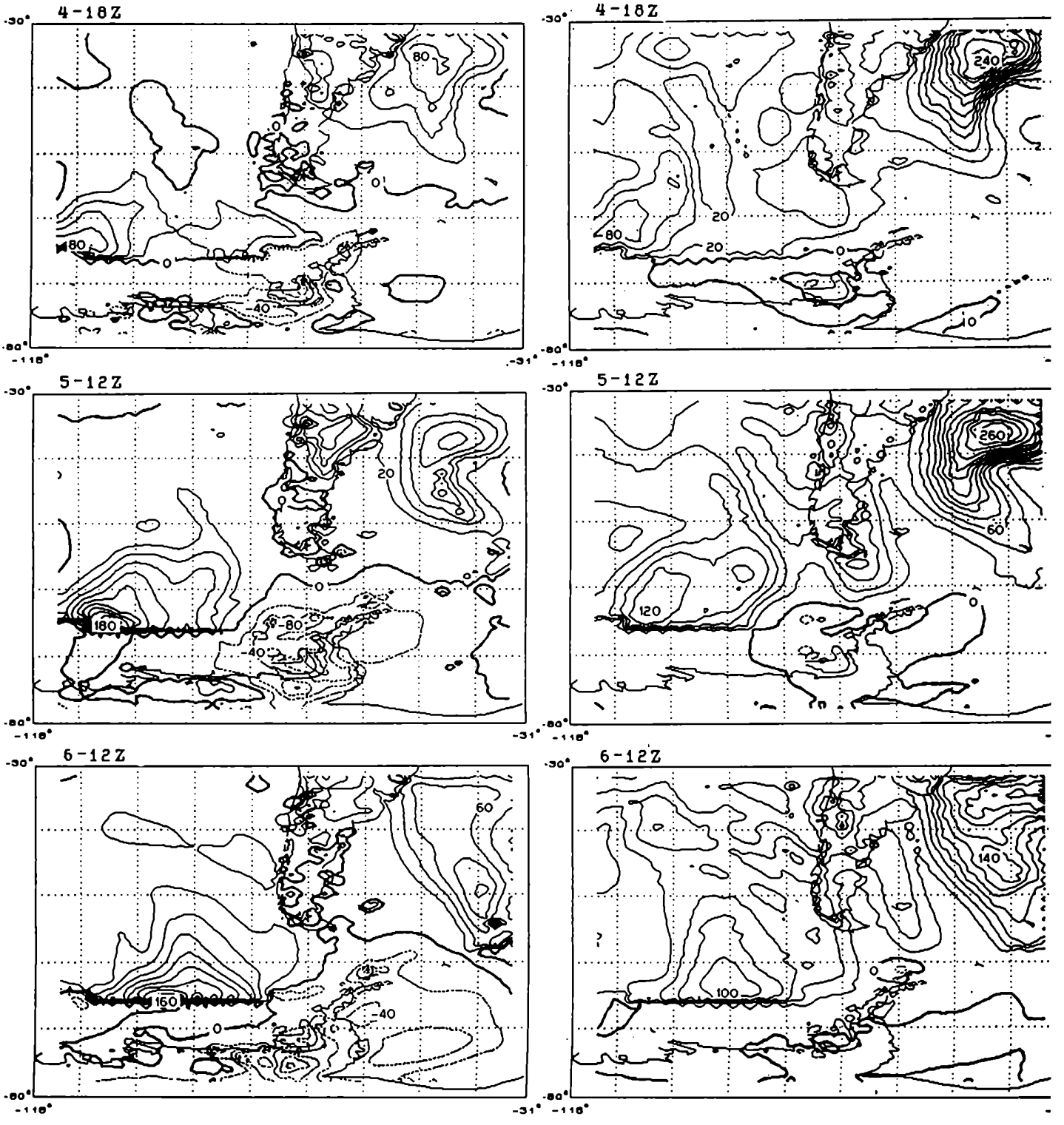


Figura 4.1 : Tormenta generada sobre mar abierto: flujos superficiales de calor sensible (paneles de la izquierda) y de calor latente (paneles de la derecha), cada 20 Wm^{-2}. Las horas son 4-18Z (6 hs, arriba), 5-12Z (24 hs, centro) y 6-12Z (48 hs, abajo).

TORMENTA SOBRE EL OCEANO: FLUJOS DE CALOR EN SUPERFICIE

SENSIBLE LATENTE

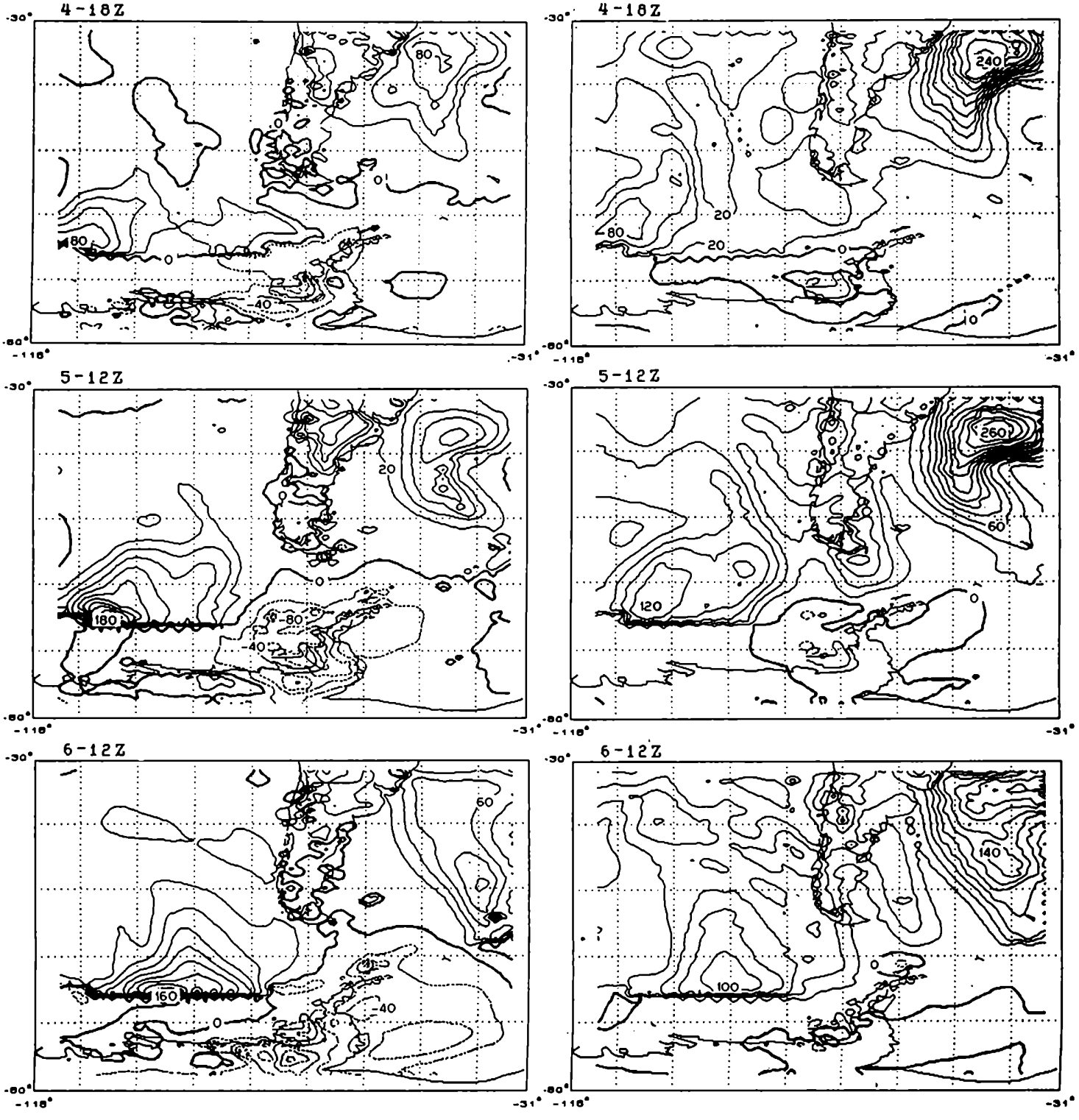


Figura 4.1 : Tormenta generada sobre mar abierto: flujos superficiales de calor sensible (paneles de la izquierda) y de calor latente (paneles de la derecha), cada 20 Wm^{-2}. Las horas son 4-18Z (6 hs, arriba), 5-12Z (24 hs, centro) y 6-12Z (48 hs, abajo).

TORMENTA SOBRE LA BANQUISA: FLUJOS DE CALOR EN SUPERFICIE

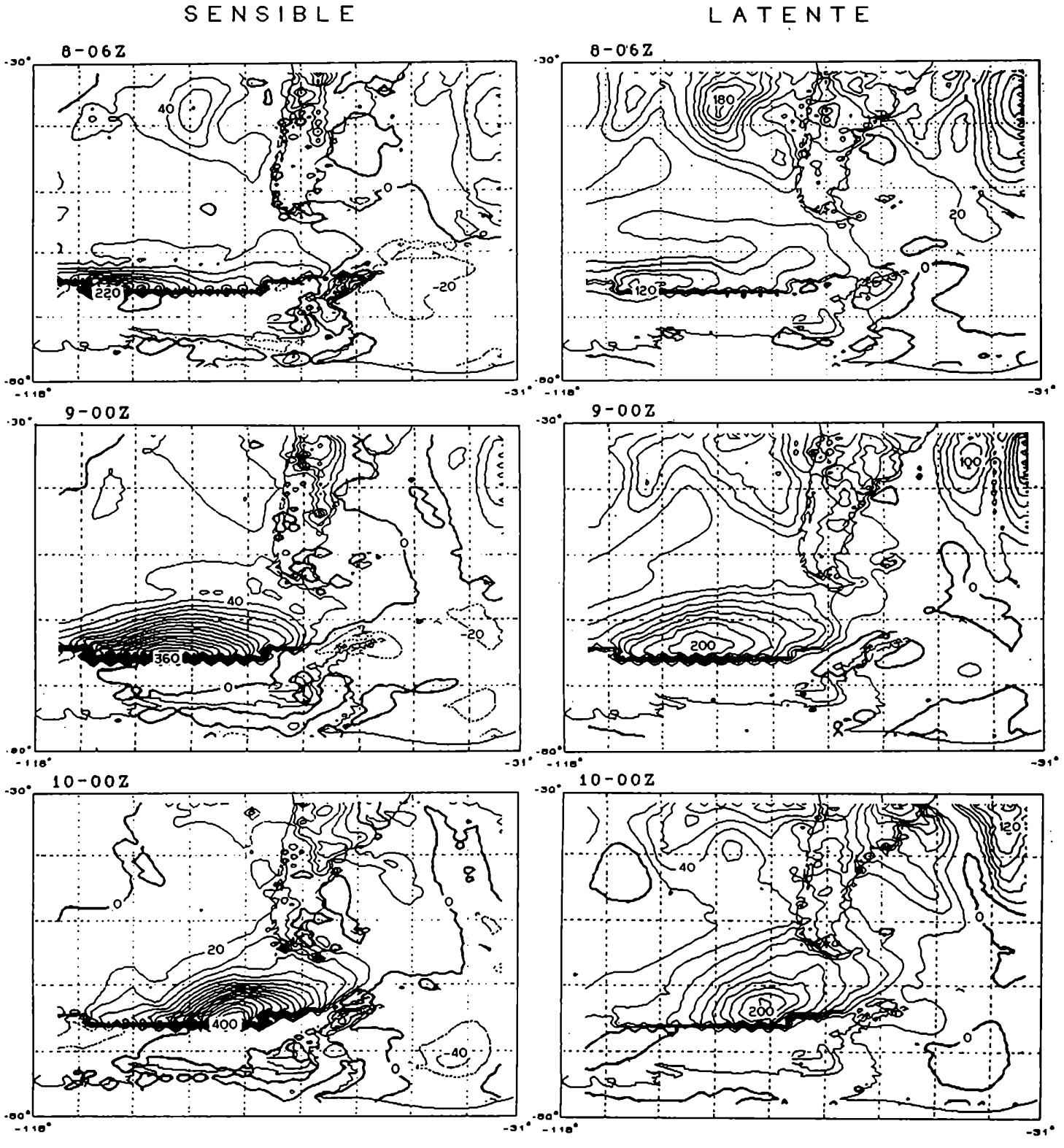


Figura 4.2 : Tormenta generada sobre mar helado: flujos superficiales de calor sensible (paneles de la izquierda) y de calor latente (paneles de la derecha), cada 20 Wm^{-2}. Las horas son 8-06Z (6 hs, arriba), 9-00Z (24 hs, centro) y 10-00Z (48 hs, abajo).

investigación y operacionales.

4.2.1 *Calentamiento de la tropósfera debido a los flujos superficiales*

El transporte vertical del aire que es calentado y humedecido por los flujos superficiales podría conducir a un significativo calentamiento de la tropósfera media a través de la liberación de calor latente. Además, la condensación puede tener lugar a una considerable distancia del punto de evaporación, y por lo tanto el calor no sólo es transportado verticalmente, sino también horizontalmente. Estudios previos (Chen et al., 1983; Atlas, 1987; Orlanski y Katzfey, 1987) muestran que, para algunos ciclones, la contribución indirecta al calentamiento de la tropósfera media por los flujos de superficie puede ser importante.

El estudio de la tormenta generada sobre el Océano Pacífico fue complementado con un análisis de trayectorias. Dado que en particular estamos interesados por los procesos que tienen lugar cerca del nivel del mar, incluimos un gráfico tridimensional con trayectorias de 00 a 24 horas (desde 4-12Z al 5-12Z, fig.4.3), similar a la fig.3.3b pero con todas las parcelas inicializadas en el nivel de 950 hPa. Como referencia, además aparece superpuesto en la superficie el campo de flujo de calor latente a las 24 horas. Si bien este flujo varía durante las 24 horas, cualitativamente la distribución del calentamiento superficial en ese período se mantiene, y sólo se torna más intenso al profundizarse el sistema.

Por detrás del frente frío las parcelas se desplazan sobre la zona con máximos flujos positivos, muy cerca del océano, recibiendo calor y humedad desde superficie. Al acercarse al centro del ciclón, las parcelas se dirigen hacia el sur, elevándose y liberando su energía a través de la condensación. Algunas parcelas toman un movimiento circular y tienden a hundirse al oeste de la depresión, acercándose otra vez a zonas con flujos positivos. Este es un mecanismo de retroalimentación positivo, en el cual intervienen los flujos detrás del frente frío para ayudar al desarrollo de la tormenta. Sin embargo, este proceso por el cual contribuyen los flujos superficiales al desarrollo, resultaría bastante desfavorecido debido a que gran parte del sector frío del sistema se encuentra sobre hielo marino.

Orlanski y Katzfey analizaron esta tormenta mediante un diagnóstico de trazadores (trabajo inédito). Advectando la temperatura potencial como un trazador pasivo, y sustrayendo esa solución de la simulación control del modelo con la física completa, calcularon la distribución del calentamiento diabático. El mayor calentamiento latente se produce en las primeras 12 horas durante el lapso de más intenso desarrollo. En la vertical determinaron dos zonas principales. La primera se extiende desde la superficie hasta cerca de los 550 hPa por delante del frente frío (fig.4.4), y está asociada con la liberación del calor latente por la convección a lo largo de la zona frontal. Justo por encima de esta zona se encuentra la segunda región de calentamiento diabático, en la alta tropósfera entre 450 hPa y 250 hPa, asociada con el fuerte transporte de

aire inestable, cálido y húmedo, de origen subtropical. Posteriormente, la región de máximo calentamiento latente se extiende hacia el sudeste acompañando al sistema B en su movimiento hasta unirse con el ciclón subantártico.

La máxima ganancia de calor debida al cambio de fase del agua se da sobre el sistema B. Antes se destacó que el flujo de calor latente en ese sector en las primeras horas de simulación es practicamente insignificante. Se desprende que el calor latente liberado por encima de la capa límite y que contribuye al crecimiento de la perturbación, no fue adquirido en las horas previas desde la superficie del océano, sino que ya estaba almacenado en la corriente inestable en que estaba inserto ese vórtice.

4.3 Los mares australes como forzantes mecánicos

Las fórmulas con las que se calculan los flujos superficiales dependen de una forma no lineal de la velocidad del viento. Según Trenberth y Olson (1988) los campos de viento de 1000 hPa provenientes de análisis podrían ser poco exactos, sobre todo en los océanos australes. Un error medio del viento de 1 ms^{-1} puede resultar en errores en los flujos de calor de aproximadamente 40 Wm^{-2} (muy alto si se lo compara con valores típicos del flujo de cálor latente de 200 Wm^{-2} en los trópicos). Errores cuadráticos medios de 4 ms^{-1} pueden conducir a errores de 15% a 25 % en el flujo de cantidad de movimiento en latitudes medias. Gracias a programas recientes como el TOGA (Tropical Oceans Global Atmosphere) y el WOCE (World Ocean Circulation Experiment) se ha prestado más atención a este problema y afortunadamente hay señales de que los productos de superficie están siendo mejorados.

Las dimensiones de los témpanos presentes en los mares polares, cubren un rango desde una fracción de metro hasta decenas de kilómetros o aún más. Una parcela de aire encuentra alternativamente a su paso superficies compuestas por agua abierta o hielo delgado, que actúan como una fuente de buoyancy, y hielo más espeso, que casi elimina el flujo de calor. Y desde el punto de vista del forzante mecánico, la parcela encuentra hielo marino aerodinámicamente áspero, alternando con superficies más suaves. Los bordes y las salientes de los témpanos hacen que la superficie sea heterogénea con una gran variedad de elementos rugosos. Aún en las regiones donde la cubierta de hielo es continua, la rugosidad puede ser localmente irregular.

En el modelado numérico la parametrización de estos procesos tiene en cuenta la influencia promedio sobre la capa límite atmosférica. El coeficiente de arrastre C_D está definido como una relación empírica entre la tensión superficial y la velocidad del viento. La parametrización del coeficiente C_D debe necesariamente apartarse del concepto convencional de coeficiente de arrastre bajo condiciones de laboratorio controladas, que mide solamente el efecto de la rugosidad de la superficie en una capa límite en equilibrio. Esto es así dado que el intercambio de cantidad de movimiento entre el aire y el

TRAYECTORIAS Y FLUJO DE CALOR LATENTE

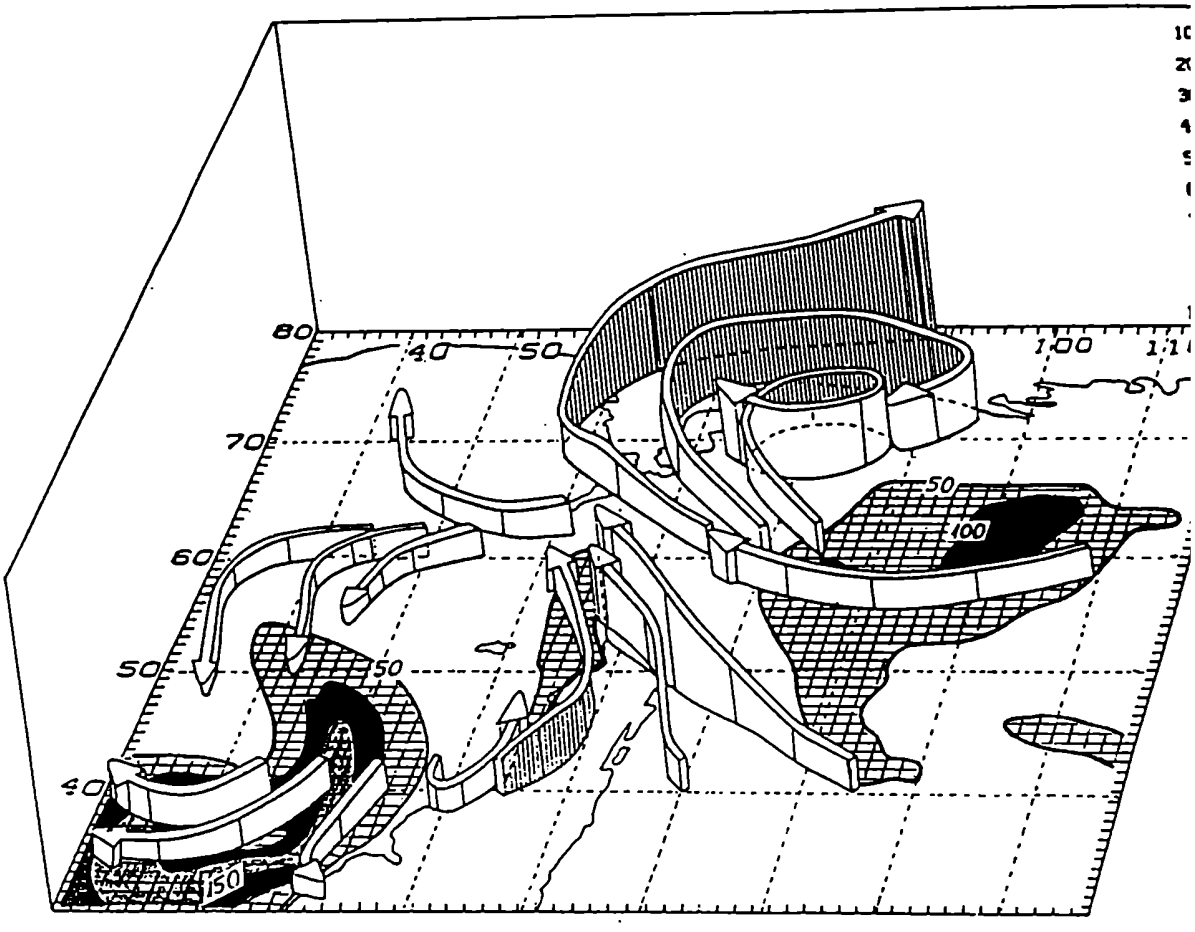


Figura 4.3: Flujo de calor latente en superficie (cada 50 Wm^{-2} 5-12Z, y trayectorias lagrangianas desde el 4-12Z hasta el 5-12Z. El inicial de todas las trayectorias es 950 hPa. El punto de vista es Continente Antártico. La coordenada vertical es presión, en hPa.

TRAYECTORIAS Y FLUJO DE CALOR LATENTE

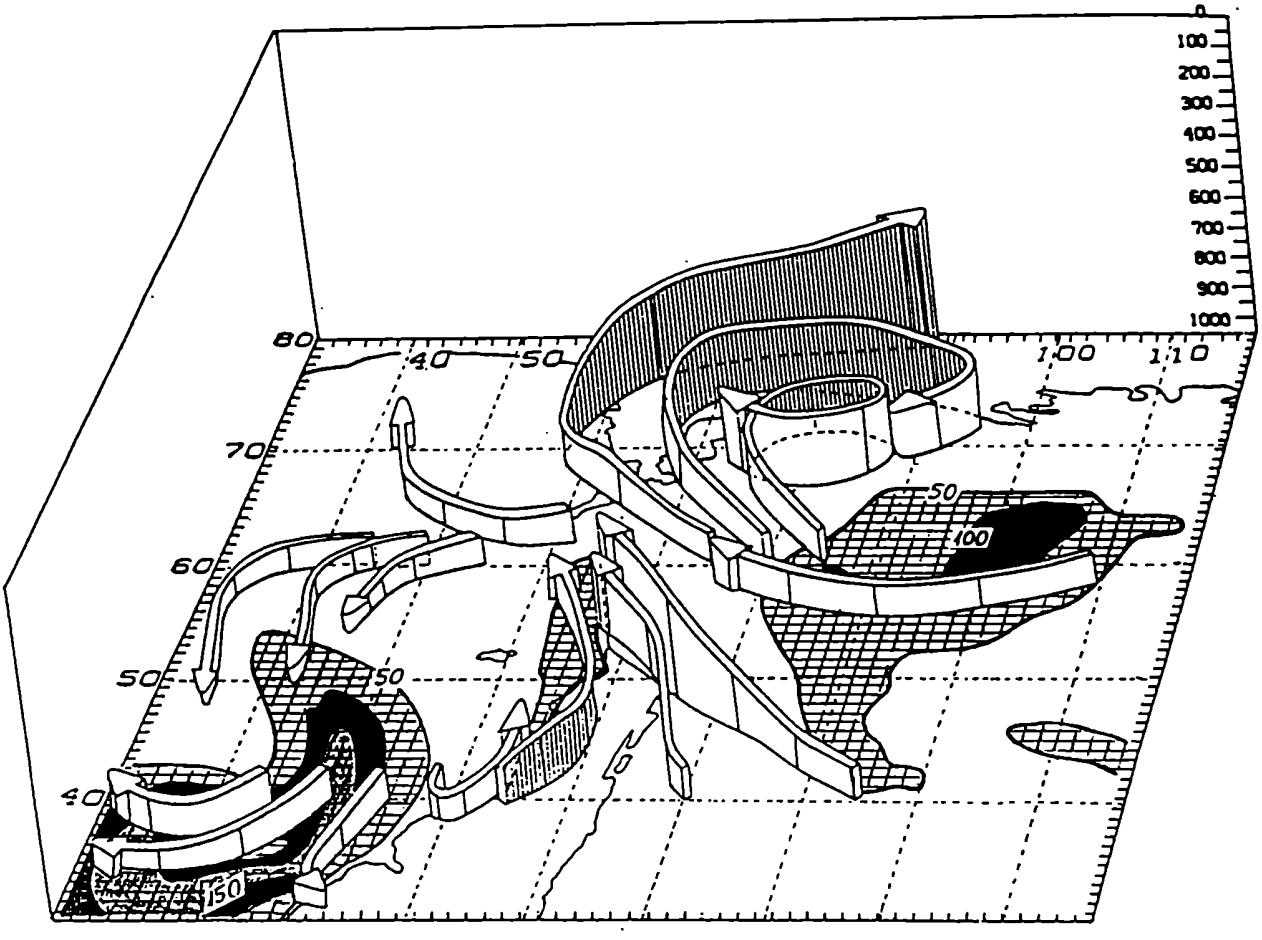
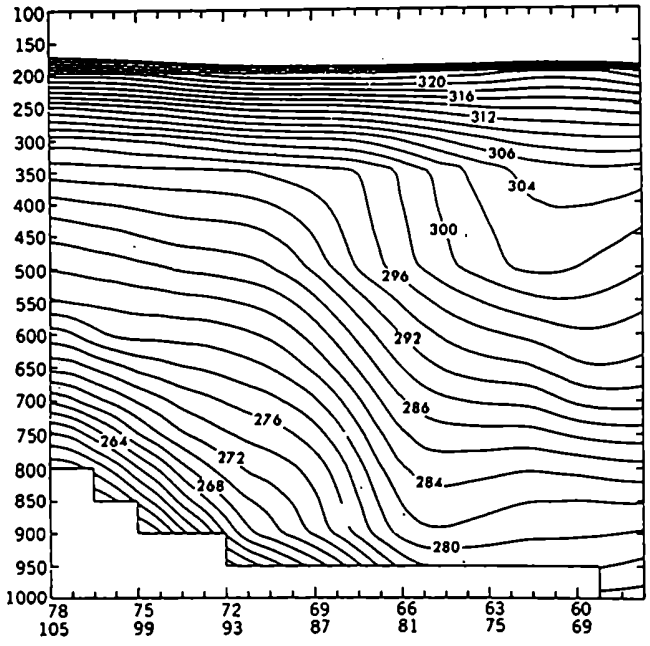


Figura 4.3: Flujo de calor latente en superficie (cada 50 Wm^{-2}) 5-12Z, y trayectorias lagrangianas desde el 4-12Z hasta el 5-12Z. El niv inicial de todas las trayectorias es 950 hPa. El punto de vista es hacia Continente Antártico. La coordenada vertical es presión, en hPa.

