



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE – 5272 – TDI / 447

**EFEITOS INTER-HEMISFÉRICOS DE INTENSAS FONTES
TROPICAIS DE CALOR.**

Dirceu Luiz Herdies

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pelo Dr Pedro Leite da Silva Dias,
aprovada em maio de 1991.

INPE
São José dos Campos
1991

551.513.1

HERDIES, D.L.

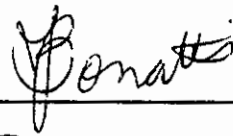
Efeitos inter-hemisféricos de intensas fontes tropicais de calor. / D.L.

Herdies. -- São José dos Campos: INPE, 1991. 152p. -- (INPE-5272-TDI/447)

1. Método semilagrangiano. 2. Fontes tropicais de calor. 3. Furacões. 4. Efeitos inter-hemisféricos. I. Título

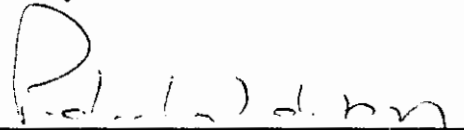
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Meteorologia

Dr. José Paulo Bonatti



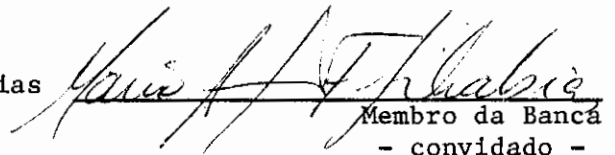
Presidente

Dr. Pedro Leite da Silva Dias



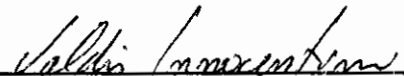
Orientador

Drª Maria Assunção Faus da Silva Dias



Membro da Banca
- convidado -

Dr. Valdir Innocentini



Membro da Banca

Dr. Prakki Satyamurty



Membro da Banca

Candidato: Dirceu Luis Herdies

São José dos Campos, 02 de maio de 1991

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Pedro Leite da Silva Dias, pelo incentivo e pela valiosa orientação segura e persistente durante o desenvolvimento deste trabalho, e cujo convívio e dedicação foram um privilégio para mim.

Ao M.Sc. Marco Antônio Maringolo Lemes, pelo permanente interesse com que acompanhou todo o desenvolvimento deste trabalho e as críticas e sugestões que em muito contribuíram à minha formação profissional.

Aos membros da banca examinadora, pela predisposição em analisar este trabalho, suas críticas e sugestões.

Aos colegas da Pós-Graduação, que direta ou indiretamente contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.

Ao pessoal do Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPTEC), pelo apoio e pelas facilidades oferecidas durante a realização deste trabalho.

A CAPES e a FAPESP pela concessão da bolsa de mestrado, sem a qual este trabalho não seria possível.

Ao INPE por fornecer as condições necessárias para a execução deste trabalho.

À minha esposa,
Lisiane,
pelo apoio e incentivo
e a meus pais,
Armando e Leonita,
com gratidão.

INTER-HEMISPHERIC EFFECTS OF STRONG TROPICAL HEAT SOURCES

ABSTRACT

The response over South America of the latent heat release in a strong perturbation (hurricane) moving over North Tropical Atlantic Ocean is investigated using a nonlinear semi-Lagrangian two layer primitive equation model. The model results show that such a perturbation propitiates a coupling with frontal system in the Southern Hemisphere and the convective explosion occurring over Central Brazil and West Amazon. As the disturbance moves to Northwest in the North Tropical Atlantic Ocean, the Northwesterlies high levels become more intense along the North coast of Brazil, opposing to the typically observed circulation during hurricane season (August to October). Meanwhile a well defined low pressure center appears over Central, North and Northwest Brazil. The results also show the importance of nonlinear terms in the dynamic evolution of the phenomenon: the strong shear inhibits the local and inter-hemispheric response, it occurs in the case of hurricane on the basic state with a strong anticyclonic vorticity. These nonlinear effects can be related to the divergence and vertical advection in the vorticity equation.

RESUMO

A resposta sobre a América do Sul a uma intensa perturbação que se move sobre o Oceano Atlântico Tropical Norte (com liberação de calor latente comparável àquela associada a furacões) é investigada usando um modelo não-linear semilagrangiano de equações primitivas de duas camadas. Os resultados do modelo evidenciam um possível acoplamento com sistemas frontais oriundos do Hemisfério Sul e a explosão convectiva que ocorre no Brasil central e oeste da Amazônia. À medida que o distúrbio move-se para noroeste ao longo do Oceano Atlântico Tropical Norte, os ventos de altos (baixos) níveis de orientação norte/nordeste (sul/sudoeste) tornam-se mais intensos na costa norte do Brasil, em oposição à circulação tipicamente observada nesta região no período de agosto a outubro. Paralelamente a esta inversão da circulação, aparece um centro de baixa pressão bem definido nas regiões central, norte e nordeste do Brasil. Os resultados também evidenciam a importância dos termos não-lineares na dinâmica da evolução do fenômeno: o cisalhamento vertical intenso inibe a resposta local e inter-hemisférica, assim como ocorre no caso em que o furacão está imerso em um estado básico com intensa vortacidade anticiclônica. Estes efeitos não-lineares podem ser relacionados ao termo da divergência e da advecção vertical na equação da vortacidade.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS.....	xv
LISTA DE SÍMBOLOS.....	xix
 <u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....</u>	 1
 <u>CAPÍTULO 2 - ASPECTOS DINÂMICOS DO MODELO.....</u>	 9
2.1 - Equações governantes.....	9
2.2 - Estrutura espacial da grade.....	11
2.3 - Condições iniciais.....	12
2.3.1 - Atmosfera em repouso.....	12
2.3.2 - Estado básico dado pela média zonal.....	12
2.4 - Condições de contorno.....	13
2.5 - Procedimento de filtragem.....	15
 <u>CAPÍTULO 3 - FORMULAÇÃO SEMILAGRANGIANA DO MODELO.....</u>	 21
3.1 - O esquema iterativo semilagrangiano de segunda ordem.....	25
3.2 - Estabilidade e precisão do esquema.....	29
3.3 - Procedimento de diferenciação finita.....	34
 <u>CAPÍTULO 4 - DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO.....</u>	 39
4.1 - Teste do desempenho do modelo.....	39
4.2 - Especificação da fonte de calor.....	39
4.3 - Utilização do modelo na simulação de um furacão.	41
4.3.1 - Características observacionais de um furacão..	42
4.3.2 - Descrição da simulação.....	44

<u>CAPÍTULO 5 - RESULTADOS</u>	47
5.1 - Desempenho do modelo.....	47
5.2 - Resultados referentes à simulação de um furacão.	51
5.2.1 - Simulação com estado básico em repouso.....	52
5.2.2 - Simulação com estado básico zonal.....	73
5.2.3 - Simulação de um caso observado - furacão Gilbert.....	92
<u>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES</u>	107
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	115
APÊNDICE A - BIBLIOGRAFIA ADICIONAL.....	121
APÊNDICE B - FÓRMULA BÁSICA DE INTERPOLAÇÃO LAGRANGIANA.....	123
APÊNDICE C - PROCEDIMENTO PARA A INTEGRAÇÃO NO TEMPO..	127
APÊNDICE D - FLUXOGRAMA DO MODELO.....	131

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Reação em cadeia que leva à evolução de tempestades tropicais para furacões.....	4
2.1 - Estrutura vertical do modelo.....	11
2.2 - Representação da grade A de Arakawa, onde F representa $u, v, \theta, \ln p_s, \phi$ ou $\dot{\sigma}$	11
2.3 - Campo inicial de desvio da média de altura geopotencial (m) e de vento (m/s) em: a) altos níveis; b) baixos níveis.....	13
2.4 - Função resposta do operador filtrante como uma função do comprimento de onda. Sendo $S = 0,5$ na parte superior e $S = 0,25$ na parte inferior....	18
3.1 - Advecção lagrangiana de nove pontos. Uma parcela originalmente em P no tempo t atinge o ponto Q_{ij} no tempo $t + \Delta t$	22
3.2 - Interpolação quadrática.....	32
3.3 - Fator de amplificação ($ \lambda ^2$) em função de $\hat{\alpha}$ para vários comprimentos de onda.....	32
3.4 - Frequência relativa em função do comprimento de onda para vários valores de p com $\hat{\alpha} = 0,25$	33
4.1 - Estrutura horizontal da fonte de calor.....	40
4.2 - Estrutura temporal da fonte de aquecimento transiente.....	41
4.3 - A estrutura de um furacão.....	42
4.4 - Seções verticais do termo de aquecimento convectivo (a) e do termo de aquecimento não-convectivo (b) em um modelo de furacão.....	44
4.5 - Trajetória do distúrbio tropical simulado (linha cheia) e trajetória do furacão Gilbert (linha pontilhada), onde as letras A, B, C e D indicam a posição final do distúrbio após 24, 48, 72 e 96 horas, respectivamente.....	45

5.1	- Campo de desvio de altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis após: a) 16 horas, b) 32 horas e c) 48 horas de integração para a simulação da AB.....	48
5.2	- Campo de desvio de altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis após: a) 16 horas, b) 32 horas e c) 48 horas de integração para a simulação da AB.....	49
5.3	- Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	54
5.4	- Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	56
5.5	- Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	58
5.6	- Campo de divergência ($10^{-6}s^{-1}$) para os altos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas..	60
5.7	- Campo de divergência ($10^{-6}s^{-1}$) para os baixos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas..	62
5.8	- Campo de vorticidade ($10^{-7}s^{-1}$) para os altos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas..	64
5.9	- Campo de vorticidade ($10^{-6}s^{-1}$) para os baixos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas..	66
5.10	- Campo de desvio de altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos e baixos níveis, na simulação do furacão sem advecção vertical após 48 horas de integração.....	71

5.11 - Campo de pressão de superfície (linha sólida) e temperatura potencial equivalente (linha tracejada) para agosto-setembro de 1966, associadas à penetração frontal. As estações usadas são indicadas por sua latitude e longitude.....	73
5.12 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	76
5.13 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	78
5.14 - Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação de furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas..	80
5.15 - Campo de divergência ($10^{-6}s^{-1}$) para os altos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	82
5.16 - Campo de divergência ($10^{-6}s^{-1}$) para os baixos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	84
5.17 - Campo de vorticidade ($10^{-7}s^{-1}$) para os altos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	86
5.18 - Campo de vorticidade ($10^{-7}s^{-1}$) para os baixos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	88
5.19 - Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação do furacão com cisalhamento	

horizontal invertido, após 48 horas de integração.....	90
5.20 - Campo de desvio de altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) e de desvio de pressão de superfície na simulação do furacão com intenso cisalhamento vertical, após 24 horas de integração.....	91
5.21 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	94
5.22 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	96
5.23 - Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas..	98
5.24 - Campo de divergência ($10^{-6}s^{-1}$) para os altos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	100
5.25 - Campo de divergência ($10^{-6}s^{-1}$) para os baixos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.....	102
5.26 - Imagens do infravermelho para o período de 11 a 14 de setembro de 1988.....	104
5.27 - Análises do ECMWF em 850 hPa (12 GMT) dos dias 21 (a) e 23 (b) de setembro de 1985, para o furacão Gloria, onde as linhas sólidas representam as linhas de corrente, as linhas pontilhadas as linhas de vorticidade ($10^{-5}s^{-1}$) e as linhas tracejadas são isotacas ($m s^{-1}$)....	106
D.1 - Fluxograma do modelo.....	132

LISTA DE SÍMBOLOS

C_p	- Calor específico do ar seco, a pressão constante ($1004 \text{ J K}^{-1}\text{kg}^{-1}$)
H	- Razão de aquecimento diabático ($\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$)
p	- Pressão (hPa)
p_s	- Pressão de superfície (1000 hPa)
R	- Constante do gás para o ar seco ($287 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$)
x	- Coordenada zonal (m)
y	- Coordenada meridional (m)
α	- ($\equiv u\Delta t/\Delta x$); volume específico (Capítulo 3, página 36)
β	- Variação latitudinal do parâmetro de Coriolis ($2,289 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$)
ϕ	- Altura geopotencial (m)
θ	- Temperatura potencial (K)
η	- Deslocamento da parcela na direção x (m)
π	- Função de Exner ($(p/1000)^{R/C_p}$); 3,1416 (Capítulo 2, página 17)
ξ	- Deslocamento da parcela na direção y (m)
σ	- Coordenada vertical no sistema σ ($\equiv p/p_s$)
$\dot{\sigma}$	- Velocidade vertical em coordenada σ (s^{-1})
Δx	- Intervalo de grade na direção x ($2,77944 \cdot 10^5 \text{ m}$)
Δy	- Intervalo de grade na direção y ($2,77944 \cdot 10^5 \text{ m}$)
$\Delta \sigma$	- Intervalo de grade na direção σ
Δt	- Intervalo de tempo (720 s)

Índices Superiores

n	- Contador de incremento de tempo
m	- Contador de incremento de iteração

Índices Inferiores

i, j, k	- Contadores de incrementos espaciais de uma variável, respectivamente nas direções coordenadas x , y e σ
o	- Valor de uma variável no ponto usado para a interpolação

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A liberação de calor latente na atmosfera tropical é uma importante fonte de energia para a manutenção da circulação geral da atmosfera. Vários estudos foram realizados para simular a resposta atmosférica na presença de fontes transientes e estacionárias de calor que simulam a intensa atividade convectiva.

Embora os vários estudos tenham sido feitos para estudar a resposta a fontes localizadas de calor estacionárias ou transientes, nenhum estudo abordou de maneira sistemática a resposta inter-hemisférica no setor americano do globo a fontes de calor que se deslocam no espaço, isto é, fontes de calor que têm sua posição mudada em função do tempo, como é o caso dos furacões, que têm intensa liberação de calor latente. O presente trabalho enfoca justamente o problema da resposta inter-hemisférica a uma fonte intensa de calor associada a um furacão no Atlântico Norte.

Gill (1980) usou um modelo de água rasa em um plano β -equatorial para elucidar algumas características básicas da resposta da atmosfera tropical a fontes estacionárias de aquecimento diabático, concentradas em uma área de extensão finita, próximo ao equador. Foram encontradas assimetrias na direção leste-oeste que foram explicadas em termos das propriedades de propagação das ondas equatoriais (ondas de Kelvin para leste e de Rossby (longas) para oeste da fonte de calor); outra conclusão de Gill (1980) é a de que, quando uma fonte de calor é colocada mais ao norte do equador, aparece uma resposta bem considerável ao sul do equador.

Silva Dias et al. (1983) investigaram a resposta atmosférica a fontes de aquecimento transientes na região tropical, onde convecção explosiva foi simulada. Os resultados desta simulação reproduziram muitos dos aspectos transientes da Alta da Bolívia. A concordância destes resultados com as características observacionais da circulação de verão de altos níveis sugere que a liberação de calor latente tem um grande efeito sobre a circulação troposférica superior na América do Sul Tropical. Esta concordância também indica que muitos aspectos da circulação de verão de altos níveis nesta região podem ser explicados pelas propriedades dispersivas das ondas de Rossby (longas e curtas) e mista de Rossby-Gravidade.

DeMaria (1985) usou fontes tropicais de calor estacionárias e transientes, com estrutura horizontal fixa, e estrutura vertical variável para estudar a convecção que ocorre sobre a América do Sul Tropical durante o período de verão; os resultados, usando a fonte estacionária, reproduziram muitos dos aspectos da circulação observada, incluindo o forte anticiclone de altos níveis (referido como a Alta da Bolívia) e a estrutura vertical da perturbação no campo de temperatura. Através do uso da variação da estrutura vertical, é sugerido que o perfil de aquecimento associado com a convecção sobre a América do Sul tropical pode ter um nível de máximo aquecimento nos altos níveis (400 hPa ou acima). A comparação dos resultados da fonte de calor transiente com a estacionária mostrou que, para o campo estacionário, as regiões de movimento ascendente ficam restritas à região da fonte, enquanto, para o caso transiente, as regiões de movimento ascendente propagam-se para longe da região da fonte, com a velocidade de grupo das ondas de Kelvin (da ordem de 40 m/s) excitadas pela fonte de calor.

Nobre (1983) investigou a resposta não-linear da atmosfera tropical a fontes estacionárias de aquecimento diabático, e as soluções lineares e não-lineares foram comparadas; os resultados do modelo indicam que as não-linearidades são necessárias para simular algumas características dos movimentos atmosféricos de escala planetária nos trópicos, características estas não presentes nos modelos lineares.

Segundo Anthes (1982), uma fonte típica de calor que se move são as tempestades tropicais, as quais eventualmente evoluem para furacões. De acordo com Gedzelman (1980), esta evolução se dá devido ao fato de que estas tempestades liberam uma grande quantidade de calor latente na média e alta troposfera, aquecendo-a e aumentando sua pressão nos níveis superiores. Isto produz divergência em altos níveis, que faz o peso total de ar na coluna diminuir, causando uma queda na pressão de superfície. Caindo a pressão de superfície, uma área bem definida de baixa pressão é estabelecida, com circulação ciclônica muito intensa (ventos superiores a 35 m/s). Os ventos de baixos níveis convergem e começam a girar mais rápido em torno do centro de baixa pressão, devido à força de Coriolis. Estes ventos levam vapor de água, oriundo das águas quentes superficiais do oceano, ao centro do sistema; ao convergirem no centro de baixa pressão, ocorre a liberação de calor latente. O centro de baixa intensifica-se, aquecendo a coluna atmosférica, causando mais divergência nos altos níveis, estabelecendo-se, então, uma reação em cadeia (Figura 1.1).

As regiões preferidas para o desenvolvimento de furacões no Oceano Atlântico (que é a região de interesse neste trabalho) está entre 5°N - 25°N e 20°W - 60°W , devido ao fato de nesta faixa existirem condições ideais para sua formação, as quais são: a) águas

quentes de no mínimo $26,5^{\circ}\text{C}$, pois água aquecida é o combustível que mantém os furacões através da transferência de calor sensível e da evaporação; b) a força de Coriolis, a qual não fornece qualquer energia para o furacão, mas possibilita que a tempestade se torne eficiente e organizada; c) cisalhamento vertical fraco, para não permitir a "ventilação" do sistema; d) umidade relativa alta na média troposfera, para sustentar as nuvens convectivas contra o efeito destrutivo de entranhamento de ar seco.

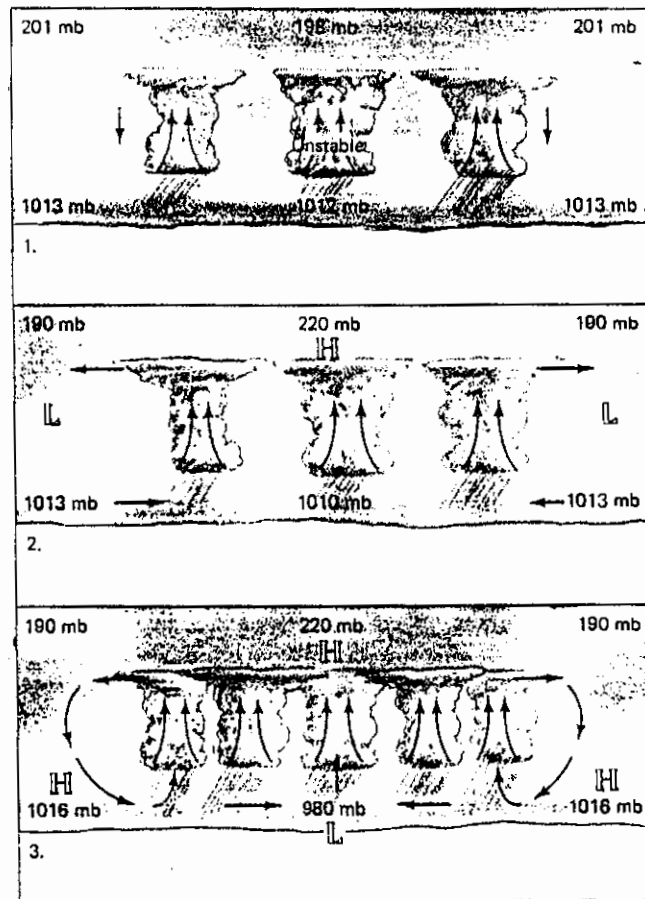


Fig. 1.1 - Reação em cadeia que leva à evolução de tempestades tropicais para furacões.
 FONTE: Gedzelman (1980), p.320.

A pergunta que se faz é: Qual o tipo de modelo básico que seria mais adequado para simular esta

fonte de calor que se move sobre o Atlântico Tropical Norte ?

Como a escala espacial de fontes de calor associadas aos furacões é relativamente pequena (da ordem de poucas centenas de quilômetros) e seu deslocamento é rápido, e a velocidade do vento associado ao vórtice é intensa (≥ 35 m/s), torna-se necessário o uso de um esquema de integração que seja preciso, sobretudo nos termos advectivos.

Na procura de técnicas mais eficientes para a integração das equações atmosféricas, um grande número de autores têm experimentado o esquema advectivo semilagrangiano: Krishnamurti (1962) apresentou uma integração das equações primitivas, com um modelo semilagrangiano que foi computacionalmente estável; um modelo de cinco níveis foi usado por Krishnamurti (1969) para explorar a estrutura tridimensional da atmosfera nas regiões da Zona de Convergência Inter-tropical (ZCIT); Mathur (1970) fez uma análise da estabilidade linear deste esquema e elaborou uma formulação diferente, principalmente na maneira de tratar os campos de velocidade no contorno norte e sul, e no uso de um polinômio de interpolação de alta ordem para a advecção semilagrangiana.

Robert (1981) calculou o erro de truncamento associado à integração da equação da vorticidade, em uma dimensão, através de um esquema semilagrangiano e comparou este resultado com o erro de truncamento associado a um esquema euleriano. O erro associado ao esquema euleriano é proporcional ao cubo da velocidade do vento, enquanto o erro de truncamento associado ao esquema semilagrangiano é proporcional à velocidade. Com base nestes resultados, a conclusão foi que o esquema euleriano é impreciso em regiões onde o vento é forte, e que o esquema

semilagrangiano dá melhores resultados sobre estas regiões. Segundo Kumar (1989), através da inclusão desta formulação nos processos advectivos, espera-se uma previsão razoável da fase e amplitude dos distúrbios que se desenvolvem rapidamente, como é o caso dos furacões.

O esquema semilagrangiano difere do esquema de diferenças finitas convencional por usar a derivada total, $D()/Dt$, para calcular mudanças nas propriedades dinâmicas e termodinâmicas de uma parcela, em oposição à derivada parcial, $\partial()/\partial t$, que representa as mudanças de uma determinada propriedade no ponto de grade. O esquema semilagrangiano trabalha por retrocesso ao longo das trajetórias das parcelas, interpolando as propriedades no campo do escoamento para atualizar seus respectivos valores em pontos de grade fixos.

Conforme enfatizado no início deste capítulo, o objetivo deste trabalho é investigar a resposta sobre a América do Sul tropical, quando um distúrbio tropical (com intensa liberação de calor latente) se move sobre o Oceano Atlântico Tropical Norte, fazendo uso de um esquema semilagrangiano. Para cumprir tal objetivo, o trabalho foi dividido da seguinte maneira:

- 1) Testar a estabilidade e comparar o desempenho do modelo, através da simulação da circulação associada à Alta da Bolívia, na presença de fontes transientes de calor (DeMaria, 1985 ; Silva Dias et al. , 1983).

- 2) Simular os efeitos associados a um distúrbio tropical (furacão) que se move sobre o Oceano Atlântico Tropical Norte, em três experimentos: a) com aquecimento e trajetória da fonte de calor dados pela média climatológica (Anthes, 1982), com um estado básico em repouso; b) o mesmo experimento anterior, mas incluindo um estado básico dado

pela média zonal (Newell et al., 1972); c) com a trajetória e o aquecimento de um caso observado, do furacão Gilbert (setembro de 1988).

O objetivo do experimento descrito acima em (b) é estudar a sensibilidade da resposta inter-hemisférica na presença do estado básico, conforme sugerido por Webster e Holton (1982). O experimento com o furacão Gilbert (c) é um caso de trajetória bem mais ao sul do que a normal, além de ser um furacão excepcionalmente intenso.

O trabalho será dividido da seguinte maneira: No Capítulo 2 será formulado o modelo, onde são apresentadas as equações governantes, a estrutura espacial, as condições iniciais e de contorno, e o filtro utilizado. No terceiro capítulo são descritos o método semilagrangiano e a discretização das equações do modelo. O quarto capítulo apresenta a descrição da fonte de calor e algumas características observacionais de um furacão. No quinto e sexto capítulo apresentam-se a interpretação dos resultados e as conclusões finais, respectivamente.

CAPÍTULO 2

ASPECTOS DINÂMICOS DO MODELO NUMÉRICO

2.1 - EQUAÇÕES GOVERNANTES

O conjunto de equações primitivas, com a hipótese hidrostática em um plano β equatorial, será usado no sistema de coordenada sigma na vertical, onde sigma é definido por

$$\sigma = p/p_s \quad , \quad (2.1)$$

em que p é a pressão e p_s é a pressão na superfície.

As equações no sistema de coordenadas x - y - σ são as seguintes:

a) Equação de Momentum Zonal

$$\frac{Du}{Dt} = R_1 = \beta y v - \frac{\partial \phi}{\partial x} - C_p \theta \frac{\partial \pi}{\partial x} - \sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} \quad . \quad (2.2)$$

b) Equação de Momentum Meridional

$$\frac{Dv}{Dt} = R_2 = -\beta y u - \frac{\partial \phi}{\partial y} - C_p \theta \frac{\partial \pi}{\partial y} - \sigma \frac{\partial v}{\partial \sigma} \quad . \quad (2.3)$$

c), Equação da Termodinâmica

$$\frac{D\theta}{Dt} = R_3 = \frac{\theta}{C_p T} H - \sigma \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} \quad . \quad (2.4)$$

d) Equação da Continuidade

$$\frac{D \ln p}{Dt} = R_4 = - \nabla_{\sigma} \cdot \vec{V} - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} . \quad (2.5)$$

e) Equação da Hidrostática

$$\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = - \frac{R T}{\sigma} = - C_p \theta \frac{\partial \pi}{\partial \sigma} . \quad (2.6)$$

f) Equação de Poisson

$$\pi = \frac{T}{\theta} = \left(\frac{p}{1000} \right)^k . \quad (2.7)$$

Nas equações acima $\frac{D}{Dt}$ é a derivada total na horizontal, definida por

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} , \quad (2.8)$$

onde u é a componente zonal da velocidade; v é a componente meridional; $\dot{\sigma}$ é a velocidade vertical; T é a temperatura; θ é a temperatura potencial; ϕ é o geopotencial; β é a variação latitudinal do parâmetro de Coriolis no equador; $k = R/C_p$; H é a razão de aquecimento diabático; os outros símbolos mantêm suas definições usuais.

2.2 - ESTRUTURA ESPACIAL DA GRADE

Para a estrutura vertical do modelo usa-se a grade C de Tokioka (1978), que é mostrada na Figura 2.1. A

velocidade vertical $\dot{\sigma}$ está definida nos níveis indicados pelas linhas sólidas; as demais variáveis são definidas nos níveis intermediários (linhas tracejadas) indicados na Figura 2.1. O modelo é composto de duas camadas, de igual massa.

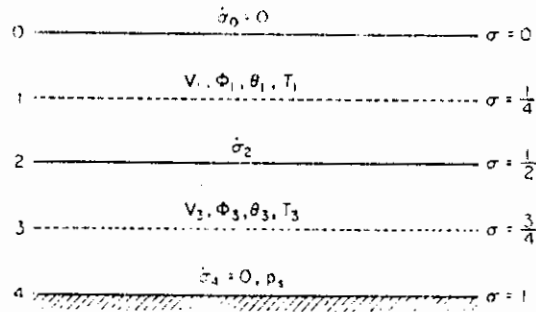


Fig. 2.1 - Estrutura vertical do modelo.
FONTE: Holton (1979), p.203.

Para a grade horizontal, usa-se a grade A de Arakawa, descrita em Haltiner e Williams (1980). A Figura 2.2 é uma representação da grade A. A grade tem 81 pontos na direção leste-oeste ($130^\circ\text{W} - 30^\circ\text{E}$) e 33 pontos na direção norte-sul ($40^\circ\text{N} - 40^\circ\text{S}$), onde o intervalo de grade é igual a $2,5^\circ$ ($\Delta x = \Delta y$).

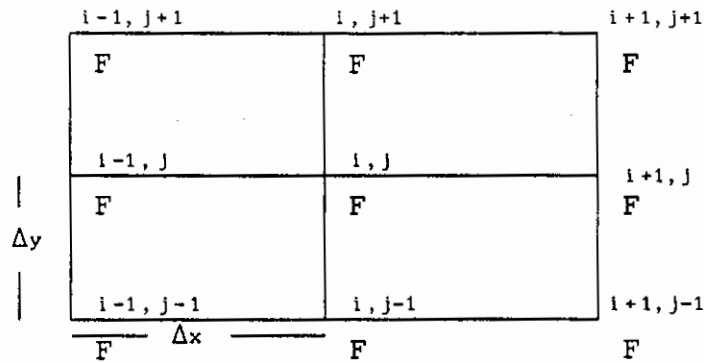


Fig. 2.2 - Representação da grade A de Arakawa, onde F representa u , v , θ , $\ln p_s$, ϕ ou $\dot{\sigma}$.

2.3 - CONDIÇÕES INICIAIS

Serão usados dois tipos de condições iniciais no modelo; um considera a atmosfera em repouso e o outro é dado pela média zonal climatológica (Newell et al., 1972).

2.3.1 - ATMOSFERA EM REPOUSO

Os valores dos campos iniciais de u e v são considerados constantes e iguais a zero; os valores de temperatura são dados pelo perfil vertical da atmosfera padrão; a pressão no topo do modelo é nula e o campo de pressão de superfície é constante e igual a 1000 hPa, no instante inicial.

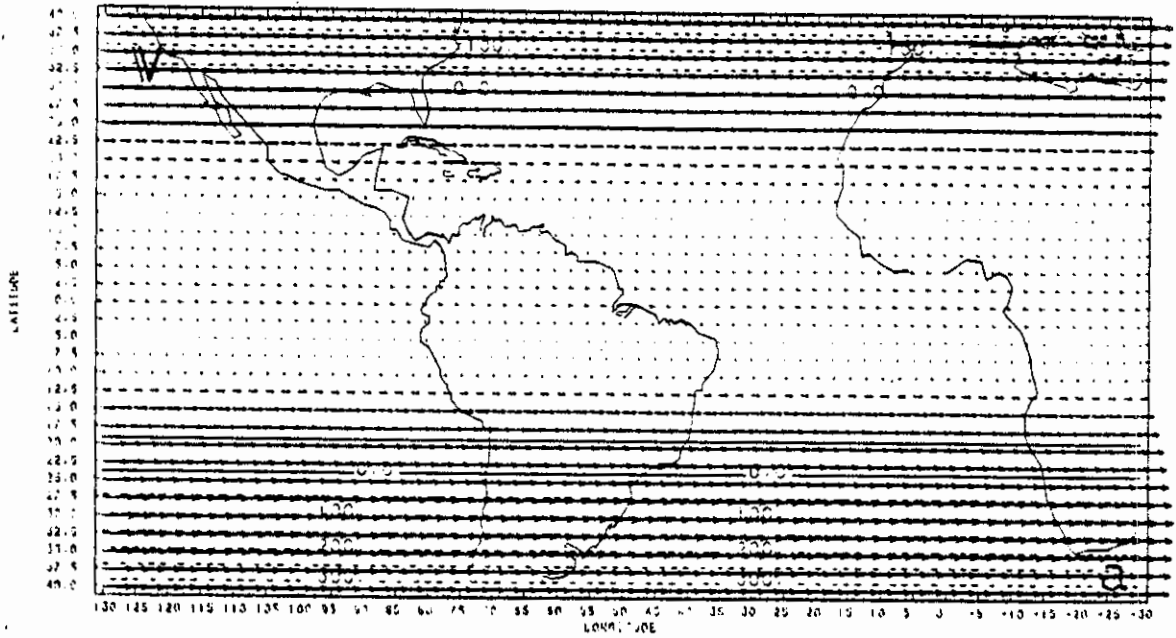
2.3.2 - ESTADO BÁSICO DADO PELA MÉDIA ZONAL

Usando os valores de vento dados pela média zonal climatológica (Newell et al., 1972), admitindo que $\bar{u}(y)$ e $\bar{\phi}(y)$ (onde a barra significa valores médios zonais) estão em balanço geostrófico, e supondo que a pressão de superfície seja constante, os valores de $\bar{\phi}(y)$ são calculados através da relação dada por

$$\frac{\partial \bar{\phi}(y)}{\partial y} = - \beta y \bar{u}(y) \quad . \quad (2.9)$$

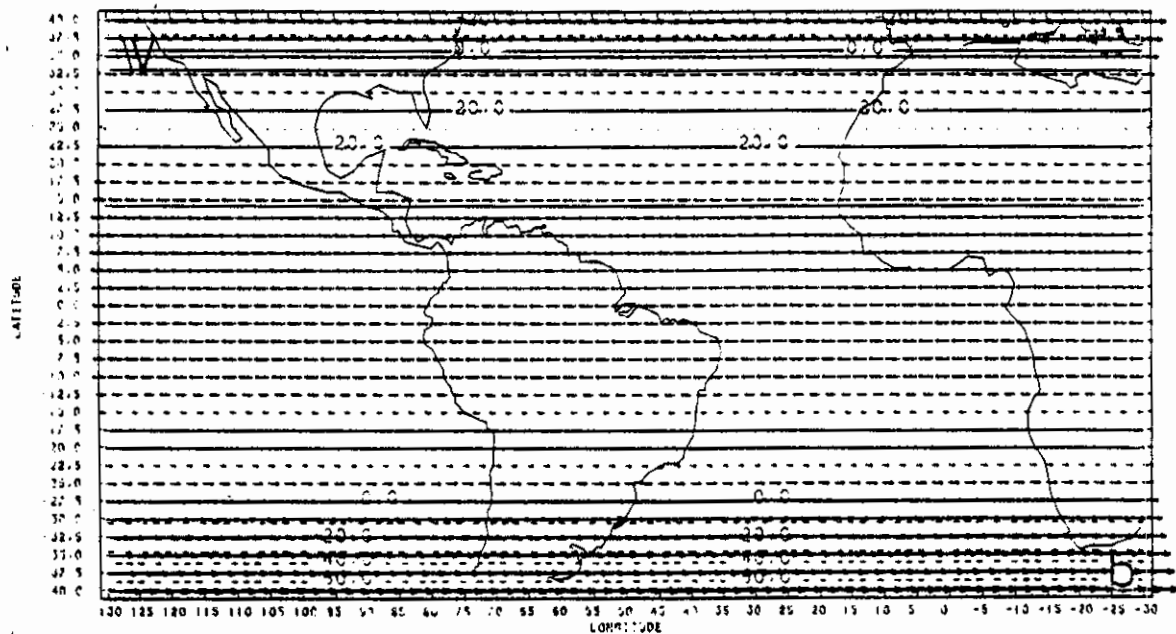
Existindo equilíbrio hidrostático, obtém-se a temperatura através da Relação 2.6.

Os perfis iniciais de vento e de desvio de altura geopotencial, com relação à média no domínio de integração, são mostrados nas Figuras 2.3a e 2.3b, para os altos e baixos níveis, respectivamente.



Vento máximo = $23,70 \text{ m s}^{-1}$

Intervalo de contorno = 50 m



Vento máximo = $8,27 \text{ m s}^{-1}$

Intervalo de contorno = 10 m

Fig. 2.3 - Campo inicial de desvio da média de altura geopotencial(m) e de vento (m/s) em: a) altos níveis; b) baixos níveis.

2.5 - PROCEDIMENTO DE FILTRAGEM

Os modelos de previsão numérica estão sujeitos a instabilidades computacionais de vários tipos. Um tipo de instabilidade é produzido pelo crescimento não-linear de ondas espúrias, componentes de alta frequência que podem ser introduzidas por arredondamento, truncamento ou erro observacional. Para suprimir estes ruídos de alta frequência, alguns tipos de amortecimento ou procedimentos de filtragem são geralmente usados. Na presente versão um filtro é usado seletivamente para suprimir os ruídos numéricos de alta frequência, de acordo com Shapiro (1970).

Inicialmente será apresentado o procedimento de filtragem para o caso unidimensional e, a seguir, para o caso bidimensional.

Tomando $F = F(x)$, $-\infty < x < \infty$ e $F_i = F(x_i)$, para valores discretos de $x_i = i\Delta x$, onde i é um inteiro, e definindo o operador filtrante, através do qual se podem construir outros mais complexos, tem-se:

$$\bar{F}_i = F_i + \frac{S}{2} (F_{i+1} + F_{i-1} - 2F_i) \quad , \quad (2.12)$$

onde S é o fator que determina a intensidade do filtro.

Este operador tem duas propriedades:

- 1), é centrado e simétrico.
- 2) envolve somente três valores contíguos ($i+1$, i e $i-1$) das variáveis.

O filtro representado pela Equação 2.12 será aplicado a $F(x)$, que é expresso em termos de uma soma de componentes de Fourier,

$$F_i = C + A_f \cos[k(x_i - \varphi)] \quad , \quad (2.13)$$

onde C é uma constante, A_f é a amplitude da onda, k é o número de onda ($k=2\pi/L$, onde L é o comprimento de onda) e φ é o deslocamento de fase da componente.

Tomando as identidades trigonométricas para F_i , F_{i+1} e F_{i-1} e substituindo na Equação 2.12, obtém-se:

$$\bar{F}_i = C + A_f [1 - S(1 - \cos k\Delta x)] \cos k(x_i - \varphi) \quad . \quad (2.14)$$

Da expressão acima, pode-se notar que a operação de filtragem não muda nem a fase nem o comprimento de onda da componente de Fourier, mas muda sua amplitude. A amplitude da componente de Fourier para $\bar{F}_i$ é

$$\bar{A}_f = A_f [1 - S(1 - \cos k\Delta x)] \quad , \quad (2.15)$$

e a razão de amplitude amortecida pela não amortecida, ou o fator de amplificação para cada número de onda, é dado por

$$R(k) = \bar{A}_f / A_f = 1 - S(1 - \cos k\Delta x) \quad (2.16)$$

ou

$$R(L) = 1 - 2S \sin^2 \pi \Delta x / L \quad .$$

Logo, escolhendo os valores apropriados para S , podem obter funções respostas de acordo com as propriedades desejadas.

Como é de interesse filtrar as ondas de alta frequência e de comprimento $2\Delta x$, da Equação 2.16 verifica-se que o uso de $S = 1/2$ elimina completamente estas ondas, conforme indica a Figura 2.4. Entretanto, a aplicação sucessiva deste operador amortece drasticamente as ondas mais longas, pois, para aplicações sucessivas deste operador, a função resposta tem a seguinte forma:

$$R^m(L) = \cos^{2m} \pi \Delta x / L, \quad (2.17)$$

onde m é um inteiro que indica o número de aplicações do operador filtrante. Tomando como exemplo a onda de comprimento $L = 10\Delta x$ e $m = 10$, a amplitude desta onda reduz-se a 0,37 de seu valor original. Para evitar este drástico amortecimento, fizeram-se alguns experimentos onde foi mantida ao máximo a amplitude das ondas longas sem, no entanto, permitir a ocorrência de instabilidade devido ao crescimento das ondas curtas. O número obtido foi $S = 0,25$, e seu respectivo gráfico pode ser visto na Figura 2.4. A Tabela 2.1 fornece o número de onda e o número de aplicações do operador filtrante para $S = 0,25$.

A extensão deste operador filtrante para duas dimensões é simples. Tomando

$$\bar{F}_{ij}^{1j} = \frac{1}{2} (\bar{F}_{ij}^i + \bar{F}_{ij}^j) \quad (2.18)$$

e expandindo esta equação, chega-se a

$$\bar{F}_{ij}^{1j} = F_{ij} + \frac{S}{4} (F_{i-1j} + F_{i+1j} + F_{ij-1} + F_{ij+1} - 4 F_{ij}). \quad (2.19)$$

A razão da amplitude amortecida pela amplitude não-amortecida é dada por

$$R(k,l) = 1 - S \left[1 - \frac{1}{2} (\cos k\Delta x + \cos l\Delta y) \right]$$

ou

(2.20)

$$R(L,M) = 1 - S (\sin^2 \pi \Delta x / L + \sin^2 \pi \Delta y / M) ,$$

onde L é o comprimento de onda zonal e M é o comprimento de onda meridional.

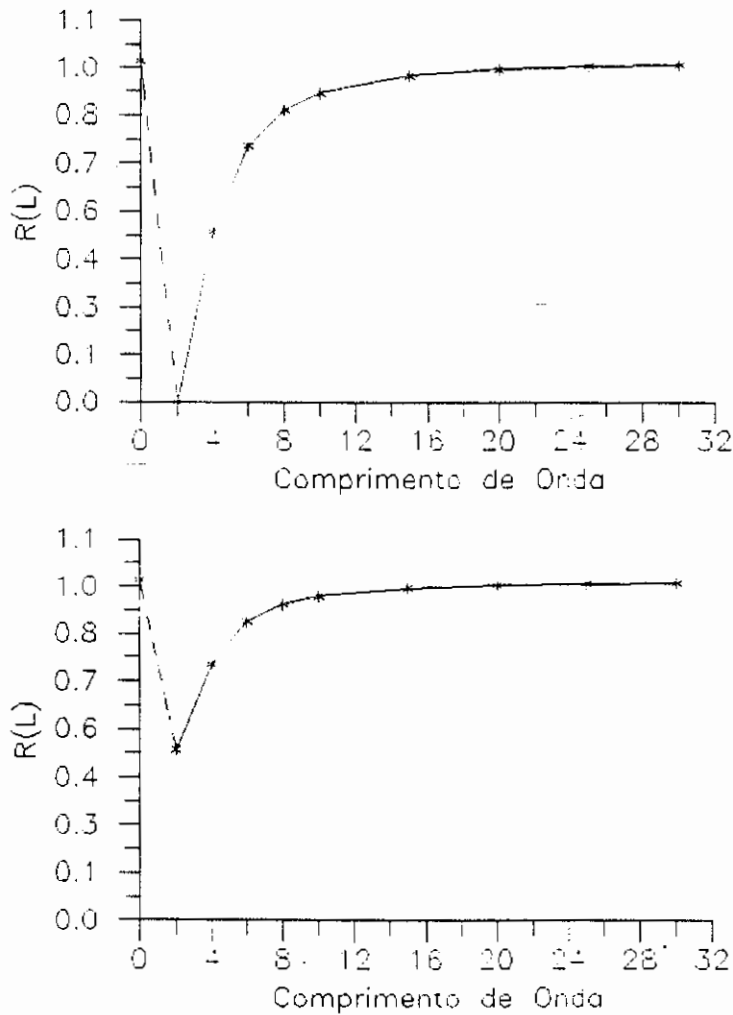


Fig. 2.4 - Função resposta do operador filtrante como uma função do comprimento de onda. Sendo $S = 0,5$ na parte superior e $S = 0,25$ na parte inferior.

TABELA 2.1

RESPOSTA DO FILTRO COM $S=0,25$, COMO UMA FUNÇÃO DO
COMPRIMENTO DE ONDA, PARA VÁRIAS APLICAÇÕES SUCESSIVAS

L / Δx	Número de Aplicações Sucessivas		
	1	10	100
2	0,5000	0,0001	0,0000
4	0,7500	0,0563	0,0000
6	0,8750	0,2630	0,0000
8	0,9268	0,4680	0,0001
10	0,9523	0,6134	0,0075
15	0,9784	0,8038	0,1126
20	0,9878	0,8845	0,2930
25	0,9922	0,9247	0,4570
30	0,9945	0,9463	0,5761

CAPÍTULO 3

FORMULAÇÃO SEMILAGRANGIANA DO MODELO

A essência de um esquema de previsão numérica consiste em avaliar os valores de uma variável qualquer F nos pontos de grade em um nível de tempo $n\Delta t$, a partir do campo conhecido no nível anterior $(n-1)\Delta t$. De uma forma geral, existe uma equação prognóstica que governa a evolução de F , do seguinte tipo:

$$\frac{DF}{Dt} = R, \quad (3.1)$$

onde R é denominado, genericamente, forçante (ou aceleração). Assim, por exemplo, na equação do movimento, R consiste nas forças de Coriolis, no gradiente de pressão e eventualmente no atrito. É importante notar que R , em um nível qualquer de tempo, é inteiramente determinado a partir dos campos das variáveis dependentes do modelo naquele nível de tempo (Haltiner e Williams, 1980).

Nesta formulação são imprescindíveis os cálculos de:

- a) δF , a mudança em F associada a uma parcela que em $(n-1)\Delta t$ encontra-se em uma posição P genérica (não necessariamente ponto de grade) a qual, após um intervalo de tempo Δt , ocupa o ponto de grade Q_{ij} (Figura 3.1);
- b) o vetor deslocamento da parcela;
- c) a aceleração experimentada pela parcela durante o intervalo de tempo Δt .

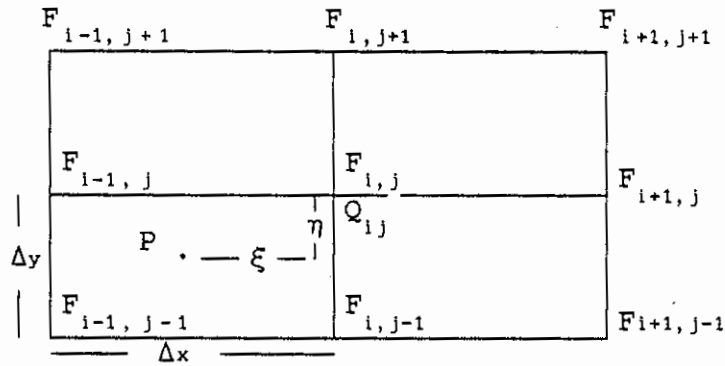


Fig. 3.1 - Advecção lagrangiana de nove pontos, em que uma parcela originalmente em P no tempo t , atinge o ponto Q_{ij} no tempo $t+\Delta t$.

A precisão dos resultados numéricos depende, obviamente, da precisão com a qual R é calculado e da ordem de precisão do esquema advectivo. Portanto, é desejável calcular as derivadas espaciais, que aparecem nos termos incluídos em R , com uma ordem de precisão igual à ordem de precisão do esquema advectivo, no mínimo.

Considere-se a mudança δF em uma propriedade F de uma parcela que está localizada no ponto P em $(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta)$ no tempo $n\Delta t$ (onde ξ é a distância cruzada na direção x e η na direção y), a qual no tempo $(n+1)\Delta t$ vai ocupar um ponto de grade Q_{ij} (Figura 3.1). A Equação 3.1 em diferenças finitas pode ser escrita como

$$\frac{F_{ij}^{n+1} - F_0^n}{\Delta t} = \bar{R}^n, \quad (3.2)$$

ou

$$F_{ij}^{n+1} - F_0^n = \delta F = \bar{R}^n \Delta t, \quad (3.3)$$

onde o índice superior dá o nível de tempo e os índices inferiores (i,j) são valores no ponto de grade (IΔx,JΔy) e (0) são valores no ponto P(IΔx-ξ,JΔy-η). $\bar{R}$ é o valor médio de R durante o intervalo de tempo Δt.

O segundo termo do lado esquerdo pode ser expresso fazendo uso de uma expansão em série de Taylor, como:

$$F_0 = F_{ij} - \xi \frac{\partial F}{\partial x} - \eta \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{1}{2!} \left(\xi^2 \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + 2\xi\eta \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} + \eta^2 \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right) - \\ - \frac{1}{3!} \left(\xi^3 \frac{\partial^3 F}{\partial x^3} + 3\xi^2\eta \frac{\partial^3 F}{\partial x^2 \partial y} + 3\xi\eta^2 \frac{\partial^3 F}{\partial x \partial y^2} + \eta^3 \frac{\partial^3 F}{\partial y^3} \right) - \dots, \quad (3.4)$$

onde ξ é a distância cruzada pela parcela na direção x, que é dada por

$$\xi = \int_t^{t+\Delta t} u(t') dt' = \int_t^{t+\Delta t} \left[u_0 + \int_t^{t+\Delta t} A(t'') dt'' \right] dt', \quad (3.5)$$

onde A representa a forçante R_1 da equação de momentum zonal Equação 2.2 a qual, expandida em série de Taylor, resulta em

$$A(t'') = A_0 + (t'' - (t - \Delta t)) \left(\frac{dA}{dt} \right)_0 + \frac{1}{2!} (t'' - (t - \Delta t))^2 \left(\frac{d^2 A}{dt^2} \right) + \dots \quad (3.6)$$

Substituindo a Equação 3.6 na Equação 3.5 e integrando-a, tem-se

$$\xi = u_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} A_0 + \frac{\Delta t^3}{3!} \left(\frac{dA}{dt} \right)_0 + \dots, \quad (3.7)$$

onde u_0 , A_0 etc também podem ser obtidos de uma expansão em série de Taylor, como foi feito para F_0 (Equação 3.4).