CALENTAMIENTO DIABATICO

a) Θ SIMULACION (18 hs)



b) ANOMALIA RESPECTO AL TRAZADOR (18-15 hs)

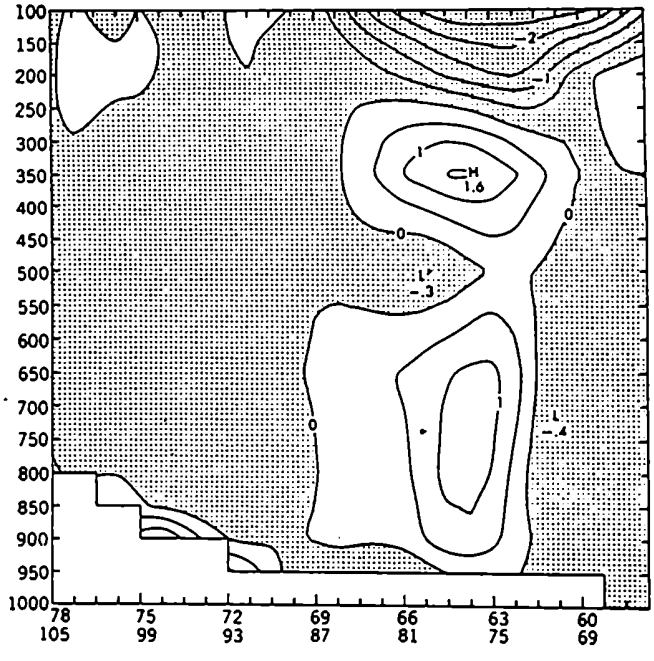


Figura 4.4: Corte vertical a lo largo de la línea que une las coordenadas 78·S,105·O y 58·S,64·O de a) temperatura potencial de la simulación Control a las 18 hs (5-06Z) (cada 2K), y b) anomalía respecto a la temperatura potencial usada como trazador (cada 0.5K), inicializada a las 15 hs e integrada hasta las 18 hs, esta diferencia representa el calentamiento diabático en esas 3 horas.

estabilidad también fue observada en campañas de medición realizadas en el hemisferio norte (Banke et al., 1976; Leavitt, 1980; Joffre, 1982).

El coeficiente C_D depende también de la altura del nivel de referencia Z. En las mediciones antes mencionadas se tomaba Z=10 m, en cambio en el modelo Z es la altura del nivel sigma inferior (en nuestro caso, unos 75 m). En el caso neutral es

$$C_D = C_H = \left[\frac{K_o}{\ln\ (Z/Z_o)}\right]^2,$$

entonces a igualdad de condiciones de rugosidad superficial, tomando un Z=10 m, el C_D vale aproximadamente el doble que si se lo calculara a Z≈70 m. En el modelo, con Z≈70 m, un valor típico de C_D es $4x10^{-3}$. Para Z=10 m a este valor le correspondería un C_D bastante mayor. La rugosidad sobre hielo es entonces excesiva en el modelo.

4.3.2 *Convergencia en la capa límite*

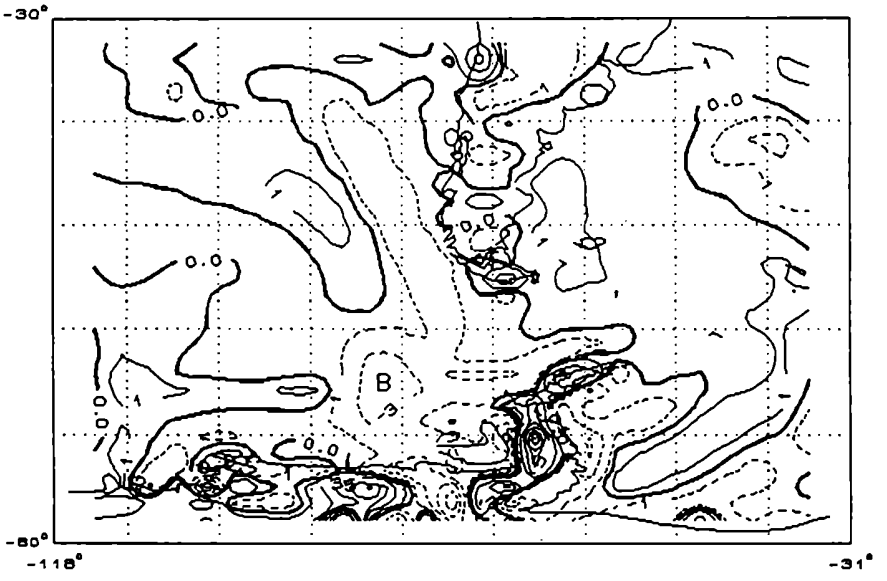
La rugosidad afecta la convergencia inducida por fricción cerca de superficie. Esto puede resultar importante dado que la interacción entre la tropósfera inferior y el resto de la atmósfera ocurre principalmente en las zonas con gran convergencia en la capa límite. En la fig.4.5a se muestra el campo de divergencia en el nivel sigma inferior (σ=0.9911) de la tormenta oceánica a las 24 horas (5-12Z). El rasgo más significativo es la convergencia a lo largo de la superficie frontal fría y cerca del centro del ciclón, mientras que la divergencia domina el sector frío al oeste del frente.

Sobre el continente antártico existen zonas de convergencia y de divergencia, probablemente influenciadas por la topografía. La Península está claramente demarcada como una zona con fuerte divergencia, especialmente donde está la mayor altura orográfica (cerca de 70°S). Análogamente, el flujo divergente entre 80°O y 90°O se da en una región con una gran pendiente del terreno cercana a la costa. El nivel σ=0.9911 está cerca del nivel de 50 metros donde ocurre el más fuerte flujo catabático (Parish, 1984). En general, los vientos catabáticos fluyen hacia abajo desde regiones de alta orografía siguiendo los contornos del terreno, hasta converger en valles a lo largo de la costa. Entre 70°O y 80°O, en cambio, existe convergencia porque allí llega la fuerte advección cálida del norte.

La fig.4.5b muestra el mismo campo, para la tormenta formada en el Mar de Weddell, a las 48 horas (10-00Z), cuando alcanza su máximo desarrollo. También en este caso se aprecia convergencia a lo largo de la superficie frontal fría (al oeste del dominio) y en el centro del ciclón J (con valores mayores que para la tormenta oceánica). En el Atlántico, por detrás del frente, se tiene divergencia. En el continente antártico domina la divergencia, produciéndose

DIVERGENCIA EN LA CAPA LIMITE

(a) Tormenta desarrollada sobre océano abierto, el 5-12Z



(b) Tormenta desarrollada sobre mar helado, el 10-00Z

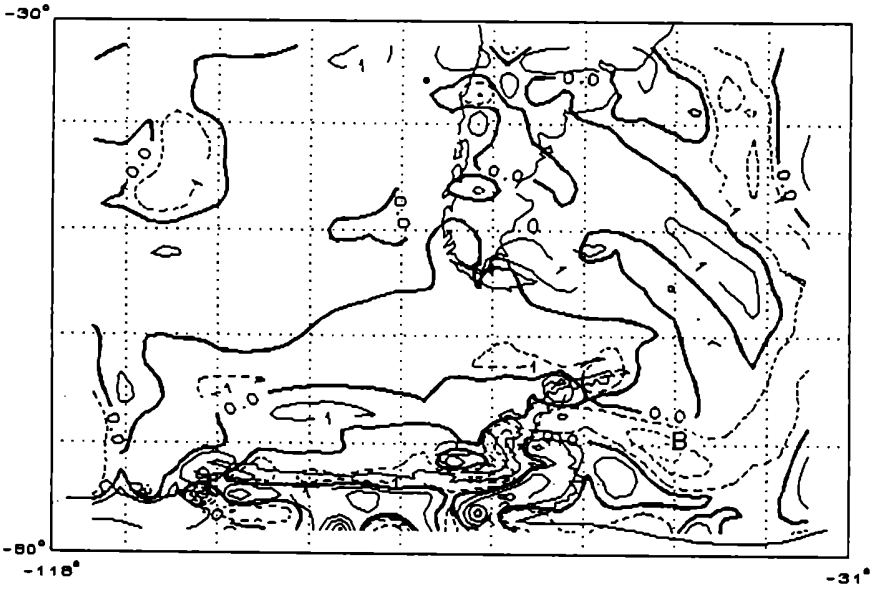
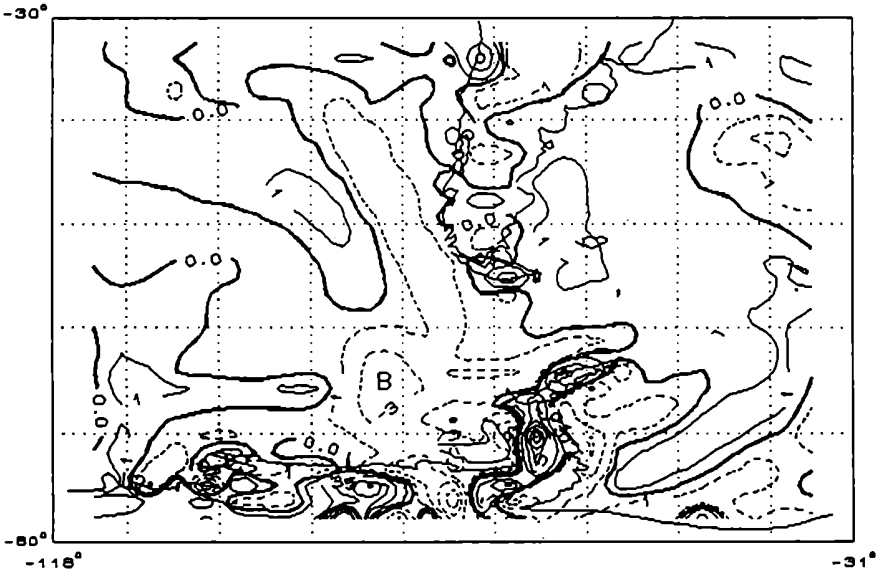


Figura 4.5: Campo de divergencia en el nivel sigma inferior del modelo. El primer panel corresponde a la tormenta desarrollada sobre océano abierto, el 5-12Z. El segundo, a la tormenta desarrollada sobre la banquisa, el 10-00Z. En ambos casos el centro de las tormentas está indicado con la letra B. La isolínea cero está en línea gruesa y desde $\pm 1 \times 10^{-5} s^{-1}$ se grafica cada $2 \times 10^{-5} s^{-1}$). Los valores negativos indican convergencia y los positivos divergencia.

DIVERGENCIA EN LA CAPA LIMITE

(a) Tormenta desarrollada sobre océano abierto, el 5-12Z



(b) Tormenta desarrollada sobre mar helado, el 10-00Z

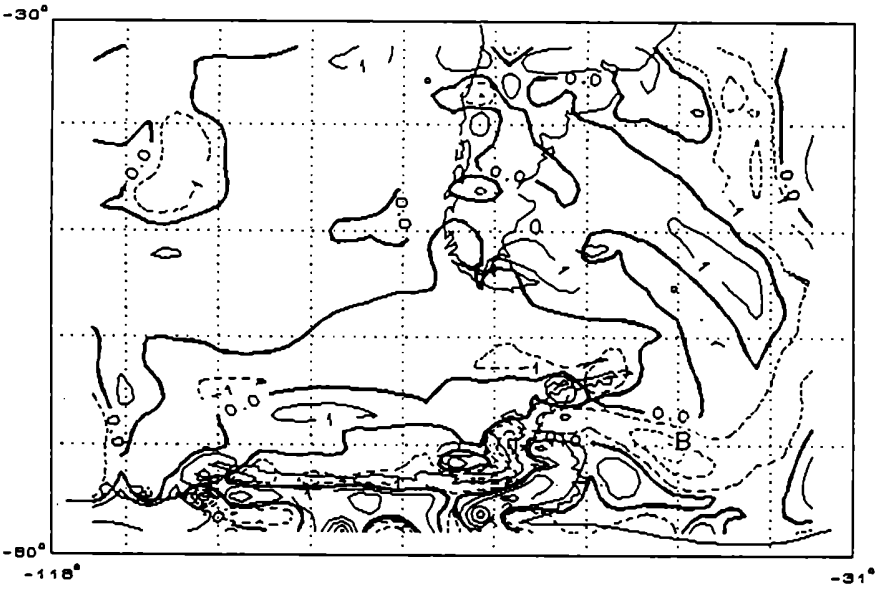


Figura 4.5: Campo de divergencia en el nivel sigma inferior del modelo. El primer panel corresponde a la tormenta desarrollada sobre océano abierto, el 5-12Z. El segundo, a la tormenta desarrollada sobre la banquisa, el 10-00Z. En ambos casos el centro de las tormentas está indicado con la letra B. La isolínea cero está en línea gruesa y desde $\pm 1 \times 10^{-5} s^{-1}$ se grafica cada $2 \times 10^{-5} s^{-1}$). Los valores negativos indican convergencia y los positivos divergencia.

CONCENTRACION DE HIELO OBSERVADA

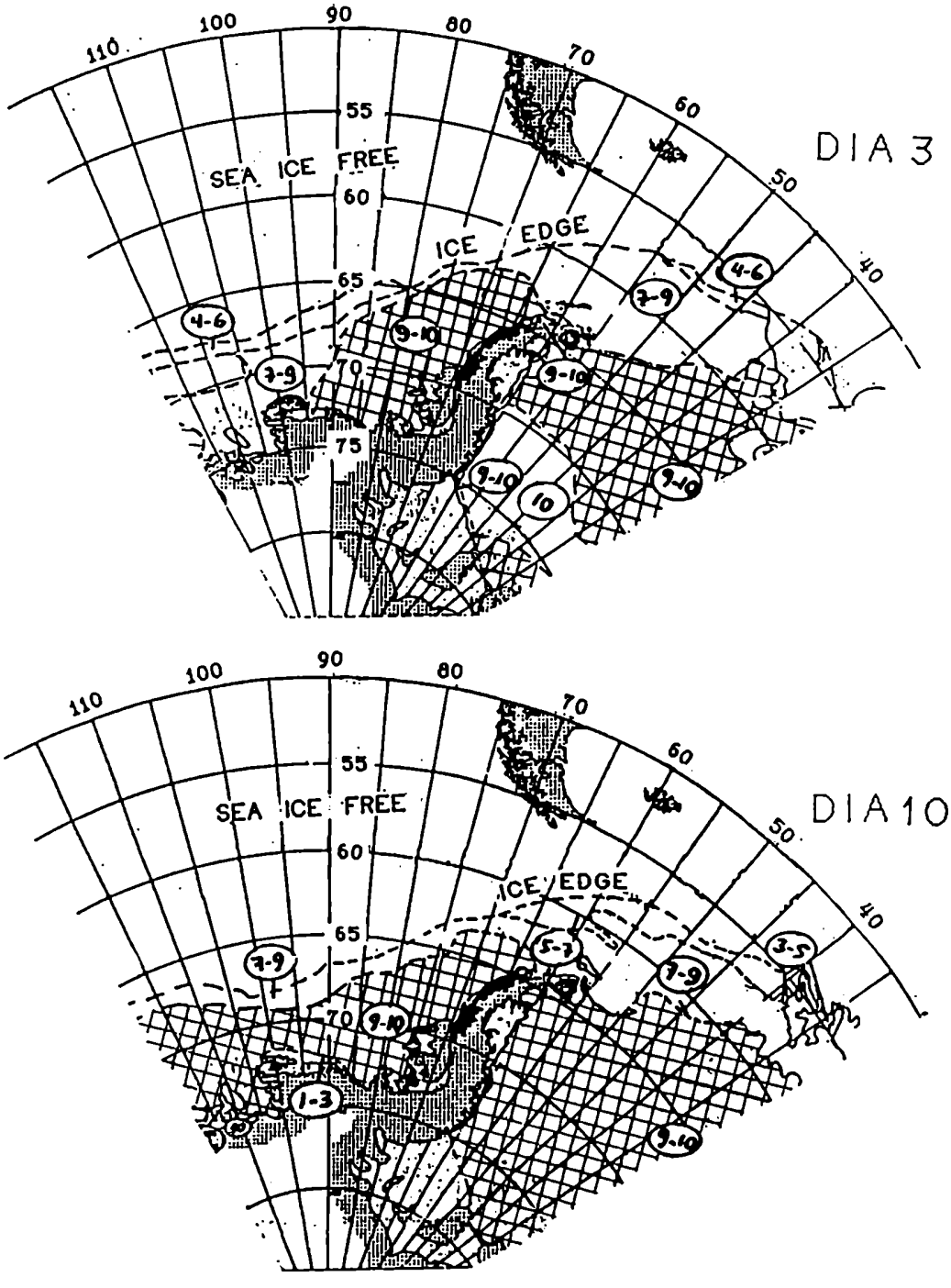


Figura 4.6: Concentración total de hielo, en décimos, según datos del Navy-NOAA Joint Ice Center. El primer panel corresponde al día 3 de setiembre 1987, antes del desarrollo de la primera tormenta; el segundo, al 10 de setiembre, cuando ya se desarrolló la tormenta del Weddell. Como referencia, zona cuadriculada corresponde a una concentración entre 9 y 10 décimos.

concentración de hielo permanecen fijas.

Resumen

En la primera parte de este capitulo se describe la parametrización de los procesos de superficie del LAHM. Los flujos superficiales de calor y cantidad de movimiento son calculados según el esquema de Monin-Obukhov. La rugosidad del océano depende de la velocidad del viento mientras que para la banquisa y los continentes tiene un valor fijo. La temperatura de superficie permanece fija sobre océano abierto y es estimada mediante un balance de energía sobre continentes y mar helado.

El ciclón formado sobre el Pacífico y el formado sobre el Mar de Weddell presentan, en cuanto a distribución del calentamiento superficial, algunas características en común. Ambos alcanzaron un rápido desarrollo sobre zonas en las que los flujos superficiales de calor sensible y latente eran muy pequeños. En las zonas afectadas por la advección cálida se producen flujos negativos de calor sobre la banquisa (el aire cede calor a la superficie). La presencia de hielo en el mar inhibe casi por completo los flujos positivos. Por detrás de la baja, el aire muy frío proveniente de la Antártida recibe calor del océano inmediatamente al abandonar la banquisa. Estos flujos crecen a medida que se intensifica el ciclón. A diferencia de los sistemas de latitudes medias y bajas, en las tormentas subantárticas el calentamiento sensible es más importante que el latente.

Mediante un análisis de trayectorias, se vió que en la zona de máximos flujos de calor las parcelas de aire se desplazan cerca de la superficie, elevándose en la zona frontal, tomando un movimiento circular alrededor de la baja, perdiendo altura en el sector frío y, finalmente, acercándose otra vez a la zona con flujos positivos.

El calor que recibe la atmósfera al norte de la banquisa en el Pacífico, se ve notoriamente incrementado a partir del día 8, al intensificarse los vientos fríos que abandonan la banquisa.

El hielo marino es muy heterogéneo, presentando una gran variedad de elementos rugosos que afectan el intercambio de cantidad de movimiento cerca de superficie. El modelo "siente" la influencia de la altura de la rugosidad Z_0 a través de los coeficientes de intercambio turbulento en superficie C_D y C_H. Estos coeficientes dependen además de la estabilidad y de una altura de referencia Z. Los valores de C_D asumidos corrientemente por el modelo serían excesivos frente a los observados.

En el centro de los dos ciclones (AB y J), y a lo largo de los frentes fríos, se tiene una gran convergencia de Ekman inducida por la fricción superficial. La interacción entre la capa de superficie y el resto de la atmósfera ocurre principalmente en estas zonas.

El LAHM, como la mayoría de los modelos de pronóstico a mediano y corto plazo, hace dos simplificaciones que pueden alterar las características locales de los flujos superficiales de calor y cantidad de movimiento: sobre el océano abierto, condiciones de temperatura fijas, y para el hielo marino se asume concentración, rugosidad y distribución fijas. Sin embargo, una tormenta intensa, con fuertes vientos en superficie, podría producir una mezcla turbulenta de las aguas superficiales, modificando la temperatura de la superficie del mar. Además, el pasaje de una tormenta sobre la banquisa puede modificar la concentración y rugosidad del hielo. En este caso, se mostró cómo las dos tormentas sucesivas modificaron la concentración de hielo observada.

Capitulo Cinco

Experimentos de sensibilidad

La atmósfera, el océano y el hielo marino, operan como componentes acopladas del sistema que produce el tiempo y el clima en las altas latitudes. El hielo marino puede tener impacto sobre varios aspectos de la atmósfera. Su presencia reduce drásticamente el intercambio de calor entre el océano y el aire. Además da una distribución heterogénea de elementos rugosos, afectando el flujo de cantidad de movimiento en la capa límite.

En este capitulo se describirán los experimentos de sensibilidad que fueron diseñados para determinar el papel de los procesos que ocurren cerca de la superficie. Se analizará si los cambios en los flujos superficiales de calor y cantidad de movimiento tienen algún tipo de impacto durante las diferentes etapas del desarrollo ciclónico. Poniendo énfasis en evaluar la importancia relativa de la presencia de la banquisa, se investigarán diferentes hipótesis que podrian ser de signifancia en la evolución de los ciclones extratropicales presentados en los capitulos previos. Para la primera tormenta, dado que su etapa de desarrollo explosivo ocurrió sobre el océano Pacifico, se realizaron algunos experimentos adicionales para testear la influencia de los flujos superficiales sobre el mar abierto.

5.1 Forzante térmico

La superficie terrestre, límite inferior de la atmósfera, influye sobre los procesos meteorológicos. Los movimientos atmosféricos están claramente afectados por la presencia de fuentes y sumideros de calor y por la disipación de la energia cinética por fricción. La transferencia de calor es principalmente una influencia termodinámica, mientras que la fricción es un forzante esencialmente mecánico.

Varios estudios se realizaron acerca de ciclogénesis explosivas. Las simulaciones numéricas de ciclogénesis costeras, bajas polares y "comma clouds", permitieron analizar la estructura de esos sistemas. Se asegura que en el desarrollo de tales tormentas son importantes a) la baroclinicidad de las ondas planetarias, b) el calor latente liberado en la condensación y c) el calentamiento desde superficie (Orlanski, 1986). Si bien la liberación de calor latente es el mecanismo más importante para darle un carácter explosivo a la tormenta (Orlanski y Polinsky, 1984), la atmósfera seca tendria los ingredientes necesarios para el desarrollo de los ciclones.

Varios trabajos publicados en la última década han tratado de determinar la manera en que impactan los flujos de calor desde la superficie del mar sobre los ciclones. A priori, este tema aparece como bastante controvertido a juzgar por las conclusiones de los diferentes estudios. Algunos trabajos indican que los flujos de calor por detrás del frente frio tienden a destruir el contraste de temperatura, inhibiendo el desarrollo. Otros, proponen que los flujos de calor y humedad inestabilizan la baja troposfera, favoreciendo el desarrollo. Entre los primeros podemos citar a Danard y Ellenton (1980). Estos autores sugieren que el calentamiento en superficie hace decrecer la baroclinicidad en las capas bajas por calentamiento (enfriamiento) de las regiones con advección fria (caliente) atenuando el desarrollo. Encontraron que la tasa de profundización de un ciclón en un caso real en el Atlántico Norte, disminuyó un 10% como consecuencia de los flujos superficiales. También Nuss y Anthes (1987) indican que la remoción completa de los flujos de calor disminuye un 25% la intensificación de un ciclón marino de latitudes medias idealizado. Sin embargo, si bien en algunos casos los flujos desde superficie atenúan el desarrollo del ciclón, estos autores señalan que en otras situaciones, el calentamiento al noreste de la baja en superficie puede incrementar el desarrollo.

Por el contrario, otros investigadores reportan que los flujos de calor superficiales provocan desde pequeños hasta grandes incrementos en la profundización ciclónica: 3% en un ciclón de desarrollo explosivo en el Pacifico Norte (Kuo y Reed, 1988); 25% en la "Queen Elizabeth II storm" de setiembre de 1978 (Anthes et al., 1983); y 127% en la costa este de los Estados Unidos, inmediatamente antes de la etapa explosiva de la "Presidents' Day storm" de febrero de 1979 (Uccelini et al., 1987). Asimismo Bosart (1981) y Reed y Albright (1986) indican que el calentamiento superficial contribuiria al desarrollo de los ciclones a través de un decrecimiento de la estabilidad estática de la troposfera media e inferior, que crea un estado inicial favorable.