De uma maneira similar, pode ser mostrado que a distância cruzada pela parcela na direção y (η) é dada por

$$\eta = \int_t^{t+\Delta t} v(t') dt' = v_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} B_0 + \frac{\Delta t^3}{3!} \left(\frac{dB}{dt} \right)_0 + \dots \quad (3.8)$$

e

$$\bar{R} \Delta t = \int_t^{t+\Delta t} R(t') dt' = R_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} \left(\frac{dR}{dt} \right)_0 + \frac{\Delta t^3}{3!} \left(\frac{d^2 R}{dt^2} \right)_0 + \dots, \quad (3.9)$$

onde B_0 representa a forçante R_2 da equação de momentum meridional (Equação 2.3).

Mantendo somente precisão de segunda ordem no tempo, isto é, os termos de $O(\Delta t^2)$, as Equações 3.7, 3.8 e 3.9 reduzem-se a

$$\xi = u_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} A_0, \quad (3.10)$$

$$\eta = v_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} B_0, \quad (3.11)$$

e

$$\bar{R}\Delta t = R_0\Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} \left(\frac{dR}{dt} \right)_0, \quad (3.12)$$

que são utilizadas na Equação 3.3 para produzir os campos no próximo nível de tempo. O termo $(dR/dt)_0$ é tratado de uma maneira especial, sendo incorporado no esquema de diferenças finitas através de um esquema iterativo, como será visto mais adiante.

O procedimento para calcular os termos F_0 , u_0 , A_0 , v_0 , B_0 e R_0 que aparecem nas equações acima, será discutido a seguir, relembrando que F_0 , u_0 , ... representam valores de F , u , ..., respectivamente, no ponto $(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta)$ no tempo $t - \Delta t$.

Se os termos de segunda ordem são mantidos na Equação 3.4 e se as derivadas no espaço são calculadas por fórmulas em diferenças finitas de segunda ordem, então a aproximação F_{0s} (onde s significa de segunda ordem) de F é equivalente a calcular F em $(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta)$ por uma fórmula de interpolação lagrangiana de nove pontos (interpolação biquadrática), conforme descrito no Apêndice B.

3.1 - O ESQUEMA ITERATIVO SEMILAGRANGIANO DE SEGUNDA ORDEM

O esquema de diferenças finitas de segunda ordem para o conjunto de Equações 3.10 - 3.12 é apresentado a seguir. A fim de incluir o termo $(dR/dt)_0$ na Equação 3.12, é necessário um procedimento iterativo.

a) Aproximação de segunda ordem para F

Quando os termos de ordem $\xi^2\eta^2$ são mantidos no lado direito da Equação 3.4 e as derivadas espaciais que

aparecem nestes termos são calculadas usando fórmulas de diferenças finitas de segunda ordem, então esta aproximação de segunda ordem para F_0 é idêntica àquela feita pela fórmula de interpolação lagrangiana de nove pontos (fórmula dada pela Equação B.3, Apêndice B). Neste trabalho optou-se pela forma dividida (Equação A.10) por ser computacionalmente mais eficiente, a qual é dada por

$$F(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta) = (1 - G_i)(1 - H_j) F_{ij} \quad (3.13)$$

Usando a Equação 3.13, a Equação Prognóstica (3.3) pode ser escrita como

$$F_{ij}^{n+1} = (1 - G_i)(1 - H_j) F_{ij}^n + \bar{R}\Delta t \quad (3.14)$$

onde o índice superior designa o nível de tempo.

b) Aproximação de segunda ordem para ξ e η

A aproximação de segunda ordem para ξ e η das Equações 3.10 e 3.11, respectivamente, é dada por

$$\begin{aligned} \xi &= u_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} A_0 \\ &= (1 - G_i)(1 - H_j) X \quad (3.15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta &= v_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} B_0 \\ &= (1 - G_i)(1 - H_j) Y \quad (3.16) \end{aligned}$$

onde

$$X_{ij} = u_{ij} \Delta t + A_{ij} \frac{\Delta t^2}{2} \quad (3.17)$$

$$Y_{ij} = v_{ij} \Delta t + B_{ij} \frac{\Delta t^2}{2} \quad (3.18)$$

c) Aproximação de segunda ordem para $\bar{R} \Delta t$

A aproximação de segunda ordem para $R \Delta t$ é dada por

$$R \Delta t = R_0 \Delta t + \frac{\Delta t^2}{2!} \left(\frac{dR}{dt} \right)_0, \quad (3.19)$$

expandindo R_{ij}^{n+1} em série de Taylor, chega-se a

$$R_{ij}^{n+1} = R_0 + \Delta t \left(\frac{dR}{dt} \right)_0 + \frac{\Delta t^2}{2!} \left(\frac{d^2 R}{dt^2} \right)_0 + \dots \quad (3.20)$$

Desprezando os termos de $O(\Delta t^3)$ e ordens mais altas, e substituindo-os na Equação 3.13, tem-se

$$\bar{R} \Delta t = \frac{\Delta t}{2} \left(R_0^n + R_{ij}^{n+1} \right) \quad (3.21)$$

d) Procedimento iterativo

Nas formulações anteriores (Mathur, 1970), o esquema iterativo semilagrangiano foi desenvolvido a partir de algumas considerações intuitivas. O esquema proposto por Mathur (1983), descrito nesta dissertação, é baseado em aproximações de segunda ordem, que foram obtidas acima.

A suposição inicial referente ao deslocamento da parcela é dada por:

$$\xi^{n,1} = X_{ij} = u_{ij}^n \Delta t + A_{ij}^n \frac{\Delta t^2}{2}, \quad (3.22a)$$

$$\eta^{n,1} = Y_{ij} = v_{ij}^n \Delta t + B_{ij}^n \frac{\Delta t^2}{2}, \quad (3.22b)$$

e

$$F_{ij}^{n+1,1} = F_0^{n,1} + R_0^{n,1} \Delta t$$

$$= (1-G_i^{n,1}) (1-H_j^{n,1}) S_{ij}, \quad (3.23)$$

onde

$$S_{ij} = F_{ij}^n + R_{ij}^n \Delta t. \quad (3.24)$$

O primeiro índice superior denota o nível de tempo e o segundo, a ordem da iteração.

Para as próximas iterações, as equações são as seguintes:

$$\xi^{n,m+1} = u_0^{n,m} \Delta t + A_0^{n,m} \frac{\Delta t^2}{2} = (1-G_i^{n,m}) (1-H_j^{n,m}) X_{ij}, \quad (3.25)$$

$$\eta^{n,m+1} = v_0^{n,m} \Delta t + B_0^{n,m} \frac{\Delta t^2}{2} = (1-G_i^{n,m}) (1-H_j^{n,m}) Y_{ij}, \quad (3.26)$$

$$\bar{R} \Delta t = \frac{\Delta t}{2} (R_0^{n,m+1} + R_{ij}^{n+1,m}),$$

e

$$\begin{aligned}
 F_{ij}^{n+1, m+1} &= F_0^{n, m+1} + \bar{R} \Delta t \\
 &= (1-G_i^{n, m+1})(1-H_j^{n, m+1})S_{ij} + R_{ij}^{n+1, m} \frac{\Delta t}{2}, \quad (3.27)
 \end{aligned}$$

onde S_{ij} é dado por

$$S_{ij} = F_{ij}^n + R_{ij}^n \frac{\Delta t}{2}. \quad (3.28)$$

As Equações 3.23 e 3.27 são usadas para a previsão de todas as variáveis dependentes. O procedimento completo para a integração no tempo é feito no Apêndice C; o fluxograma do modelo é dado no Apêndice D.

3.2 - ESTABILIDADE E PRECISÃO DO ESQUEMA

Tomando a equação da advecção pura,

$$\frac{DF}{Dt} = 0, \quad (3.29)$$

em uma e duas dimensões e integrando-a sobre a trajetória de uma partícula que chega em um ponto de grade Q (Figura 3.1) no tempo $(n+1)\Delta t$, tem-se

$$F_{ij}^{n+1} = F^{n+1}(I\Delta x, J\Delta y) = F_0^n = F^n(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta), \quad (3.30)$$

onde F_0^n é o valor de F no ponto de partida da parcela no tempo $n\Delta t$. O valor de F_0^n , como foi discutido acima, é

obtido por interpolação polinomial dos pontos de grade vizinhos; a estabilidade e a precisão do esquema dependem do tipo de interpolação usada.

Bates e MacDonald (1982) e MacDonald (1984) examinaram a estabilidade e precisão de quatro tipos de interpolação (bilinear, biquadrática, bicúbica e biquártica) e todos eles reproduziram a solução exata nos pontos de grade interpolados.

Devido ao fato de neste trabalho ter-se optado pela forma dividida de interpolação lagrangiana, isto é, primeiro é feita a interpolação em uma direção (x ou y) e após esta operação a função é interpolada na outra direção (y ou x), será feita a análise de estabilidade do esquema de interpolação quadrática (unidimensional); posteriormente será mostrada a analogia da interpolação de uma para duas dimensões (quadrática para biquadrática).

Um escoamento constante u (onde $u > 0$, sem perda de generalidade) transporta uma partícula de seu ponto de partida $(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta)$ no tempo $n\Delta t$ para o ponto de grade Q_{ij} no tempo $(n+1)\Delta t$ (Figura 3.2). O ponto de grade próximo ao ponto de partida é escolhido como o ponto central dos três pontos de interpolação $(I-p+1)$, $(I-p)$, $(I-p-1)$, onde p é o número de intervalos de grade do ponto de chegada ($p \geq 0$). Então, o ponto de partida encontra-se a distância de meio intervalo de grade de $(I-p)$. Usando a interpolação quadrática, a Equação 3.30 resulta em

$$\begin{aligned}
 F_I^{n+1} = & 0,5 \hat{\alpha}(1+\hat{\alpha}) F_{I-p-1}^n \\
 & + (1-\hat{\alpha})(1+\hat{\alpha}) F_{I-p}^n - 0,5 \hat{\alpha}(1-\hat{\alpha}) F_{I-p+1}^n, \quad (3.31)
 \end{aligned}$$

onde $\hat{\alpha} = \alpha - p$, $\alpha = u\Delta t/\Delta x$. Supondo que a Equação 3.31 tem solução do tipo

$$F_I^n = F^0 \lambda^n \exp(ikI\Delta x) , \quad (3.32)$$

onde λ é o fator de amplificação, tem-se

$$\lambda = \left[1 - \hat{\alpha}^2 (1 - \cos k\Delta x) - i \hat{\alpha} \sin k\Delta x \right] \exp(-ipk\Delta x) . \quad (3.33)$$

Fazendo

$$\lambda = |\lambda| \exp(-i\omega^* \Delta t) ,$$

onde ω^* é a frequência, tem-se

$$|\lambda|^2 = 1 - \hat{\alpha}^2 (1 - \hat{\alpha}^2) (1 - \cos k\Delta x)^2 , \quad (3.34)$$

e

$$\omega^* \Delta t = pk\Delta x + \tan^{-1} \left[\frac{\hat{\alpha} \sin k\Delta x}{1 - \hat{\alpha}^2 (1 - \cos k\Delta x)} \right] . \quad (3.35)$$

Logo, o esquema é estável desde que

$$-1 \leq \hat{\alpha} \leq 1 . \quad (3.36)$$

Entretanto, se os pontos de interpolação são escolhidos de forma que

$$-0,5 \leq \hat{\alpha} \leq 0,5 , \quad (3.37)$$

então este esquema é incondicionalmente estável.

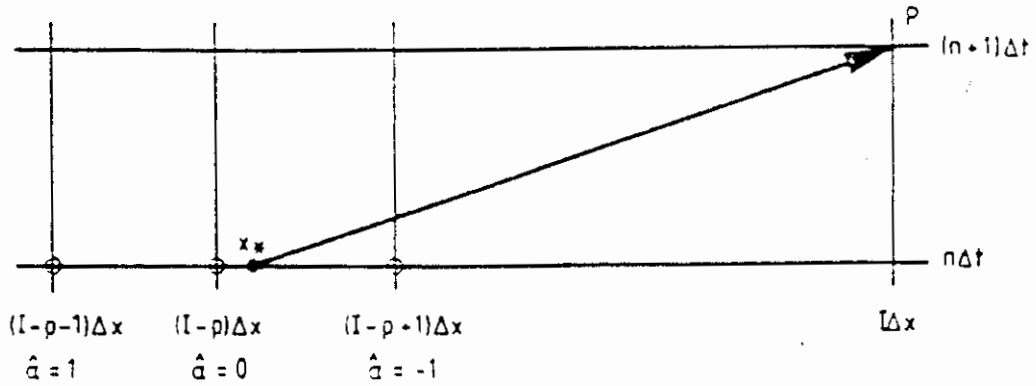


Fig. 3.2 - Interpolação quadrática.
FONTE: Bates (1985), p. 8.

Na Figura 3.3, $|\lambda|^2$ é plotado em função de $\hat{\alpha}$ para vários comprimentos de onda L . Desde que $\hat{\alpha}$ está entre o intervalo definido pela Equação 3.37, nunca ocorre completa extinção das ondas mais curtas ($L=2\Delta x$), e o amortecimento diminui conforme o comprimento de onda aumenta.

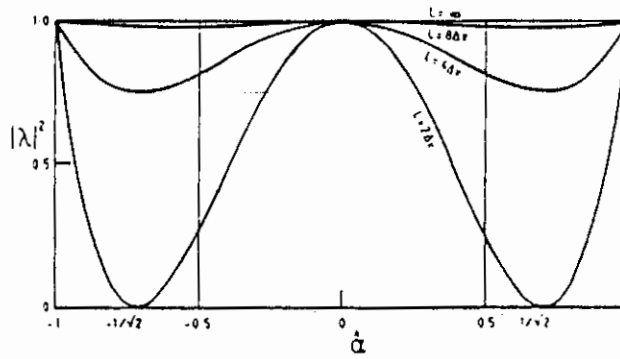


Fig. 3.3 - Fator de amplificação ($|\lambda|^2$) em função de $\hat{\alpha}$ para vários comprimentos de onda.
FONTE: Bates (1985), p. 9.

Desde que a frequência analítica ω é dada por ku , a frequência relativa $R_e (= \omega^*/\omega)$ é dada por

$$R_e = \frac{1}{(p+\hat{\alpha})k\Delta x} \left\{ pk\Delta x + \tan^{-1} \left[\frac{\hat{\alpha} \operatorname{sinc} k\Delta x}{1-\hat{\alpha}^2(1-\cos k\Delta x)} \right] \right\}.$$

3.3 - PROCEDIMENTO DE DIFERENCIAÇÃO FINITA

Nesta seção será dado o procedimento de diferenciação finita das equações governantes. Como visto no Capítulo 2, é utilizada a grade A de Arakawa (Figura 2.2) na horizontal, e a grade C de Tokioka foi adotada na vertical (Figura 2.1).

a) Equação de Momentum Zonal

A equação de momentum zonal Equação 2.2 é dada por:

$$u_{ijk}^{n+1} = u_{ok}^n - \left(-\beta_j y_j v_{ijk} + \delta^x \phi_{ijk} + C_p \theta_{ijk} \delta^x \pi_{ijk} + \sigma_{ij2} \delta^{\sigma} u_{ijk} \right) \Delta t, \quad (3.40)$$

onde o índice (o), como já definido, é o valor da variável no ponto $(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta)$; (i, j) definem um ponto de grade; k é o nível vertical; δ^x e δ^{σ} são operadores em diferenças finitas centradas definidos por

$$\delta^x () = \frac{()_{i+1jk} - ()_{i-1jk}}{2\Delta x}, \quad (3.41)$$

e

$$\delta^{\sigma} () = \frac{()_{ij3} - ()_{ij1}}{2\Delta\sigma}. \quad (3.42)$$

A diferenciação finita acima é feita nos dois níveis do modelo e em todos os pontos interiores da grade.

No limite da expressão acima, quando $k\Delta x \rightarrow 0$ (isto é, para ondas longas), tem-se $R_e \rightarrow 1$; se o ponto de partida coincide com o ponto de chegada, $R_e = 1$. Na Figura 3.4, R_e é plotado em função do comprimento de onda para $\hat{\alpha} = 0,25$, onde se pode notar que $R_e \rightarrow 1$, conforme p aumenta.

De acordo com MacDonald (1984), pode ser mostrado que no caso bidimensional (interpolação biquadrática), o fator de amplificação é o produto de dois fatores que têm a mesma forma do caso unidimensional; a condição suficiente para estabilidade é

$$(-1 \leq \hat{\alpha} \leq 1) \quad \text{e} \quad (-1 \leq \hat{\mu} \leq 1), \quad (3.38)$$

onde $\hat{\mu} = \mu - p$, $\mu = v\Delta t/\Delta x$. Se os pontos de interpolação são escolhidos de modo que

$$(-0,5 \leq \hat{\alpha} \leq 0,5) \quad \text{e} \quad (-0,5 \leq \hat{\mu} \leq 0,5), \quad (3.39)$$

o esquema é incondicionalmente estável.

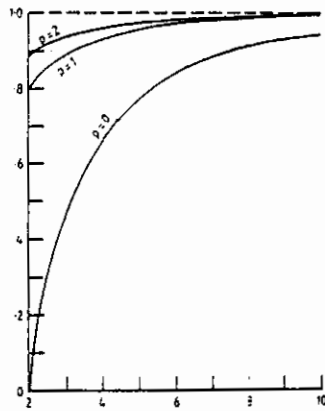


Fig. 3.4 - Frequência relativa em função do comprimento de onda para vários valores de p com $\alpha = 0,25$.

FONTE: Bates (1985), p. 7.

$$\chi_{ij}^{n+1} = \chi_o^n - \left(\delta^x u_{ijk} + \delta^y v_{ijk} + \delta^{\sigma}_{ij2} \delta^{\sigma} v_{ijk} \right)^n \Delta t, \quad (3.46)$$

onde $\chi = \ln p_s$.

e) Equação da Hidrostática

A equação da hidrostática Equação 2.6 é dada por:

$$\phi_{ijk+1} = \phi_{ijk-1} - (C_p \theta_{ijk}^{\sigma} \delta^{\sigma} \pi_{ijk}) 2\Delta\sigma. \quad (3.47)$$

A diferenciação finita da equação da hidrostática é utilizada para obter o campo de geopotencial nos dois níveis do modelo. Aplicando a Relação 3.47, de acordo com a diferenciação feita acima, no nível 2, obtém-se:

$$\phi_3 - \phi_1 = -C_p \theta_2 (\pi_3 - \pi_1). \quad (3.48)$$

Usando a equação de estado ($p\alpha=RT$), onde α é o volume específico, pode-se reescrever a Equação 2.6 como:

$$\frac{\partial(\sigma\phi)}{\partial\sigma} = (\phi - p_s \sigma \alpha). \quad (3.49)$$

Observando que $\sigma\phi = 0$ para $\sigma = 0$, integra-se a Equação 3.49 com respeito a σ de $\sigma = 1$ até $\sigma = 0$, obtendo-se

$$\phi_4 = \frac{1}{2} \left[(\phi_3 - p_s \sigma_3 \alpha_3) + (\phi_1 - p_s \sigma_1 \alpha_1) \right]. \quad (3.50)$$

b) Equação de Momentum Meridional

A equação de momentum meridional Equação 2.3 é dada por:

$$v_{ijk}^{n+1} = v_{ok}^n - \left(\beta_j y_j u_{ijk} + \delta^y \phi_{ijk} + C_p \theta_{ijk} \delta^y \pi_{ijk} + \dot{\sigma}_{ij2} \delta^{\sigma} v_{ijk} \right)^n \Delta t, \quad (3.43)$$

onde o operador δ^y é definido como:

$$\delta^y () = \frac{()_{ij+1k} - ()_{ij-1k}}{2\Delta y}. \quad (3.44)$$

A diferenciação finita acima é feita nas duas camadas do modelo e em todos os pontos interiores da grade.

c) Equação da Termodinâmica

A equação da termodinâmica Equação 2.4 é dada por:

$$\theta_{ijk}^{n+1} = \theta_{ok}^n + \left(\frac{\theta_{ijk}}{C_p T_{ijk}} H_{ijk} - \dot{\sigma}_{ij2} \delta^{\sigma} v_{ijk} \right)^n \Delta t. \quad (3.45)$$

d) Equação da Continuidade

A equação da continuidade Equação 2.5 é dada por:

Aqui, ϕ_4 é o geopotencial na superfície, o qual é uma função conhecida de x e y . Combinando a Equação 3.48 com a Equação 3.50 obtêm-se:

$$\phi_1 = \phi_4 + \frac{1}{2} C_p \theta_2 (\pi_3 - \pi_1) + \frac{p_s}{2} (\sigma_1 \alpha_1 + \sigma_3 \alpha_3) , \quad (3.51)$$

$$\phi_3 = \phi_4 - \frac{1}{2} C_p \theta_2 (\pi_3 - \pi_1) + \frac{p_s}{2} (\sigma_1 \alpha_1 + \sigma_3 \alpha_3) , \quad (3.52)$$

onde as variáveis não definidas no nível de referência são obtidas por interpolação linear.

Para obter a equação diagnóstica para a velocidade vertical sigma no nível 2, faz-se uso da equação da continuidade. Escreve-se a equação da continuidade para os dois níveis do modelo, e subtraem-se as duas equações, obtendo-se

$$\dot{\sigma}_2 = - \frac{1}{4} \nabla \cdot (V_1 - V_3) . \quad (3.53)$$

É importante ressaltar que as discretizações acima (Equações 3.51 - 3.53) foram feitas para o modelo de duas camadas, as quais são válidas apenas para este modelo de duas camadas.

CAPÍTULO 4

DESCRIÇÃO DOS EXPERIMENTOS

4.1 - TESTE DO DESEMPENHO DO MODELO

Para testar a estabilidade e desempenho do modelo, foi simulada a circulação associada à Alta da Bolívia na presença de fontes transientes de calor (DeMaria, 1985; Silva Dias et al., 1983). Esta circulação é característica sobre a América do Sul durante o verão do Hemisfério Sul, consistindo em um centro de alta pressão na troposfera superior associado a uma baixa nos níveis inferiores. A origem deste sistema está relacionada com a liberação de calor latente, resultante da convecção organizada na Região Amazônica e no Brasil Central, ou da fonte de calor elevada na região da Bolívia (DeMaria, 1985; Silva Dias et al., 1983)

4.2 - ESPECIFICAÇÃO DA FONTE DE CALOR

Como em Silva Dias et al. (1983), fontes de momentum não são consideradas, e a fonte diabática de calor é escolhida para representar a convecção que ocorre sobre a América do Sul Tropical. A fonte de calor H dada na Equação 2.4 é especificada da forma:

$$H(x,y,\sigma,t) = V(\sigma) Q(x,y) T(t) \quad , \quad (4.1)$$

onde

$$, \quad V(\sigma) = A_0 \sin(\pi\sigma) \quad 0 \leq \sigma \leq 1 \quad , \quad (4.2)$$

$$Q(x,y) = \exp \left[- \left(\frac{x - x_t}{r_d} \right)^2 - \left(\frac{y - y_t}{r_d} \right)^2 \right], \quad (4.3)$$

e

$$T(t) = \begin{cases} \tau & \text{constante} \\ \frac{1}{2} \tau^3 t^2 \exp(-\tau t) & \text{transiente} \end{cases}. \quad (4.4)$$

Para a simulação da circulação associada à Alta da Bolívia, a estrutura horizontal da fonte é mostrada na Figura 4.1, com um raio de decaimento exponencial (r_d) de 750 km, e centrada 1000 km ao sul do Equador, com x_t e y_t fixos no tempo e no espaço. A dependência vertical do aquecimento é representada pela metade de uma onda seno entre $p = 0$ hPa e $p = 1000$ hPa; o fator A_0 na Equação 4.2 é escolhido para que $H(x,y,\sigma,t)/C_p$, mediado verticalmente sobre a coluna atmosférica inteira, corresponda a um máximo aquecimento de $5^\circ\text{C}/\text{dia}$ no centro da fonte.

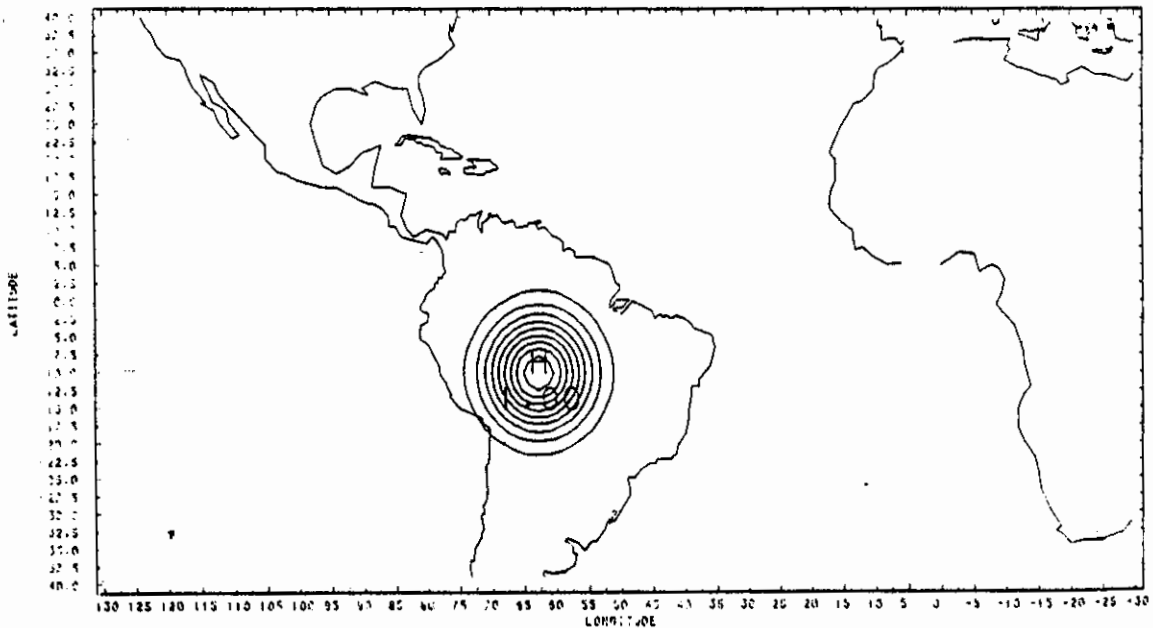


Fig. 4.1 - Estrutura horizontal da fonte de calor.

Para a estrutura temporal transiente, $T(t)$ é zero em $t = 0$, atinge o valor máximo após 12 horas ($\tau = 1/6$) e decai exponencialmente logo a seguir (Figura 4.2).

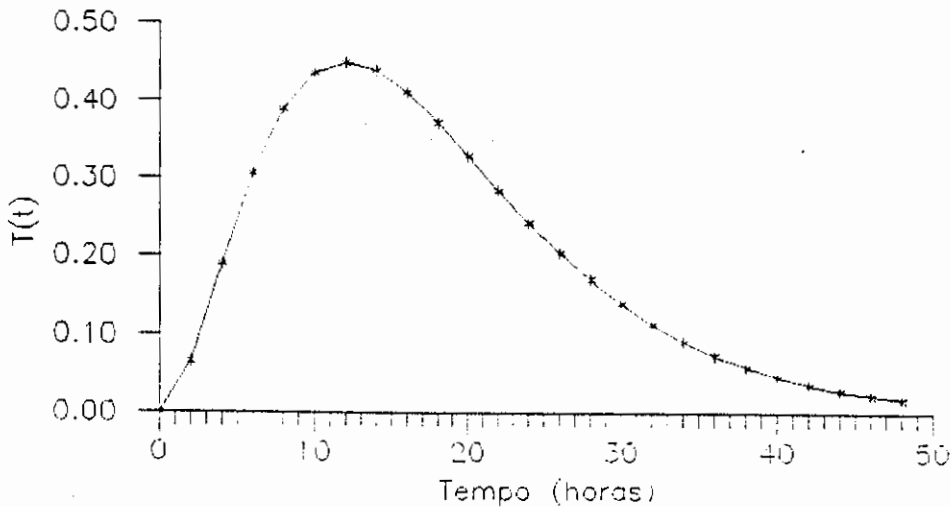


Fig. 4.2 - Estrutura temporal da fonte de aquecimento transiente.

Para a simulação do distúrbio tropical foi usada a fonte de calor constante no tempo (Equação 4.4), com raio de decaimento exponencial (r_d) de 250 km e x_t e y_t variando no tempo de acordo com a trajetória descrita na próxima seção.

4.3 - UTILIZAÇÃO DO MODELO NA SIMULAÇÃO DE UM FURACÃO

Após ter sido testado o desempenho do modelo, através da simulação da Alta da Bolívia, este será usado para simular o movimento de um distúrbio tropical (com intensa liberação de calor latente) que se move sobre o Atlântico Norte Tropical e que, eventualmente, evolui para um furacão, com vistas na análise da resposta remota sobre a América do Sul. O deslocamento da fonte é obtido através da variação temporal dos parâmetros x_t e y_t na Equação 4.3.

4.3.1 - CARACTERÍSTICAS OBSERVACIONAIS DE UM FURACÃO

Todos os furacões giram ciclonicamente nos baixos níveis e são intensos centros de baixa pressão (Figura 4.3), circundados por ventos que excedem 34 m/s; são geralmente menores do que os ciclones extratropicais e seu diâmetro está entre 100-1000 km (Gedzelman, 1980).

Próximo à superfície, as temperaturas dentro do furacão são quase constantes. Entretanto, desde que a pressão central é baixa, seu centro é potencialmente quente. Então, o furacão é uma baixa quente (contrastando com a estrutura dos ciclones extratropicais).

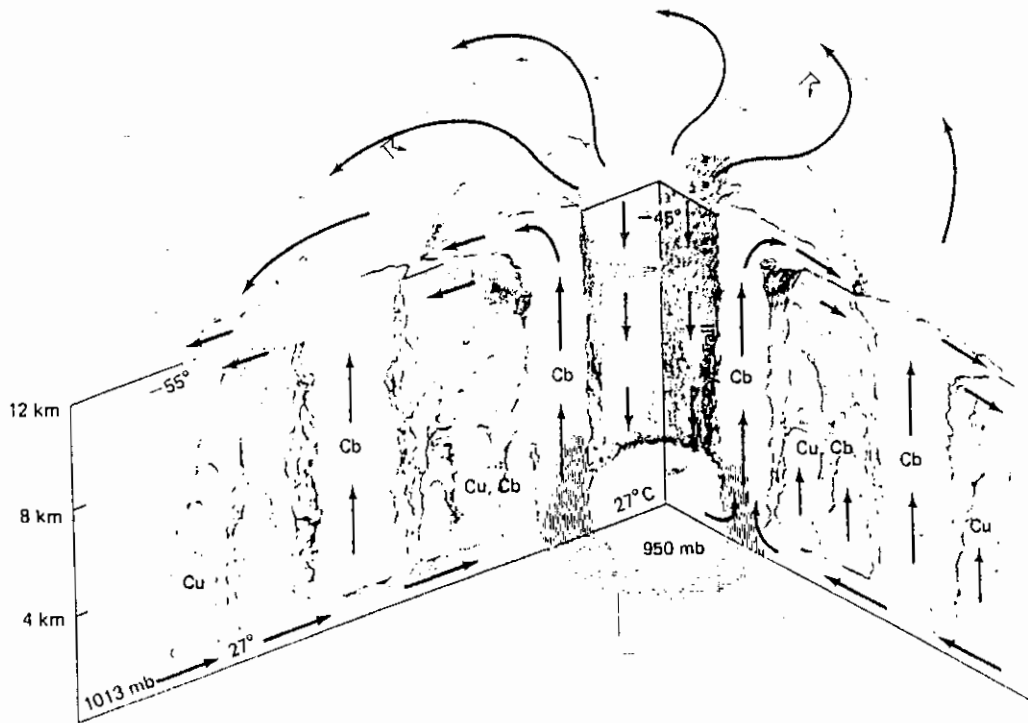


Fig. 4.3 - A estrutura de um furacão.

FONTE: Gedzelman (1980), p. 321.

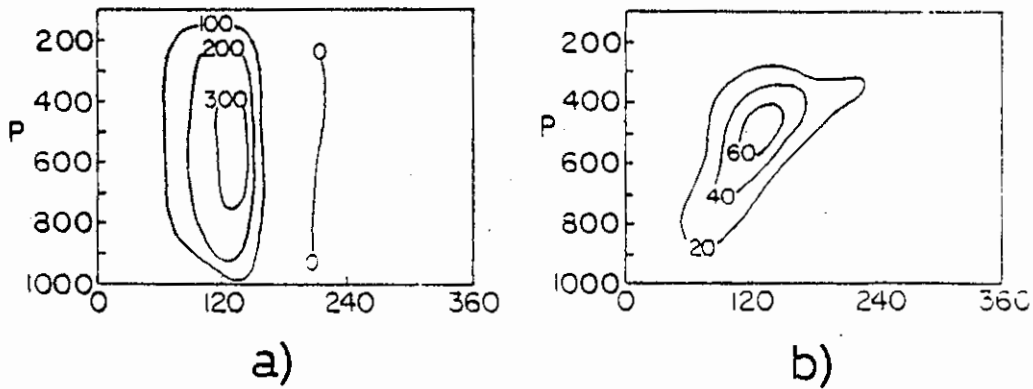


Fig. 4.4 - Seções verticais do termo de aquecimento convectivo (a) e do termo de aquecimento não-convectivo (b) em um modelo de furacão.
FONTE: Adaptada de Anthes (1977), p. 298.

4.3.2 - DESCRIÇÃO DA SIMULAÇÃO

O furacão será simulado deslocando a forçante térmica constante descrita na seção 4.2, conforme descrito abaixo.

A simulação de um furacão é feita em três estágios, de acordo com Mathur (1974). O estágio formativo (0-48 h), onde a circulação de baixos níveis torna-se bem definida e estende-se até a troposfera média, onde ocorre apreciável aquecimento. Durante o período de (48-72 h), a depressão intensifica-se, transformando-se em uma tempestade tropical, onde aparecem zonas bem definidas de convergência nos níveis inferiores. Intenso aquecimento ocorre no estágio de furacão (72-96 h), da ordem de $350^{\circ}\text{C}/\text{dia}$ (Anthes, 1982).

Como o interesse deste trabalho está na resposta remota sobre a América do Sul Tropical, somente o estágio de furacão será simulado; o modelo será integrado por quatro dias (96 horas), com uma fonte préfixada e constante no tempo.

A baixa quente decresce em intensidade com a altura, ou seja, acima do nível de 400 hPa o furacão torna-se uma área de alto geopotencial, o que leva à divergência e à circulação anti-ciclônica próxima à tropopausa (como pode ser visto na Figura 4.3).

O olho do furacão é uma região mais ou menos circular, localizada no centro do furacão, com diâmetro em torno de 50 km. O estado geral no olho é de ventos calmos e livre de nuvens. Esta região central de ventos calmos é circundada por um anel que varia entre 20-50 km, com ventos bastante intensos, que variam tipicamente entre 50-75 m/s.

A pressão central é bastante baixa, e freqüentemente observam-se recordes de pressão por onde eles passam. A pressão central típica dos furacões é de cerca de 950 mb, mas pode chegar até 878 mb (um recorde de baixa pressão). A velocidade característica de deslocamento de um furacão nos trópicos é de 5 m/s (Gedzelman, 1980).

A época em que ocorrem furacões no Oceano Atlântico Norte é no final do verão e início do outono (agosto a outubro), quando as águas tropicais estão mais quentes.

Anthes (1977) usando parametrização cumulus, verificou que o aquecimento convectivo mediado na área atinge $350^{\circ}\text{C}/\text{dia}$ na média troposfera em um raio de 120 km, e o termo de aquecimento não convectivo atinge uma magnitude de $60^{\circ}\text{C}/\text{dia}$ em 500 hPa. A Figura 4.4 mostra as seções verticais encontradas por Anthes (1977) em um modelo de furacão usando parametrização cumulus.

Este distúrbio tropical simulado move-se a uma velocidade zonal climatológica de $7,5^{\circ}/\text{dia}$ (Anthes, 1982), entre $32,5^{\circ}\text{W}$ e 55°W , e meridional de $2,5^{\circ}/\text{dia}$, entre $12,5^{\circ}\text{N}$ e 20°N , segundo a trajetória descrita na Figura 4.5. Para a simulação de um furacão observado (Gilbert, setembro 1988), descrito no Capítulo 5, a velocidade zonal será de $5^{\circ}/\text{dia}$ e a meridional de $1,25^{\circ}/\text{dia}$; sua trajetória é dada na Figura 4.5.

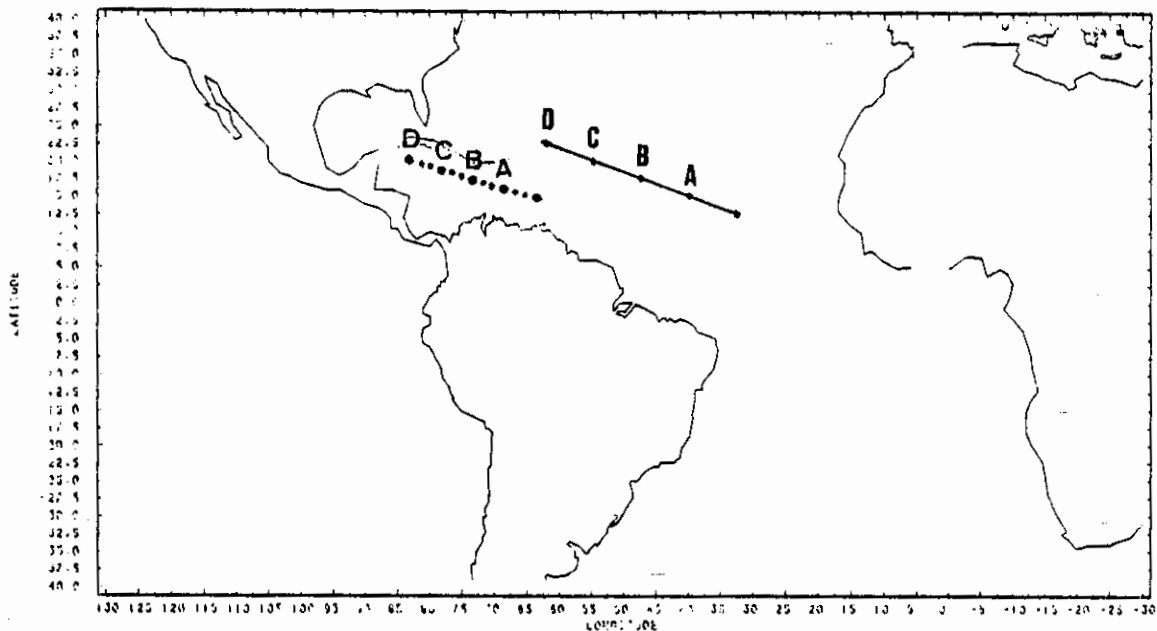


Fig. 4.5 - Trajetória do distúrbio tropical simulado (linha cheia) e trajetória do furacão Gilbert (linha pontilhada), onde as letras A, B, C e D indicam a posição final do distúrbio após 24, 48, 72 e 96 horas, respectivamente.

CAPÍTULO 5

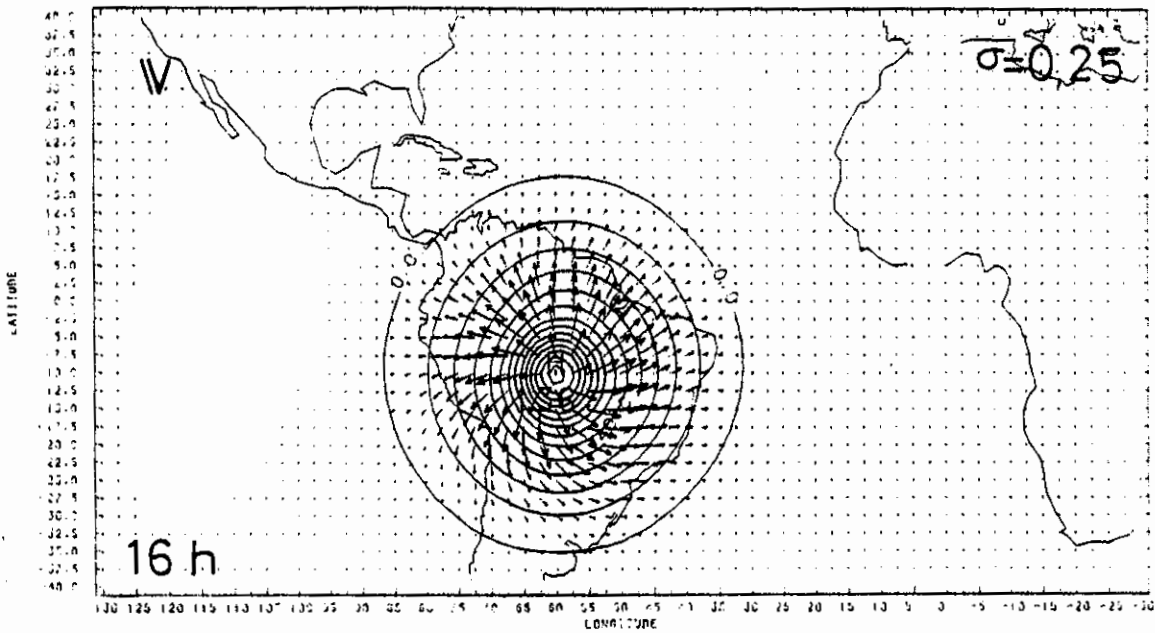
RESULTADOS

5.1 - DESEMPENHO DO MODELO

O modelo revelou-se computacionalmente estável durante toda a integração, mostrando um desempenho satisfatório ao simular a Alta da Bolívia na presença de fontes transientes de calor, em comparação com resultados já publicados na literatura especializada. O modelo foi integrado durante apenas dois dias, pois a intenção deste experimento é de testar o desempenho do modelo. Porém, os resultados deste teste também serão úteis na avaliação dos efeitos não-lineares, que se desenvolvem no caso da simulação do furacão.

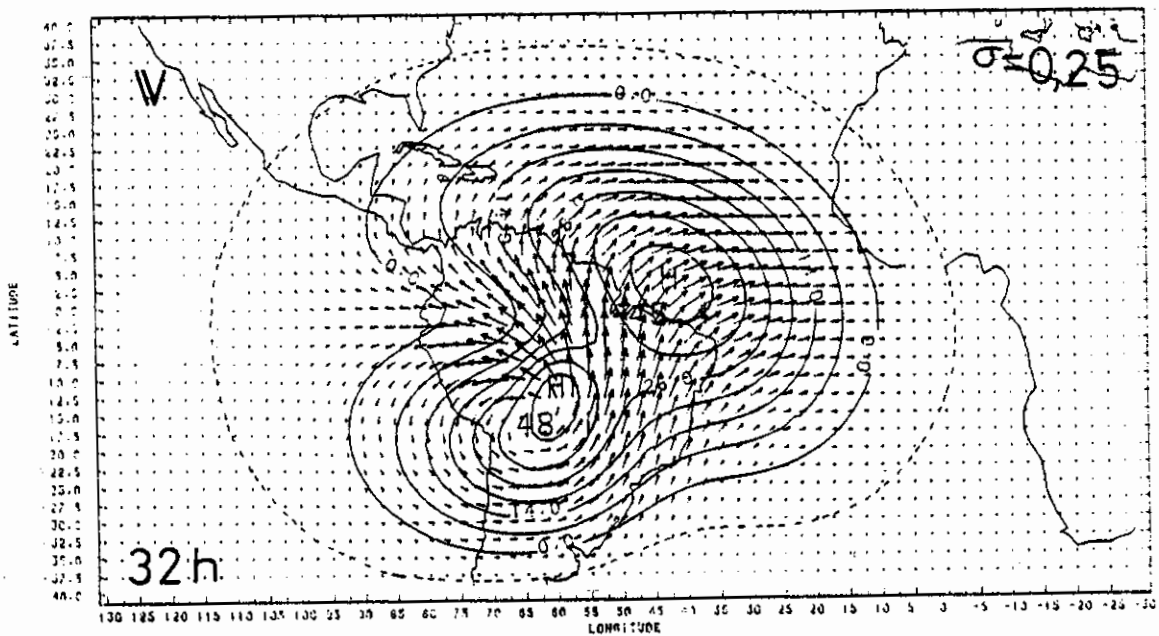
As Figuras 5.1 e 5.2 mostram os campos de vento e desvio de geopotencial para o período de integração de 16 h, 32 h e 48 h, nos altos ($\sigma = 0,25$) e baixos ($\sigma = 0,75$) níveis, respectivamente. Foi feita uma interpolação linear do campo de desvio de geopotencial, do nível sigma ($\sigma = 0,75$) para a superfície de pressão constante (750 hPa); o campo de vento não mostrou diferenças significativas quando interpolado, motivo pelo qual não foi interpolado. A diferença entre o nível $\sigma = 0,25$ e o nível de pressão 250 hPa é desprezível.

Para os altos níveis (Figura 5.1), pode-se observar que a Alta da Bolívia está bem desenvolvida no final do período de integração, com seu centro próximo a 70°W e 20°S para a fonte indicada na Figura 4.1. Os resultados do modelo também mostram a formação de um cavado a leste da Alta da Bolívia.



Vento máximo = $0,813 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 10 m

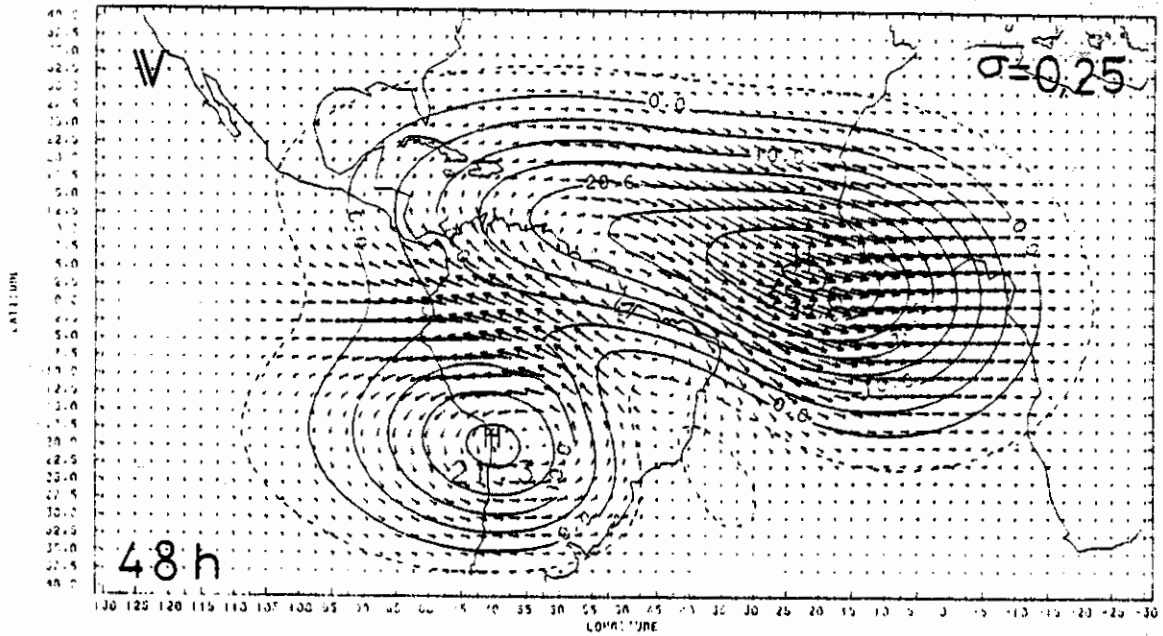


Vento máximo = $0,699 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 7 m

Fig. 5.1' - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis após: a) 16 horas, b) 32 horas e c) 48 horas de integração para a simulação da AB.

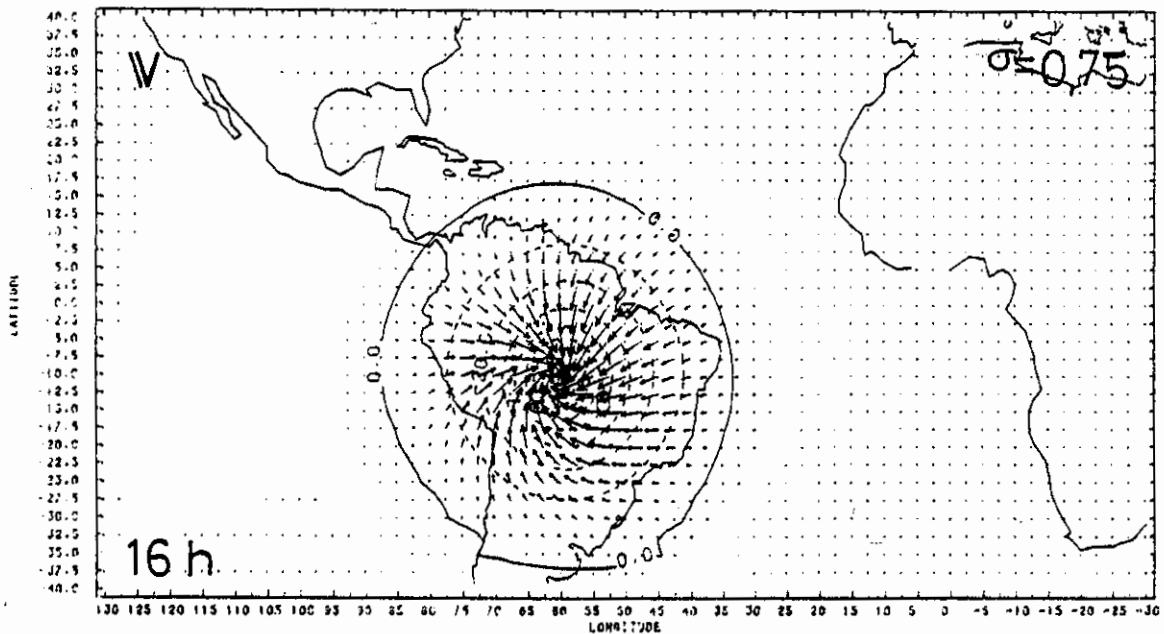
(continua)



Vento máximo = $0,398 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 5 m

Fig. 5.1 - Conclusão.