La conclusión que se desprende de estas investigaciones es que el mecanismo de rápida profundización no está atado directamente a los flujos superficiales. En algunos casos son necesarios flujos concurrentes de calor y humedad para que opere el mecanismo, mientras que en otras situaciones no son necesarios.

Esta variada influencia de los flujos superficiales puede ser entendida en términos de la ecuación omega cuasigeostrófica y de factores geográficos. De acuerdo con la ecuación omega, un calentamiento diabático positivo anómalo puede contribuir al desarrollo ciclónico. Tal anomalia ocurre en regiones de flujos superficiales de calor sensible positivos y en regiones donde el calor latente es liberado por condensación y precipitación. El flujo de calor latente de superficie no entra directamente en la ecuación. También la clásica ecuación de desarrollo de Petterssen-Sutcliffe (Sutcliffe, 1947; Petterssen, 1956) considera indirectamente el efecto del calentamiento superficial. Esta ecuación vincula la tendencia de vorticidad en superficie con la advección de vorticidad en el nivel de no divergencia y con la tendencia del espesor, la cual incluye el cambio en el espesor debido al suministro o remoción de calor (a través del laplaciano del

calentamiento superficial). En consecuencia, el impacto de los flujos de calor sobre la tendencia de vorticidad en la superficie depende de la distribución del calentamiento, relativo a los procesos de la escala sinóptica dominantes.

Si la atmósfera ya estuviera suficientemente húmeda (debido a flujos precedentes) el efecto de nuevos flujos concurrentes sería pequeño. Por otro lado, cerca de las costas orientales de los continentes, donde la modificación de las masas de aire es rápida, el efecto de los flujos concurrentes puede ser mayor. Posiblemente éste sea el caso también de la discontinuidad entre el hielo marino y el océano abierto. Además, los flujos de calor sensible pueden también ejercer un efecto positivo a través de frontogénesis costera y ciclogénesis secundaria inducida por la yuxtaposición de aire calentado desde abajo por el océano caliente, y aire frío no modificado cercano a la costa (Uccelini et al., 1987).

De acuerdo a una reciente teoría propuesta por Emanuel (1986) y Emanuel y Rotunno (1988), la adición de calor provista por los flujos superficiales juega un rol relevante en el rápido desarrollo de las tormentas tropicales, y también de las bajas polares. Estos autores sugieren que los flujos superficiales de calor y humedad elevan considerablemente la temperatura potencial equivalente del aire que penetra en el ciclón, ejerciendo una significativa influencia en su intensificación. Sin embargo Kuo y Reed (1988), al describir una serie de simulaciones numéricas de un ciclón marino explosivo, muestran que los flujos superficiales no tuvieron un impacto significativo sobre el desarrollo durante la etapa de rápida profundización de la tormenta. La conclusión es que el mecanismo postulado por Emanuel y Rotunno no es una condición necesaria para la profundización explosiva.

5.2 Forzante mecánico

La turbulencia no solamente está causada por los flujos superficiales de calor, sino además por la mezcla debida a la cortante del viento. Overland (1985) destaca que la producción de turbulencia en la capa límite de las altas latitudes se debe principalmente a la cortante vertical del viento horizontal. Si se enfatiza el rol del perfil vertical de la velocidad del viento, teniendo en cuenta el efecto de la rotación terrestre, la capa límite planetaria puede ser considerada como la capa de Ekman. En la capa límite la cantidad de movimiento se transfiere principalmente por turbulencia. La fuerza de viscosidad vertical es comparable en magnitud a la fuerza de Coriolis y a la fuerza debida al gradiente de presión. Cualitativamente las características más notables de la capa de Ekman son:

a) el viento tiene una componente dirigida hacia las presiones menores,

b) el flujo vertical de masa en el tope de la capa es igual a la convergencia horizontal de masa, y

c) la velocidad vertical en el tope de la capa es proporcional a la vorticidad geostrófica.

Si bien la estructura detallada de la atmósfera inferior en realidad es bastante diferente de la espiral de Ekman, en la atmósfera real se observa, como predice esa teoría, que el transporte de masa horizontal en la capa límite está dirigido hacia las bajas presiones (Holton, 1979).

Estudios realizados para tormentas oceánicas (Fleagle y Nuss, 1985) muestran que la distribución de la velocidad vertical en el tope de la capa límite está determinada principalmente por la convergencia de Ekman, inducida por la fricción superficial. En Fleagle et al. (1988) se discute que la interacción entre la capa límite y la atmósfera libre está principalmente confinada a las regiones con ascenso de aire a lo largo de las superficies frontales. Estas regiones están caracterizadas por una gran convergencia de Ekman. Aunque la interacción con la atmósfera libre puede ocurrir de varias maneras, el proceso dominante por el cual la capa límite influye en la escala sinóptica es la relación entre la convergencia cerca de superficie inducida por fricción y la asociada al transporte vertical de calor y humedad en las regiones con ascenso de aire.

Existe evidencia de que un decrecimiento de la longitud de la rugosidad del hielo marino antártico, está asociada con caídas locales en la presión en superficie. Como fue mencionado en el capítulo 1, Mitchell y Senior (1989) realizaron varias simulaciones numéricas de la climatología del invierno antártico. Encontraron que un cambio en la rugosidad del hielo contribuye a la reducción de la presión en superficie en las altas latitudes. Otros varios estudios numéricos intentaron determinar la influencia de las variaciones de la extensión del hielo marino en el antártico y en el ártico. Sin embargo, en estos trabajos, al remplazarse el hielo por agua líquida se alteraron también fuertemente los flujos turbulentos de calor; es decir, no se aislaron los efectos de la fricción en superficie.

Es infrecuente encontrar estudios de sensibilidad al forzante mecánico superficial realizados con modelos regionales de alta resolución. Por ejemplo Kuo y Reed (1988) intentaron determinar cuantitativamente los forzantes y procesos físicos responsables del desarrollo de un ciclón explosivo en el Pacífico Norte. Esta tormenta, descripta por Reed y Albright (1986), presenta algunas características similares al caso estudiado por nosotros. Kuo y Reed consideraron poco significativo el impacto de la rugosidad del océano, a pesar de que al eliminar la fricción superficial del océano, encontraron que se produce una profundización adicional de unos 5 a 7 hPa. Si bien se demostró que en ese sistema la liberación de calor latente fue esencial para su rápido desarrollo, en las simulaciones empleadas para testear la rugosidad se tomó una atmósfera seca.

Las tormentas extratropicales como las presentadas aquí, se generan sobre el océano abierto y después de algunas horas penetran en la región cubierta por hielo, o bien se generan directamente sobre la banquisa. El mejor entendimiento de estos ciclones por cierto exige un mayor estudio del rol del hielo como forzante mecánico superficial en las altas latitudes. La rugosidad de la

superficie y los coeficientes de arrastre sobre el hielo marino son mayores que sobre el océano abierto. Este hecho debe ser representado en la parametrización de la capa límite para determinar los efectos del campo de hielo, ya sea para pronósticos del tiempo, o para modelos de escala climática. En nuestro caso, interesados en los problemas del pronóstico del tiempo, investigaremos la respuesta de la atmósfera en un tiempo finito a la rugosidad del hielo que cubre la Antártida y los mares adyacentes.

5.3 *Experimentos realizados*

La tabla I presenta un resumen de los experimentos realizados. Los primeros tres (Termo, $Suave_{HC}$ y NoHielo) fueron diseñados para testear la sensibilidad a las características de la banquisa. Estos experimentos se aplicaron tanto a la tormenta del Pacífico como a la tormenta desarrollada sobre el Weddell. En el primer caso se podrá ver el impacto sobre un ciclón en estado maduro, y en el segundo, la influencia de la banquisa en la etapa de formación.

5.3.1 *Experimento Termo*

Las regiones donde el hielo tiene poco espesor, son una fuente de "buoyancy" para la baja troposfera. En particular, en las regiones cercanas al borde hielo-océano abierto, se sabe que es grande la variabilidad espacial y temporal de los flujos superficiales. Estas zonas con relativamente altos flujos de calor tenderán a incrementar el acoplamiento entre la superficie y la atmósfera libre. Los modelos numéricos de la atmósfera han tradicionalmente usado condiciones de superficie (temperatura de superficie sobre el mar, espesor y distribución del hielo marino) fijas, despreciando así los efectos de una variación en estos forzantes.

De acuerdo a Miyakoda y Sirutis (1983a), la especificación del espesor del hielo es el parámetro más relevante en el modelado numérico del balance de energía sobre el mar helado. Un espesor constante de dos metros es en general asumido por el modelo LAHM para calcular el flujo de calor a través del campo de hielo. Otros modelos tales como el modelo global de la Meteorological Office (Gran Bretaña), usado por Mitchell y Senior (1989) para simular la climatología del invierno antártico, también toman un valor de dos metros. En el hemisferio norte el espesor del hielo marino es apreciable, pudiendo superar ese valor: Hibler (1979) da un espesor promedio de 3 a 4 metros. Este espesor, si bien puede ser adecuado para el Artico, resulta excesivo para el hielo antártico. Según recientes observaciones la mayor parte del hielo marino antártico es relativamente delgado, con un valor medio quizás de sólo medio metro en invierno (Allison, 1989).

Al variar el espesor del hielo se modifica, por la ecuación (4.12), la temperatura de superficie sobre el mar helado. En consecuencia, por la ecuación

Nombre de la Simulación	Z_O (1) (cm)	α (2)	d_{hielo} (3) (m)	Flujos de calor (Sí/No)	Flujos de cantidad de movimiento (Sí/No)
Control	16.82	0.032	2	Sí	Sí
Termo			0		
$Suave_{HC}$	0.1682				
NoHielo	0.1682		0		
SFC				No	
SFM					No
$Suave_{HCO}$	0.1682	0.00032			

(1) Z_O: altura de la rugosidad del hielo marino y de los continentes (terreno plano)
(2) α: coeficiente de la fórmula de Charnock para la rugosidad sobre el océano abierto, $Z_O=\alpha*V^2/g$
(3) d_{hielo}: espesor del hielo marino

Tabla I: Resumen de los experimentos de sensibilidad.

(4.3), varía el flujo de calor sensible. A su vez, se altera la tasa de evaporación (4.4) pues $q(Z_0)$ es la relación de mezcla de saturación evaluada a la nueva temperatura de superficie. La presencia de hielo en el mar reduce substancialmente la transferencia de calor sensible y latente desde el océano hacia la atmósfera.

En la simulación Termo se toma el caso extremo en que el espesor del hielo marino sea cero; en cambio en el Control, se considera un espesor de 2 m, que es mayor al observado. Así, en el caso Termo se permite la transferencia vertical de calor sobre hielo marino entre la superficie y la atmósfera, en tanto que en el Control este intercambio está fuertemente reducido. En ambos experimentos la rugosidad del hielo es la misma (Z_0= 0.1682 m). Comparando la solución Termo con el Control se podrá determinar cómo influye la banquisa como forzante termodinámico.

5.3.2 *Experimentos $Suave_{HC}$ y NoHielo*

El objetivo del segundo experimento de sensibilidad (caso $Suave_{HC}$) es estudiar el efecto de la rugosidad del hielo en la Antártida. Este experimento asume hielo aerodinámicamente suave (rugosidad Z_0=0.001682 m), mientras que la Antártida y la banquisa en el Control son aerodinámicamente rugosas (Z_0=0.1682 m). Se utilizó la misma distribución de hielo marino que en las simulaciones anteriores (climatológica de setiembre), con un espesor uniforme de dos metros. La menor rugosidad produce una disminución en los coeficientes de intercambio C_D y C_H sobre hielo marino y sobre continentes (no sobre océano abierto), factores que aparecen en las expresiones (4.1) a (4.4) de los flujos superficiales de cantidad de movimiento, calor sensible y humedad. En consecuencia, se producirá un menor intercambio turbulento vertical en la capa de superficie.

En el caso $Suave_{HC}$ no sólo es afectado el flujo de cantidad de movimiento sino también el flujo de calor. Sin embargo, dado que el hielo permanece con un espesor muy grande, el efecto de aislante térmico se mantiene y el intercambio de calor continuará siendo muy limitado. En definitiva, la modificación realmente significativa que se introduce es en el intercambio de cantidad de movimiento sobre hielo.

El modelo toma una altura de la rugosidad del hielo marino de Z_0=0.1682 m. Este valor coincide con el promedio anual para continentes en latitudes medias. Como referencia podemos compararlo con las rugosidades consideradas en otros modelos. Por ejemplo, el modelo global del BMRC (Australia), toma un valor de Z_0 de 0.17 m sobre tierra y 0.001 m sobre hielo marino (Hart, 1989). El modelo de circulación general de la Meteorological Office (Gran Bretaña) usa 0.1 m sobre tierra y mar helado (Mitchell y Senior, 1989).

Los valores de C_D estimados por el modelo son elevados, comparándolos con las observaciones antes mencionadas. En el caso $Suave_{HC}$ se redujo cien veces la

altura de la rugosidad (Z_0=0.001682 m). Si bien pareceria a priori poco realista reducir tanto Z_0, hay que tener en cuenta que el modelo "siente" el cambio a través de C_D, que depende del logaritmo de Z_0 ($\ln(Z_0)$). El coeficiente de arrastre disminuyó en esta simulación unas tres veces su valor original. En la mayor parte de la banquisa varia entre 1.0×10^{-3} y 1.5×10^{-3}, excepto en las zonas donde la estabilidad estática es muy alta, donde toma valores aún menores. Estos valores son compatibles con mediciones tomadas bajo condiciones de hielo suave. En este experimento las condiciones aerodinámicas de las superficies del océano abierto y del hielo marino son similares, desapareciendo la abrupta discontinuidad presente en el Control en el borde de la banquisa.

El siguiente experimento (NoHielo) es una combinación de los casos Termo y $Suave_{HC}$. La zona de la banquisa presenta ahora condiciones semejantes a las del mar abierto. Al tomar Z_0=0.001682 m y espesor del hielo nulo, es una superficie aerodinámicamente suave y que no inhibe los flujos de calor sensible y latente. Si bien similares, las nuevas condiciones no son equivalentes a las del océano abierto, pues la rugosidad es fija (en el océano, en cambio, depende de la velocidad del viento).

5.3.3 *Experimentos adicionales*

Dado que la fase de desarrollo explosivo del primer ciclón ocurrió sobre el océano, se realizaron tres simulaciones en las cuales se alteran los flujos superficiales de calor y cantidad de movimiento también sobre el océano (ver tabla I).

Como se discutió en el capitulo 4, los flujos superficiales de calor asociados con la tormenta AB inicialmente son débiles, pero a medida que el ciclón cobra intensidad también crecen los flujos. Estos son marcadamente positivos en el sector frio del sistema y débilmente negativos por delante del ciclón, en la región afectada por la advección cálida. Esto hace que disminuya el contraste de temperatura, obstaculizando un mayor desarrollo. Sin embargo, se vió también que los flujos pueden tener un efecto favorable al calentar y humedecer el aire que circula cerca del océano y que luego gana altura cerca del frente.

Con el objetivo de determinar cuál de estos efectos (negativo o positivo) domina, se realizó una simulación en la cual se eliminaron los flujos de calor superficiales en todo el dominio (caso SFC, Sin Flujos de Calor). La rugosidad de la superficie (tanto para el hielo y los continentes como para el océano) y las caracteristicas de la banquisa se conservan como en el Control.

El segundo experimento es análogo al anterior, pero eliminando en este caso los flujos superficiales de cantidad de movimiento en todo el dominio del modelo (caso SFM, Sin Flujos de Cantidad de Movimiento). En el océano la parametrización de la rugosidad es distinta que sobre hielo marino o continentes. Sobre el océano depende de la intensidad del viento, mientras que en el otro caso es fija. Teniendo en cuenta los fuertes vientos que se formaron

cerca de la superficie del mar, la simulación SFM resulta interesante para explorar el efecto de la rugosidad del océano durante la etapa de profundización explosiva. Este experimento también se realizó para el ciclón formado sobre la banquisa.

Por último, se realizó otro experimento para explorar con más detalle la importancia de la fricción superficial (caso $Suave_{HCO}$), en el cual los valores de rugosidad superficial para el océano y para continentes y hielo marino, fueron reducidos al 1% del valor control (tabla I). Es decir, este experimento es similar al $Suave_{HC}$, pero en este caso se reduce la rugosidad no sólo sobre la banquisa y los continentes, sino también sobre el océano.

5.4 *Sensibilidad de la tormenta generada sobre mar abierto a las características del hielo antártico*

5.4.1 *Resultados del experimento Termo*

La primera tormenta se generó sobre el océano abierto y alcanzó su máxima intensidad cerca del borde de la banquisa, donde se encuentran los máximos flujos superficiales de calor, sugiriendo una posible influencia térmica desde la capa de superficie.

El efecto inmediato en el caso Termo es un brusco aumento de la temperatura en superficie sobre el mar adyacente a la Antártida. El aire al abandonar el continente antártico sufre un muy intenso calentamiento en la costa. Este ascenso de temperatura afecta la zona fría del sistema. El calentamiento se extiende en forma de domo sobre el Mar de Bellingshausen, por debajo de los 750 hPa. Como consecuencia disminuye la baroclinicidad al disminuir el contraste térmico con el sector caliente del sistema. El máximo calentamiento sobre la capa límite (unos 9°C en 850 hPa) ocurre al sudeste de la península, debido a muy fuertes flujos de calor en la costa adyacente, vientos del este y una abrupta pendiente topográfica que obliga al aire calentado en superficie a cobrar altura rápidamente. En el caso Termo, los flujos negativos de calor sensible se mantienen sobre el sector caliente del sistema sin mayores modificaciones. Sobre el Mar de Weddell los flujos de levemente negativos pasaron a ser ligeramente positivos.

Los flujos de calor positivos son muy intensos, pero están concentrados en un estrecho sector paralelo a la costa. Los máximos valores, cercanos a los 500 Wm^{-2}, se alcanzan en la zona donde mayor es la velocidad del viento que sopla desde el sur. Más al norte, los flujos se debilitan rápidamente pues el aire ya fue calentado inmediatamente al abandonar el continente. En particular, al norte de la banquisa los flujos son bastante menores que en el Control.

La formación de vapor sobre el agua depende principalmente de lo baja que esté

la temperatura del aire respecto a la temperatura de superficie. En el caso Termo el aire puede contener más vapor, debido al aumento de temperatura que se registra, pero aún así, la cantidad de vapor que se requiere para saturar de humedad el aire proveniente del continente es pequeña. Al soplar viento muy frio sobre la superficie relativamente cálida del Mar de Bellingshausen, la evaporación del agua proporciona más humedad de la que el aire puede contener, condensándose el exceso en forma de gotitas o cristales de hielo, formándose niebla(*). El aire está demasiado frio para contener mucho vapor de agua.

Las diferentes condiciones en el calentamiento desde superficie causan una variación del peso por unidad de volumen (ρg) del aire sobre la zona afectada. Al ser calentado el aire en contacto con la superficie, es más liviano, aumentando la fuerza ascensional ("buoyancy": $-\rho g$) y por lo tanto tendiendo a incrementar la interacción entre la capa de superficie y la atmósfera libre.

Se obtuvo una generalizada disminución de la presión en superficie en toda la zona cubierta por hielo. No obstante, la trayectoria del centro de la baja en superficie prácticamente es la misma que en el Control. En la fig.5.1b se observa la distribución de la diferencia de presión a las 48 horas. La disminución es más notoria en las zonas en que son máximos los flujos de calor ascendentes, sobre todo al sur de la Peninsula en el Mar de Weddell, donde se alcanza una diferencia de 12 hPa a las 48 horas. En el Mar de Bellingshausen, inicialmente la mayor diferencia se da cerca de la costa y lejos del centro de la baja. Posteriormente esta perturbación es advectada hacia el noreste. En tanto, el centro del ciclón y el sector caliente del sistema resultan poco afectados. El calentamiento superficial tiende entonces a formar un ciclón menos profundo, dado que la disminución de presión es despreciable en el centro de la baja, pero bastante marcada en el sector frio del sistema y al sur de la Peninsula. En general, las zonas de máximo decrecimiento de la presión coinciden con las zonas de máximo calentamiento sobre la capa límite.

(*)Nota: Las nieblas de vapor se forman fácilmente sobre las aguas abiertas de las regiones polares en invierno. Este tipo de niebla, a veces recibe el nombre de humo del Mar Artico. El agua está a la temperatura de fusión del agua de mar (-2°C) mientras que la temperatura del aire puede estar cercana a -30°C. La evaporación en estas circunstancias es rápida y la humedad adquirida satura un gran volumen de aire que circula sobre el agua no congelada. Dado que la evaporación absorbe calor del agua (enfriándola) y además la superficie cede calor sensible, puede ocurrir que el agua se congele, cerrando una fuente de calor y humedad para el aire. En tal caso se produciría una interacción de tipo negativo: sus efectos tienden a oponerse a las causas. Sin embargo, podría ocurrir que los movimientos del hielo y la circulación del agua bajo el hielo, vayan remplazando el agua cuya superficie se ha enfriado y las zonas abiertas puedan mantenerse aún con esta pérdida de calor.

La fig.5.2 muestra la energía cinética en un corte vertical en la dirección oeste-este sobre el hielo marino a través del centro del ciclón a las 36 horas (6-00Z). La posición de la baja en superficie está señalada con la letra B. La energía cinética está principalmente concentrada al este de la baja. El jet está situado en 65°O, cerca del nivel 300 hPa. El panel b muestra la diferencia entre la simulación Termo y el Control. Si bien surgen tanto pequeños aumentos como disminuciones, en el balance la turbulencia térmica en las capas bajas tiende a disminuir la energía cinética sobre el hielo marino. Los mayores cambios se producen por delante de la baja, en el sector de máximo ascenso. La perturbación llega a afectar la zona del jet, aunque en poca magnitud.

El impacto sobre la dinámica del sistema se puede apreciar mediante la vorticidad relativa. La fig.5.3 presenta el mismo corte vertical que la fig.5.2, pero para la vorticidad relativa. Los cambios son claramente poco significativos sobre todo por encima de los 900 hPa, implicando que el desarrollo en la troposfera media y superior no varía en ambas simulaciones. Los cambios en la estructura vertical del sistema están totalmente restringidos a la capa límite. Hay que tener presente, sin embargo, que el ciclón está ya en su etapa madura.

La gran turbulencia que provoca el calentamiento superficial tiende a destruir el frente frío cerca de la superficie, y la vorticidad ciclónica que tiene asociada. En la simulación Termo la vorticidad relativa sobre el centro de la baja es menos ciclónica. Es decir, alrededor de la baja en superficie el movimiento tiende a desacelerarse. No obstante, estos cambios son de una magnitud pequeña y no alteran el desarrollo general del sistema.

5.4.2 *Resultados de los experimentos $Suave_{HC}$ y NoHielo*

Estos experimentos exploran el impacto de la reducción de la rugosidad de la banquisa. Las diferencias entre las simulaciones Control y $Suave_{HC}$ están limitadas principalmente a la región al sur del borde de la banquisa. No obstante, hay también algunos pequeños cambios sobre Sudamérica (dado que se cambió la rugosidad de los continentes), que no serán discutidos aquí. Respecto a la influencia de ese continente, en OKMM se describen algunos experimentos adicionales, encontrándose que el sistema es prácticamente insensible a la topografía de Sudamérica.

La fuerza de fricción es principalmente una fuerza que se opone al movimiento. Luego, la reducción de la rugosidad superficial resulta en vientos más intensos cerca de superficie, con incrementos que superan los 6 ms^{-1} en algunas zonas. En particular, en el caso $Suave_{HC}$ aumenta la intensidad del flujo cálido por delante de la baja. En esa región, la energía cinética aumenta en todo el espesor de la troposfera (fig.5.2c), aunque la magnitud del aumento es relativamente poco significativa comparándolo con la energía cinética que desarrolla el jet.

La fig.5.4 muestra el campo de divergencia (al sur de 60°S) sobre la capa de

superficie para la simulación Control, y las diferencias con los casos Termo y $Suave_{HC}$. La figura corresponde a las 24 horas (5-12Z), cuando el centro del ciclón (marcado con la letra B) se encuentra cerca del borde de la banquisa. En el caso Termo (panel b) solamente aparecen diferencias apreciables al sur de la Peninsula, coincidiendo con flujos muy intensos de calor en esa región.

El efecto inmediato de reducir la rugosidad del hielo es modificar el transporte de Ekman. Cerca del centro del ciclón, el transporte de Ekman y la convergencia asociada, se reducen en el caso $Suave_{HC}$ (panel c). Esto conduce a una disminución del efecto de "spin-down"; es decir, la menor rugosidad tiende a producir una baja ligeramente más profunda. Otra consecuencia es un decrecimiento de los movimientos verticales sobre la capa límite.

Las principales diferencias ocurren sobre el continente antártico y sobre el borde del hielo marino. En el caso $Suave_{HC}$ decrece el contraste de rugosidad entre el océano y el hielo y, en consecuencia, también decrecen la convergencia y la divergencia forzadas cerca del límite de la banquisa(*). En tanto, sobre el continente, la distribución geográfica de las regiones de convergencia y divergencia no se modifica, pero son más intensas.

El principal efecto de las fuerzas viscosas en la atmósfera inferior es crear una circulación secundaria superpuesta a la circulación principal del sistema, para la cual la velocidad vertical en el tope de la capa límite es proporcional a la vorticidad relativa en ese nivel. Su rol es producir un lento flujo hacia el centro del vórtice. Su intensidad puede ser juzgada con la fig.5.3, que muestra la diferencia de vorticidad relativa entre los casos $Suave_{HC}$ y Control, en un corte vertical a través del centro del ciclón a las 36 horas. Las diferencias por encima de 800 hPa son despreciables, implicando que en los niveles medios y superiores, la etapa madura del sistema tuvo la misma evolución en las dos simulaciones. En los niveles bajos, el caso $Suave_{HC}$ tiene una mayor vorticidad ciclónica cerca de superficie, alrededor del centro del ciclón. Por detrás de la baja se observa una anomalía positiva (es decir, la vorticidad en el caso $Suave_{HC}$ es menos ciclónica), vinculada a la menor convergencia sobre la baja, y al decrecimiento de los movimientos verticales asociados. No obstante, el efecto que domina en la troposfera al oeste de la Peninsula, es un aumento neto de la vorticidad ciclónica, pero poco significativo.