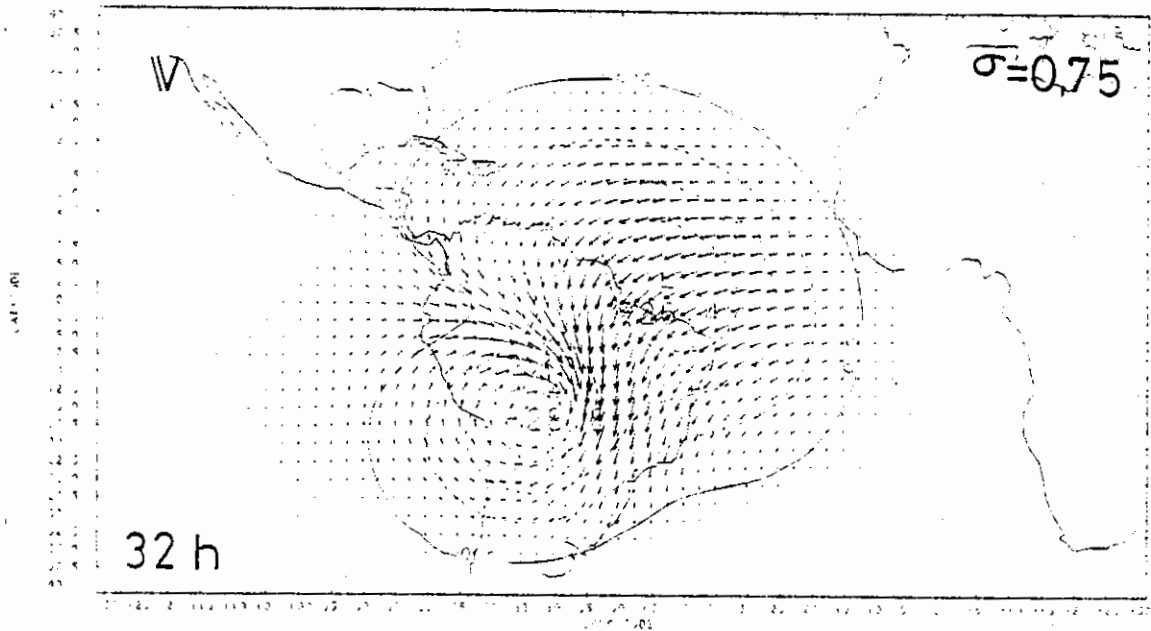


Vento máximo = $0,818 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 10 m

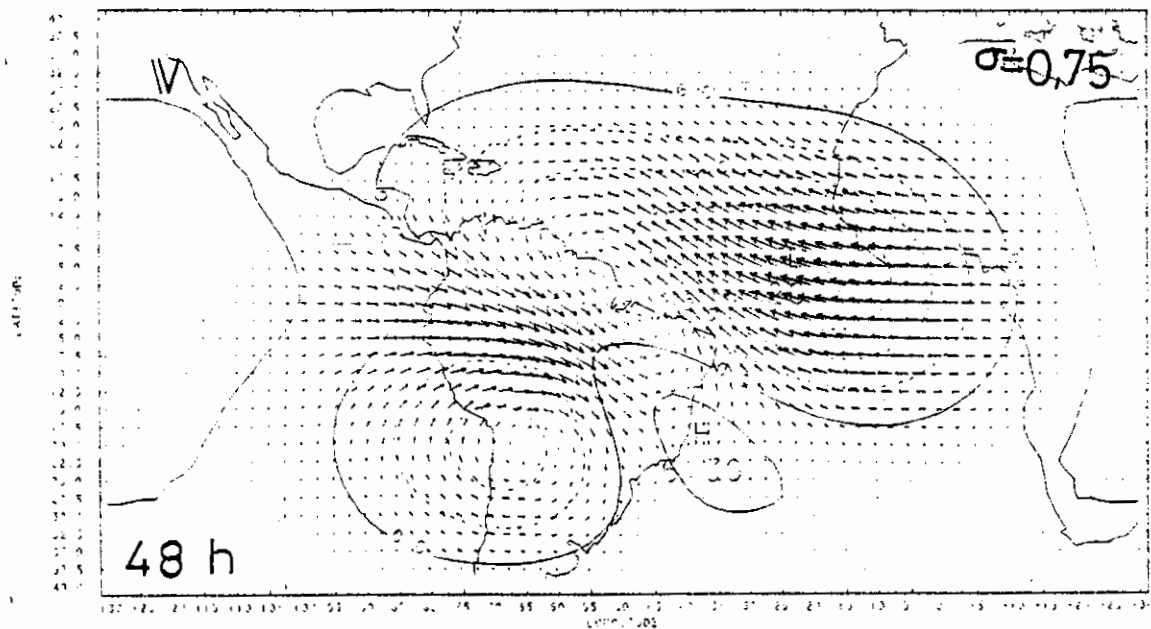
Fig. 5.2 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis após: a) 16 horas, b) 32 horas e c) 48 horas de integração para a simulação da AB.

(continua)



Vento máximo = $0,721 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 7 m



Vento máximo = $0,408 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 5 m

Fig. 5.2 - Conclusão.

De acordo com Silva Dias et al.(1983), a formação do cavado em altitude (Figura 5.1c), com orientação noroeste-sudeste (aproximadamente em 15°S - 45°W),

é causada parcialmente pela dispersão na direção leste das ondas curtas de Rossby e em parte pelas ondas mistas de Rossby-Gravidade.

Pela Figura 5.2, pode-se notar a evidência de uma circulação ciclônica próximo a 70°W e 20°S . É importante observar que os resultados do modelo indicam que a circulação anticiclônica de altos níveis é comparável, em intensidade, com a circulação ciclônica de baixos níveis. Este detalhe será novamente abordado na discussão dos resultados associados a uma intensa fonte de calor que representa o furacão.

Ainda de acordo com Silva Dias et al. (1983), os distúrbios que se propagam rapidamente para leste na Figura 5.1 são devidos à excitação dos modos de Kelvin pela fonte de calor.

É importante ressaltar que o modelo semilagrangiano reproduziu resultados bastante similares aos simulados com um modelo espectral (Silva Dias et al., 1983; DeMaria, 1985) e com um modelo euleriano (Figueroa e Silva Dias, 1990). Os efeitos associados tanto aos modos rotacionais como aos modos de Kelvin e mistos de Rossby-Gravidade (cavado a leste da Alta da Bolívia) estão bem representados.

5.2 - RESULTADOS REFERENTES À SIMULAÇÃO DE UM FURACÃO

Após ter sido testado o desempenho do modelo, através da simulação da circulação atmosférica associada à Alta da Bolívia, partiu-se para a simulação de um furacão, fazendo uso de uma forçante térmica estacionária no tempo, conforme especificada na Seção 4.2.

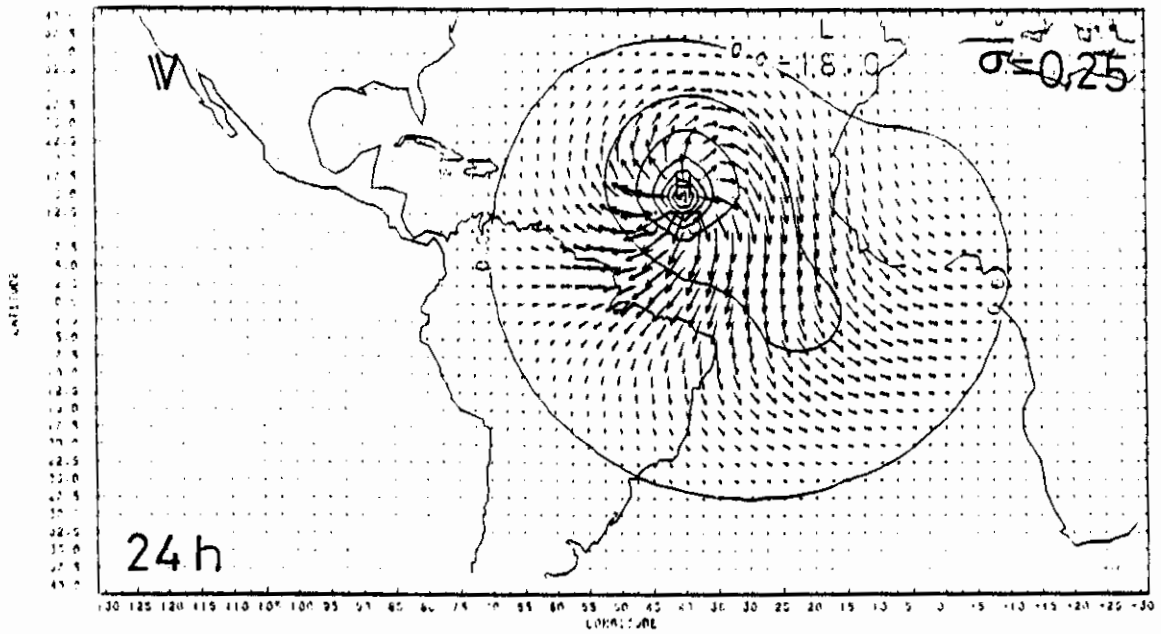
A discussão dos resultados da simulação de um furacão foi dividida em três partes: a) na primeira, a simulação é feita tomando a atmosfera inicialmente em repouso, isto é, com um estado básico em repouso; b) na segunda, é incluído um estado básico dado pela média zonal climatológica do vento, como definido no Capítulo 2; c) na terceira, é executada a simulação de uma trajetória observada, a do furacão Gilbert (setembro, 1988), partindo-se do estado básico em repouso.

Na primeira e segunda parte, o modelo foi integrado durante quatro dias (96 horas) usando uma forçante térmica estacionária no tempo, com um aquecimento da ordem de $240^{\circ}\text{C}/\text{dia}$. A forçante desloca-se de $32,5^{\circ}\text{W}/12,5^{\circ}\text{N}$ para $62,5^{\circ}\text{W}/22,5^{\circ}\text{N}$ em quatro dias de integração o que implica numa velocidade de deslocamento da ordem de $7,5^{\circ}/\text{dia}$ (zonal) e $2,5^{\circ}/\text{dia}$ (meridional). Este deslocamento é dado pela posição média climatológica dos furacões (Anthes, 1982) e está indicado na Figura 4.5. Na terceira parte deste experimento, a fonte é deslocada segundo a trajetória do furacão Gilbert dado na Figura 4.5, com um aquecimento da ordem de $300^{\circ}\text{C}/\text{dia}$. A trajetória do Gilbert apresenta-se bem mais zonal e ao sul da climatológica. Portanto, espera-se uma significativa alteração na resposta do modelo, tendo em vista a dependência da latitude na partição de energia entre modos rotacionais e gravitacionais, conforme discutido por Silva Dias et al. (1983).

5.2.1 - SIMULAÇÃO COM ESTADO BÁSICO EM REPOUSO

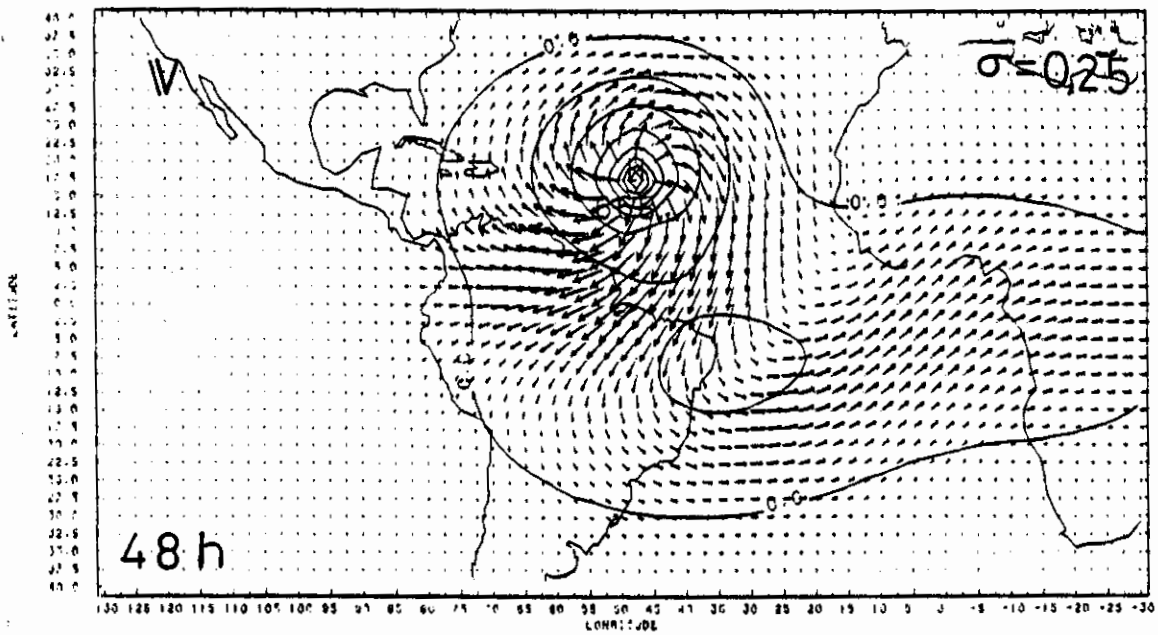
Os resultados desta simulação são mostrados nas Figuras 5.3, 5.4, 5.6, 5.7, 5.8 e 5.9 para os campos de desvio de altura geopotencial e vento, de divergência e de vorticidade para os altos e baixos níveis, respectivamente; o campo de desvio de pressão de superfície é mostrado na

Figura 5.5. Para uma melhor visualização dos resultados, foram plotados apenas 65 pontos (leste-oeste) dos 81 pontos de grade utilizados para a simulação, sendo a resolução do modelo de $2,5^{\circ} \times 2,5^{\circ}$.



Vento máximo = $16,30 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 70 m

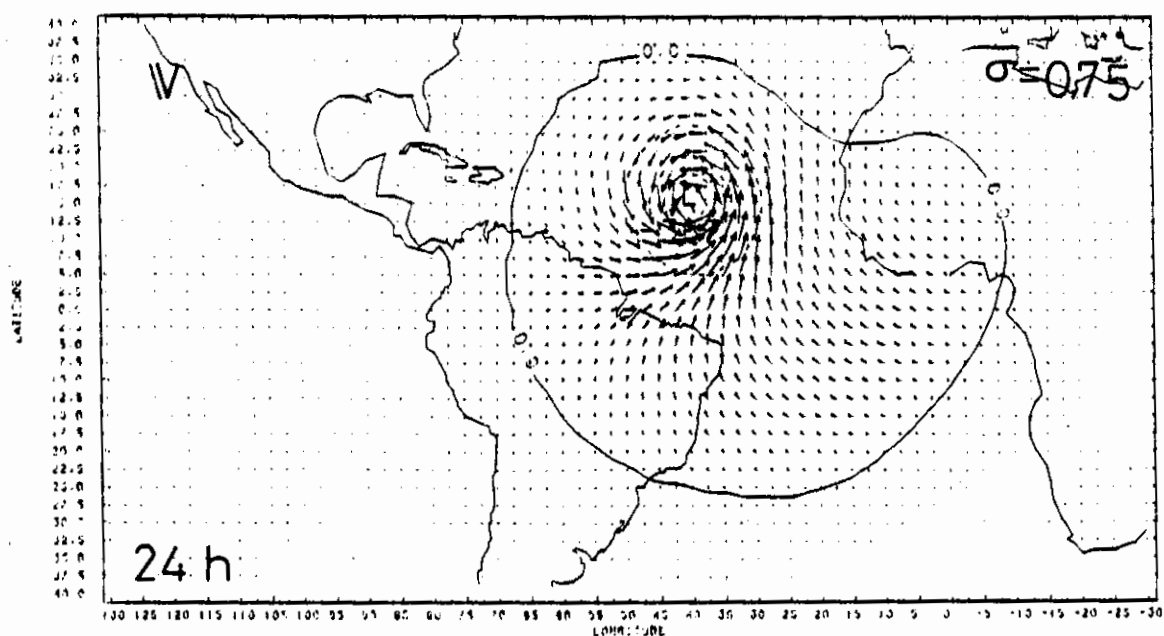


Vento máximo = $15,90 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 80 m

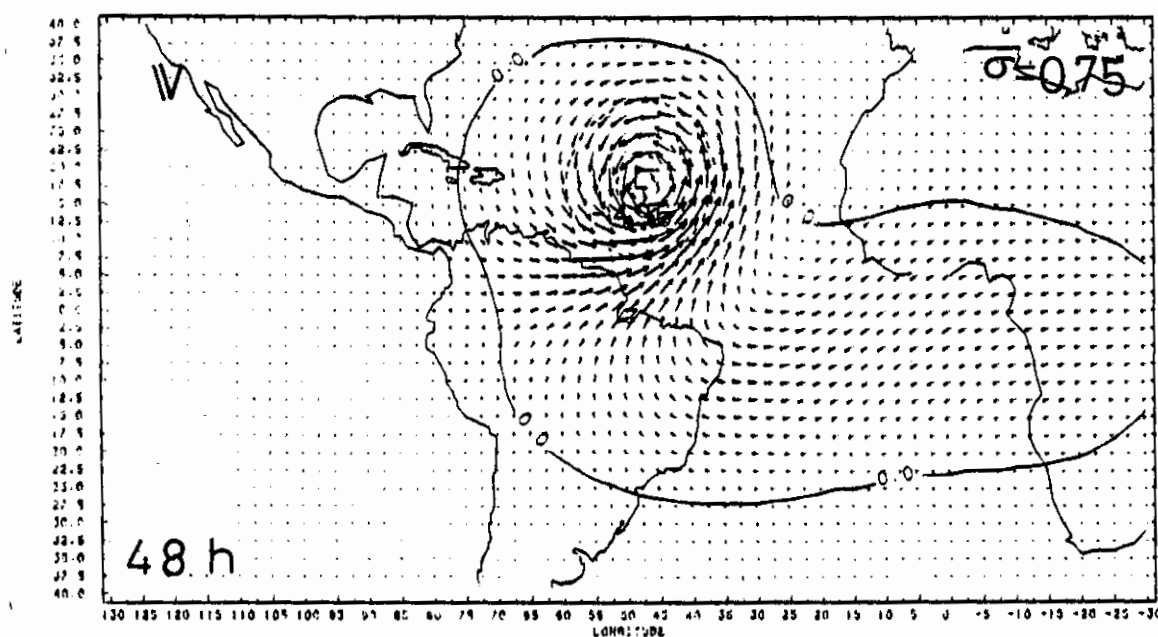
Fig. 5.3 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)



Vento máximo = $27,40 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 70 m

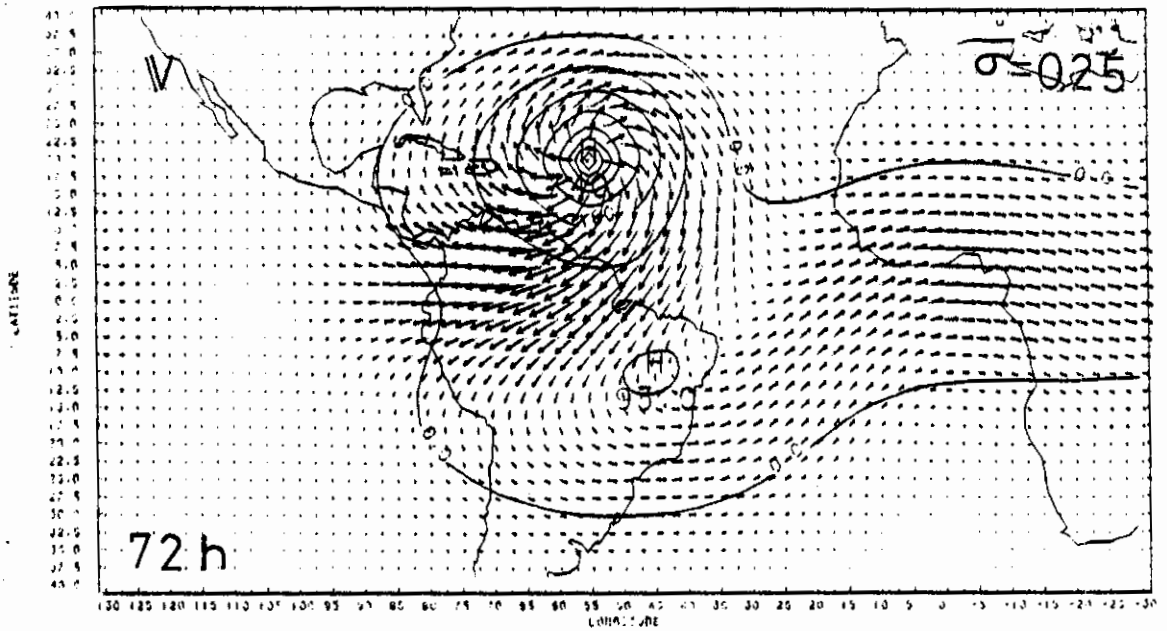


Vento máximo = $32,00 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

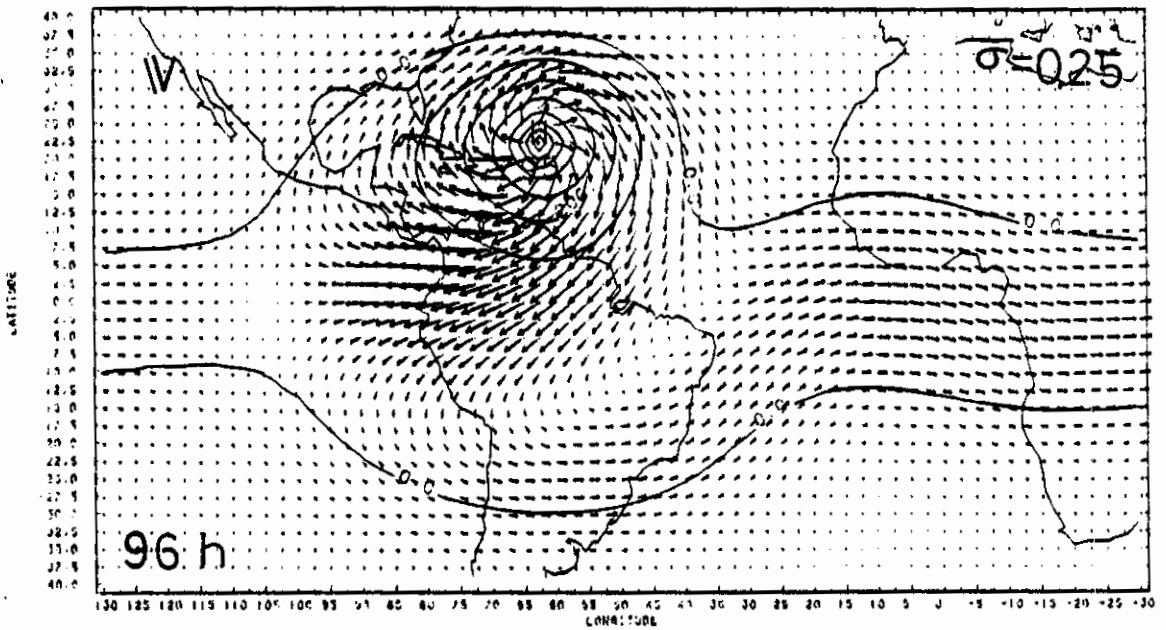
Fig. 5.4 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)



Vento máximo = $17,00 \text{ ms}^{-1}$

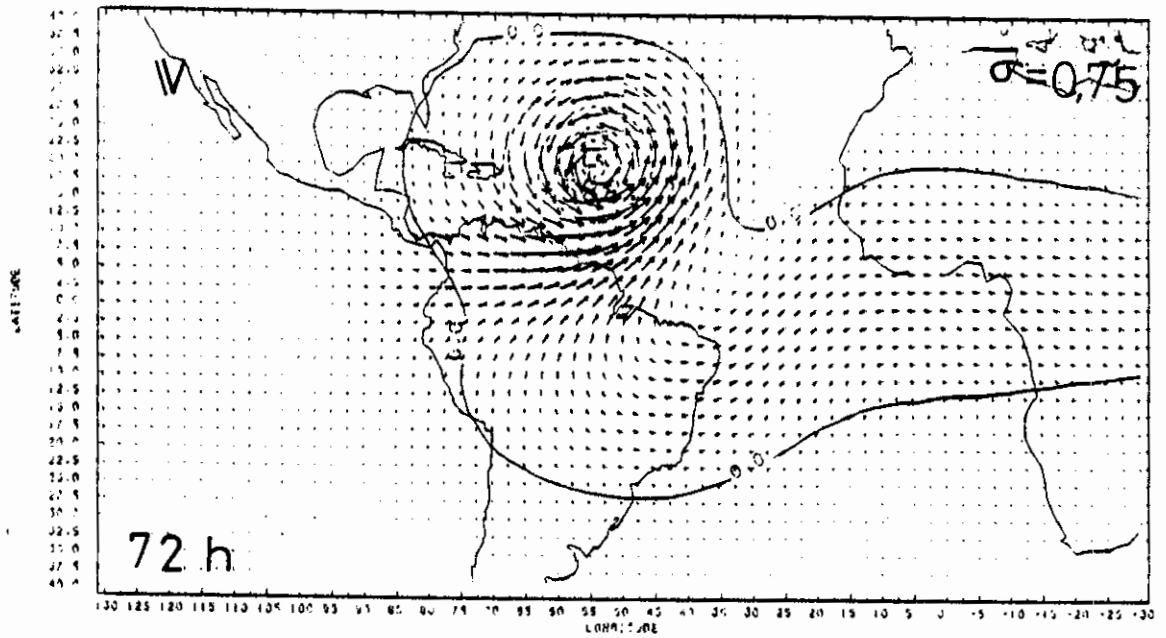
Intervalo de contorno = 90 m



Vento máximo = $17,00 \text{ ms}^{-1}$

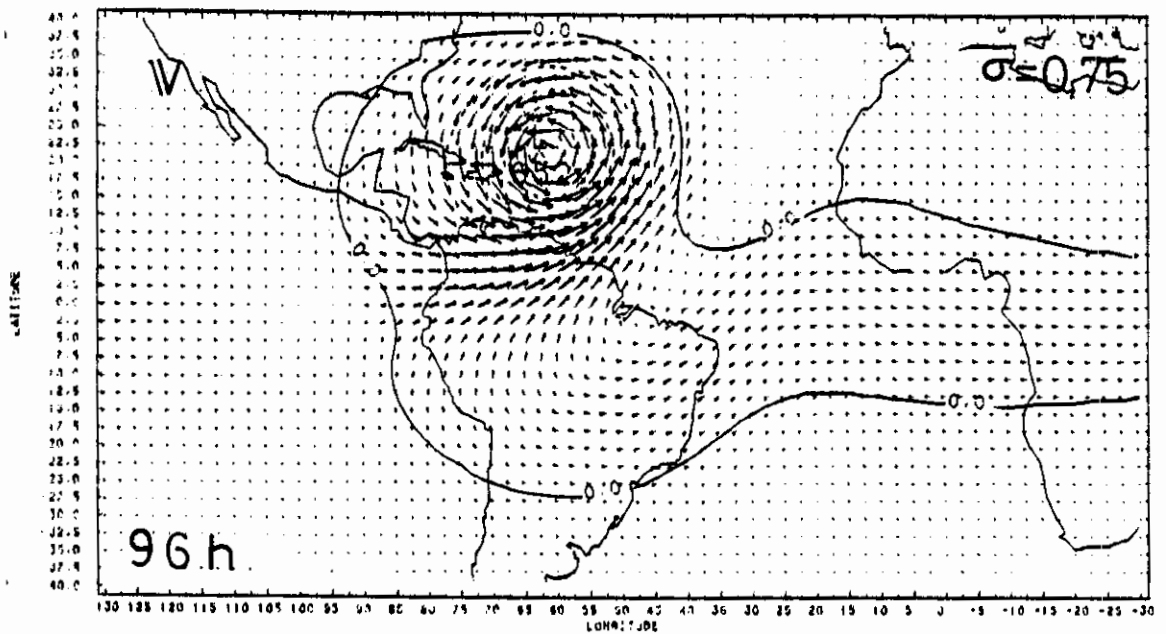
Intervalo de contorno = 100 m

Fig. 5.3 - Conclusão.



Vento máximo = $33,50 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m



Vento máximo = $33,50 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

Fig. 5.4 - Conclusão.

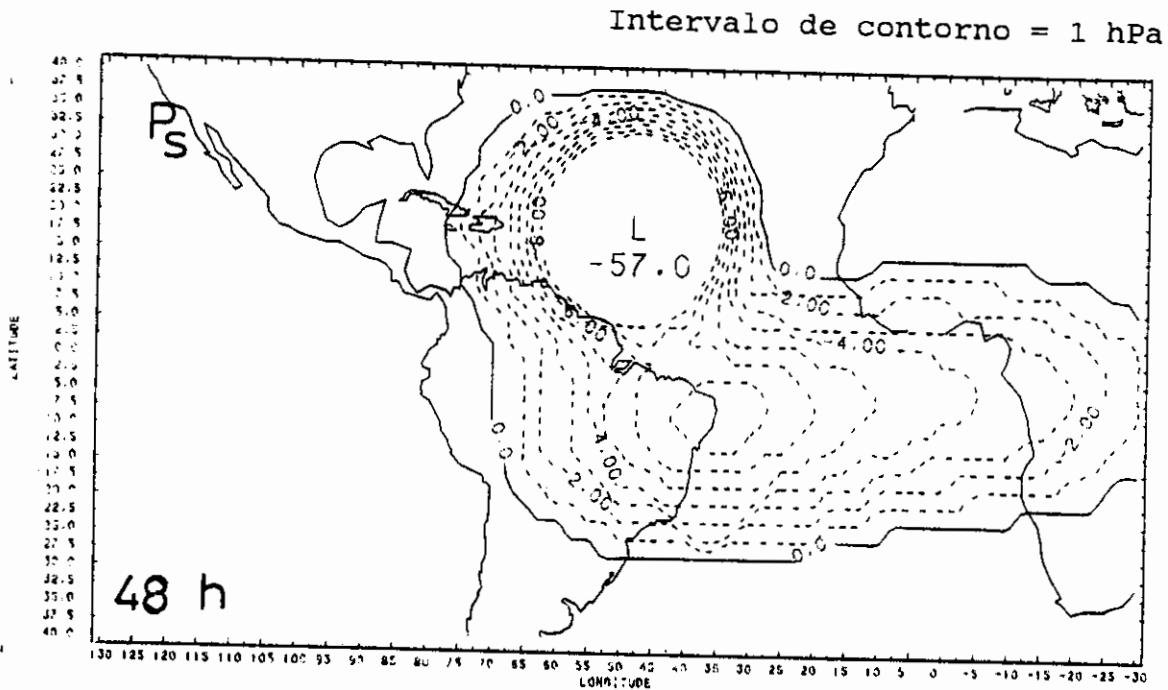
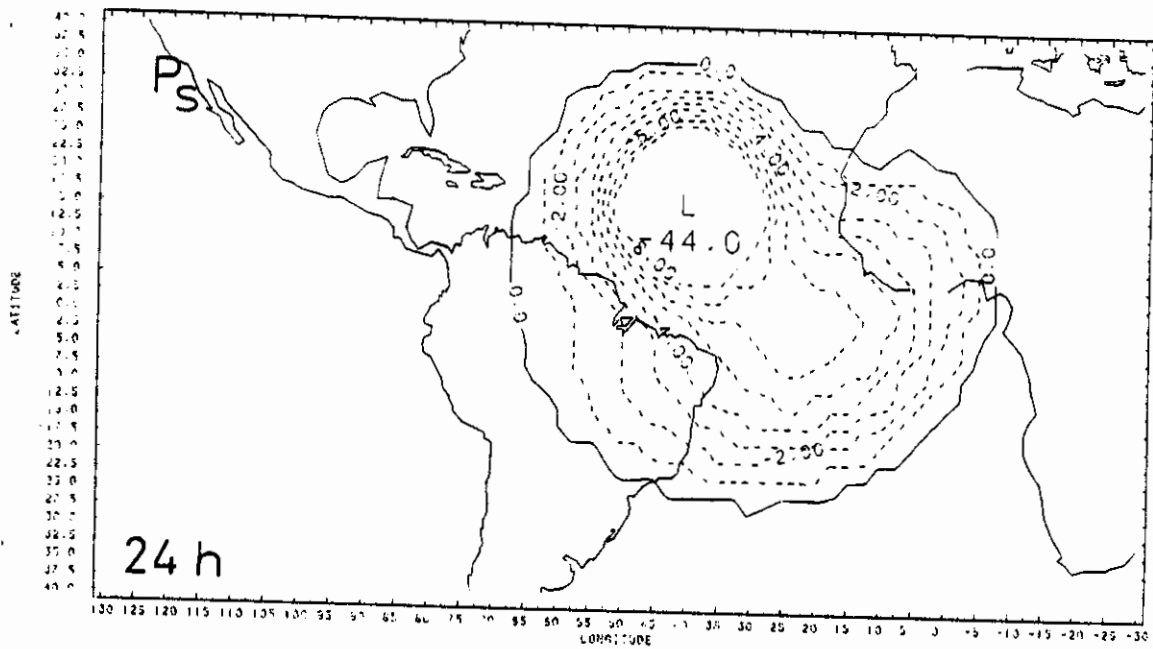
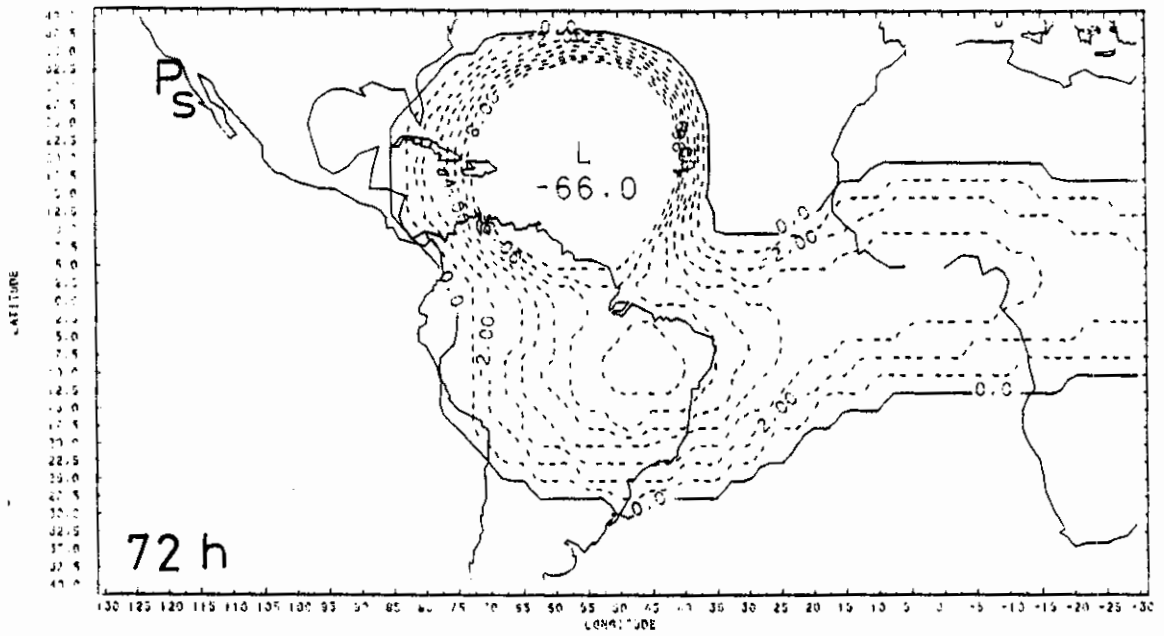
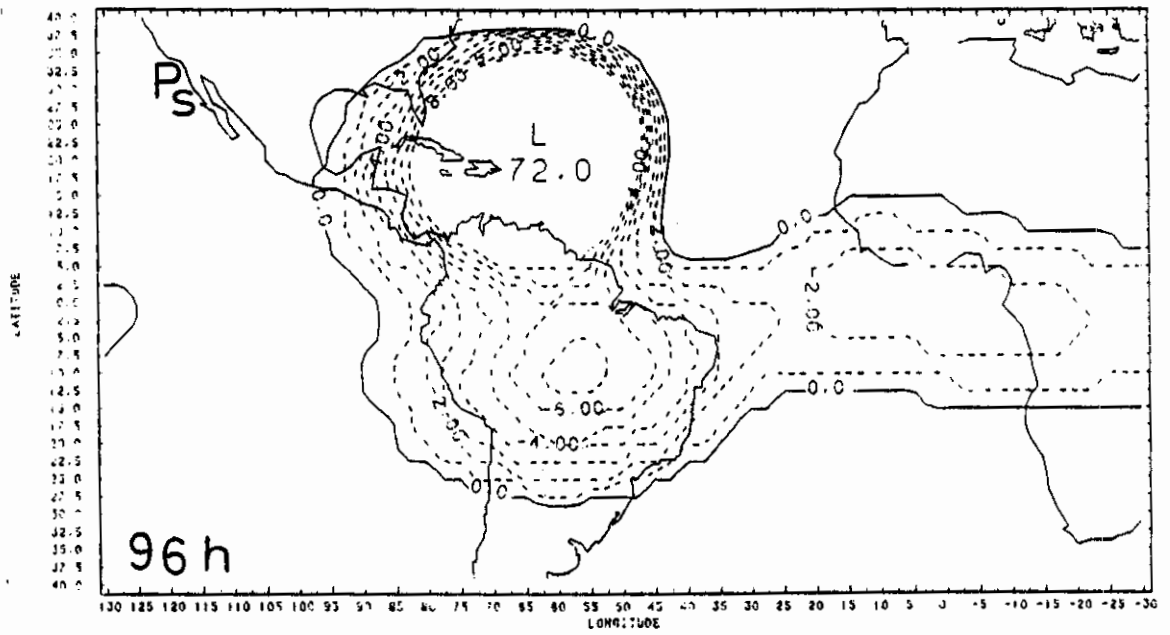


Fig. 5.5 - Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)



Intervalo de contorno = 1 hPa



Intervalo de contorno = 1 hPa

Fig. 5.5 - Conclusão.

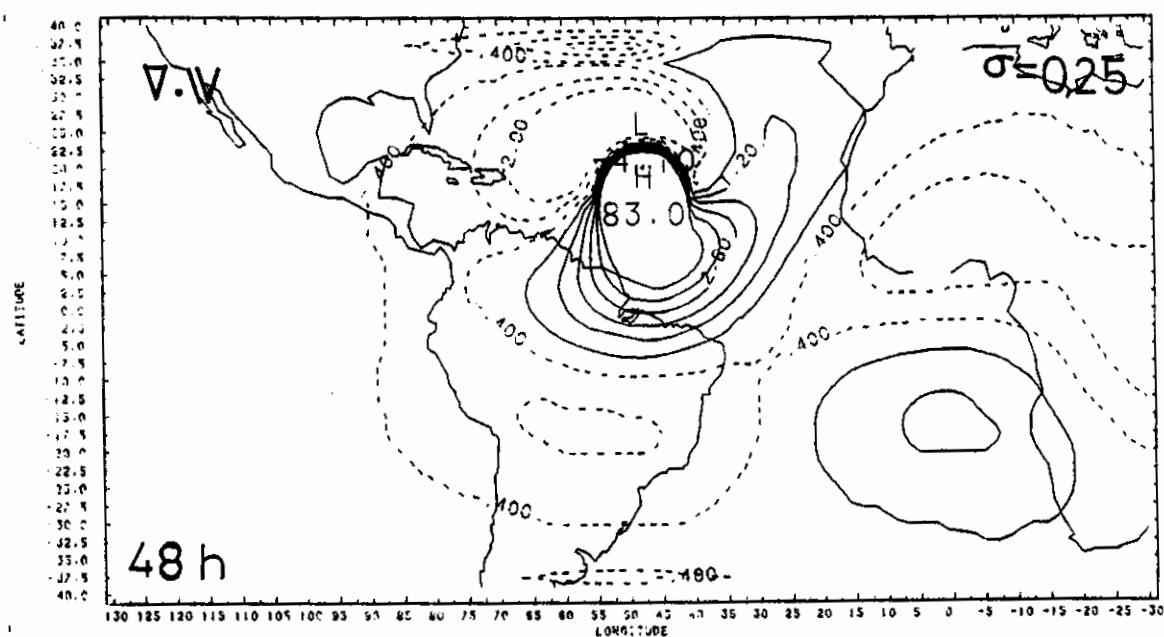
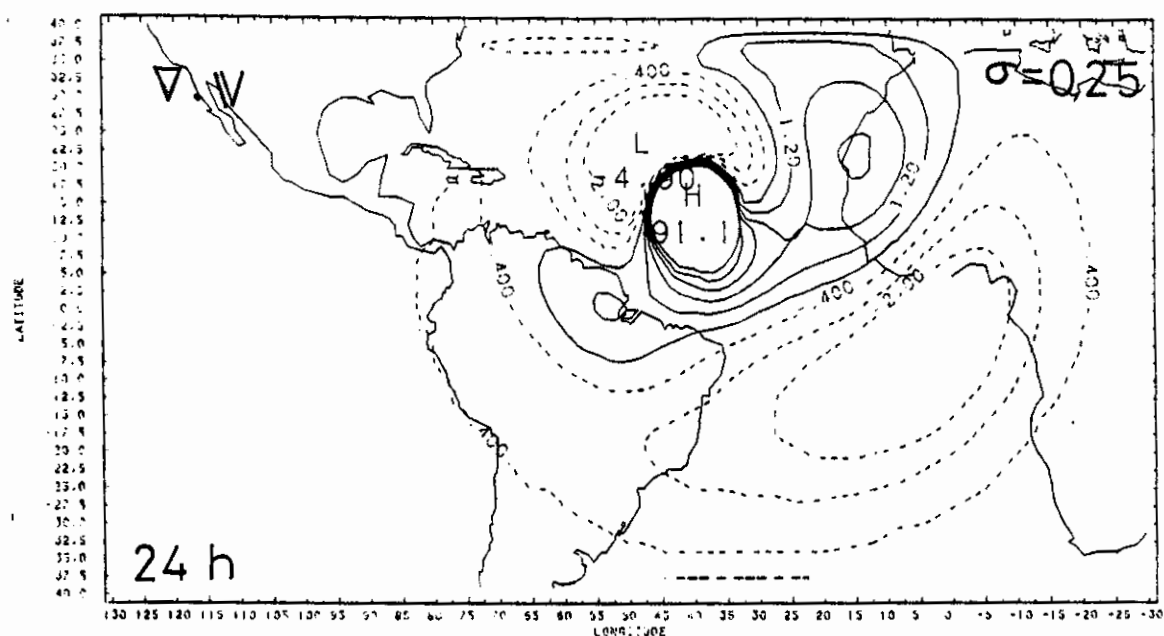
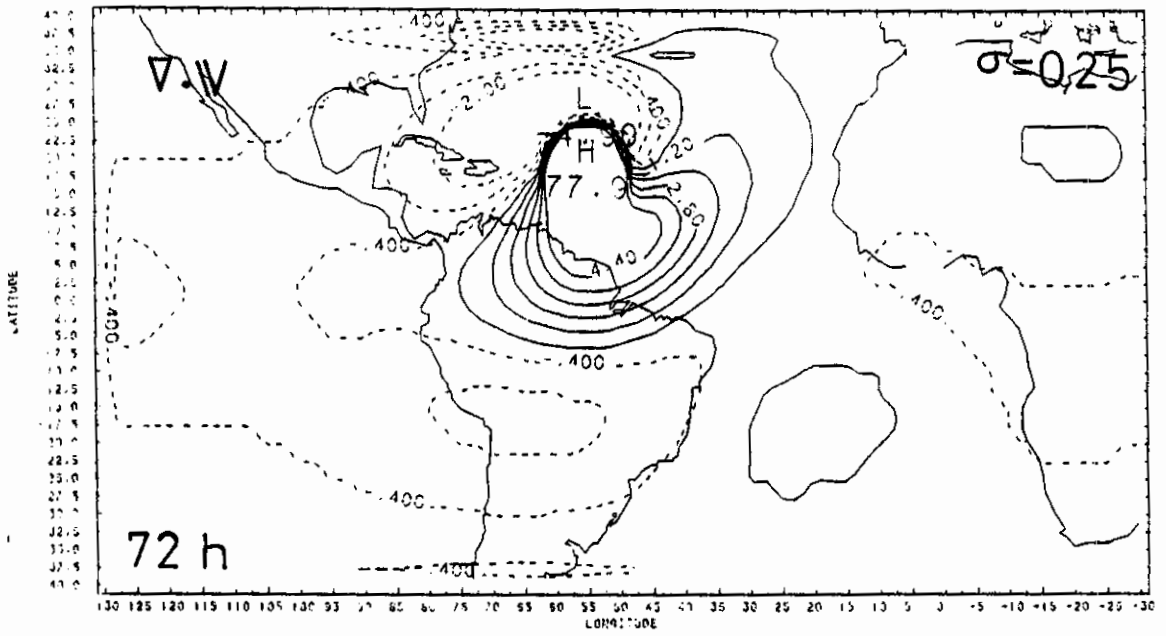
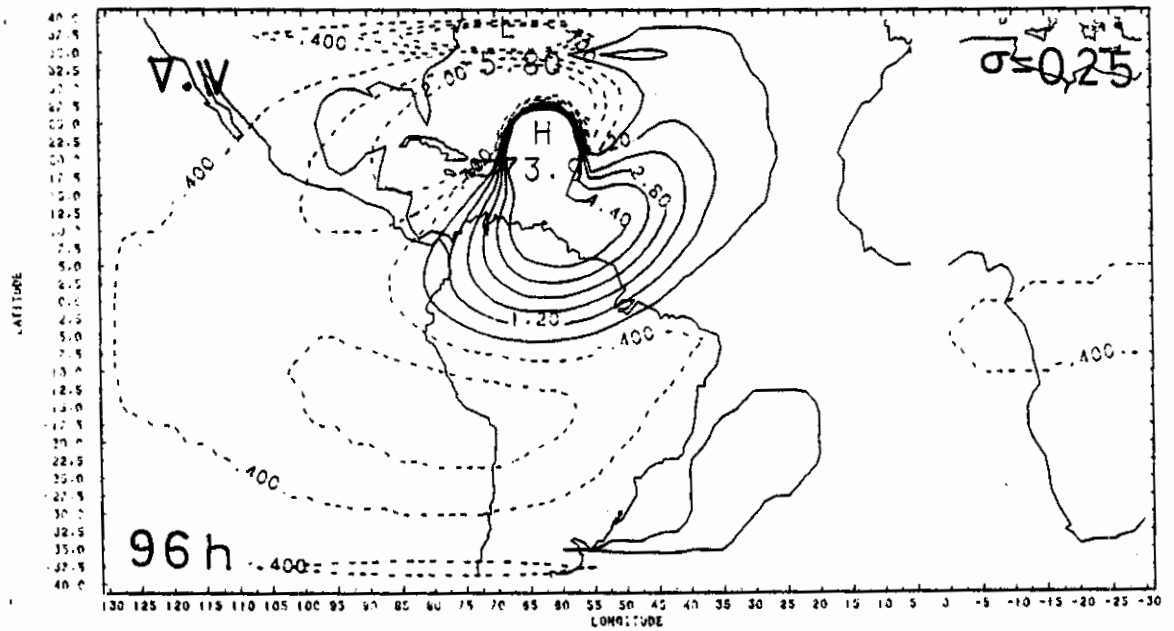


Fig. 5.6 - Campo de divergência (10^{-6} s^{-1}) para os altos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.
(continua)



Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$



Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.6 - Conclusão.