(*)Nota: En el Control (panel a; para una descripción más completa de este campo, ver capítulo 4) existe una gran diferencia entre los coeficientes de arrastre sobre océano abierto y sobre hielo marino. Sobre la banquisa la fricción superficial es más significativa y los vientos que soplan hacia el sur tienden a ser convergentes en el borde de la banquisa (al este de la baja), y los que soplan hacia el norte, divergentes (al oeste de la baja).

El espesor de dos metros para la capa de hielo marino no fue modificado y en consecuencia los flujos de calor casi no se modifican. Si bien de pequeña magnitud, al menos cualitativamente los principales cambios se dan en el sector caliente del sistema, cerca del borde de la banquisa. Al ser menos rugoso el caso $Suave_{HC}$, disminuye la turbulencia mecánica y el aire cede menos calor hacia la superficie. Recordando que en la simulación Termo los flujos negativos no varían respecto al Control, se encuentra que sobre la intensidad de los flujos de calor hacia abajo, no influye el espesor sino la rugosidad del hielo.

En el caso $Suave_{HC}$ hay un mayor calentamiento sobre la capa límite en la costa antártica y al sur de la Península. Este calentamiento se debe a la mayor advección caliente sobre esa zona debida, principalmente, a la intensificación de los vientos. Contribuyen, en menor medida, los menores flujos superficiales de calor hacia abajo. Esta advección cálida es forzada a ascender, dado que la penetración en el continente es obstaculizada por la presencia de la topografía y los vientos catabáticos, como se especula en Mitchell y Senior (1989). Asociada con este aumento del flujo del norte, en la fig.5.4c se observa un gran aumento en la convergencia al sudoeste de la Península.

El efecto de una menor rugosidad superficial sobre la presión a nivel del mar, sería tender a formar una baja más profunda, dado que se disminuye el transporte de masa hacia el centro del ciclón. Sin embargo, la principal disminución en la presión no se registra sobre la baja, sino cerca de la costa del continente. La fig.5.1c muestra las diferencias en la presión a nivel del mar respecto al Control, a las 48 horas. La principal disminución (7.8 hPa) coincide con la zona en que converge la advección cálida al sudeste de la baja en superficie. El mayor responsable de la disminución de presión no es, por tanto, la reducción del transporte de Ekman, sino el ascenso forzado del flujo del norte al llegar al continente. La forma de la anomalía es completamente similar al aumento de temperatura sobre la capa límite. Como la mayor disminución de presión no es en el centro del ciclón, sino al sur y en sus flancos, la baja en el caso $Suave_{HC}$ es algo más "chata". Respecto a la trayectoria seguida por la tormenta, es muy similar al Control.

En el caso Termo, al reducirse el espesor del hielo hasta cero, se vio que el calentamiento superficial se opone a un mayor desarrollo ciclónico al reducir la baroclinicidad en las capas bajas. Se produjo un decrecimiento en la energía cinética y en la vorticidad ciclónica. En el caso $Suave_{HC}$, al reducirse la altura de la rugosidad en los hielos antárticos, se vio que se produce un incremento en la energía cinética y en la vorticidad ciclónica del sistema. Si el campo de hielo del modelo fuese remplazado por agua líquida o por hielo uniforme y suave de poco espesor, se alterarían simultáneamente los flujos superficiales de calor y cantidad de movimiento . Este caso está representado por la simulación NoHielo y permite explorar si la banquisa actúa como un forzante que favorece o se opone al desarrollo. En general las perturbaciones que aparecen en el campo térmico son muy similares a los del experimento Termo, mientras que las diferencias en el campo de movimiento son semejantes a las del caso $Suave_{HC}$. Se produce un decrecimiento en la presión a nivel del mar

(fig.5.1d) de una magnitud y extensión semejantes a las del caso Termo, pero con las máximas variaciones situadas sobre la costa como en el caso $Suave_{HC}$. Las diferencias que se observan en la energía cinética (fig.5.2d) y en la vorticidad (fig.5.3d) son cualitativamente semejantes al caso $Suave_{HC}$. No obstante, tienden a compensarse los efectos y el resultado neto sobre la evolución del sistema es prácticamente nulo.

5.5 *Sensibilidad de la tormenta generada sobre mar abierto a los flujos superficiales sobre el océano abierto*

5.5.1 *Resultados de los experimentos SFC, SFM y* $Suave_{HCO}$(*)

Dada la poca sensibilidad que mostró la tormenta oceánica a cambios en las características de los flujos superficiales sobre los hielos antárticos, posiblemente porque la tormenta penetra en la banquisa ya madura, se creyó de interés estudiar la influencia de estos procesos sobre el océano.

El experimento SFC (Sin Flujos de Calor) se realizó con el fin de determinar si los flujos superficiales de calor y humedad son un forzante que favorece o no al desarrollo de este ciclón. Los cambios que introduce en la estructura de la atmósfera este forzante pueden ser observados a través de cortes verticales en la zona frontal. La fig.5.5a muestra un corte vertical perpendicular a la zona frontal sobre el océano abierto, para el Control a las 30 horas, de temperatura potencial y velocidad vertical (ω). El segundo panel (5.5b) exhibe la diferencia de ω entre el Control y el experimento SFC. La solución Control es típica de los frentes fríos como ya fue mencionado en la sección 3.1. Por delante de los mayores gradientes horizontales de temperatura potencial se ubica la principal zona de movimientos verticales ascendentes (ω negativo), máximos cerca del nivel 500 hPa, mientras que por detrás del frente frío se tienen movimientos descendentes.

En el experimento SFC surgen tanto aumentos como disminuciones en el campo de velocidad vertical respecto al Control. Sin embargo los cambios son de una magnitud pequeña, especialmente por encima de 850 hPa. En particular, en la zona de ascensos por delante del frente las variaciones son insignificantes. Respecto al campo térmico, en el Control los gradientes de temperatura en el sector frío cerca de superficie, son bastante débiles debido principalmente a los flujos de calor desde el océano, que tienden a calentar la zona con advección fría en los niveles inferiores de la atmósfera. Por el contrario, en la simulación SFC los gradientes horizontales son considerablemente mayores por detrás del frente

---

(*)Nota: Los tres experimentos que se describen a continuación están incluidos en el trabajo de OKMM.

PRESION A NIVEL DEL MAR

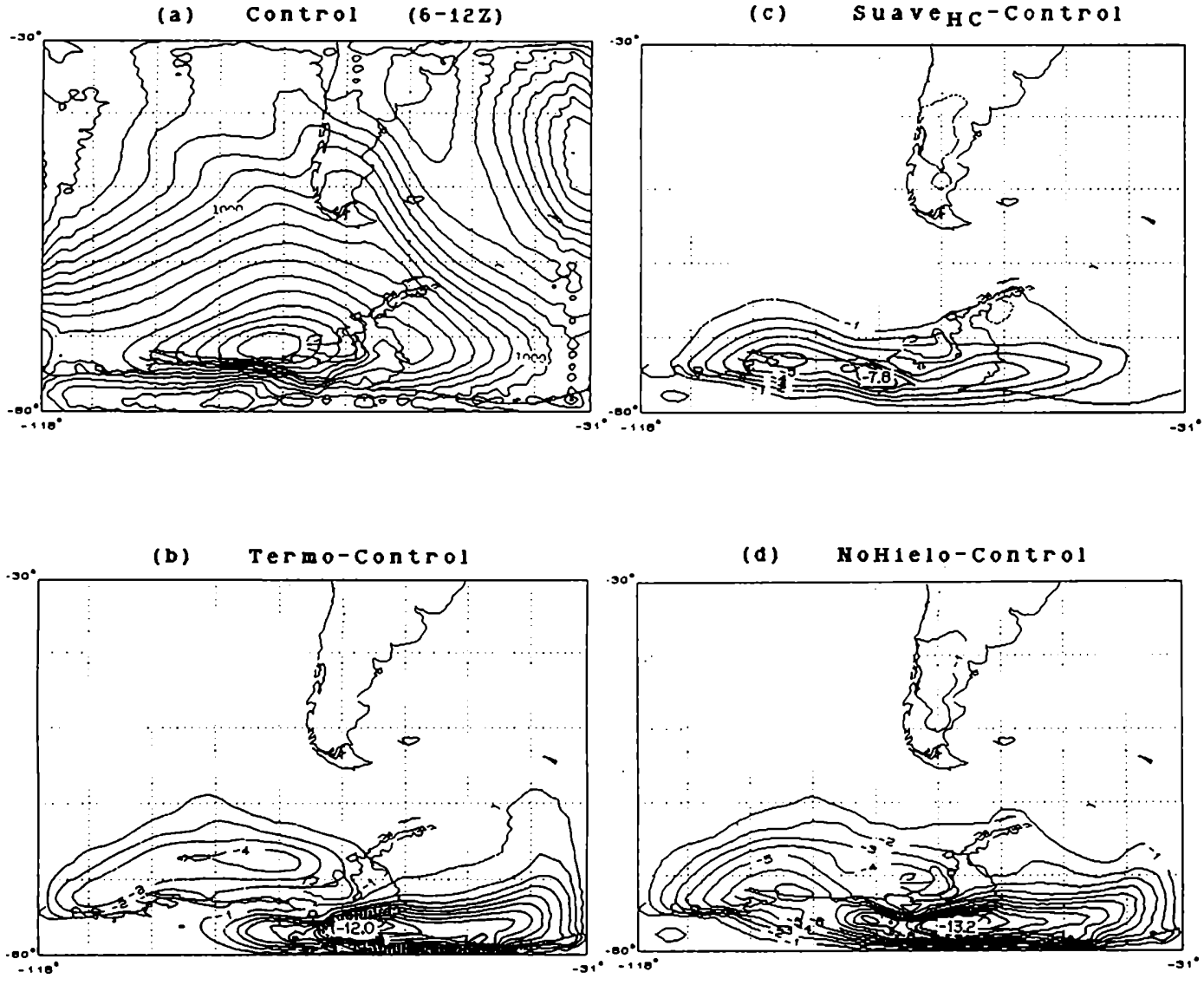


Figura 5.1: Tormenta generada sobre mar abierto, el 6-12Z: presión a nivel del mar de la simulación Control (panel a, cada 4 hPa); y diferencias (cada 1 hPa) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$ y (d) NoHielo.

ENERGIA CINETICA

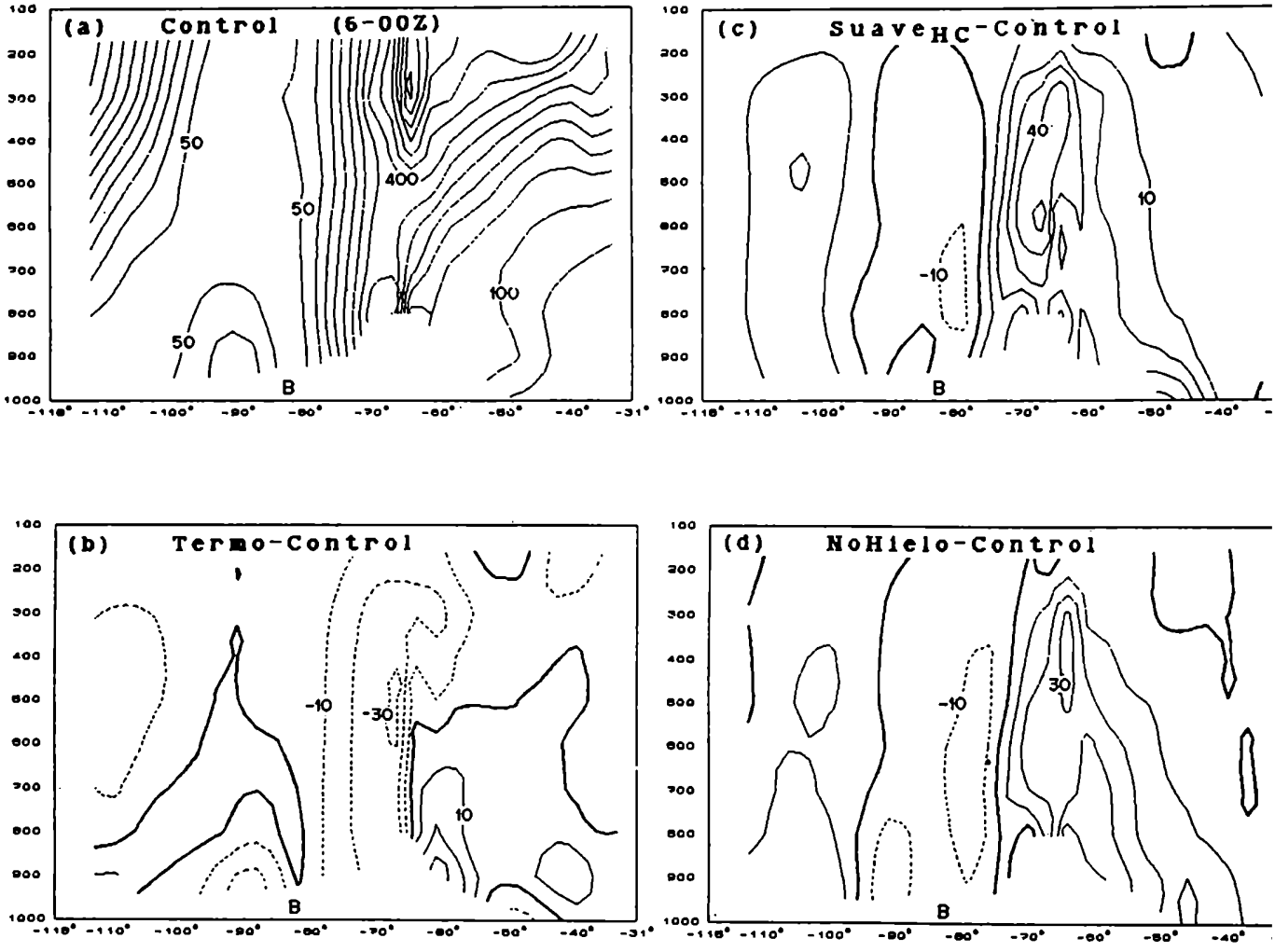


Figura 5.2: Tormenta generada sobre mar abierto, el 6-00Z: corte vertical de la energía cinética de la simulación Control (panel a, cada 50 m^2s^{-2}) a través del centro del ciclón (marcado con la letra B) a lo largo del paralelo 69.5·S; y diferencias (cada 10 m^2s^{-2}) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$ y (d) NoHielo.

VORTICIDAD RELATIVA

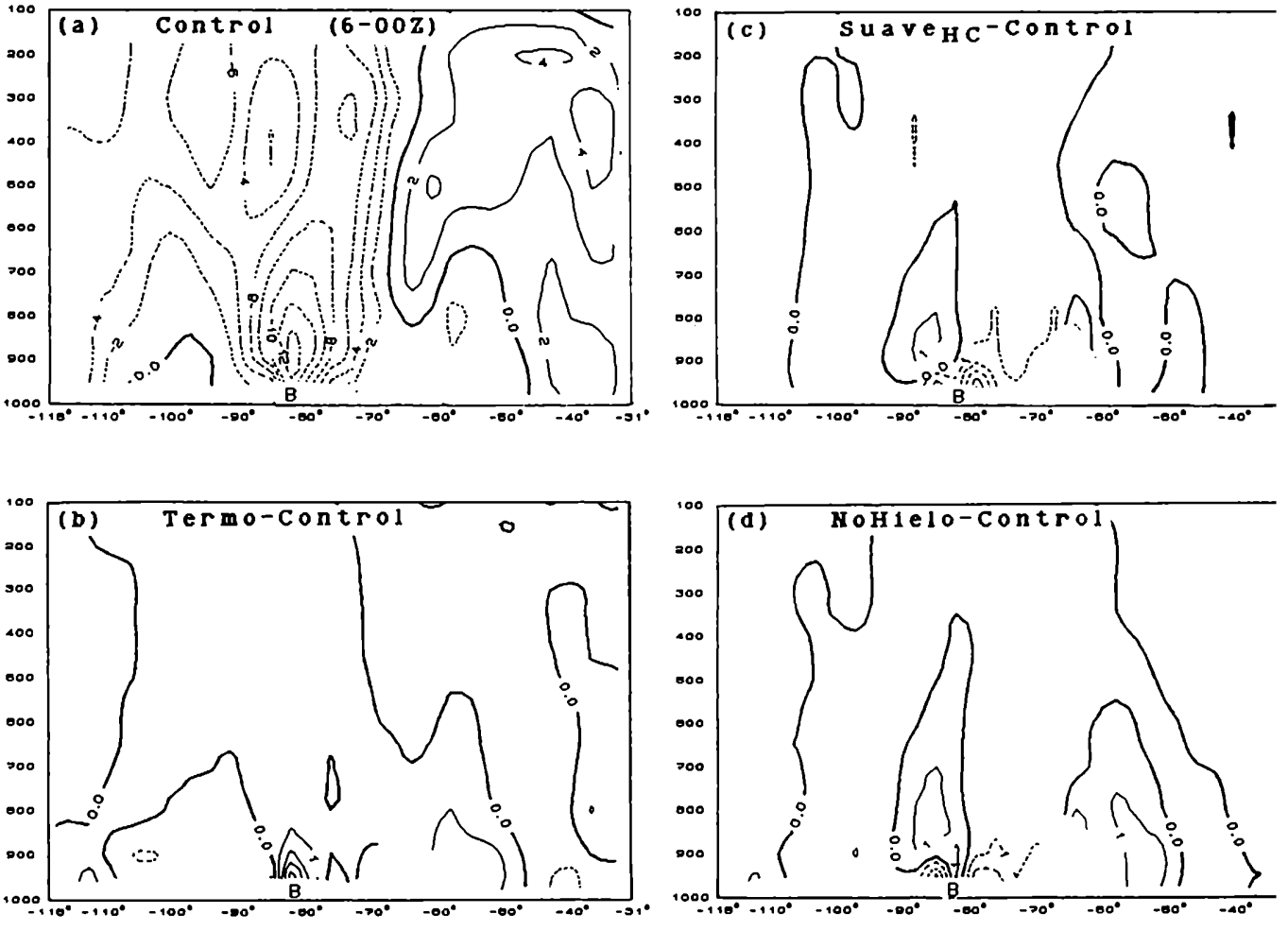


Figura 5.3: Tormenta generada sobre mar abierto, el 6-00Z: corte vertical de la vorticidad relativa de la simulación Control (panel a, cada $2x10^{-5}s^{-1}$) a lo largo del paralelo 69.5·S, a través del centro del ciclón (marcado con la letra B) y diferencias (cada $1x10m^{-5}s^{-1}$) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$ y (d) NoHielo.

DIVERGENCIA EN LA CAPA LIMITE

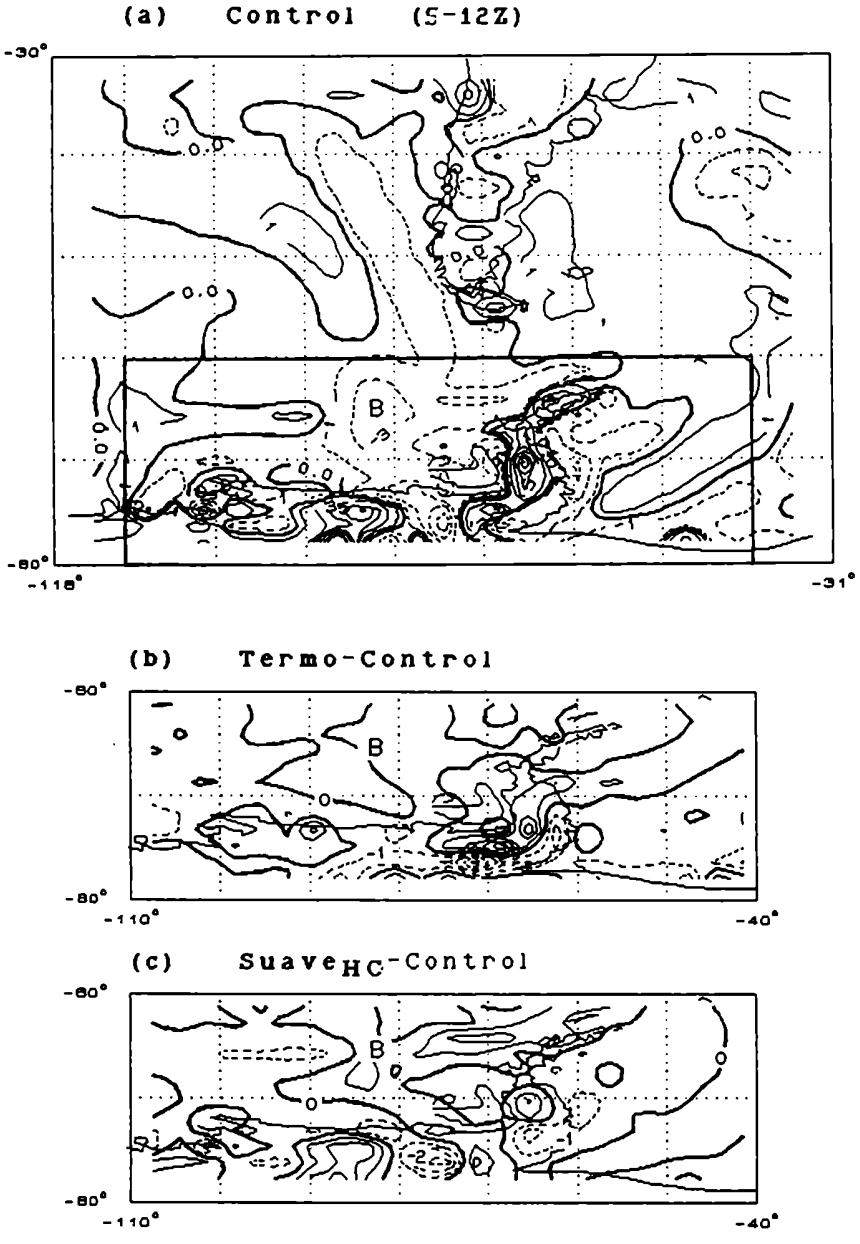


Figura 5.4: Tormenta generada sobre mar abierto, el 5-12Z: divergencia en el nivel sigma inferior del modelo. El primer panel corresponde a la simulación Control (isolínea cero en línea gruesa y desde $\pm 1 \times 10^{-5} s^{-1}$, cada $2 \times 10^{-5} s^{-1}$). El centro del ciclón (marcado con la letra B) está cerca del borde de la banquisa. Los valores negativos indican convergencia, y los positivos divergencia. Las diferencias (cada $1 \times 10^{-5} s^{-1}$) con las simulaciones (b) Termo y (c) Suave$_{HC}$, están tomadas sólo en la zona de la banquisa: entre los paralelos 60·S y 80·S, y los meridianos 110·O y 40·O.

frio, aumentando el contraste de temperatura (es decir, no se destruye la baroclinicidad de las capas bajas como en el Control). Evidentemente, esto es así debido a que el aire proveniente de la Antártida no es calentado desde superficie al abandonar la banquisa. En la vertical, las diferencias aparecen casi exclusivamente cerca de la superfice. Por encima del nivel 800 hPa, prácticamente no se registran cambios.

La confirmación del impacto despreciable de los flujos de calor sobre la evolución del ciclón se encuentra en la fig.5.6. Esta figura muestra la evolución temporal del máximo de la energía cinética promediada en la vertical para el análisis, el Control y diferentes experimientos. La línea correspondiente a la simulación SFC prácticamente coincide con la del Control, señalando que los flujos de calor superficiales virtualmente no tienen ningún impacto sobre la energía cinética total de la tormenta.

En el caso SFM (Sin Flujos de Cantidad de Movimiento) fueron suprimidos los flujos de cantidad de movimiento desde la superficie, para determinar la influencia de la superficie del océano como forzante mecánico. El corte vertical a través de la zona frontal (fig.5.5b) muestra por un lado que el campo de temperatura es poco sensible a esta variación, en particular conservando el débil gradiente horizontal en superficie, similar al Control. Por el contrario el campo de movimiento vertical se ve substancialmente afectado. La ausencia de flujos de cantidad de movimiento en la superficie altera la dinámica de la tormenta no solo en la capa límite, sino a través de todo la troposfera, aunque los mayores cambios se observan por debajo de los 700 hPa. En esa capa, las velocidades verticales del caso SFM son de menor magnitud que en el Control, tanto en la rama ascendente como en la descendente de la circulación frontal. Este hecho se debe a la ausencia de transporte de Ekman en el caso SFM. En la troposfera media y superior, en tanto, las velocidades verticales tienden a incrementarse en forma similar a los resultados de Valdes y Hoskins (1988) para un sistema baroclínico sin fricción superficial.

El efecto sobre el desarrollo general de la tormenta fue un notable incremento en su intensidad, como se observa a través de la evolución de la energía cinética (fig.5.6), que en este caso no sólo sobrepasa a la energía cinética del Control, sino también a la del análisis. También se aprecia la intensificación en el aumento de la circulación vertical en las capas medias y altas (fig.5.5). Comparando los paneles de esa figura resulta claro que la disminución de la fricción superficial tuvo consecuencias más importantes para la intensificación de la tormenta oceánica que la eliminación de los flujos de calor.

En el caso $Suave_{HCO}$ (Hielo, Continentes y Océanos "suaves") se reducen cien veces los coeficientes de rugosidad, respecto a los valores usualmente tomados. En esta simulación disminuye la presión a nivel del mar mínima, acercándose a la del análisis, pero la trayectoria de la tormenta prácticamente coincide con la del Control. En la fig.5.7 se observa la evolución temporal de la mínima presión

a nivel del mar para el análisis, el Control y los casos $Suave_{HC}$, $Suave_{HCO}$ y SFM. Como cabia esperarse, el caso SFM es el que más se aparta del Control, alcanzando una presión a nivel del mar mínima 20 hPa más profunda que el Control y 10 hPa más profunda que el análisis.