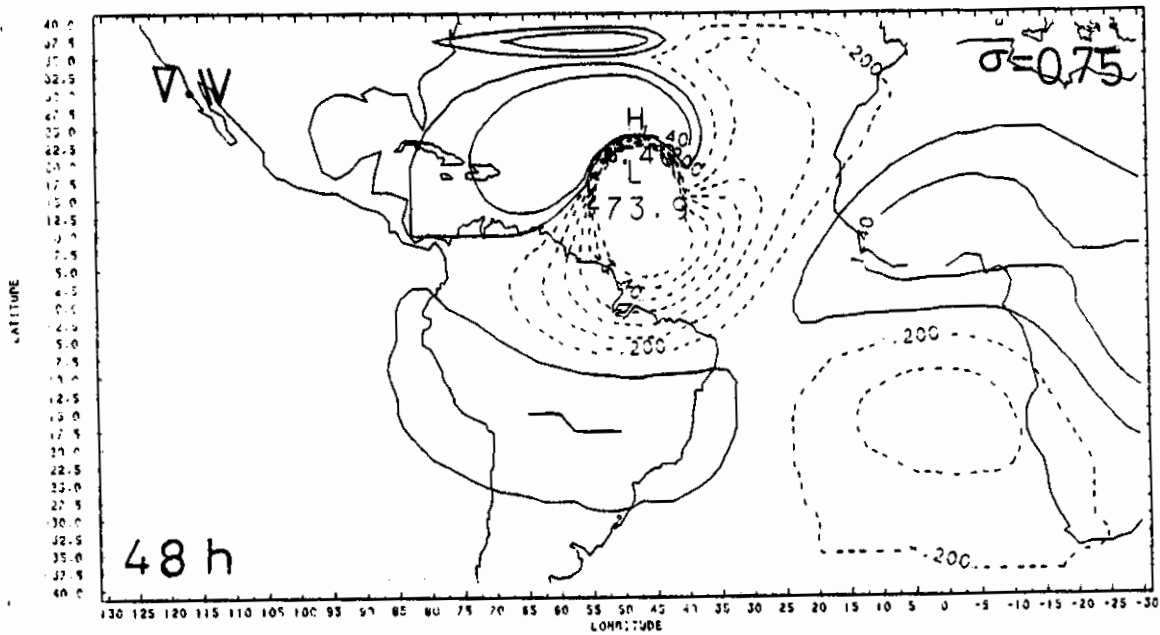
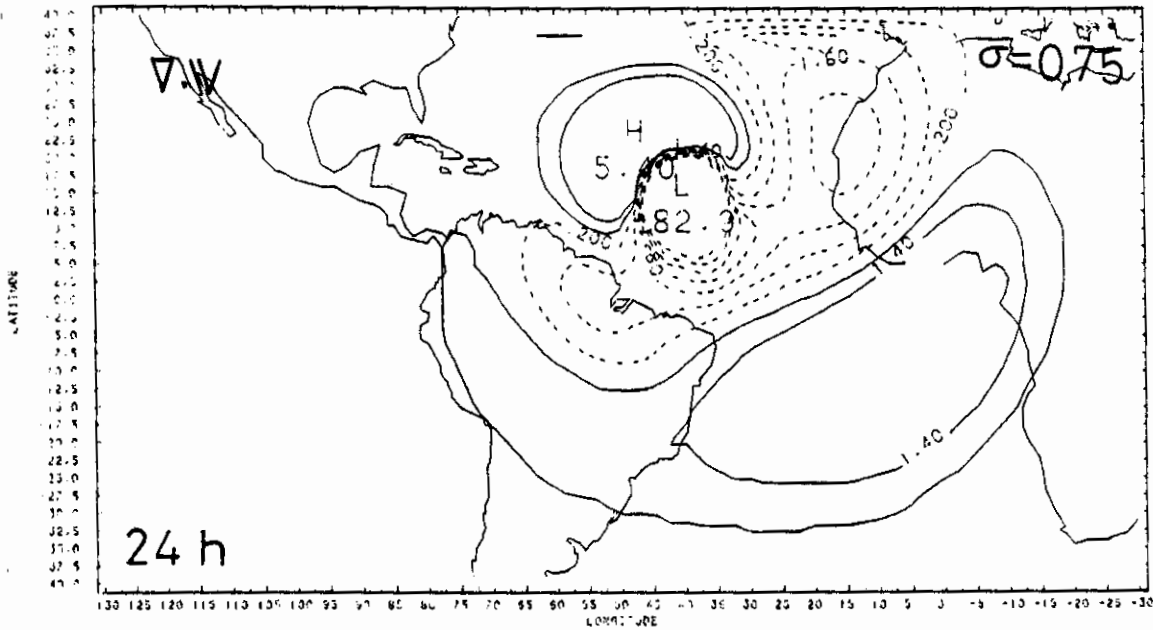
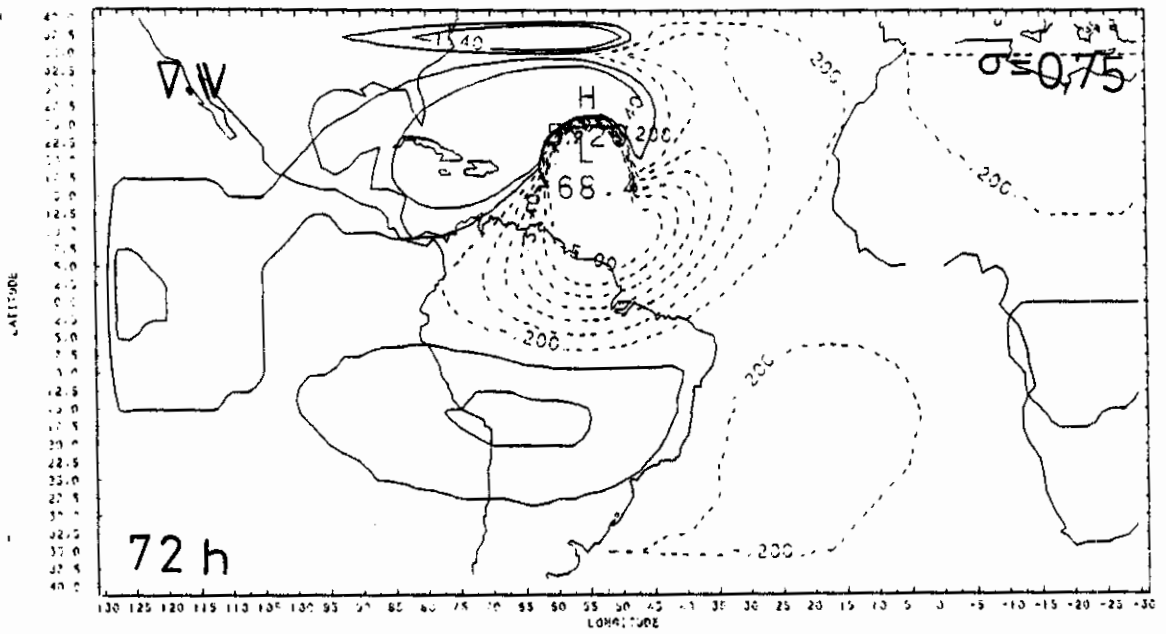
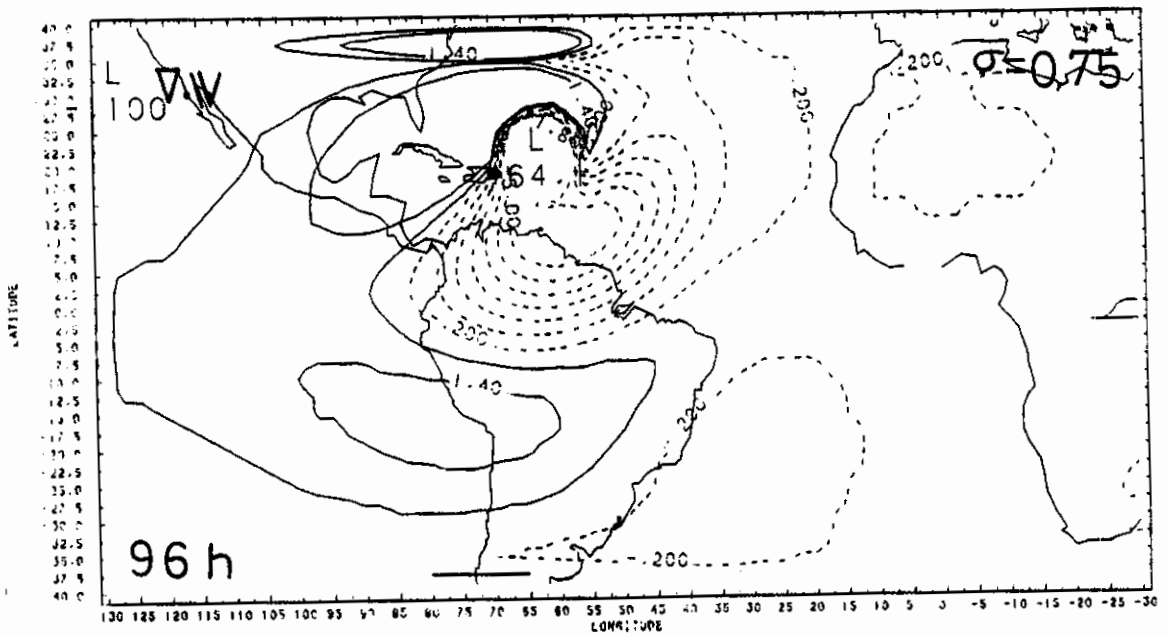


Fig. 5.7 - Campo de divergência (10^{-6} s^{-1}) para os baixos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.
(continua)

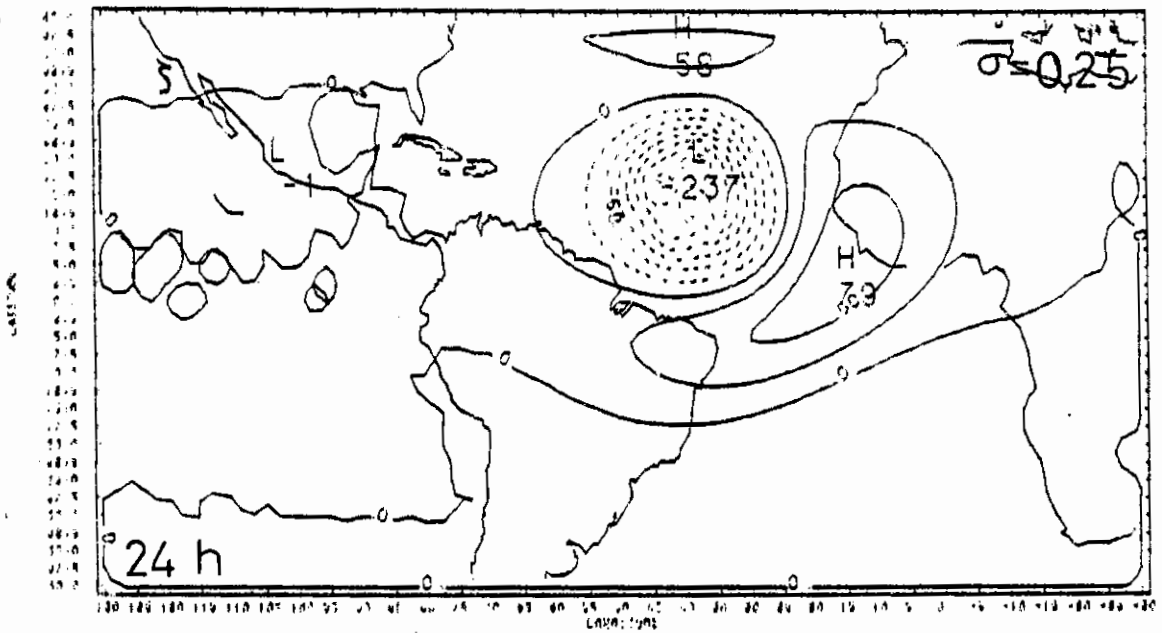


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

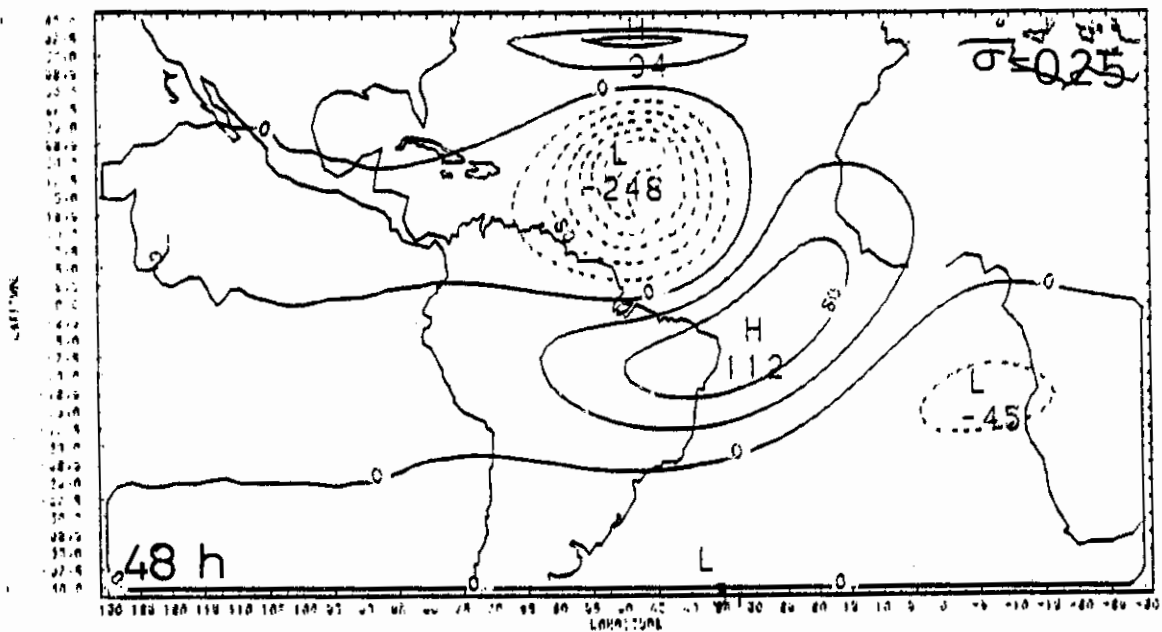


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.7 - Conclusão.

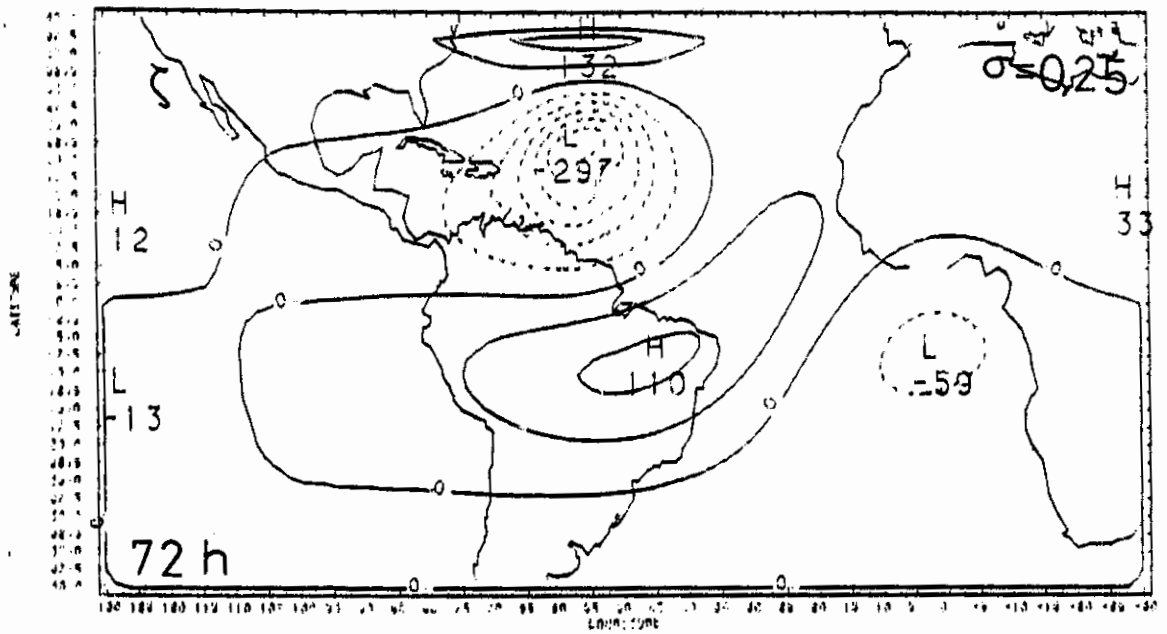


Intervalo de contorno = $30 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

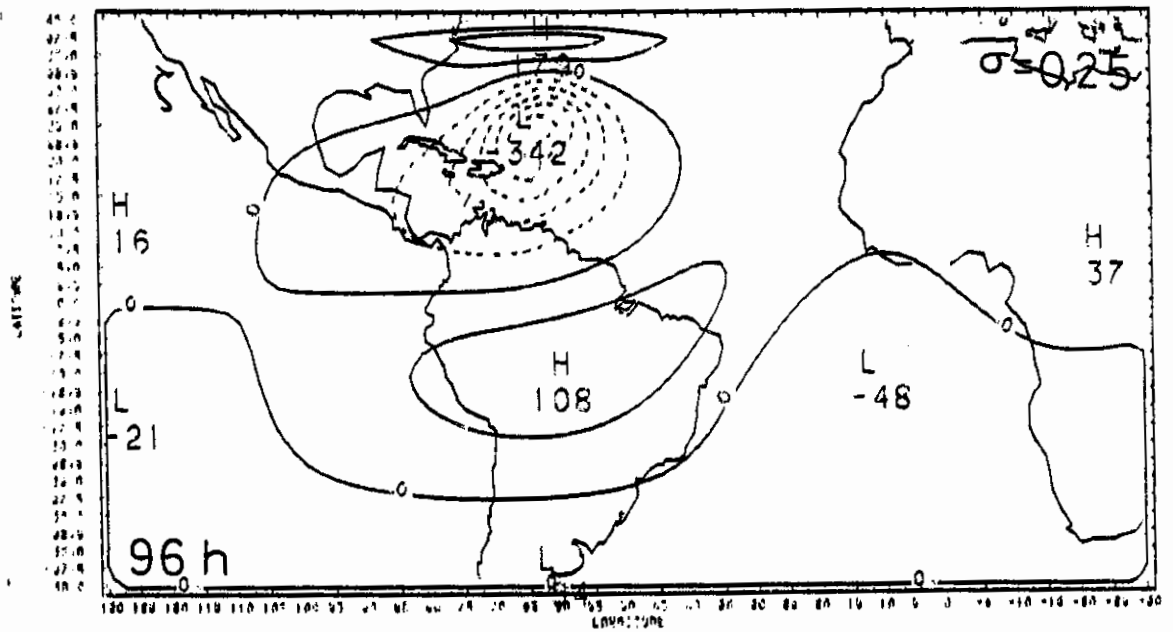


Intervalo de contorno = $40 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.8 - Campo de vorticidade (10^{-7} s^{-1}) para os altos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.
(continua)



Intervalo de contorno = $50 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$



Intervalo de contorno = $60 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.8 - Conclusão.

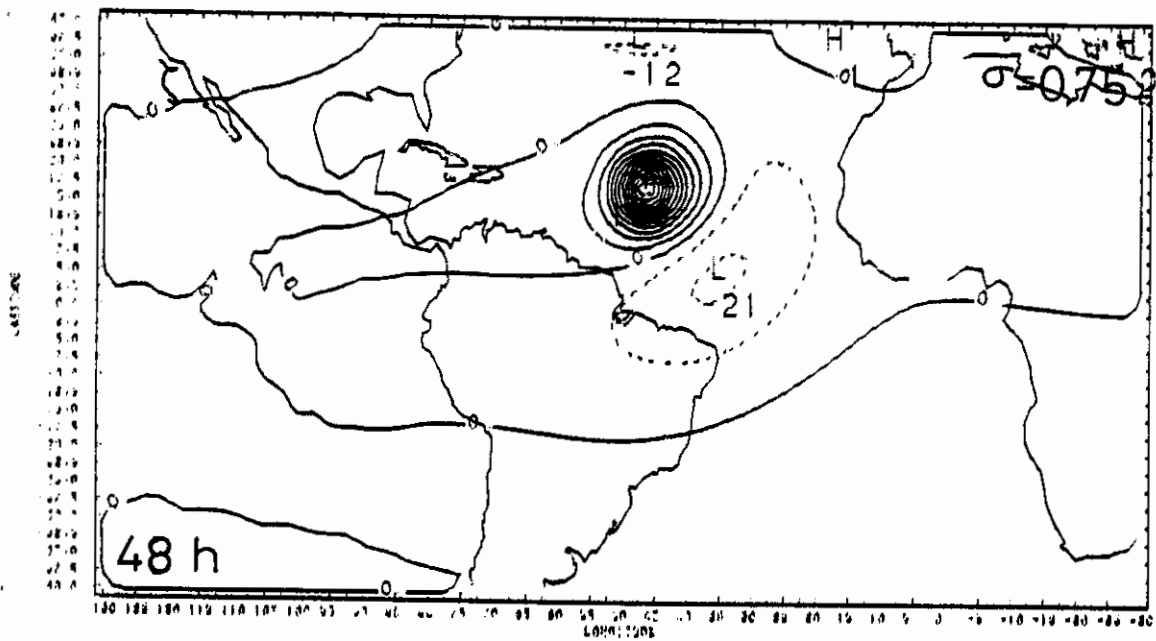
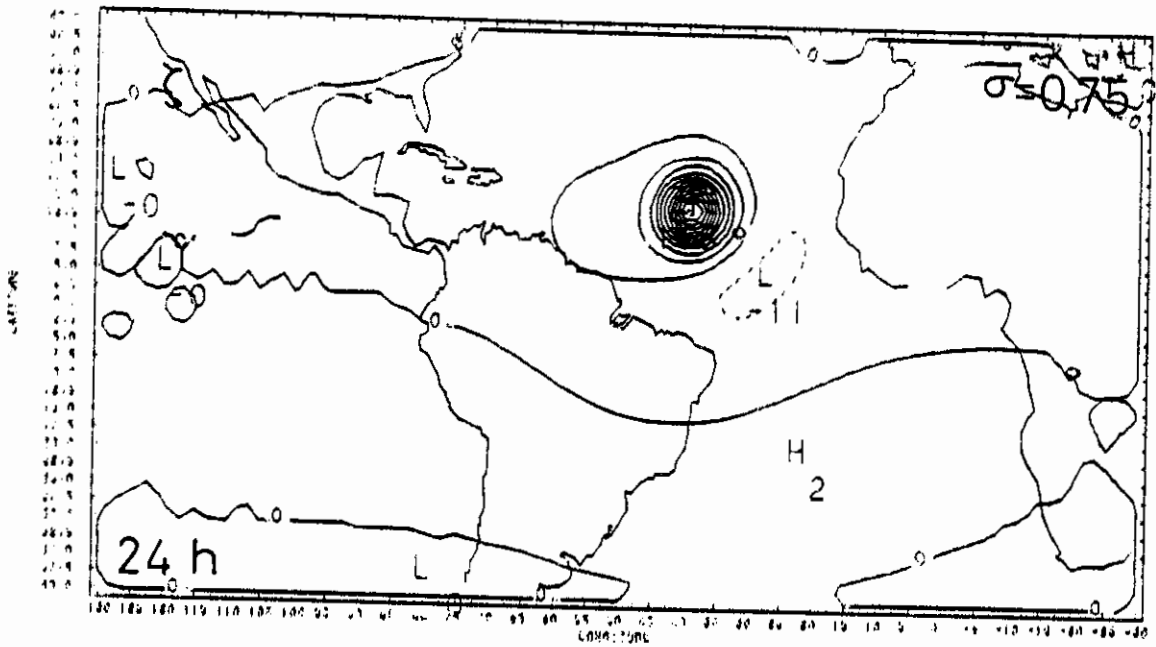
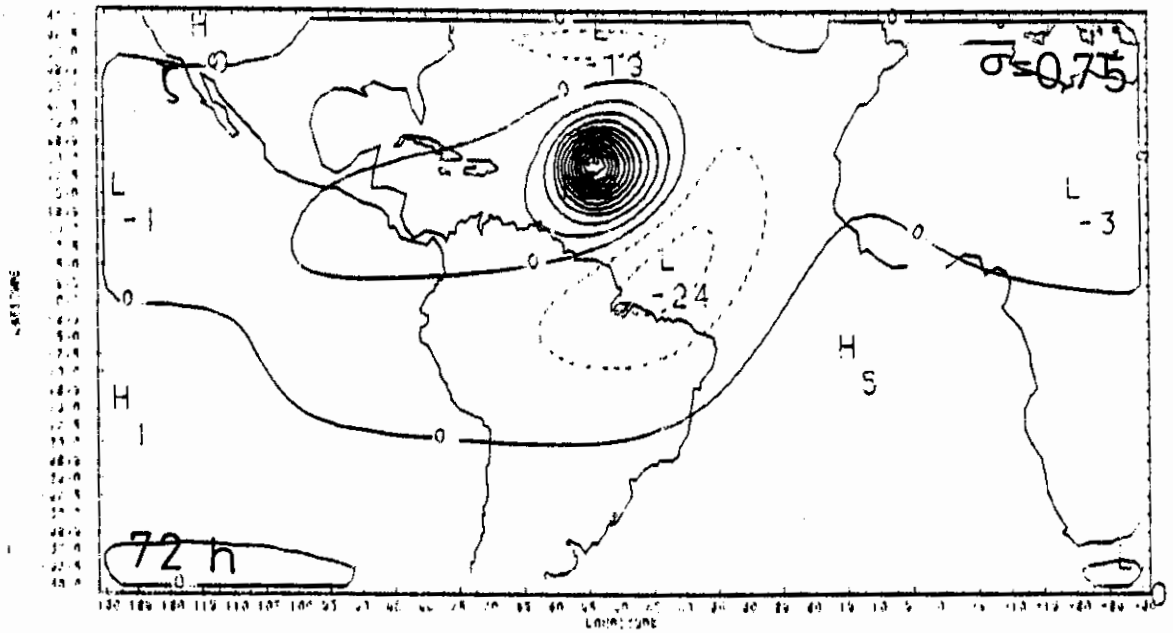
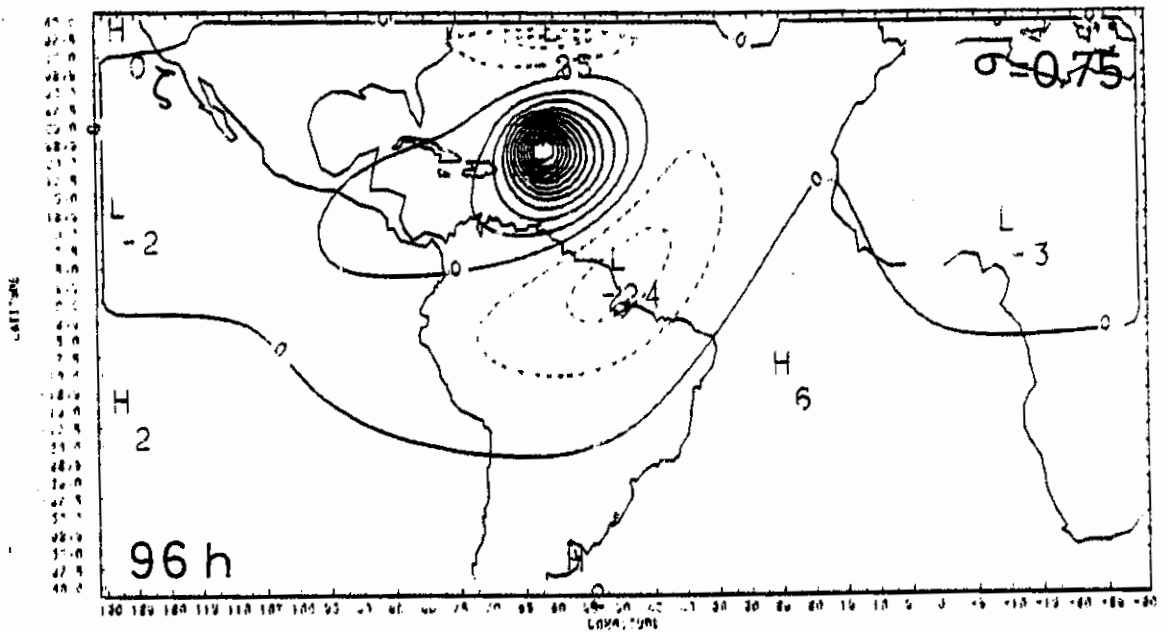


Fig. 5.9 - Campo de vorticidade (10^{-6} s^{-1}) para os baixos níveis, na simulação do furacão após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.
(continua)



Intervalo de contorno = $10 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$



Intervalo de contorno = $10 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.9 - Conclusão.