Al reducir la rugosidad del océano, el sistema presenta presiones menores en todo el periodo, profundizándose unos 5 hPa más que en el Control al cabo de las primeras 30 horas (sobre océano abierto) y aproximadamente otros 3 hPa sobre la banquisa. Como en el caso SFM, el principal impacto de la reducción de la rugosidad del océano en el caso $Suave_{HCO}$ es un aumento en la intensidad de los vientos. El incremento de la energía cinética máxima del sistema alcanza una intensidad intermedia entre el Control y el análisis (fig.5.6). La inmediata variación en la energía cinética promediada en la vertical es un indicador de la rapidez con que toda la troposfera responde al cambio en la rugosidad en superficie en los experimentos SFM y $Suave_{HCO}$. Este hecho señala la existencia de una vinculación entre los procesos de superficie y el jet en los niveles superiores en las regiones de máximo ascenso.

La fig.5.8 confirma que la variación de energía cinética efectivamente ocurre en todo el espesor de la troposfera. El primer panel representa la distribución vertical de la energía cinética para la simulación Control el 5-12Z, en un corte hecho a través del centro de la baja. El segundo panel muestra el déficit de energía cinética del Control respecto del análisis (hay un ligero desfasaje entre los dos campos, pero en balance hay un déficit neto en la simulación Control). La deficiencia de energía no se limita solamente a las capas cercanas a la superficie donde la fricción tendría el impacto más directo, sino que se extiende a través de toda la troposfera.

Los restantes dos paneles muestran el cambio en la energía cinética respecto al Control que se obtienen en los experimentos SFM y $Suave_{HCO}$. Desde un punto de vista cualitativo, los resultados en ambos experimentos son completamente similares. El mayor aumento de energía cinética se tiene cerca de la superficie, como es de esperar al eliminar o disminuir la resistencia al flujo en el borde inferior. Sin embargo, también se produce un aumento de energía cinética sobre la capa límite, que se extiende hasta los niveles superiores de manera bastante uniforme, influyendo sobre la intensidad del jet.

Diferentes procesos físicos podrían ser responsables del aumento de energía cinética por encima de la capa límite. Primeramente, el gran incremento en los vientos de los niveles inferiores tendería a hacer a todo el jet más barotrópico, con una advección vertical de energía cinética reducida debido a gradientes verticales de energía cinética más pequeños y/o, como se ha visto en la fig.5.5, debido a velocidades verticales reducidas en las capas bajas. La energía cinética también puede variar debido a cambios locales en la intensidad de la advección horizontal de altura geopotencial ($V.\nabla\Phi$), la cual puede actuar como fuente o sumidero de energía cinética (O&K). Este término está vinculado a $\omega\alpha$ (α es la inversa de la densidad) el cual afecta la generación de energía cinética en toda la columna. Valdes y Hoskins (1988)

encontraron tendencias similares en desarrollos baroclínicos con y sin fricción en superficie.

5.6 *Sensibilidad de la tormenta generada sobre la banquisa a los flujos superficiales*

5.6.1 *Resultados del experimento Termo*

A diferencia de la primera tormenta, que se genera sobre el Océano Pacífico y recién penetra sobre la banquisa en su etapa madura, la segunda tormenta, un desarrollo sucesivo y corriente abajo del anterior, se genera y alcanza su máxima intensidad sobre la cubierta de hielo. Los procesos físicos por los cuales la superficie influye sobre el sistema son los mismos que se han descripto para la tormenta oceánica.

En el caso Control, la tormenta alcanzó gran intensidad sobre una zona cubierta por una capa de hielo compacto de dos metros de espesor que inhibe fuertemente la transferencia de calor hacia la atmósfera. En el caso Termo se eliminó esta propiedad de aislante térmico del hielo, surgiendo entonces intensos flujos superficiales de calor, máximos en las costas antárticas.

El fuerte calentamiento superficial produce una importante disminución de la presión a nivel del mar sobre toda la banquisa, excepto por delante de la baja en superficie, en la zona afectada por la advección cálida del norte. La fig.5.9b muestra la diferencia entre la presión a nivel del mar de las simulaciones Termo y Control, a las 48 horas, cuando el ciclón alcanza su máximo desarrollo. El centro de la baja prácticamente se mantiene sin cambios, pero inmediatamente por detrás, a ambos lados de la Península, la presión disminuye más de 10 hPa. Al norte del borde de la banquisa y en el interior del continente no se registran diferencias. El cambio en el gradiente de la presión está acompañado por variaciones en los vientos cerca de superficie. Alrededor del centro del ciclón los vientos son más débiles en el caso Termo, pero en cambio se incrementan cerca de las costas del continente, y también en el mar de Bellingshausen cerca del borde de la banquisa.

El gran calentamiento del aire sobre las costas provoca movimientos ascendentes y un aumento de la convergencia en la capa límite en los mares antárticos, sobre todo cerca de la Península (fig.5.10b). En el interior del continente y en la Península, por el contrario, se incrementa la divergencia. En general, la zona de convergencia asociada a la baja se hace más débil y extendida. Dado que la convergencia en la capa límite es proporcional a la intensidad de los movimientos verticales, en la simulación Termo se tienen menores velocidades verticales en la zona frontal.

VELOCIDAD VERTICAL Y TEMPERATURA POTENCIAL

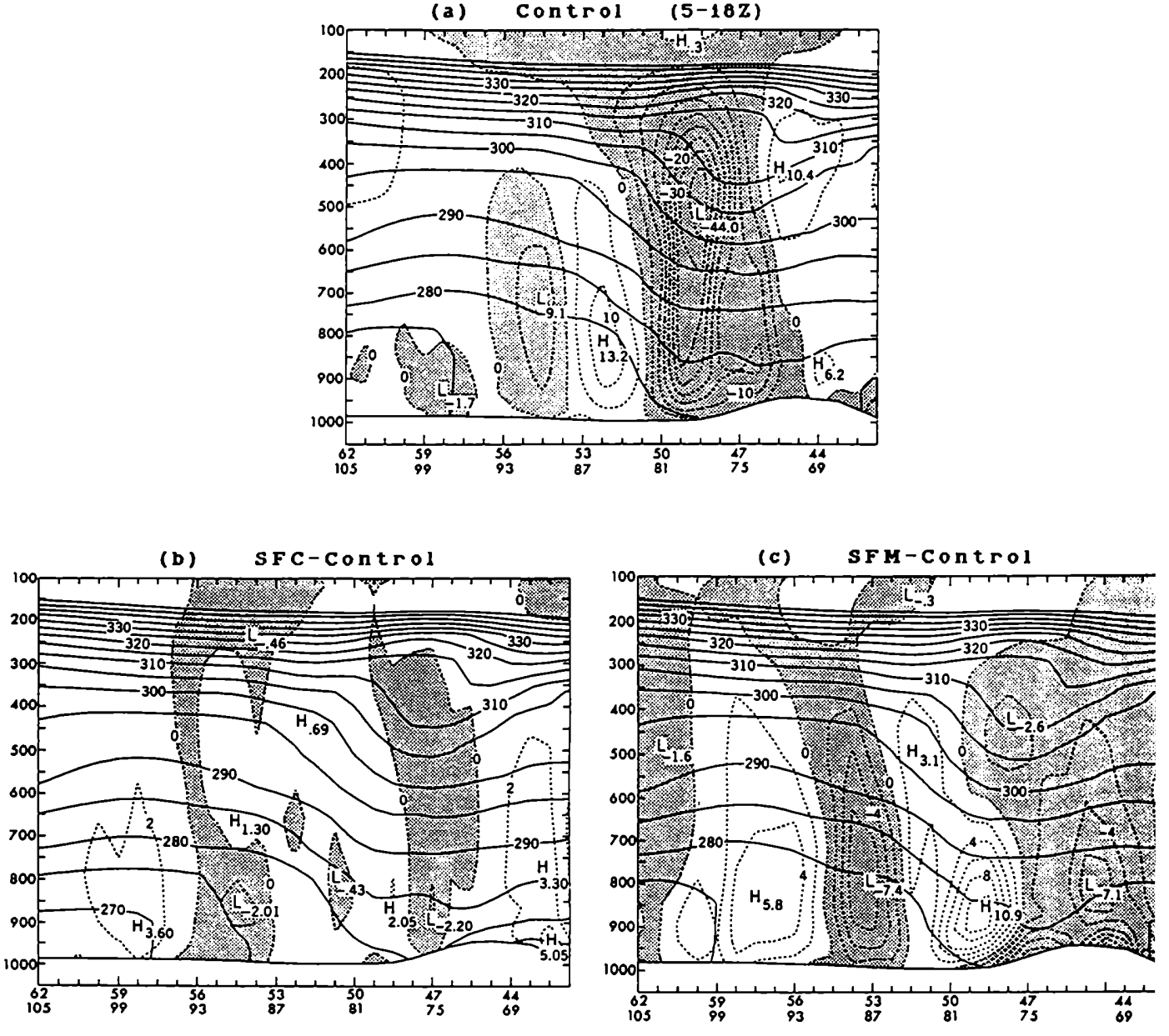


Figura 5.5: Tormenta generada sobre mar abierto, el 5-18Z: corte vertical de temperatura potencial, Θ, y velocidad vertical, ω, de la simulación Control (panel a, Θ líneas llenas cada 5K, ω líneas punteadas cada 0.05 $Pa.s^{-1}$, los valores negativos están sombreados e indican movimiento ascendente). El corte se hace a lo largo de la línea que une las coordenadas 62·S,105·O y 42·S,64·O (aproximadamente perpendicular al frente). Los otros paneles muestran la temperatura potencial (cada 5K) y las diferencias de ω respecto al Control (líneas punteadas cada 0.02 $Pa.s^{-1}$), para los casos (b) SFC y (c) SFM.

VELOCIDAD VERTICAL Y TEMPERATURA POTENCIAL

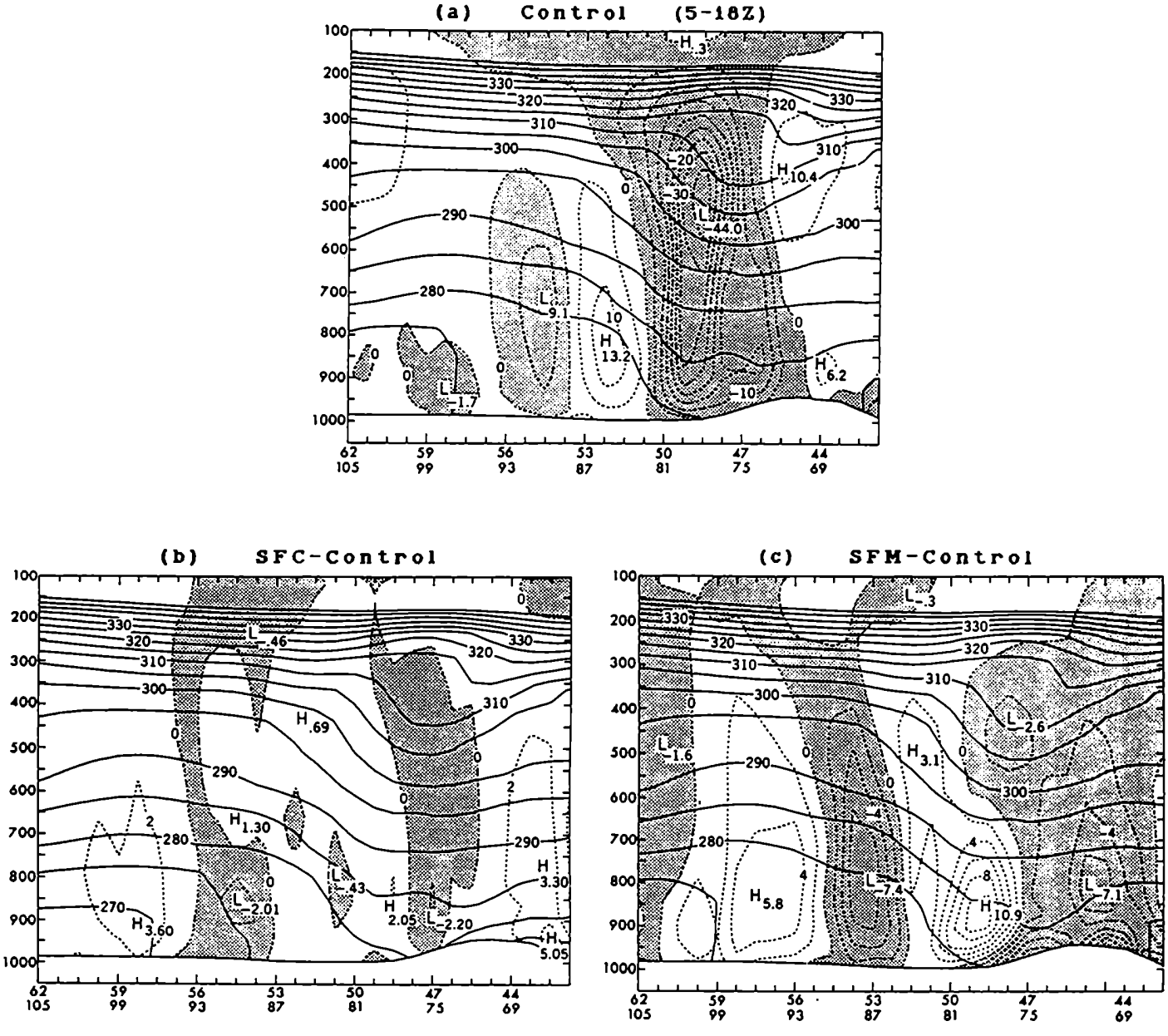


Figura 5.5: Tormenta generada sobre mar abierto, el 5-18Z: corte vertical de temperatura potencial, Θ, y velocidad vertical, ω, de la simulación Control (panel a, Θ líneas llenas cada 5K, ω líneas punteadas cada 0.05 $Pa.s^{-1}$, los valores negativos están sombreados e indican movimiento ascendente). El corte se hace a lo largo de la línea que une las coordenadas 62·S,105·O y 42·S,64·O (aproximadamente perpendicular al frente). Los otros paneles muestran la temperatura potencial (cada 5K) y las diferencias de ω respecto al Control (líneas punteadas cada 0.02 $Pa.s^{-1}$), para los casos (b) SFC y (c) SFM.

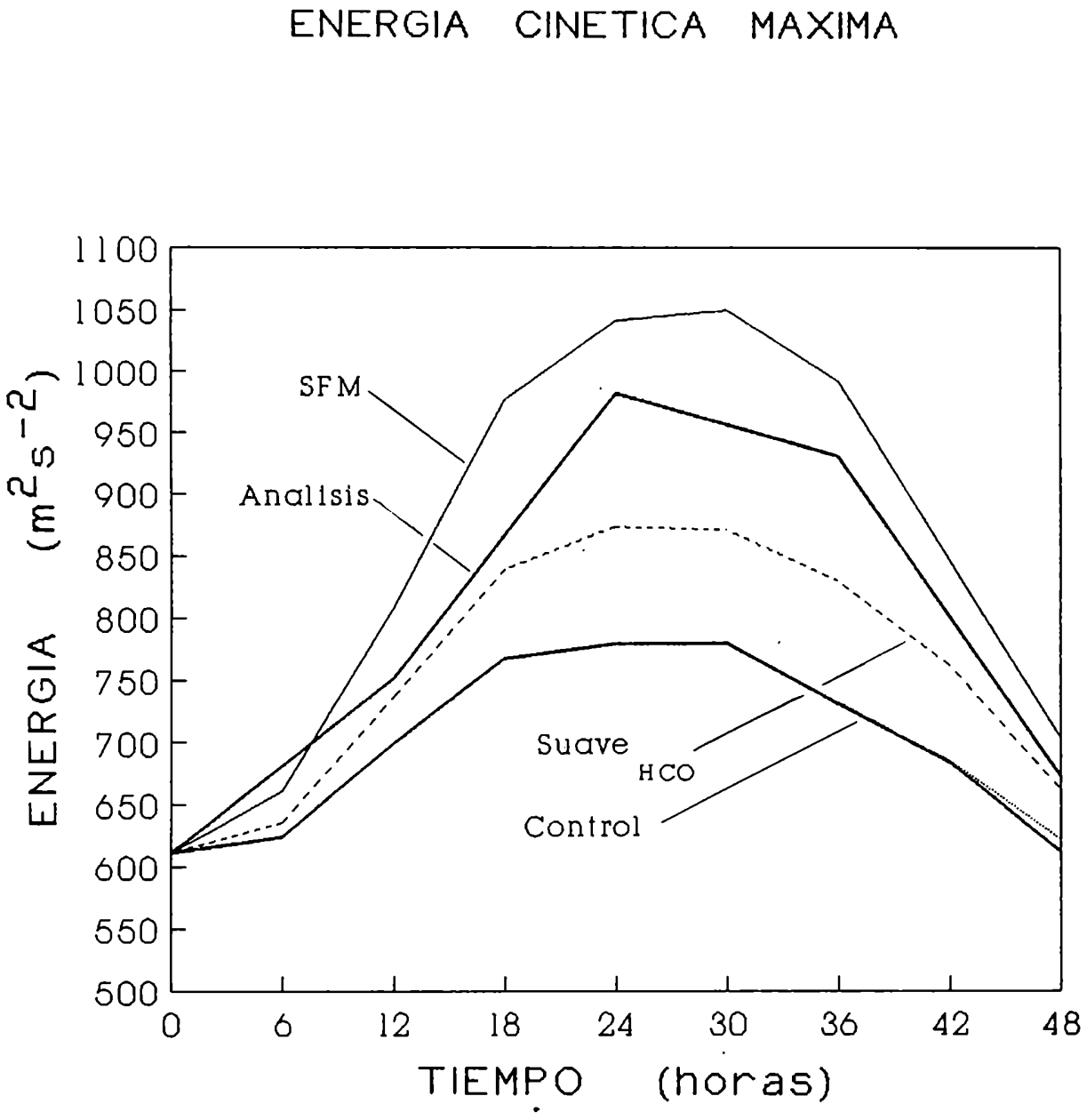


Figura 5.6: Tormenta generada sobre mar abierto: evolución temporal del máximo de la energía cinética promediada verticalmente (en m^2s^{-2}) para el análisis (datos del ECMWF) y las simulaciones Control, $Suave_{HCO}$, SFM y SFC. La línea correspondiente al caso SFC coincide casi exactamente con el Control. La hora 0 corresponde al 4-12Z.

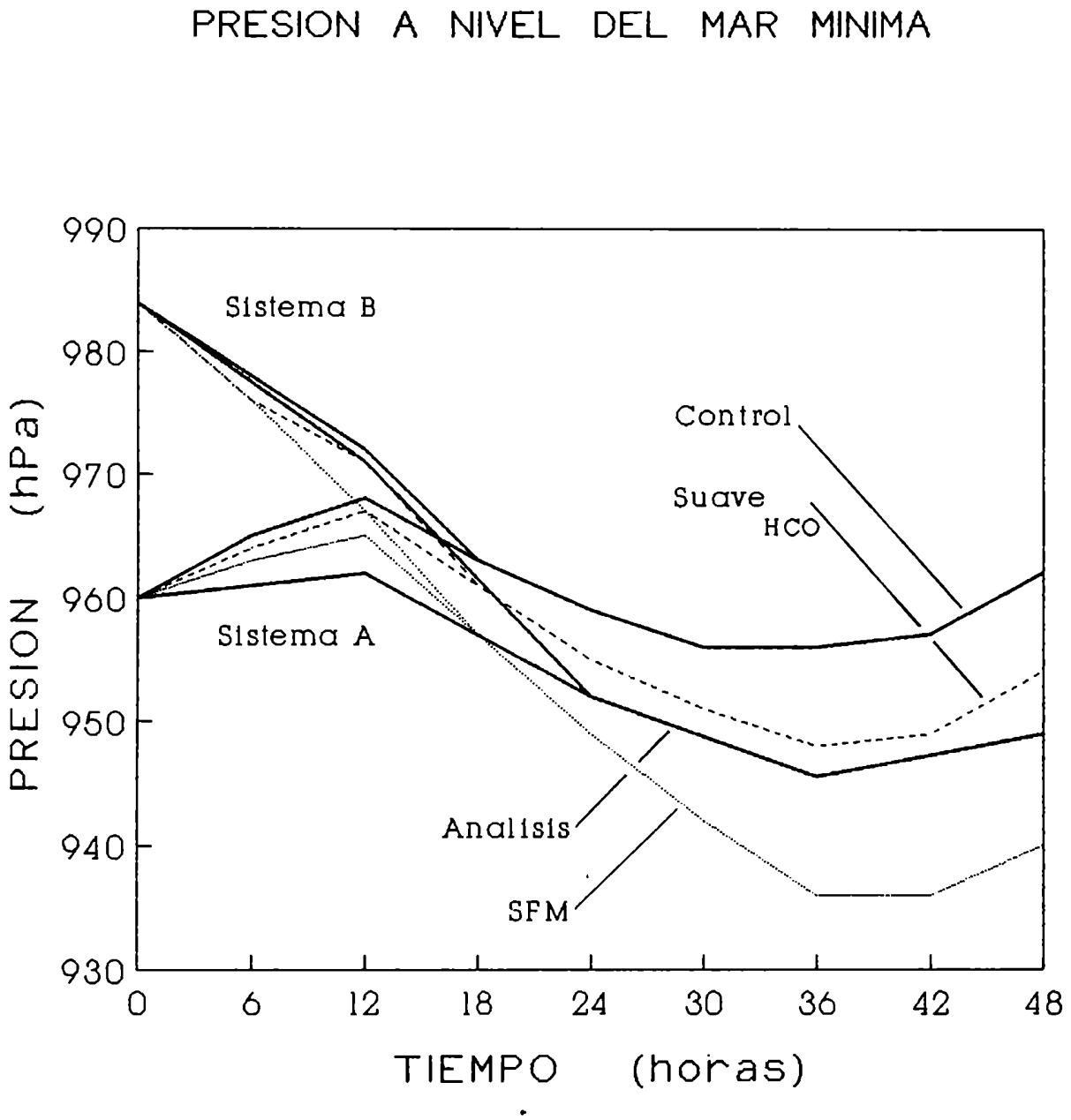


Figura 5.7: Tormenta generada sobre mar abierto: evolución temporal de la presión a nivel del mar mínima (en hPa) de los sistemas A y B para el análisis (datos del ECMWF) y las simulaciones Control, SFM y $Suave_{HCO}$. Para el sistema B, la presión mínima se toma en el punto de máxima vorticidad en el nivel sigma inferior del modelo (≈ 80 m). La hora 0 corresponde al 4-12Z.

ENERGIA CINETICA

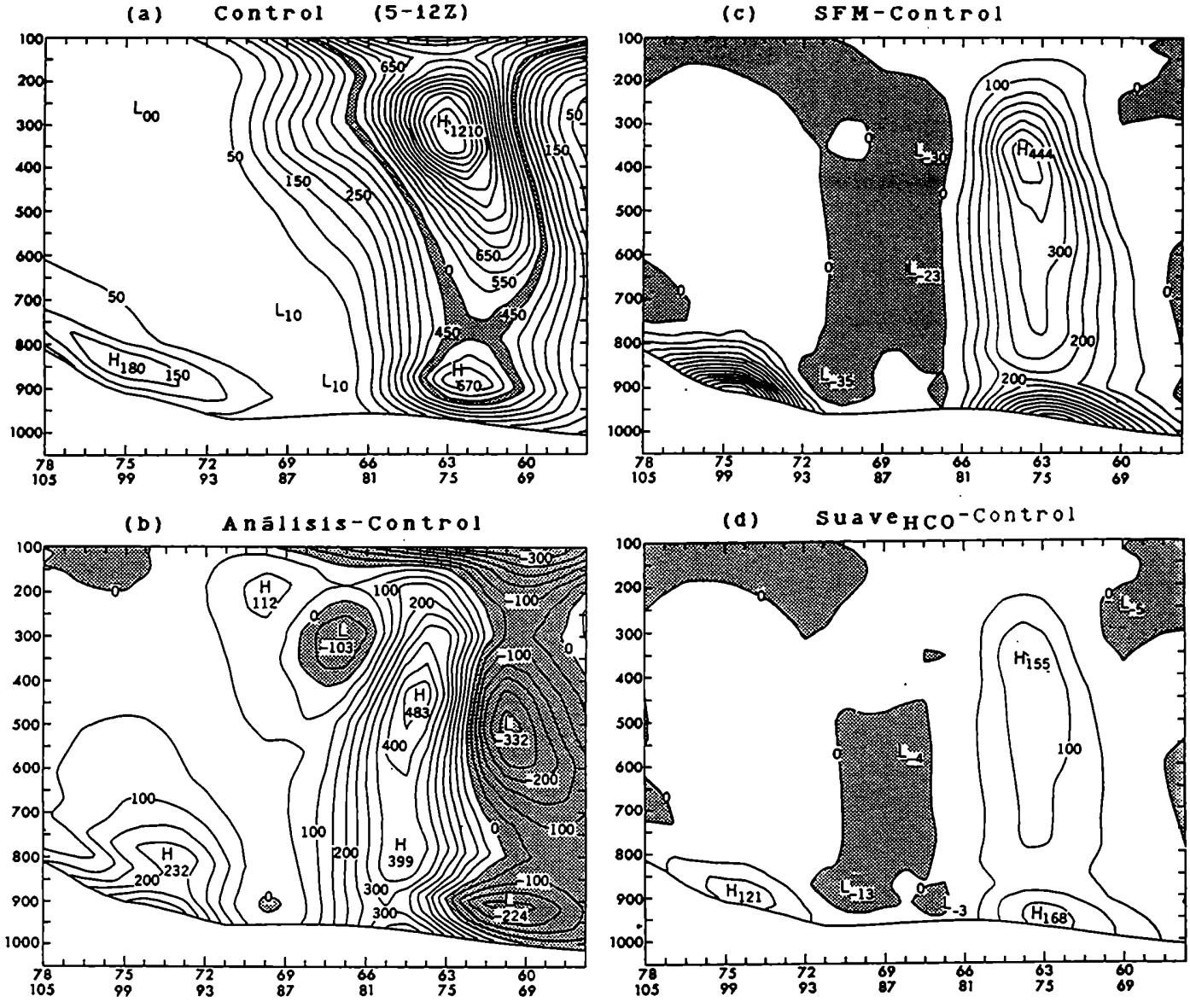


Figura 5.8: Tormenta generada sobre mar abierto, el 5-12Z: corte vertical de energía cinética (cada 50 m^2s^{-2}) de la simulación Control (panel a); y diferencias con el análisis (panel b) y las simulaciones (c) SFM y (d) Suave$_{HCO}$. El corte se hace a lo largo de la línea que une las coordenadas 78·S,105·O y 58·S,64·O (a través del centro del ciclón, aproximadamente perpendicular al frente).

5.6.2 *Resultados del experimento* $Suave_{HC}$

La disminución de la altura de la rugosidad Z_0 no sólo afecta al coeficiente de intercambio turbulento de momento (C_D), sino también al coeficiente de transferencia de calor (C_H). Al variar C_H se modifican los flujos superficiales de calor. Como en el Control la superficie cubierta por hielo es aerodinámicamente áspera, se produce una mayor transferencia turbulenta. Como consecuencia, en el sector caliente del sistema el aire se enfría más en el Control (mayor transferencia de calor hacia la banquisa) que en el caso $Suave_{HC}$. En el resto de la banquisa prácticamente no hay cambios entre ambas simulaciones (al inhibir el hielo la transferencia hacia arriba, en ambos casos los flujos son cercanos a cero). Estos cambios tienden a aumentar el contraste de temperatura en la zona frontal (es decir, la baroclinicidad). Sin embargo, como la transferencia de calor alcanza poca magnitud (los flujos no llegan a superar nunca los 50 Wm^{-2}) el impacto sobre la dinámica del sistema es poco significativo.

Al variar C_D se altera el flujo de cantidad de movimiento en la capa de superficie. El efecto inmediato en el caso $Suave_{HC}$, es un aumento del viento en el nivel sigma inferior sobre casi toda la zona en que se modifica la rugosidad. La mayor sensibilidad se da por delante de la baja, donde el viento del norte se intensifica hasta 5 ms^{-1}. Si bien en promedio se produce un incremento neto de la energía cinética en la capa límite, existen algunas zonas donde la velocidad del viento disminuye. Además de aumentar la intensidad del viento, la menor rugosidad tiende a disminuir su componente ageostrófica, disminuyendo la convergencia de Ekman sobre el centro del ciclón. La fig.5.10c muestra la diferencia en el campo de divergencia cerca de superficie respecto al Control. La anomalía es claramente menor a la que se produce en el caso Termo. Los valores positivos alrededor de 50°O indican que disminuyó la convergencia en el centro de la baja. En cambio, la convergencia se incrementa por delante del ciclón (debido al aumento del flujo cálido del norte) y al sudoeste de la baja (pues se intensifican los vientos que soplan desde el continente).

La menor convergencia sobre la baja produce menores velocidades verticales en la capa límite y una disminución de la vorticidad ciclónica asociada (fig.5.11c). Las variaciones en la estructura vertical de la vorticidad relativa son despreciables. No obstante, en el balance el sistema es ligeramente más ciclónico (la mayor parte de la figura presenta anomalías negativas).

La variación en la intensidad del campo de movimiento no está restringida a la capa límite sino que se extiende por encima de ésta. La fig.5.12c muestra cómo varía la energía cinética promediada en la vertical. La mayor variación se da por delante de la baja, donde la energía cinética se incrementa hasta 40 m^2s^{-2}, señalando una intensificación de la advección cálida. Por detrás de la baja, en cambio, la energía cinética en el caso $Suave_{HC}$ es inferior a la del Control. En el Pacífico Sur la rama polar del jet incrementa su energía cinética casi 30 m^2s^{-2}. Esta anomalía se extiende al norte de la banquisa, coincidiendo con la zona de máximos flujos superficiales de calor. En el experimento $Suave_{HC}$ los

vientos que abandonan la cubierta de hielo son más intensos y, por lo tanto, se incrementan los flujos turbulentos de calor en el borde de la banquisa. El mayor calentamiento del aire produce un mayor contraste de temperatura entre el océano y la banquisa, creciendo la baroclinicidad. Según la ecuación del viento térmico el mayor gradiente de temperatura incrementa los vientos en los niveles altos (se produce el efecto contrario al del caso Termo).

La presión a nivel medio del mar disminuye principalmente en dos zonas (fig.5.9c). Al sur del Mar de Weddell, la presión decrece (menos de 4 hPa) como consecuencia del incremento de la advección caliente sobre esa zona. El efecto de la disminución del transporte de Ekman sobre el centro del ciclón es despreciable (la presión mínima del sistema es casi igual que en el Control). Al oeste de la Península también disminuye la presión. Los mayores flujos superficiales de calor en el borde de la banquisa provocan un mayor calentamiento del aire que es advectado hacia el este, contribuyendo a un decrecimiento de la presión en esa zona (también inferior a 4 hPa).

5.6.3 *Resultados de los experimentos NoHielo y SFM*

En el experimento NoHielo se introducen simultáneamente los forzantes descriptos en los dos casos anteriores. De esta forma la banquisa presenta condiciones similares a las del océano abierto. Al comparar el panel "d" (caso NoHielo) con los paneles "b" y "c" (correspondientes a los casos Termo y $Suave_{HC}$) de las figuras 5.9, 5.10, 5.11 y 5.12, se aprecia que la anomalía que se produce en el caso NoHielo es, en una primera aproximación, una superposición de las anomalías de los dos primeros experimentos. La no linealidad de las ecuaciones que describen el movimiento atmosférico es responsable de que surjan algunos apartamientos respecto a la suma algebraica de los casos Termo y $Suave_{HC}$. Con la fig.5.12 se puede resumir el resultado del experimento NoHielo. Si bien la energía cinética aumenta ligeramente en el Pacífico Sur y por delante del centro del ciclón, es más notoria la pérdida en el Pasaje de Drake y alrededor de la baja. Las zonas de máxima intensidad del jet, tanto en el Pacífico como en el Weddell, casi no son afectadas. En general, las nuevas condiciones de superficie que se introducen en este experimento tienen un impacto menor sobre el desarrollo de la tormenta.

Dado que la eliminación de los flujos de cantidad de movimiento produjo la mayor sensibilidad entre los experimentos correspondientes a la tormenta oceánica, se repitió la simulación SFM también para la tormenta formada sobre el hielo marino. En este experimento, se anula el coeficiente C_D no sólo sobre hielo sino en todo el dominio de integración del modelo, y por lo tanto la superficie terrestre no le extrae cantidad de movimiento al flujo. Comparando los paneles correspondientes a los distintos experimentos, se observa que es el caso SFM en el que se encontró la mayor sensibilidad. Cualitativamente los cambios que se producen son similares a los del caso $Suave_{HC}$, pero mucho más marcados.

La convergencia cerca de superficie y el transporte de Ekman hacia el centro del ciclón, desaparecen casi por completo (fig.5.10e). Los movimientos verticales asociados también decrecen en la troposfera inferior, en forma análoga a lo que ocurría con la tormenta oceánica. Esto se traduce en una disminución de la vorticidad ciclónica sobre el centro de la baja, hasta los 800 hPa (fig.5.11e). En cambio, por encima el sistema se hace más ciclónico. La máxima variación está cerca del jet en la alta troposfera.

Al intensificarse los vientos en superficie, la velocidad con la que el océano entrega calor a la atmósfera especialmente en el borde de la banquisa, crece proporcionalmente. Por ende también lo hace el gradiente meridional de temperatura en la discontinuidad hielo-mar abierto. Este calor es advectado hacia el este, contribuyendo a un notable decrecimiento de la presión a nivel del mar en esa zona (fig.5.9e). Otra zona en que disminuye fuertemente la presión es por delante y al sur de la baja, donde llega una mayor advección de aire cálido del norte.

El efecto más importante fue un gran incremento de la energía cinética en toda la troposfera (fig.5.12e), especialmente alrededor del Pasaje de Drake (en el jet polar del Pacífico), pero también crece la intensidad del jet por delante del ciclón. Por detrás de la baja hay una pequeña zona en la que la energía disminuye (decrece el flujo del sur cerca de superficie).

Distintos procesos físicos pueden contribuir al aumento de energía cinética por encima de la capa límite. Estos fueron ya mencionados cuando se estudió el forzante mecánico en la tormenta oceánica: una disminución del intercambio vertical de energía cinética debido a que disminuye la cortante del viento (si el viento en capas bajas se incrementa más que en las capas superiores), y/o debido a que se reduce el movimiento vertical en las capas bajas, y también posibles cambios locales en la intensidad de la advección horizontal de altura geopotencial. Especialmente en el Pacífico, al norte de 65°S (en la zona del jet) puede contribuir el incremento de la baroclinicidad como consecuencia del mayor contraste horizontal de temperatura.

5.7 Resumen

Se realizaron experimentos de sensibilidad utilizando el LAHM con el fin de determinar el impacto de los flujos superficiales de calor y cantidad de movimiento sobre el desarrollo de los ciclones subantárticos estudiados.

En el Control, se toma el modelo con sus parámetros originales. El hielo marino es aerodinámicamente áspero y tiene un espesor tal que inhibe fuertemente los flujos de calor. Se realizaron los siguientes experimentos orientados a determinar la influencia de la banquisa:

a) Termo: se elimina la propiedad de aislante térmico del hielo, pero

manteniendo una alta rugosidad sobre la banquisa;
b) $Suave_{HC}$: hielo aerodinámicamente suave, pero que inhibe los flujos de calor;
c) NoHielo: el hielo es suave y no inhibe los flujos de calor (condiciones similares a océano abierto).
Para completar el estudio de sensibilidad de estas tormentas a los flujos superficiales, se efectuaron algunos experimentos adicionales en los que las condiciones se modifican en todo el dominio del modelo:
d) SFC: se eliminan los flujos superficiales de calor;
e) SFM: se eliminan los flujos superficiales de cantidad de movimiento; y
f) $Suave_{HCO}$: similar a b) pero reduciendo además la rugosidad del océano.

En general, los estudios de sensibilidad muestran que los forzantes de superficie no juegan el rol más importante en el desarrollo de estos ciclones. Independientemente de las condiciones de la superficie del mar helado y del océano, ambos ciclones se formaron con una circulación y estructura similares a sus respectivas simulaciones de referencia. No obstante algunas importantes características, como la energía cinética que despliegan, pueden sufrir cambios bastante significativos.

Los flujos superficiales de calor, tienden a producir un impacto negativo sobre el desarrollo, ya que al calentarse la zona con advección fría, disminuye la baroclinicidad del sistema. No obstante, el impacto es poco significativo. La mayor sensibilidad se obtuvo en la tormenta del Weddell. En el Control el hielo prácticamente elimina el calentamiento por detrás del ciclón, mientras que en el caso Termo existen intensos flujos superficiales de calor en la costa del continente. Si bien se produce un decrecimiento de la energía cinética en toda la troposfera y de la vorticidad ciclónica de las capas medias e inferiores, el ciclón se desarrolla de manera semejante en ambas simulaciones a pesar del forzante térmico completamente distinto. En la tormenta previa, la respuesta al nuevo forzante es menor pues penetra en la banquisa ya en su etapa madura (sobre el océano tampoco mostró sensibilidad a los flujos de calor). En ambos ciclones, el calentamiento superficial produce una generalizada disminución de la presión a nivel del mar en la banquisa, excepto en la zona afectada por la advección cálida por delante de la baja.

La intensificación de la tormenta generada sobre mar abierto fue substancialmente acrecentada por la reducción o eliminación de la rugosidad superficial, especialmente sobre el océano. La reducción de la rugosidad de la banquisa provoca una intensificación de la advección cálida, que es forzada a ascender al llegar a la Antártida, produciendo una disminución de la presión a nivel del mar en la región.

La tormenta generada sobre hielo marino también se intensificó al eliminarse los flujos superficiales de cantidad de movimiento, como se observó a través del gran aumento de su energía cinética o del incremento de la vorticidad ciclónica en la troposfera media y superior. Si sólo se reduce la rugosidad de la banquisa, la tormenta también tiende a intensificarse, pero los cambios son menores.

PRESION A NIVEL DEL MAR

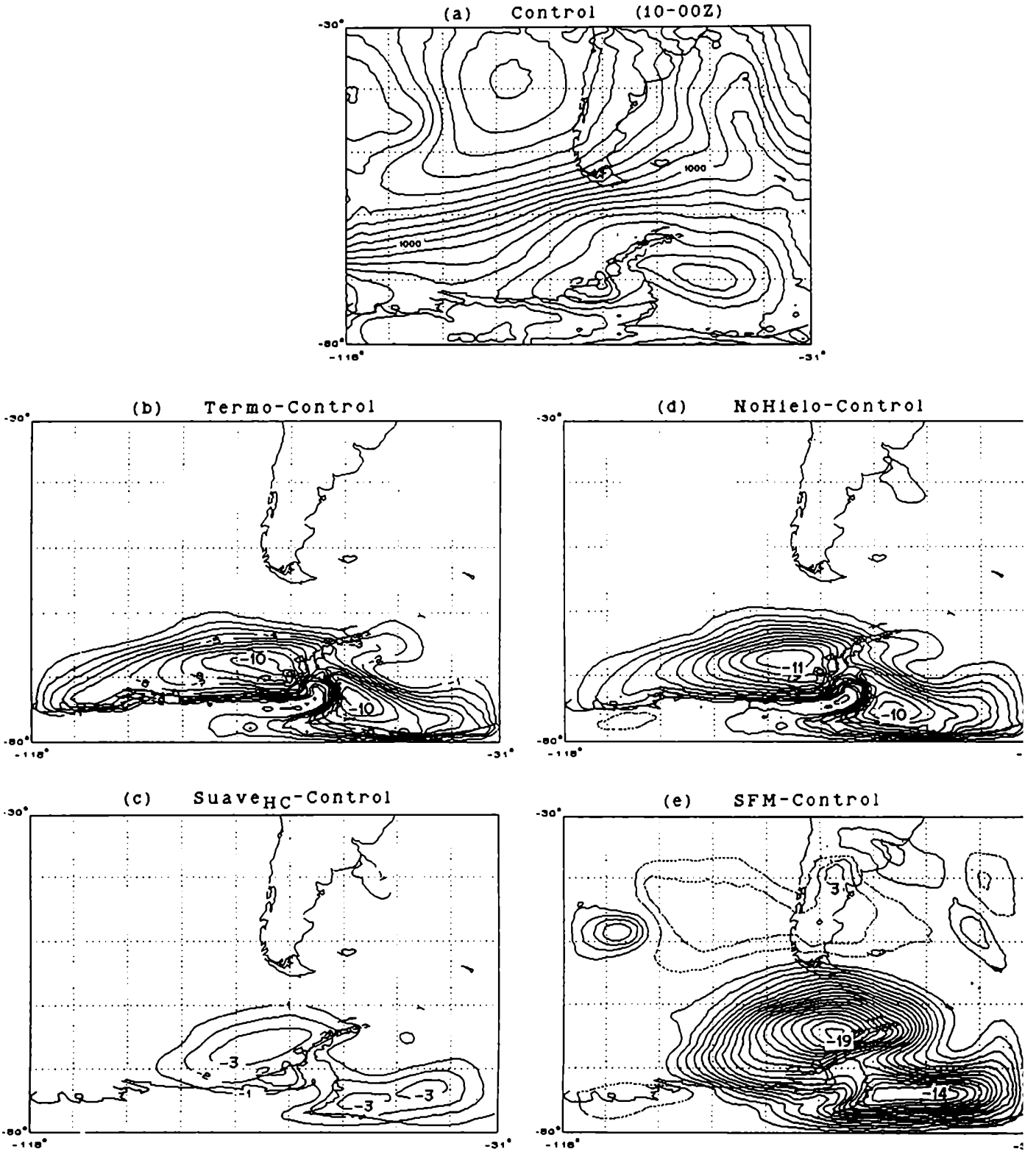


Figura 5.9: Tormenta generada sobre mar helado, el 10-00Z: presión a nivel del mar de la simulación Control (panel a, cada 4 hPa); y diferencias (cada 1 hPa, la isolínea cero no está graficada) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$, (d) NoHielo y (e) SFM.

PRESION A NIVEL DEL MAR

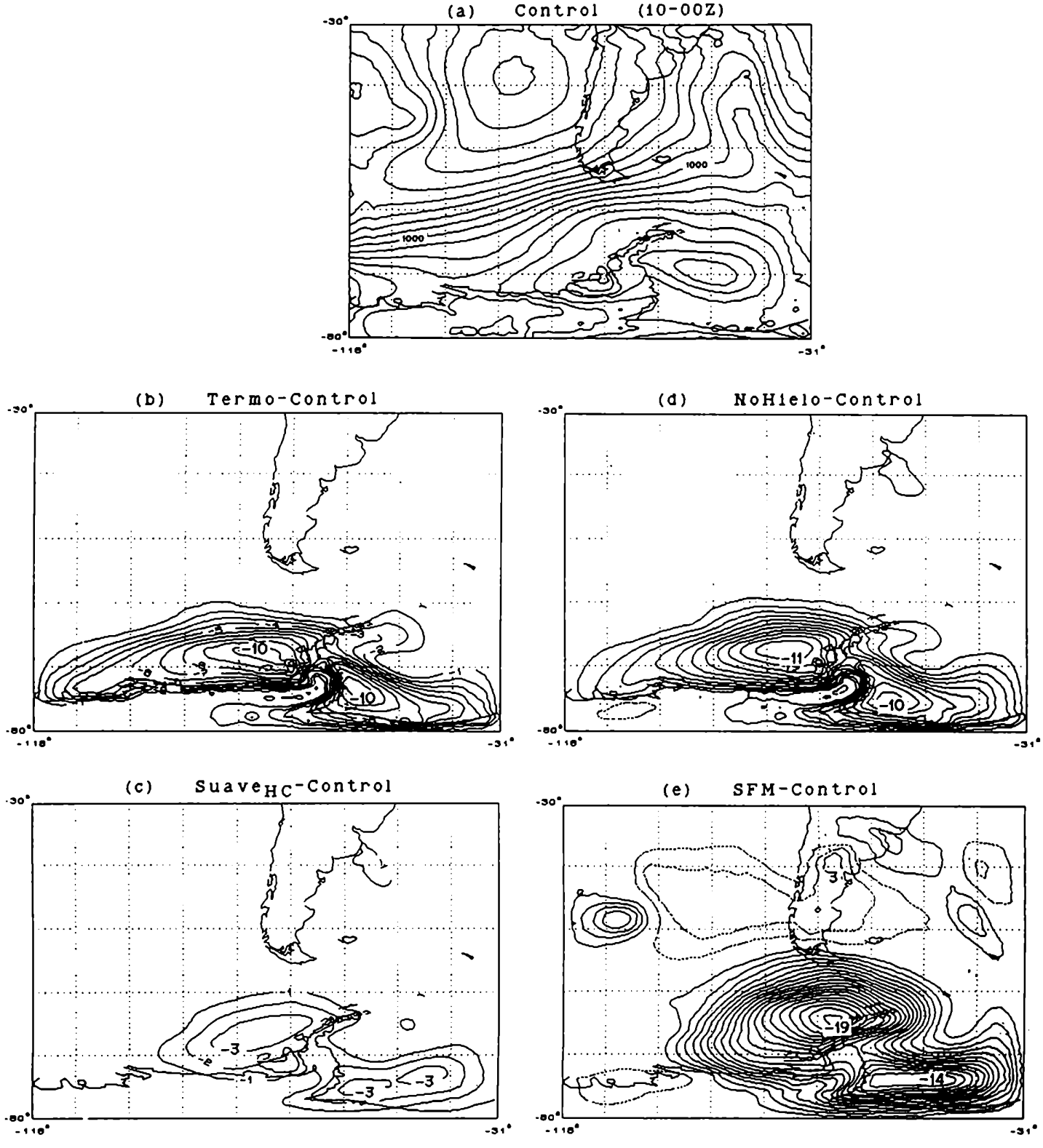


Figura 5.9: Tormenta generada sobre mar helado, el 10-00Z: presión a nivel del mar de la simulación Control (panel a, cada 4 hPa); y diferencias (cada 1 hPa, la isolínea cero no está graficada) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$, (d) NoHielo y (e) SFM.

VORTICIDAD RELATIVA

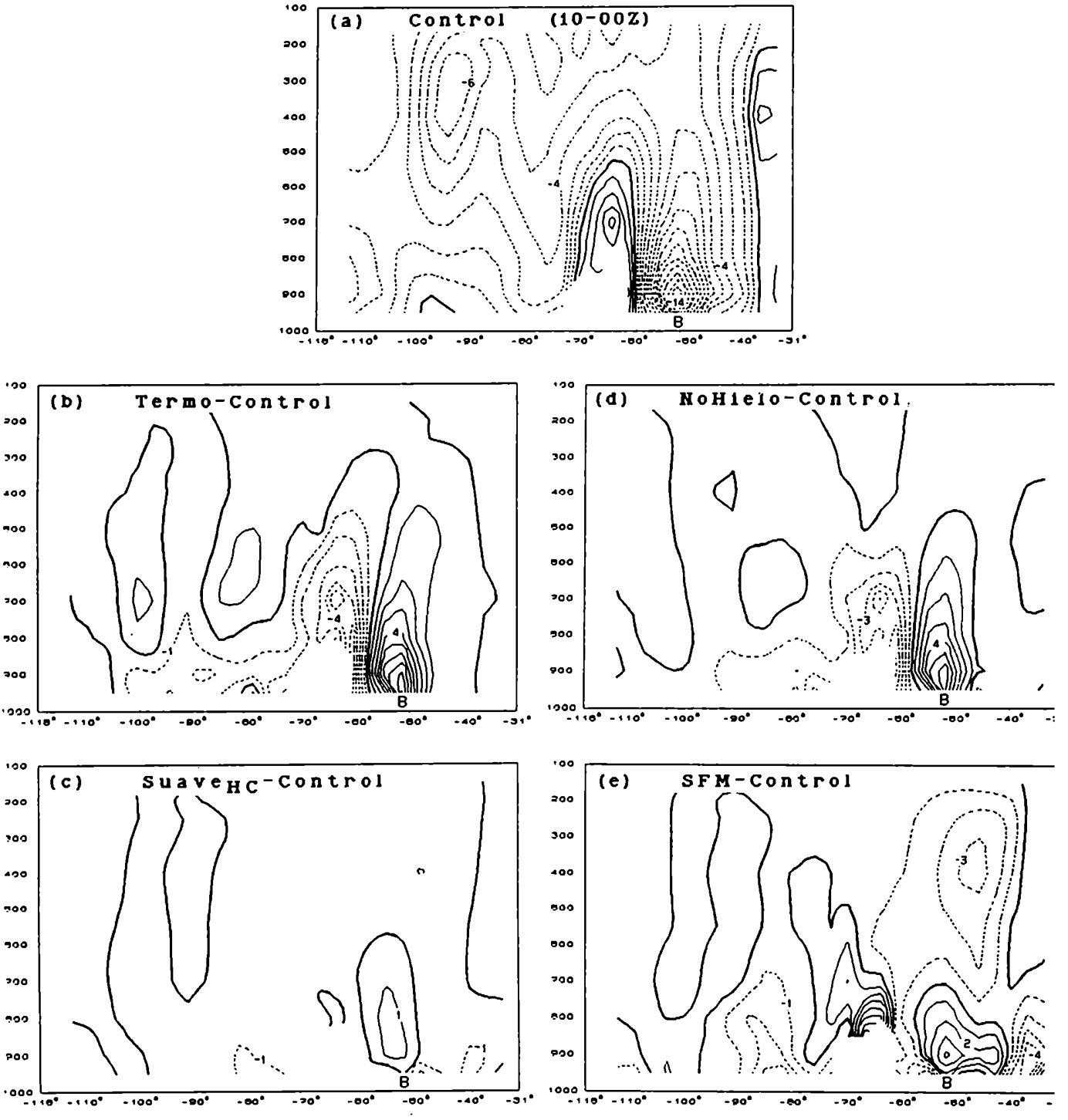


Figura 5.11: Tormenta generada sobre mar helado, el 10-00Z: corte vertical de la vorticidad relativa de la simulación Control (panel a, cada $1x10^{-5}s^{-1}$) a lo largo del paralelo 69.5°S, a través del centro del ciclón (marcado con la letra B) y diferencias (cada $1x10m^{-5}s^{-1}$) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$, (d) NoHielo y (e) SFM.

VORTICIDAD RELATIVA

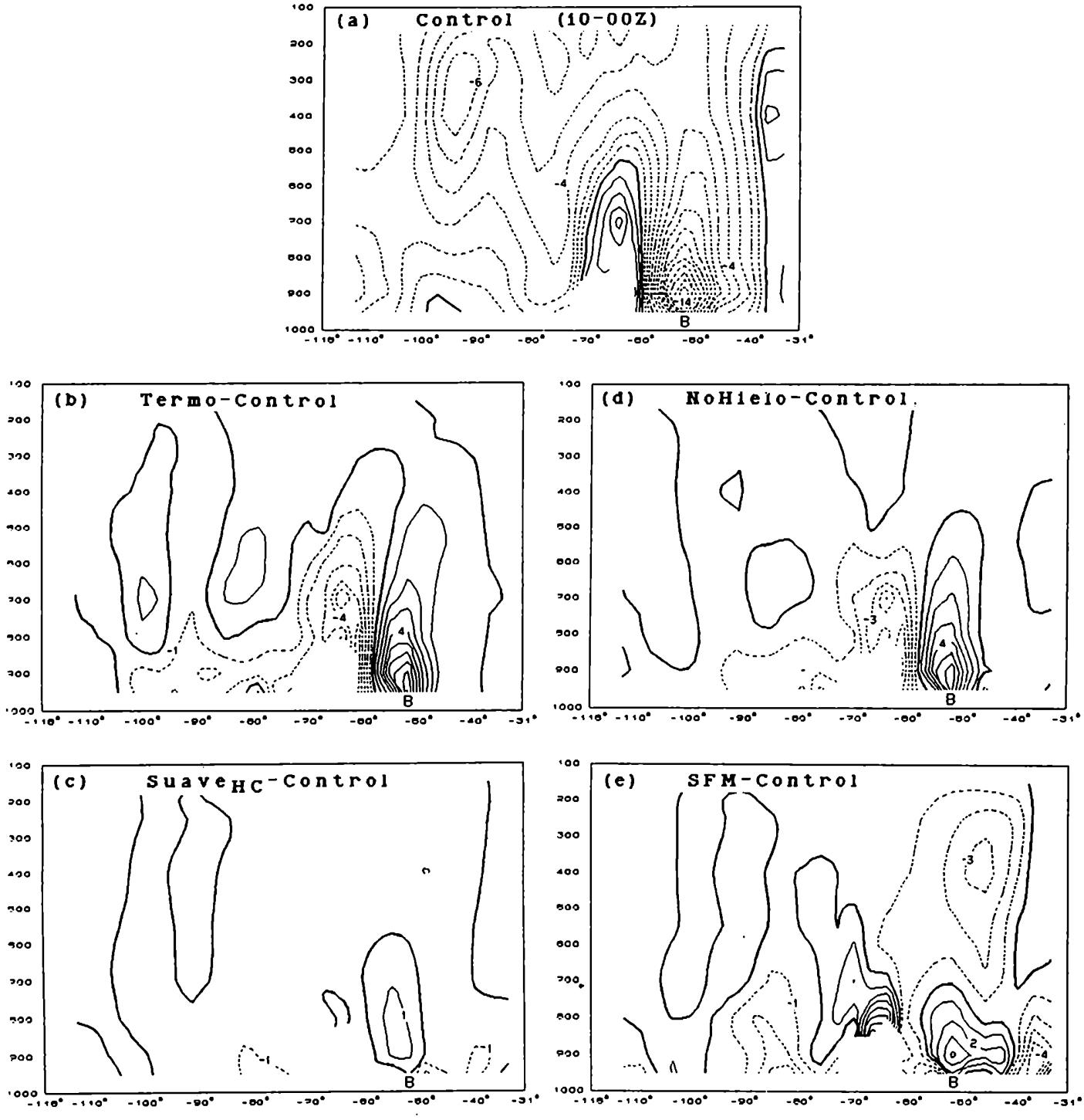


Figura 5.11: Tormenta generada sobre mar helado, el 10-00Z: corte vertical de la vorticidad relativa de la simulación Control (panel a, cada $1x10^{-5}s^{-1}$) a lo largo del paralelo 69.5°S, a través del centro del ciclón (marcado con la letra B) y diferencias (cada $1x10m^{-5}s^{-1}$) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$, (d) NoHielo y (e) SFM.

ENERGIA CINETICA PROMEDIADA EN LA VERTICAL

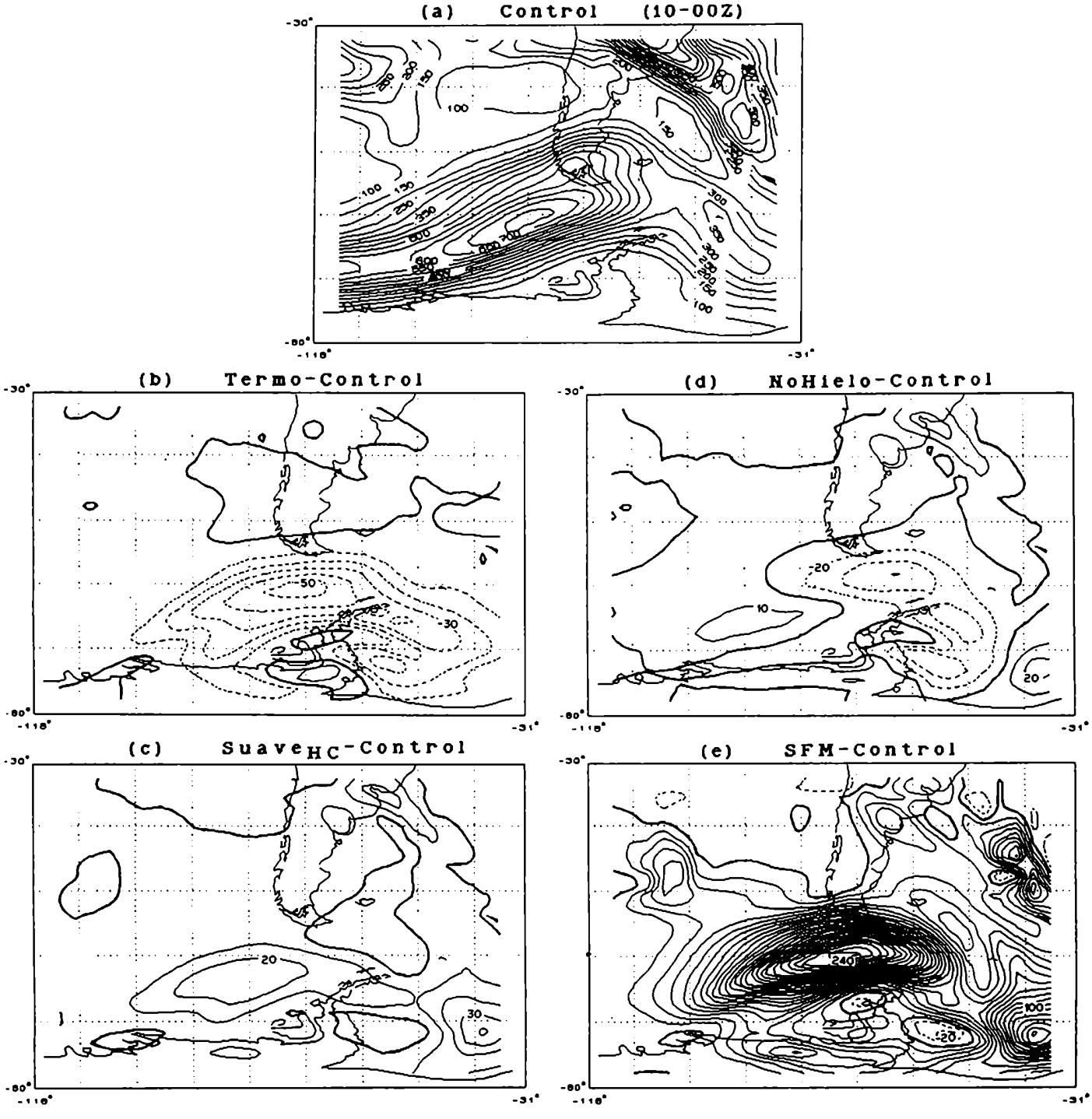


Figura 5.12: Tormenta generada sobre mar helado, el 10-00Z: energía cinética promediada en la vertical. Simulación Control (panel a, cada 50 m^2s^{-2}); y diferencias (cada 10 m^2s^{-2}) con las simulaciones (b) Termo, (c) Suave$_{HC}$, (d) NoHielo y (e) SFM.

parametrizado con un espesor muy superior al real, inhibiendo la transferencia de calor. Sobre el océano, la formulación de Charnock está muy difundida, estableciendo que la rugosidad del océano es proporcional al cuadrado de la velocidad del viento cerca de superficie ($Z_0=\alpha*V^2/g$). En los casos como éstos en que el viento en las capas bajas es muy intenso, el océano sería rugoso en exceso.

La primera tormenta se formó sobre una región del Pacífico Sur donde la energía suministrada por el océano a la atmósfera es despreciable. La segunda tormenta también se desarrolló sobre una zona en la que el intercambio de energía en la superficie es cercano a cero.

Se exploró el impacto que produciría una libre transferencia de calor en la zona de la banquisa. Cualitativamente el efecto que se produjo es semejante en ambas tormentas, pero en la tormenta del Weddell, al desarrollarse sobre la banquisa, se encontró una mayor sensibilidad (las anomalías son de mayor magnitud y se extienden más en la vertical superando la troposfera media). En ambos casos se encontró que los intensos flujos superficiales de calor en las costas antárticas no tienen ningún efecto significativo. Al calentarse el sector frío y permanecer casi sin cambio alguno el sector caliente, disminuye el contraste de temperatura, oponiéndose a un mayor desarrollo. El ciclón se hace un poco más débil (disminuye el gradiente de presión cerca del centro). Asimismo tiende a decrecer la energía cinética. Además, la intensa turbulencia destruye parte de la vorticidad en la troposfera inferior. No obstante, estos cambios no alteran el desarrollo general del sistema. A pesar de la fuerte destrucción de la baroclinicidad cerca de superficie, la tormenta se desarrolla de forma similar al Control, sugiriendo que el mecanismo de desarrollo es independiente de este forzante externo.

Estos resultados están en concordancia con estudios previos sobre tormentas desarrolladas en otras regiones (por ej., Kuo y Reed, 1988). Si bien los flujos de calor tienen poco impacto durante la etapa de rápida profundización de estos ciclones, el intenso calentamiento que se produce en el borde de la banquisa contribuye a crear las condiciones de inestabilidad necesarias para que una posterior tormenta pueda desarrollarse. En la zona del Pacífico donde se desarrolla la primera tormenta y se forman muy intensos flujos de calor asociados a la segunda tormenta, se encuentra un máximo de la frecuencia de ciclones en el hemisferio sur.

Si la banquisa es modelada como en el caso Control, con un espesor de hielo grande, producirá una gran discontinuidad en el límite hielo marino-océano abierto. Esta discontinuidad se manifiesta con un fuerte gradiente meridional de temperatura y con un decrecimiento de la estabilidad estática a través de los fuertes flujos de calor desde el océano. Ambos factores (contraste de temperatura y débil estabilidad) tienden a incrementar la baroclinicidad. Sobre hielo marino, por el contrario, la estabilidad estática es alta y la masa de aire antártico sufre allí poca variación.

Si se disminuye el espesor del hielo marino, el contraste térmico en el borde de la banquisa decrece, dado que el aire proveniente de la Antártida ya sería parcialmente calentado antes de llegar al océano abierto.

También fueron diseñados experimentos de sensibilidad para explorar el impacto de la rugosidad de la superficie del océano y del hielo marino.

Al reducirse la rugosidad del hielo, la estructura vertical y la dinámica tanto del primer ciclón (que penetra en la banquisa en su etapa madura) como del segundo ciclón (que se desarrolla sobre la banquisa), fueron similares a las respectivas simulaciones de control. La rugosidad del hielo no influyó mayormente sobre el desarrollo en la tropósfera media y superior. Asimismo el impacto sobre la convergencia de Ekman en el centro de los ciclones fue relativamente pequeño. En el caso de la tormenta oceánica, también se redujo en la misma proporción la rugosidad del mar abierto, encontrándose una respuesta algo mayor. La rugosidad sobre el océano abierto depende fuertemente de la velocidad del viento (muy intenso en este caso), a diferencia de la rugosidad del hielo que permanece fija.

En general, si bien la respuesta fue a veces poco significativa, en los experimentos en los que se redujo la altura de la rugosidad, la presión a nivel del mar, la energía cinética promedidada verticalmente y la distribución vertical de energía cinética estuvieron más cerca del análisis. Es decir, la simulación de esta tormenta fue mejorada al reducir Z_0 respecto a los valores asumidos corrientemente por el modelo.

La reducción de la rugosidad superficial produce algunos efectos indirectos que pueden resultar localmente importantes. El incremento de los vientos superficiales provoca un aumento de los flujos meridionales de calor hacia el sur por delante de los sistemas. Esto puede causar un calentamiento adicional sobre la capa límite, como ocurrió especialmente en el primer ciclón. En ese caso el flujo del norte fue forzado a ascender al llegar a la Antártida (por la pendiente topográfica y por los vientos catabáticos) provocando un transporte vertical de calor hacia arriba. También aumenta la velocidad de los vientos que abandonan el campo de hielos, intensificando los flujos superficiales de calor en el borde de la banquisa, y por ende, el contraste horizontal de temperatura (es decir, la baroclinicidad) en esa zona (más notorio en el segundo ciclón).

En otro experimento se redujeron simultáneamente la rugosidad y el espesor del hielo marino, combinándose los efectos de los forzantes mecánico y termodinámico descriptos anteriormente. En ambos ciclones se produjo un incremento de la energía cinética por delante del sistema (en la región del jet) y una destrucción de energía cinética por detrás (en el sector frío que es calentado desde superficie).

En otros experimentos se probó el caso extremo de eliminar los flujos de cantidad de movimiento en superficie. En estos casos la atmósfera responde rápidamente a través de un gran crecimiento de la energía cinética a través de

toda la tropósfera en las zonas de los jets.

La altura de la rugosidad influye en ambas tormentas a través de toda la tropósfera, sugiriendo una posible vinculación directa entre los procesos de superficie y el jet en los niveles superiores en las áreas de máximos ascensos.

El factor 100 usado en estos experimentos parece excesivamente grande, pero hay que tener en cuenta que lo que "siente" el modelo es el arrastre desde la capa de flujos constantes que depende directamente del viento y del coeficiente C_D. Este coeficiente C_D es aproximadamente proporcional a $\ln(Z_0)$, y sólo cambia aproximadamente un factor dos al reducir Z_0 cien veces. Los valores que toma C_D cerca de ambas tormentas, en los experimentos $Suave_{HC}$ y $Suave_{HCO}$, tanto sobre océano como sobre la banquisa y bajo diferentes condiciones de estabilidad atmosférica, están dentro del rango de valores posibles dados por Smith (1988), para superficies oceánicas extratropicales en invierno, y por Overland (1985), para el hielo marino.

Los resultados de estos estudios de sensibilidad a la rugosidad de la superficie, sugieren que una reducción en el parámetro Z_0 podría producir sistemas ciclónicos más intensos con menores presiones a nivel del mar. La reducción de Z_0 no sólo se debería realizar para el hielo marino, sino especialmente para el océano abierto sobre áreas de fuertes vientos. En el caso de ciclones oceánicos, como el ciclón del 5 de setiembre, que se generan en latitudes medias y luego migran hacia el sur, al ser más intensos contribuirían a reducir el promedio zonal de la presión en superficie en la región subantártica.

Dado que otro problema con varios de estos modelos de la atmósfera es que tienden a producir jets polares en invierno que son demasiado fuertes y demasiado zonales, a priori se requeriría, por el contrario, un aumento de la rugosidad para reducir la velocidad del jet. No obstante, si bien los modelos asumen coeficientes de intercambio turbulento de calor y cantidad de movimiento que pueden resultar pequeños para las regiones tropicales (Smith, 1988), el arrastre en áreas de fuertes vientos en las regiones extratropicales ya es, probablemente, suficientemente alto. Según Miyakoda y Sirutis (1983a) y según los resultados presentados aquí, la parametrización de los procesos de superficie puede influir sobre las características del jet y sus meandros. Al producir ciclones más intensos, un decrecimiento en el C_D de esta región podría también establecer una interacción más eficiente entre los ciclones y el flujo planetario, reduciendo la excesiva velocidad y la zonalidad del jet. Aunque las variaciones de la rugosidad superficial tomadas aquí no afectan drásticamente la calidad de las simulaciones de estos ciclones particulares, quedan planteadas estas hipótesis que pueden motivar futuras investigaciones.

A p e n d i c e

Descripcion del modelo

Se utilizó el modelo regional LAHM (Limited Area HIBU Model). La base del modelo fue originalmente desarrollada en forma conjunta por el Federal Hydrometeorological Institute de Yugoslavia y la Universidad de Belgrado. Este modelo, denominado HIBU (siglas de Federal Hydrometeorological Institute and Belgrade University), fue diseñado principalmente para el pronóstico del tiempo de corto plazo y para una región donde surgen serios problemas computacionales debidos a la presencia de una topografía muy irregular (Rancic y Janjic, 1979). Posteriormente el Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) le incorporó sus parametrizaciones físicas, denominándose este modelo LAHM/GFDL. Más tarde este modelo fue cedido al CIMA donde se lo utiliza desde 1987. El modelo resuelve la radiación, contiene diferentes parametrizaciones de la termodinámica húmeda, parametrización de la capa límite turbulenta y de la superficie del suelo y del hielo marino. El LAHM puede contribuir a una mayor comprensión de las tormentas severas y de los sistemas meteorológicos regionales en general. Una presentación del modelo puede ser hallada en Orlanski y Katzfey (1987). En la tabla II se encuentra un resumen de sus características.

El hecho de basar este estudio en resultados del modelo LAHM, implica que se dispuso de un conjunto de datos internamente consistentes, con una gran resolución espacial y temporal, y que no tienen las restricciones que afectan a los análisis. El modelo constituye una poderosa herramienta de investigación, de gran utilidad en el estudio de fenómenos del tiempo, que de otra forma sería dificultoso debido a la falta de observaciones de alta calidad y densidad en regiones como la Antártida.

Es un modelo tridimensional de alta resolución que resuelve las ecuaciones primitivas utilizando como coordenada vertical sigma,

$$\sigma = \frac{p - p_T}{\pi}$$

donde $\pi = p_S - p_T$ (p_S es la presión en superficie y p_T la presión en el tope de la atmósfera del modelo, p_T=100 hPa). Por lo tanto, es σ=1 en superficie y σ=0 en el tope. Para σ=1 y σ=0 se impone la condición $\dot{\sigma}$=0 ($\dot{\sigma} = d\sigma/dt$ es la velocidad vertical en el sistema sigma).

El modelo resuelve el sistema de ecuaciones primitivas en balance hidrostático y los procesos termodinámicos húmedos. Las ecuaciones que resuelve, escritas en el sistema sigma, son:

Ecuaciones de movimiento

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{h_1}\left[\left[\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}\right]_\sigma - \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta}\left[\frac{\partial \zeta}{\partial \lambda}\right]_\sigma\right] - V.\nabla_\sigma u - \sigma\frac{\partial u}{\partial \sigma} + \left[f - \frac{u}{h_1 h_2}\frac{\partial h_1}{\partial \varphi}\right] v + F_\lambda$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{h_2}\left[\left[\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}\right]_\sigma - \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta}\left[\frac{\partial \zeta}{\partial \varphi}\right]_\sigma\right] - V.\nabla_\sigma v - \sigma\frac{\partial v}{\partial \sigma} - \left[f - \frac{u}{h_1 h_2}\frac{\partial h_1}{\partial \varphi}\right] u + F_\varphi$$

Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\int_0^1 \nabla_\sigma.(\pi V)\, d\sigma$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} = -\frac{1}{\pi}\left[\frac{\partial \pi}{\partial t} + \nabla_\sigma.(\pi V)\right]$$

Ecuación termodinámica

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p}\omega\alpha - V.\nabla_\sigma T - \sigma\frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{1}{c_p}Q$$

Ecuación de estado

$$p\alpha = RT$$

Ecuación hidrostática

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha$$

Ecuación de humedad

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -V.\nabla_\sigma q - \sigma\frac{\partial q}{\partial \sigma} + q' + S$$

donde φ y λ son la latitud y la longitud geográficas, $h_1=a*\cos(\varphi)$, $h_2=a$ (a es el radio terrestre), Φ es el geopotencial, $\zeta=(\ln p)^2$, F_φ y F_λ representan los efectos de la fricción y de la turbulencia sobre la velocidad, Q es el calentamiento diabático, q' representa los efectos turbulentos sobre la humedad específica, y S representa las fuentes y sumideros de vapor de agua. El resto de la notación es la usada habitualmente.

Características Generales

El modelo utiliza una malla fija latitud-longitud del tipo E de Arakawa (1972), con variables de masa y momento definidas en puntos alternados. La resolución horizontal se elige de acuerdo al caso particular que se desee estudiar, estando limitada principalmente por la capacidad computacional, pero también por tratarse de un modelo hidrostático. En cuanto a la resolución vertical se puede optar entre 9 y 18 niveles sigma. El paso temporal se suele tomar entre 2 y 5 minutos.

El dominio de integración del modelo puede elegirse arbitrariamente. Así es posible hacer un pronóstico del tiempo con alta resolución en áreas de diferentes escalas, desde regional a mesoescala. El incremento de la resolución horizontal se traduce en una mayor exactitud en el pronóstico de la mesoescala.

La extensión de los pronósticos o simulaciones es en general de 48 horas. Aunque no existan problemas computacionales (de inestabilidad numérica), no tiene sentido continuar la integración cuando la influencia que recibe el modelo desde los bordes alcanza la mayor parte de los puntos interiores.

La fuerza del gradiente de presión en el sistema de coordenadas sigma es un pequeño residuo de dos términos mayores con signo opuesto, y en consecuencia, errores relativamente pequeños en estos dos términos pueden resultar en un gran error al sumarlos. Como en zonas con topografía abrupta los gradientes horizontales son muy grandes, ésto puede convertirse en una fuente de error. Las técnicas numéricas empleadas en el modelo previenen este tipo de error*.

Probablemente debido a las perturbaciones de pequeña escala producidas por la orografía, los esquemas centrados simples para los términos advectivos tienden a generar inestabilidad no lineal. Janjic (1977) describe algunos métodos numéricos desarrollados para el modelo HIBU en la malla E, que previenen la inestabilidad numérica (particularmente en regiones con topografía).

El modelo posee propiedades conservativas que permiten calcular los términos

---

(*)Nota: Para detalles más puntuales de los métodos numéricos empleados por el modelo se pueden consultar los trabajos de Janjic (1977), Mesinger (1977, 1981), y Mesinger y Strickler (1982).

advectivos sólo una vez cada dos pasos de tiempo usando el esquema de Heun. La ventaja computacional que resulta no disminuye la exactitud de la solución. El esquema conserva, dentro del dominio de integración, la energía cinética para las componentes rotacional y divergente del viento, la enstrofía para la componente rotacional del viento, la energía total y la humedad.

Durante las primeras horas de la simulación se filtra el ruido introducido por los campos iniciales no balanceados. De no ser así este desbalance produciría fluctuaciones de alta frecuencia en la divergencia del vector velocidad, que se reflejarían en los movimientos verticales. En la ecuación de continuidad el término de la divergencia tiene un tratamiento por el cual la propagación de las ondas de gravedad es solamente desde los puntos en que se generan hacia los puntos que los rodean (eliminando el crecimiento del ruido en intervalos mayores). Debido a estas y otras propiedades de conservación del modelo la difusión horizontal es un proceso de relativamente poca importancia, particularmente en simulaciones de pocos días (Mesinger, 1981). Sin embargo, se realiza la difusión horizontal de la cantidad de movimiento, temperatura y humedad, con los mismos intervalos de tiempo usados para los términos advectivos horizontales.

Condiciones de Contorno.

Este modelo puede ser utilizado en dos modos: pronóstico y simulación.

a) Modo pronóstico:

Las condiciones de borde son suministradas continuamente por un modelo global de pronóstico. La información se transmite en un solo sentido: del modelo grueso al fino. Este modo de operar el modelo se denomina "pronóstico" pues usa datos observacionales sólo del instante inicial.

El pronóstico es influenciado por las condiciones de contorno laterales a través de la advección y de la propagación de ondas planetarias hacia el interior del dominio de área limitada de valores especificados en los bordes. En consecuencia la exactitud del pronóstico dependerá no sólo de la calidad del modelo y de las condiciones iniciales, sino también en gran parte de la calidad del modelo de pronóstico de menor resolución que le provee información a los bordes del modelo anidado. Investigaciones previas (Orlanski & Katzfey, 1987) sugieren la creciente importancia de las condiciones de borde a medida que transcurre el tiempo de pronóstico. En general se observa una alta correlación entre los errores en el pronóstico de alta resolución y el pronóstico global dentro del dominio de área limitada.

b) Modo simulación:

Operar en modo simulación significa que se interpolan a los bordes del dominio de área limitada análisis globales o regionales de alta calidad cada cierto

intervalo de tiempo. Las condiciones de contorno laterales son linealmente interpoladas en el tiempo entre dos análisis sucesivos. Este modo se denomina "simulación" pues se utilizan condiciones observadas como restricción en los bordes.

En los últimos años, se obtuvieron considerables mejoras en el análisis de los fenómenos de la mesoescala utilizando modelos de área limitada. La alta resolución y la física sofisticada del LAHM hacen que cuando se corre en modo simulación sus resultados contengan rasgos de la escala subsinóptica que se pierden en los análisis globales.

El modo simulación es, en sí mismo, un poderoso sistema de asimilación cuatridimensional de análisis. En este sistema la inserción de los nuevos datos se hace a través de las condiciones de contorno laterales de la malla de área limitada.

Parametrizaciones

El modelo contiene el paquete E de parametrizaciones físicas de GFDL (Miyakoda y Sirutis, 1983 a,b), que comprende el esquema de cierre para la turbulencia, el esquema de semejanza de Monin-Obukhov y la simulación de los procesos que tienen lugar en la superficie de la tierra y del mar. En el capítulo 4 se describen las parametrizaciones de los procesos de superficie de mayor interés para esta investigación.

En la superficie del planeta el modelo tiene en cuenta el balance de calor, la conducción de calor en el suelo y en el hielo marino, el albedo, la fusión y acumulación de nieve, la evapotranspiración, el escurrimiento y el contenido de humedad en el suelo.

Los flujos en la capa de superficie se parametrizan utilizando el esquema de Monin-Obukhov (1954), en el que unos pocos parámetros gobiernan la estructura de cualquier variable dentro de esta capa. Los coeficientes de intercambio turbulento en superficie son definidos sobre la tierra y sobre el océano independientemente, y dependen de la rugosidad de la superficie y de la estabilidad.

El esquema de cierre para la turbulencia es el de Mellor y Yamada (1974) en el nivel de jerarquía 2.5. Los procesos en la capa límite (CLP) son representados adecuadamente por este esquema. Tiene la capacidad de simular el jet nocturno, la turbulencia de aire claro (en la tropósfera, fuera de la CLP) y los procesos de transporte turbulento en la capa de superficie. También puede reproducir la transición del perfil térmico en el tope de la CLP, aunque no de manera tan conspicua como en el modelo de jerarquía 3. Uno de los méritos en el modelo de nivel 2.5 es que la turbulencia se difunde espacialmente tanto en la vertical como en la horizontal, desde áreas generadoras de turbulencia hacia zonas estables. Como resultado, la humedad en la CLP, por ejemplo, se distribuye adecuadamente sobre la CLP, digamos hasta unos 3 km de altura. En cambio, en el

modelo de nivel 2, la difusión está confinada en la región inestable de la CLP.

Se utilizan los algoritmos de Fels-Schwarzkopf de transferencia radiativa para radición de onda corta y onda larga. El cálculo del calentamiento radiativo es un problema de gran complejidad matemática que es resuelto de manera eficiente por dicho esquema computacional (Fels y Schwarzkopf, 1975). La insolación y el albedo son calculados como funciones de la latitud determinando el ángulo cenital para el día correspondiente a la simulación. La variación diurna del ángulo azimutal no está incorporada.

El transporte vertical de calor se obtiene mediante un ajuste convectivo seco. Respecto al tratamiento de la termodinámica húmeda, en todas las simulaciones se empleó el esquema de Arakawa-Schubert (1974). Se considera un espectro de tipos de nubes que afectan el entorno principalmente de dos formas: induciendo subsidencia entre las nubes (que calienta y seca el entorno), y a través de la salida de aire saturado en los topes de las nubes (que enfría y humedece el entorno). Además se supone que la generación de inestabilidad convectiva húmeda, por procesos de gran escala, está cercana al equilibrio con la destrucción de esa inestabilidad por el transporte vertical de calor y humedad dentro de las nubes. Como consecuencia, el conjunto de cúmulus sigue una secuencia de estados cercanos al equilibrio con los forzantes de escalas mayores. Una breve descripción de este esquema se puede hallar en Tiedtke (1988).

Además del esquema de Arakawa-Schubert, el modelo contiene otros dos tratamientos para la termodinámica húmeda, que no fueron utilizados en estas simulaciones: el ajuste adiabático húmedo y un tratamiento explícito para la convección. El primero es el tradicional esquema propuesto por Manabe et al. (1965), en el cual se supone que cuando el gradiente en un área saturada excede el adiabático húmedo, la intensidad de la convección es suficientemente fuerte para mantener el gradiente neutral de temperatura potencial equivalente. La otra posibilidad, cuando se trabaja con una malla de alta resolución, es el tratamiento explícito de la convección (similar al empleado por Ross y Orlanski, 1978), que resuelve ecuaciones para el vapor de agua, lluvia y agua en las nubes, con un mínimo de parametrización.

Inicialización del modelo

El código fortran del modelo fue modificado en el CIMA de forma tal de poder ser ejecutado en el sistema computacional disponible en la Argentina. Los experimentos se llevaron a cabo en el sistema IBM 3031 del Centro Atómico Constituyentes de la Comisión Nacional de Energía Atómica.

Las condiciones iniciales del primer caso estudiado correspondieron a las 12Z del 4 de setiembre de 1987. Todos los experimentos realizados sobre este caso tuvieron el mismo conjunto de condiciones iniciales, y cubren un lapso de 48 horas. El segundo caso fue inicializado a las 00Z del 8 de setiembre, y las corridas también fueron por 48 horas.

La topografía es interpolada a la malla del modelo (con un esquema de Bessel) desde un archivo de alta resolución (1/6°x1/6°). La temperatura de la superficie y los límites del hielo marino son datos climatológicos medios del mes de setiembre (Alexander y Mobley, 1976). Los valores correspondientes al mes de setiembre de 1987, no presentan diferencias significativas respecto a los climatológicos, ni en la temperatura de superficie ni en los bordes del hielo marino.

Las condiciones iniciales fueron interpoladas a la malla del modelo a partir de los análisis operativos globales del ECMWF, asumiendo un ajuste hidrostático del campo de temperatura. La resolución horizontal del análisis es 2.5°x2.5°. Estos datos del centro europeo corresponden a análisis cada 12 horas de los campos de temperatura, viento, velocidad vertical, geopotencial y humedad, en los 7 niveles de presión estándar (1000 a 100 hPa). La velocidad vertical analizada no es utilizada en la interpolación de las condiciones iniciales del modelo. Las interpolaciones se realizaron horizontalmente con un esquema bilineal y verticalmente vía splines cúbicos. Para evitar hacer extrapolaciones se tomó una presión en el tope de p_T=100 hPa (coincidiendo con el último nivel con datos del análisis).

Las condiciones de contorno laterales también fueron interpoladas desde análisis globales del ECMWF. El modelo se ejecutó en "modo simulación", asimilando nuevos datos a través de los bordes cada 12 horas. En cada paso de tiempo del modelo, las condiciones de borde son linealmente interpoladas en el tiempo entre dos análisis sucesivos.

El recinto de integración del modelo de área limitada abarca desde 118°O hasta 31°O y desde 30.5°S hasta 80°S. La resolución horizontal es 1.5° de longitud por 0.75° de latitud. Fue seleccionada de esta forma para tener, en lo posible, una separación espacial similar en las altas latitudes. Esta resolución equivale aproximadamente a unos 83 km en el sentido norte-sur, y a alrededor de 57 km según oeste-este, en el paralelo 70°S.

Por razones de economía computacional, se optó por una resolución vertical de 9 niveles sigma. Estos 9 niveles tienen una separación irregular: 0.019425, 0.08595, 0.19782, 0.344625, 0.505125, 0.668675, 0.813175, 0.927395 y 0.9911. Los niveles sigma inferiores equivalen, para una presión en superficie de 1000 hPa, a las presiones 814, 928 y 991 hPa, respectivamente. Con esta resolución, el volumen de atmósfera considerado está cubierto por un arreglo de 59x67x9 = 35577 puntos en la malla del dominio de integración. El paso temporal fue de 120 segundos.

Trayectorias

Para calcular las trayectorias es necesario almacenar, a intervalos regulares

de tiempo, una gran cantidad de información suministrada por el modelo LAHM: las componentes zonal y meridional del viento, la velocidad vertical en el sistema sigma y la presión en superficie. Las posiciones iniciales de las diferentes parcelas de aire se eligen de manera arbitraria. La posición final de una dada parcela se obtiene siguiendo un proceso iterativo. En cada iteración, se traslada la parcela hacia adelante en el tiempo con una velocidad uniforme, que es el promedio entre la velocidad inicial de la parcela y la velocidad de la parcela interpolada de los campos del modelo en la posición final. La iteración se repite hasta que la posición de la parcela, al final del intervalo de tiempo, no cambia más que una cantidad especificada. Luego se repite el proceso para el siguiente intervalo de tiempo. Se debe mencionar que, al suponer una velocidad uniforme, se desprecian términos de segundo orden, apareciendo en consecuencia una divergencia ficticia en el campo de velocidades. Este error se torna despreciable considerando un intervalo de tiempo suficientemente pequeño. Para las trayectorias de las figuras de los capítulos 3 y 4 se tomó un lapso de 9 minutos.

Dr. Isidoro Orlanski
Director de Tesis

Lic. Claudio G. Menéndez

Dr. Héctor Ciappesoni
Codirector

1. Ecuaciones
- Primitivas en balance hidrostático
- Procesos termodinámicos húmedos

2. Dimensiones
- Tridimensional
- Sistema de coordenadas: latitud-longitud-sigma
- Malla horizontal del tipo E de Arakawa
- Dominio de integración: arbitrario [30.5°S a 80°S; 31°O a 118°O]
- Resolución horizontal: arbitraria [0.75°x1.5°]
- Resolución vertical: 9 ó 18 niveles sigma [9 niveles]
- Paso de tiempo: entre 2 y 5 minutos [120 s]

3. Descripción
- Condiciones iniciales: se interpolan desde un conjunto de datos ya analizados [análisis ECMWF]
- Condiciones de borde laterales: en modo simulación interpoladas desde análisis cada 12 horas, en modo pronóstico suministradas por un modelo global de pronóstico; [modo simulación]
- Condición en el borde superior: tapa rígida [en 100 hPa]
- Topografía interpolada desde un archivo de alta resolución [1/6°x1/6°]
- Los términos advectivos se calculan cada dos pasos de tiempo
- Difusión horizontal de cuarto orden; los coeficientes de difusión son parámetros ajustables
- La temperatura de superficie se obtiene mediante un balance de calor sobre continentes y sobre hielo marino
- Sobre los océanos la temperatura de superficie permanece fija
- La humedad del suelo se estima a través de un balance entre la evaporación, la precipitación y el derretimiento de nieve
- Los flujos en la capa de superficie se parametrizan mediante el esquema de Monin-Obukhov
- Esquema de cierre para la turbulencia de Mellor y Yamada (1974), en el nivel 2.5
- El transporte vertical de calor se alcanza con un ajuste convectivo seco
- Algoritmos de Fels-Schwarzkopf de transferencia radiativa
- Albedo: proporcional al tipo de superficie y al ángulo cenital
- Ondas gravitatorias presentes en la solución, pero los modos con longitud de onda $O(2\Delta x)$ están suprimidos por la difusión horizontal de cuarto orden
- Nubes y precipitación; el modelo contiene los esquemas: a) ajuste convectivo húmedo, b) Arakawa-Schubert y c) convección explícita; [Arakawa-Schubert]

Tabla II: Resumen de las características generales del modelo LAHM. Entre corchetes están las opciones utilizadas en esta investigación.

REFERENCIAS

Ackley S.I., 1981: A review of sea-ice weather relationships in the Southern Hemisphere. Sea Level, Ice, Climatic Change, 131, 127-159.

_____, Keliher T.E., 1976: Antarctic sea dynamics and its possible climatic effects, AIDJEK Bull., 33, 53-56.

Adler R.F., 1975: A comparison of the general circulation of the Northern and Southern Hemispheres based on satellite, multichannel radiance data. Mon. Wea. Rev., 103, 52-60.

Alexander, R.C. and R.I. Mobley, 1976: Monthly average sea-surface temperature and ice-pack limits on a 1° global grid. Mon. Wea. Rev., 104, 143-148.

Allison, I., 1989: Antarctic sea-ice in the weather and climate system. Proc. Conf. and Workshop on Antarctic Weather and Climate, Adelaide, 5-7 July, 1989.

Andreas, E.L., W.B. Tucker and S.F. Ackley, 1984: Atmospheric boundary-layer modification, drag coefficient, and surface heat flux in the antarctic marginal ice zone. J. Geophys. Res., 89, 649-661.

Antarctic Interactions, 1988: A Background Document for Producing a SCAR Plan Outlining. An Antarctic Component of the IGBP. Prepared by the U.S. National Committee for the 20th SCAR Meeting, Hobart, Tasmania, 5-16 September.

Anthes, R.A., Y.-H. Kuo and J.R. Gyakum, 1983: Numerical simulations of a case of explosive cyclogenesis. Mon. Wea. Rev., 111, 1174-1188.

Arakawa, A., 1972: Design of the UCLA general circulation model. Tech. Rep., 7. Dept. Meteor., University of California, Los Angeles.

_____ and W.H. Schubert, 1974: Interaction of culumus cloud ensemble with the large-scale environment, Part. I. J. Atmos. Sci., 31, 674-701.

Atlas, R., 1987: The role of oceanic fluxes and initial data in the numerical prediction of an intense coastal storm. Dyn. Atmos. Oceans, 10, 359-388.

Banke, E.G., S.D. Smith and R.J. Anderson, 1976: Recent measurements of wind stress on Arctic sea ice. J. Fish. Res. Board Can., 33, 2307-2317.

Bennett, T.J.Jr. and K. Hunkins, 1986: Atmospheric boundary layer modification in the marginal ice zone. J. Geophys. Res., 91, 13033-13044.

Boer, E.G., N.A. McFarlane, R. Laprise, 1984: The climatology of the Canadian Climate Centre GCM as obtained from a five year simulation. Atmosphere-Ocean. 22, 430-473.

Bosart, L.F., 1981: The Presidents'Day snowstorm of 18-19 February, 1979: A subsynoptic scale event. Mon. Wea. Rev., 109, 1542-1566.

Budd, W.F., 1975: Antarctic ice variations from satellite sensing in relation to climatic effects. J. Glaciol., 15, 417-427.

Carleton A.M., 1979: A synoptic climatology of satellite-observed extratropical cyclones activity for the Southern Hemisphere winter. Arch. Met. Geoph. Biokl., B27, 265-279.

_____, 1981a: Monthly variability of satellite derived ciclonic activity for the Southern Hemisphere winter. J. Climat., 1, 21-38.

_____, 1981b: Climatology of the "instant occlusion" phenomenon for the Southern Hemisphere winter. Mon. Wea. Rev., 109, 177-181.

Cavalieri P.J. and C.L. Parkinson, 1981: Large-scale variations of observed antarctic sea-ice extent and associated atmospheric circulation. Mon. Wea. Rev., 109, 2323-2336.

Charney, J.G. and M.E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. J. Atmos. Sci., 19, 159-172.

Charnock, H., 1955: Wind stress on a water surface. Q.J.R. Meteorol. Soc., 81, 639-640.

Chen T.-C., L.-B. Chang and D.J. Perkey, 1983: Numerical study of an AMTEX '75 oceanic cyclone. Mon. Wea. Rev., 111, 1818-1829.

Cressman, G.P., 1960: Improved terrain effects in barotropic forecasts. Mon. Wea.Rev., 88, 327-342.

Danard, M.B. and G.E. Ellenton, 1980: Physical influences of East Coast cyclogenesis. Atmos.-Ocean, 18, 65-82.

Emanuel K., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady state maintenance. J. Atmos. Sci., 43, 585-604.

_____ and R. Rotunno, 1988: Polar lows as Artic hurricanes. Tellus.

Faccini, E.E., 1986: Atlas de hielos marinos. Zona antártica comprendida entre los 0° y 90° de longitud oeste. Dirección Nacional del Antártico. Instituto Antártico Argentino.

Fels, S.B. and M.D. Schwarzkopf, 1975: The simplified exchange approximation: a new method for radiative transfer calculations. J. Atmos. Sci., 32, 1475-1488.

Fiedler, F. and H. Panofsky, 1972: The geostrophic drag coefficient and the effective roughness length. Q.J.R. Meteorol. Soc., 98, 213-220.

Fleagle, R.G. and W.A. Nuss, 1985: The distribution of surface fluxes and boundary layer divergence in midlatitude ocean storms. J. Atmos. Sci., 42, 784-799.

_____, N.A. Bond and W.A. Nuss, 1988: Atmosphere-ocean interaction in midlatitud storms. Meteor. and Atmos. Phys., 38, 50-63.

Garratt, J.R., 1977: Review of drag coefficients over oceans and continents. Mon. Wea. Rev., 105, 915-929.

Gill, A.E., 1982: Atmosphere-ocean dynamics. International Geophysics Series, Academic Press.

Hart T., 1989: Climate simulation with the BMRC global model: impact of changing physical parameterizations. Curso "Variabilidad climàtica y su impacto ambiental". Buenos Aires, 30 oct. al 11 nov. 1989.

Herman, G.F. and W.T. Johnson, 1978: The sensitivity of the general circulation to arctic sea ice boundaries; a numerical experiment. Mon. Weather Rev., 106, 1649-1664.

_____ and _____, 1980: Arctic and antarctic climatology of a GLAS general circulation model. Mon. Weather Rev., 108, 1974-1991.

Hibler, W.D., III, 1979: A dynamic thermodynamic sea ice model, J. Phys. Oceanogr., 9, 815-846.

Holton, J.R., 1979: An introduction to dynamic meteorology, Academic Press.

IGBP Report No. 9, 1988: Southern Hemisphere Perspectives of Global Change: Scientific Issues, Research Needs and Proposed Activities. Report from a Workshop held in Mbabane, Swaziland, 11-16 December. Edited by B.H. Walker and R.G. Dickson.

Janjic, Z.I., 1977: Pressure gradient force and advection scheme used for forecasting with steep and small scale topography. Beitr. Phys. Atmos., 50, 186-199.

Joffre, S.M., 1982: Momentum and heat transfers in the surface layer over a frozen sea. Boundary Layer Meteorol., 24, 211-229.

Karoly, D.J. and A.H. Oort, 1987: A comparison of Southern Hemisphere circulation statistics based on GFDL and Australian analyses. Mon. Weather Rev., 115, 2033-2059.

Kuo, Y.H. and R.J. Reed, 1988: Numerical simulation of an explosively deepening cyclone in the eastern Pacific. Mon. Weather Rev., 116, 2081-2105.

Large, W.G. and S. Pond, 1981: Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. J. Phys. Oceanogr., 11, 329-339.

Leavitt, E., 1980: Surface-based air stress measurements made during AIDJEX, in Sea Ice Processes and Models. University of Washington Press, Seattle, Wash., 419-429.

Manabe, S., J. Smagorinsky and R.F. Strickler, 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle. Mon. Wea. Rev., 93, 769-798.

Martin, S., P. Kauffman and C. Parkinson, 1983: The movement and decay of ice edge bands in the winter Bering Sea. J. Geophys. Res., 88, 2803-2812.

Maykut, G.A., 1978: Energy exchange over young sea ice in the central Arctic. J. Geophys. Res., 83, 3646-3658.

Mellor, G.L. and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layer. J. Atmos. Sci., 31, 1791-1806.

Mesinger, F., 1977: Forward-backward scheme and its use in a limited area model. Contrib. Atmos. Phys., 50, 200-210.

_____, 1981: Horizontal advection schemes of a staggered grid-An enstrophy and energy-conserving model. Mon. Wea. Rev., 109, 467-478.

_____ and R.F. Strickler, 1982: Effect of mountains in Genoa cyclogenesis. J. Met. Soc. Japan, 60, 326-338.

Mitchell, J.F.B. and T.S. Hills, 1986: Sea-ice and the antarctic winter circulation, a numerical experiment. Q.J.R. Meteorol. Soc., 112, 953-969.

_____ and _____, 1987: Reply to comment by Simmonds and Dix on 'Sea-ice and the antarctic winter circulation; a numerical experiment' by Mitchell and Hills. Q.J.R. Meteorol. Soc., 113, 1401-1403.

_____ and C.A. Senior, 1989: The antarctic winter; simulations with climatological and reduced sea-ice extents. Q.J.R. Meteorol. Soc., 115, 225-246.

Miyakoda, K. and J. Sirutis, 1983a: Manual of the E-Physics. GFDL/NOAA.

_____ and _____, 1983b: Impact of subgrid-scale parameterizations on monthly forecasts. Proceedings of

ECMWF Workshop on "Convection in large-scale numerical models", 231-277.

Monin, A.S. and A.M. Obukhov, 1954: Basic laws of turbulen mixing in the ground layer of the atmosphere. Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst. Tr., 151, 163-187.

Mullen, S.L., 1983: Explosive cyclogenesis associated with cyclones in polar air streams. Mon. Wea. Rev., 111, 1537-1553.

Nuss, W.A., 1989: Air-sea interaction influences on the structure and intensification of an idealized marine cyclone. Mon. Wea. Rev., 117, 351-369.

_____ and R.A. Anthes, 1987: A numerical investigation of low-level processes in rapid cyclogenesis. Mon. Wea. Rev., 115, 2728-2743.

Oort, A.H. and J.P. Peixòto, 1983: Global angular momentum and energy balance requirements from observations. In Theory of Climate, edited by B. Saltzman, Adv. Geophys. (Academic, New York), Vol.25, p.355.

Orlanski, I., 1986: Localized baroclinicity: a source for meso-α cyclones. J. Atmos. Sci., 43, 2857-2885.

_____ and L.J. Polinsky, 1984: Predictability of mesoscale phenomena. Proc. Int. Symp. Nowcasting, 2nd, Norrköping, Sweden, 271-280.

_____ and J. Katzfey, 1987: Sensitivity of model simulations for a coastal cyclone. Mon. Wea. Rev., 115, 2792-2821.

_____ and _____, 1991 (O&K): The life cycle of a cyclone wave in the Southern Hemisphere. Part I: eddy energy budget. J. Atmos. Sci., 48, 1972-1998.

_____, _____, C. Menéndez, M. Marino, 1991 (OKMM): Simulation of an extratropical cyclone in the Southern Hemisphere: model sensitivity. J. Atmos. Sci., 48, 2293-2311.

_____, M. Marino, C. Menèndez, J. Katzfey, 1989: The role of cyclones in the daily variability of Antarctic ozone. Third International Conference on Southern Hemisphere Meteorology & Oceanography, November 13-17, Buenos Aires, Argentina. Extended Abstracts, A.M.S, Boston, 416-420.

Overland, J.E., 1985: Atmospheric boundary layer structure and drag coefficients over sea ice. J. Geophys. Res., 90, 9029-9049.

Parish, T.R., 1984: A numerical study of strong katabatic winds over Antarctica. Mon. Wea. Rev., 112, 545-554.

Petterssen, S., 1956: Weather analysis and forecasting, Vol. 1: Motion and motion systems, 2nd ed., McGraw-Hill.

_____ and S.J. Smebye, 1971: On the development of extratropical cyclones. Q.J.R. Meteorol. Soc., 97, 457-482.

Rancic, M. and Z.J. Janjic, 1979: Fine mesh limited area primitive equation model, with time dependent boundary conditions. Federal Hidrometeorological Institute, University of Belgrade.

Ratcliffe, R.A.S. and R.M. Morris, 1978: Under the weather. Nature, 264, 4-5.

Reed R.J., 1979: Cyclogenesis in polar air streams. Mon. Wea. Rev., 107, 38-52.

_____ and M.D. Albright, 1986: A case study of explosive cyclogenesis in the eastern Pacific. Mon.

Wea. Rev., 114, 2297-2319.

Ross, B.B. and I. Orlanski, 1978: The circulation associated with a cold front. Part II: Moist case. J. Atmos. Sci., 35, 377-387.

Schell, I.I., 1970: Arctic ice and sea temperature anomalies in the northeastern North Atlantic and their significance for seasonal foreshadowing locally and eastward. Mon. Weather Rev., 98, 833-850.

Schlesinger, M.E., 1984: Atmospheric general circulation model simulations of the modern Antarctic climate. Report of Workshop 'Potential CO2-induced changes in the environment of West Antarctica'. Wisconson, 5-7 July 1983 (National Academy of Sciences), 155-196

Simmonds, I., 1981: The effect of sea-ice on a GCM of the southern hemisphere. Sea level, ice and climatic change. Ed. I Allison. IAHS Pub. No. 131, Pp. 193-206.

_____, 1985: Analysis of the 'spinup' of a general circulation model. J. Geophys. Res., 90, 5637-5660.

_____ and M. Dix, 1986: The circulation changes induced by the removal of Antarctic sea-ice in a July GCM. Report of Second International Conference on Southern Hemisphere Meteorology, December 1-5, Wellington N.Z., pp. 107-110.

_____ and _____, 1987: Comments on paper 'Sea-ice and the antarctic winter circulation: a numerical experiment' by Mitchell and Hills, 1986. Q.J.R. Meteorol. Soc., 113, 1396-1401.

Simmons, A.J. and B.J. Hoskins, 1978: The life cycles of some nonlinear baroclinic waves. J. Atmos. Sci., 35, 414-432.

Smith, S., 1988: Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. J. Geophys. Rev., 93, 15467-15472.

Streten N.A., 1980: Some synoptic indices of the Southern Hemisphere mean sea level circulation 1972-1977. Mon. Wea. Rev., 108, 18-36.

_____ and D.J. Pike, 1980: Characteristics of the broad scale Antarctic sea-ice extent and the associated atmospheric circulation, 1972-1977. Arch. Meteorol. Geophys. Biokl., 29, 279-299.

_____ and A. J. Troup, 1973: A synoptic climatology of satellite-observed cloud vortices over the Southern Hemisphere. Q.J.R. Meteorol. Soc., 99, 56-72.

Sutcliffe, R.C., 1947: A contribution to the problem of development. Q.J.R. Metorol. Soc., 73, 370-383.

Swanson, G.S. and K.E. Trenberth, 1981: Trends in Southern Hemisphere tropospheric circulation. Mon. Wea. Rev., 109, 1879-1889.

The National STORM Program, 1983: Scientific and Technological Bases and Major Objectives. Prepared for the NOAA by University Corporation for Atmospheric Research, Boulder, Colorado.

Tiedtke, M., 1988: Parameterization of cumulus convection in large-scale models. Physically-based modelling and simulation of climate and climatic change- Part I, Kluwer Academic Publishers, 375-431.

Trenberth, K.E., 1981: Interannual variability of the Southern Hemisphere 500 mb flow. Regional Characteristics. Mon. Wea. Rev., 109, 127-136.

_____, 1986: An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics. J. Atmos. Sci., 43, 2070-2087.

_____ and J.G. Olson, 1988: An evaluation and intercomparison of global analyses from the National Meteorological Center and the European Centre for Medium Range Weather Forecasts. Bul. Amer. Meteor. Soc., 69, 1047-1057.

Tucker, G.B., 1981: Diagnostic studies of synoptic and planetary scale systems, ICSU/WMO Intern. Conf. on Preliminay FGGE data analysis and results.

Uccelini, L.W., R.A. Petersen, K.F. Brill, P.J. Kocin and J.J. Tuccillo, 1987: Synergistic interactions between an upper-level jet streak and diabatic processes that influence the development of a low-level jet and a secondary coastal cyclone. Mon. Wea. Rev., 115, 2227-2261.

Van Loon, H., 1984: World survey of climatology. Vol. 15. Climates of the oceans. Ed. H. Van Loon. Elsevier, Amsterdam.

Valdes, P.J., and B.J. Hoskins, 1988: Baroclinic instability of the zonally averaged flow with bounday layer damping. J. Atmos. Sci., 45, 1584-1593.

Webster P.J. and D.G. Curtin, 1975: Interpretation of the EOLE Experiment II. Spatial variation of transient and stationary modes. J. Atmos. Sci., 32, 1848-1863.

Weller, G., 1980: Spatial and temporal variations in the south polar surface energy balance. Mon. Weather Rev., 108, 2006-2014.

-----, G., 1988: New Interdisciplinary Focus on Polar Regions. Earth Quest, Vol.2, No.2, 1-3.

Williams, J., R.G. Barry, W.M. Washington, 1974: Simulation of the atmospheric circulation using the NCAR global circulation model with ice age boundary conditions. J. Appl. Meteorol., 13, 305-317.

Wu, J., 1972: A note on surface roughness and resistance coefficient of sea ice. J. Geophys. Res., 77, 3272-3277.

Zillman, J.W., 1972: A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans. Meteorological Studies 26. Bureau of Meteorology, Australia.

Zwally, H.J., C. Parkinson, F. Carsey, P. Gloerson, W.J. Campbell, R.O. Ramseier, 1979: Antarctic sea-ice variations 1973-5. NASA Weather Climate Review Paper No. 56, 335-340.