Na Figura 5.3 pode-se observar que à medida que o distúrbio se desloca para NW, os ventos de altos níveis de orientação N/NE tornam-se mais intensos na parte

norte da América do Sul, contrário à circulação tipicamente observada na estação de furacões (Climanálise, setembro de 1990) na ausência de tais distúrbios. Situação semelhante pode ser observada na Figura 5.4, para os baixos níveis. Porém, é importante notar que a partir de 72 horas os ventos em baixos níveis tendem a ter componentes de leste no NE do Brasil, o que reforça os ventos alísios e permite um maior afluxo de umidade.

Comparando as Figuras 5.3 e 5.4, fica evidente que os ventos de baixos níveis são mais intensos do que os ventos de altos níveis, o que é exatamente o contrário do escoamento associado à simulação da Alta da Bolívia (Figuras 5.1 e 5.2). Esta inversão da intensidade do vento pode ser explicada tomando a equação da vorticidade

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \mathbf{V} \cdot \nabla (\zeta + f) - (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{V} + \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \times \nabla \omega \right) - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} \quad (5.1)$$

Numa análise de escala preliminar (conforme sugerido por Holton, 1979) para sistemas tropicais, é comum desprezar o termo de torção (terceiro termo da direita) e o de advecção vertical (último termo). Analisando o termo de advecção vertical, tem-se que ω é negativo na região do furacão e $\partial \zeta / \partial p$ é positivo nos dois níveis do modelo, pois este termo ($-\omega \partial \zeta / \partial p$), discretizado nos dois níveis do modelo, é dado por $-\omega_2 (\zeta_3 - \zeta_1) / \Delta p$. Tomando o módulo de ζ , pode-se observar que ele é maior em baixos níveis (Figuras 5.8 e 5.9); portanto, o termo $\partial \zeta / \partial t$ é sempre ciclônico devido à advecção vertical de vorticidade. A hipótese que se faz é que a advecção vertical assume valores que podem ser comparáveis ao termo de divergência (segundo termo do lado direito), o qual contribui para intensificação ciclônica em ambos os níveis. Logo, há uma tendência para aumento da

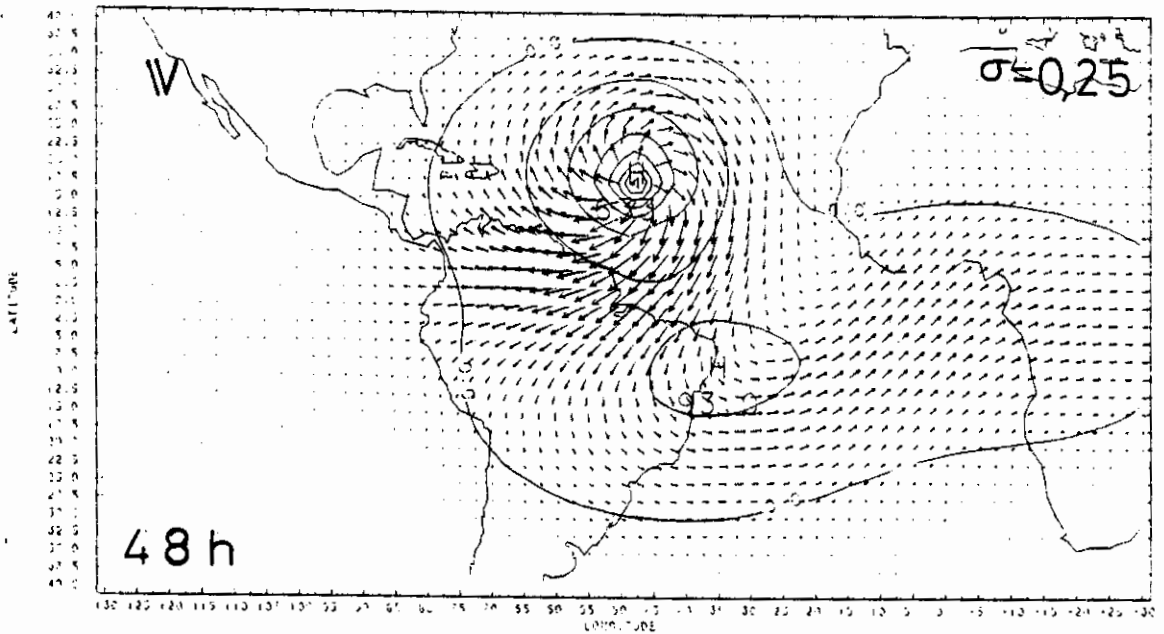
circulação ciclônica em baixos níveis e diminuição da circulação anticiclônica em altos níveis.

Do ponto de vista da análise de escala, após 24 horas de integração tem-se que $(-\omega \partial\zeta/\partial p) \cong 10^{-8} \text{ s}^{-2}$ e o termo $-(\zeta+f) \nabla \cdot \mathbf{V} \cong 10^{-9} \text{ s}^{-2}$, nas vizinhanças do furacão, em altos níveis. Portanto, devido à forte intensidade da fonte, o intenso movimento vertical impede que o termo $\omega \partial\zeta/\partial p$ seja desprezado. Note-se que no caso da simulação da Alta da Bolívia, o termo $(-\omega \partial\zeta/\partial p) \cong 10^{-11} \text{ s}^{-2}$ e o termo $-(\zeta+f) \nabla \cdot \mathbf{V} \cong 10^{-10} \text{ s}^{-2}$. Esta diferença explica porque a circulação anticiclônica de altos níveis tem aproximadamente a mesma intensidade da circulação ciclônica de baixos níveis no caso da simulação da Alta da Bolívia.

Para avaliar mais profundamente a hipótese de que a advecção vertical é importante no caso do furacão, foi feito um teste retirando a advecção vertical das equações de momentum (Equações 2.2 e 2.3) e integrando o modelo por 48 horas. O resultado pode ser visto na Figura 5.10, que pode ser comparado com as Figuras 5.3b e 5.4b, que deixam claro a validade da hipótese acima, de que o termo de advecção vertical contribui ciclonicamente em ambos os níveis, intensificando a circulação ciclônica de baixos níveis e diminuindo a circulação anticiclônica de altos níveis.

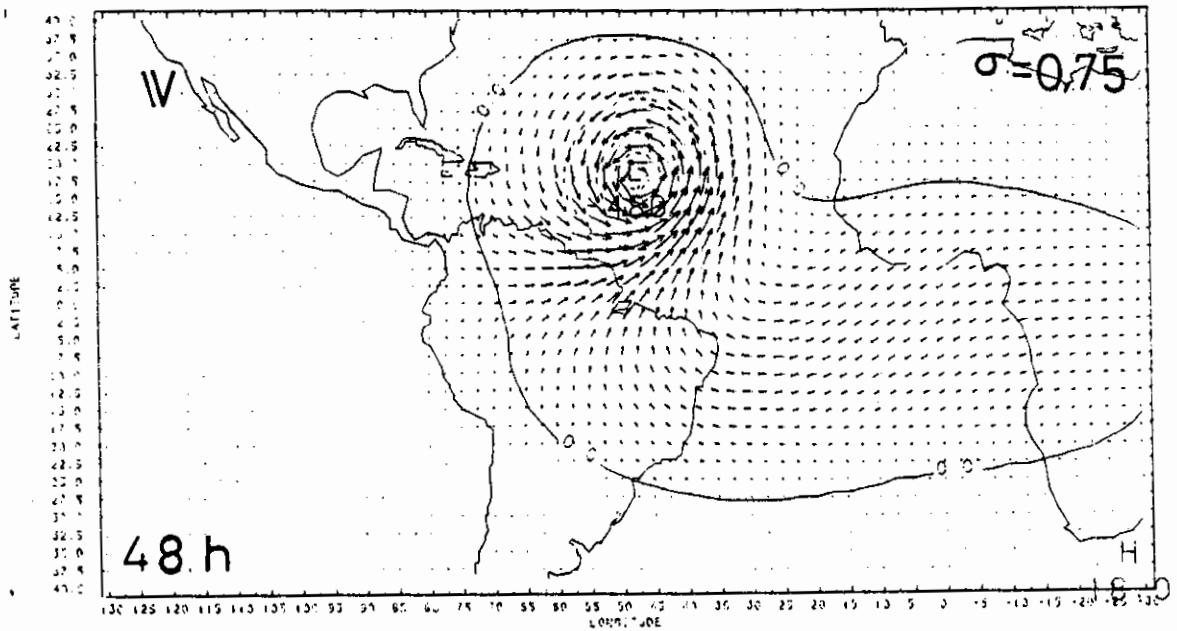
Da análise de escala da equação da vorticidade no nível superior, na região da fonte, a vorticidade relativa ($-3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) tem sinal contrário à vorticidade planetária ($5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$); no nível inferior ambas têm o mesmo sinal. De uma análise das Figuras 5.6 e 5.7, pode-se observar que o módulo do campo de divergência é praticamente o mesmo em altos e baixos níveis ($\cong 10^{-4} \text{ s}^{-1}$). De acordo com esta análise, o termo da divergência no nível

superior (inferior) torna-se ineficiente (eficiente) como fonte de vorticidade anticiclônica (ciclônica). Desta forma, nos baixos níveis há uma contribuição muito maior para o aumento de vorticidade ciclônica devido ao termo de divergência ($\approx 10^{-8}$) do que em altos níveis ($\approx -10^{-9}$), onde a contribuição é anticiclônica. Para o caso da simulação da Alta da Bolívia isto não ocorre, pois a vorticidade relativa ($\approx 10^{-6}$) não tem um papel tão importante, visto que seu valor é desprezível, quando comparado ao da vorticidade planetária ($\approx 10^{-5}$).



Vento máximo = 19.00 ms^{-1}

Intervalo de contorno = 80 m



Vento máximo = 27.90 ms^{-1}

Intervalo de contorno = 100 m

Fig. 5.10 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos e baixos níveis, na simulação do furacão sem advecção vertical após 48 horas de integração.

No campo de desvio de pressão de superfície (Figura 5.5), pode-se observar que à medida que o distúrbio avança para noroeste, desenvolve-se um centro bem definido de baixa pressão no nordeste/norte do Brasil. Pode-se avaliar a resposta no Hemisfério Sul (HS) tomando a razão da amplitude da máxima perturbação no campo de pressão de superfície do HS com o valor observado no Hemisfério Norte (HN), na Figura 5.5. Este valor é da ordem de 10%, isto é, para uma queda no campo de pressão de superfície de 70 hPa no centro do furacão (HN), tem-se uma resposta no HS da ordem de 7 hPa. Esta queda de pressão de superfície é bastante significativa, pois é da ordem de grandeza da variação observada com a entrada de frentes frias na região equatorial do Brasil, no período de agosto-setembro (Kousky e Ferreira, 1981). A Figura 5.11 (Kousky e Ferreira, 1981) mostra quedas de pressão na superfície da ordem de 6 a 8 hPa nas vizinhanças do equador e até 10-12 hPa entre 8° e 15°S em situações de penetração frontal.

Por outro lado, quedas de pressão na superfície da ordem de 70 hPa na região central de furacões são comuns (Anthes, 1982); portanto, alterações da ordem de 7 hPa na parte central/norte/nordeste do Brasil são bastante plausíveis.

Logo, é possível que a presença de um furacão no Oceano Atlântico Norte possa alterar significativamente o campo de pressão no Brasil, de forma a interferir na propagação de sistemas frontais na América do Sul, favorecendo a penetração profunda das frentes em direção ao equador. É importante mencionar que é justamente na estação dos furacões que se caracteriza o início da estação chuvosa no Brasil Central; é possível, portanto, que furacões intensos possam exercer certo controle sobre o estabelecimento do regime chuvoso através da queda de

pressão na superfície e da alteração do escoamento em níveis superiores.

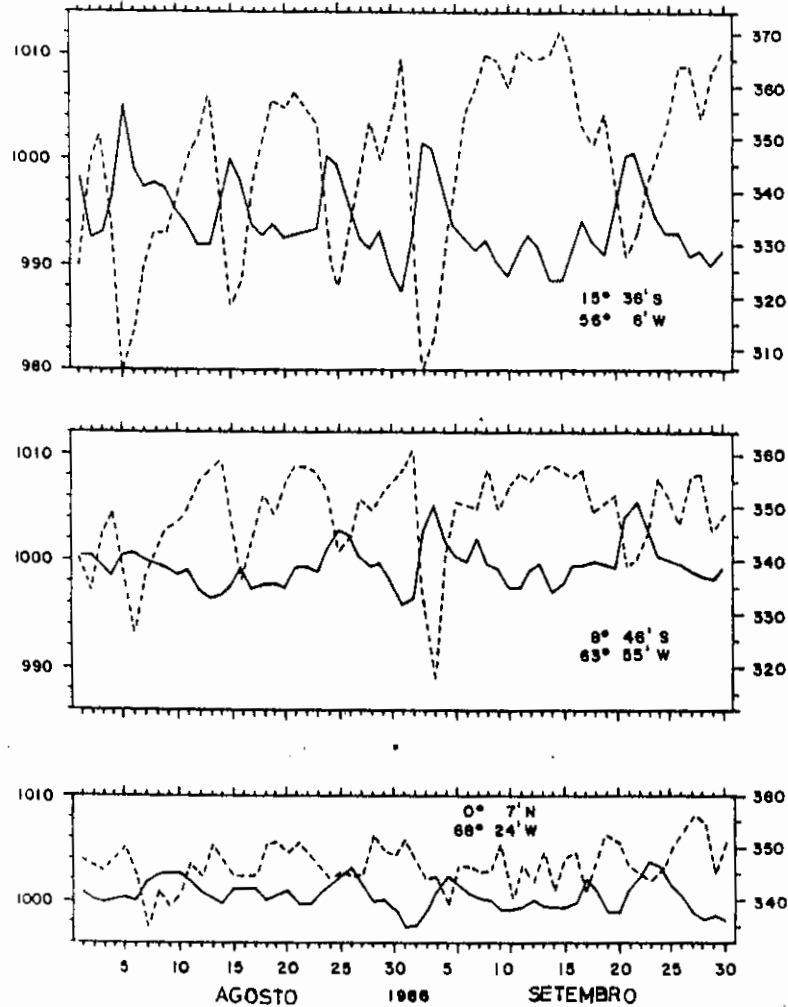


Fig. 5.11 - Campo de pressão de superfície (linha sólida) e temperatura potencial equivalente (linha tracejada) para agosto-setembro de 1966, associadas à penetração frontal. As estações usadas são indicadas por sua latitude e longitude.

FONTE: Kousky e Ferreira, 1981, p. 2005.

5.2.2 - SIMULAÇÃO COM ESTADO BÁSICO ZONAL

Para este experimento usou-se o campo inicial dado pela média zonal do vento, como definido no Capítulo 2. O campo inicial de desvio de altura geopotencial é

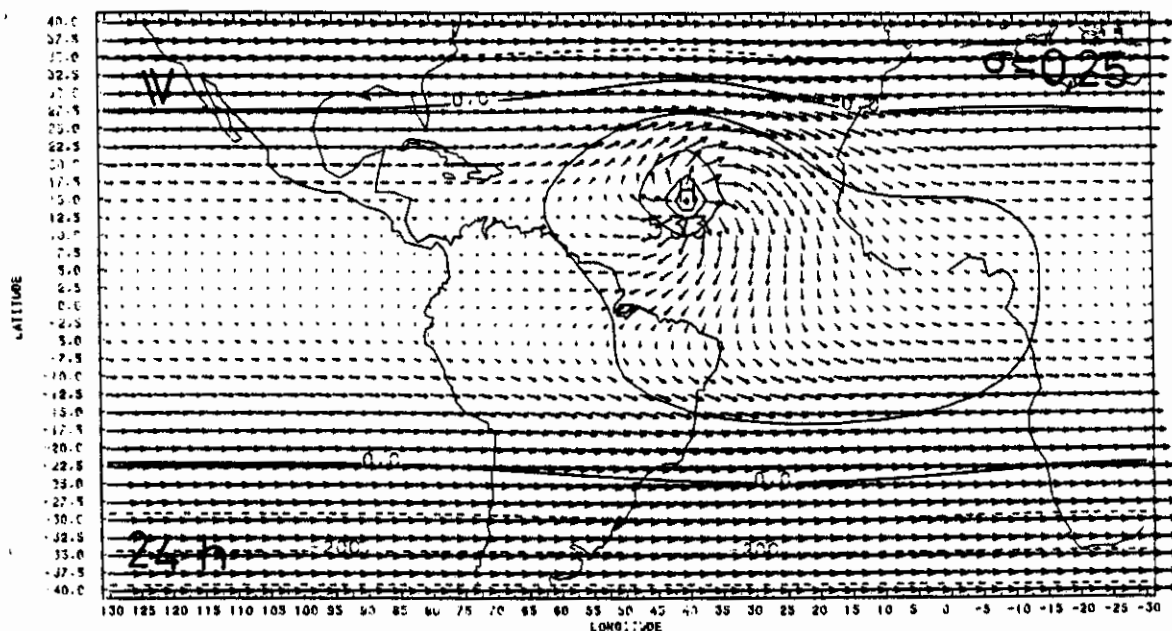
mostrado na Figuras 2.3a e 2.3b para os altos e baixos níveis, respectivamente.

Os resultados são mostrados nas Figuras 5.12, 5.13, 5.15, 5.16, 5.17 e 5.18 para os campos de desvio de altura geopotencial e vento, de divergência e de vorticidade para os altos e baixos níveis, respectivamente. O campo de desvio de pressão de superfície é mostrado na Figura 5.14.

A introdução do estado básico (EB) dado pela média zonal faz com que a resposta fique mais confinada às vizinhanças da fonte, apesar de a resposta inter-hemisférica ainda ser significativa (Figuras 5.12 e 5.13). Este fato pode estar relacionado com a propagação para leste da onda de Kelvin, que é inibida pelo efeito advectivo, pois a corrente básica é de leste tanto em baixos como em altos níveis. Embora seja mantida a mesma relação de máxima amplitude da queda de pressão no HS em relação ao HN (em torno de 10%), a queda de pressão com estado básico em repouso é bem maior, como pode ser visto na Figura 5.14, em comparação com a Figura 5.6.

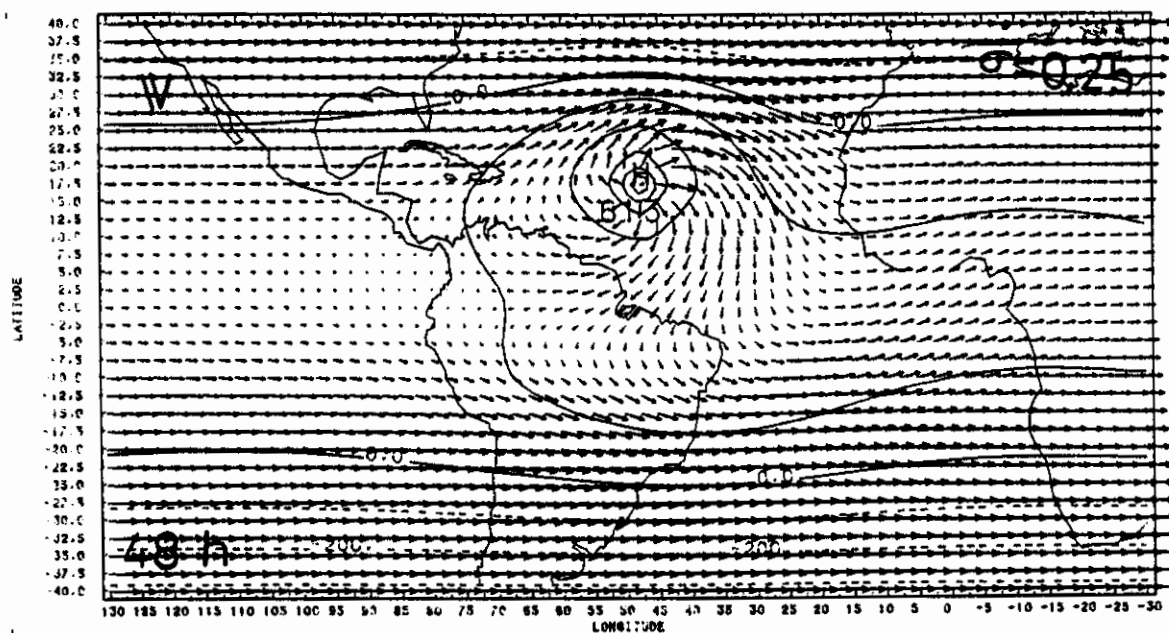
Analizando a equação de vorticidade Equação 5.1, mais precisamente o termo de divergência $-(\zeta+f) \nabla \cdot \mathbf{V}$, pode-se observar que a tendência de vorticidade será menos anticiclônica nos altos níveis e menos ciclônica nos baixos níveis, o que resulta em uma menor queda de pressão quando o escoamento básico não em repouso é incluído, pois a inclusão do estado básico aumenta a vorticidade de altos níveis (Figura 5.17) e diminui a vorticidade de baixos níveis (Figura 5.18) devido ao fato de a vorticidade do estado básico ser anticiclônica. Para comprovar esta explicação, foi feito um experimento onde se inverteu o sentido do vento do estado básico em altos e baixos níveis, isto é, o cisalhamento horizontal mudou de sinal.

Verificou-se, neste caso, uma queda de pressão maior do que a encontrada com estado básico em repouso (Figura 5.19), o que está de acordo com o esperado, porque neste caso ζ também muda de sinal e $(\zeta+f)$ aumenta nas vizinhanças do furacão. Logo, a divergência é muito mais efetiva em provocar tendência ciclônica em relação ao caso com estado básico em repouso.



Vento máximo = $22,70 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

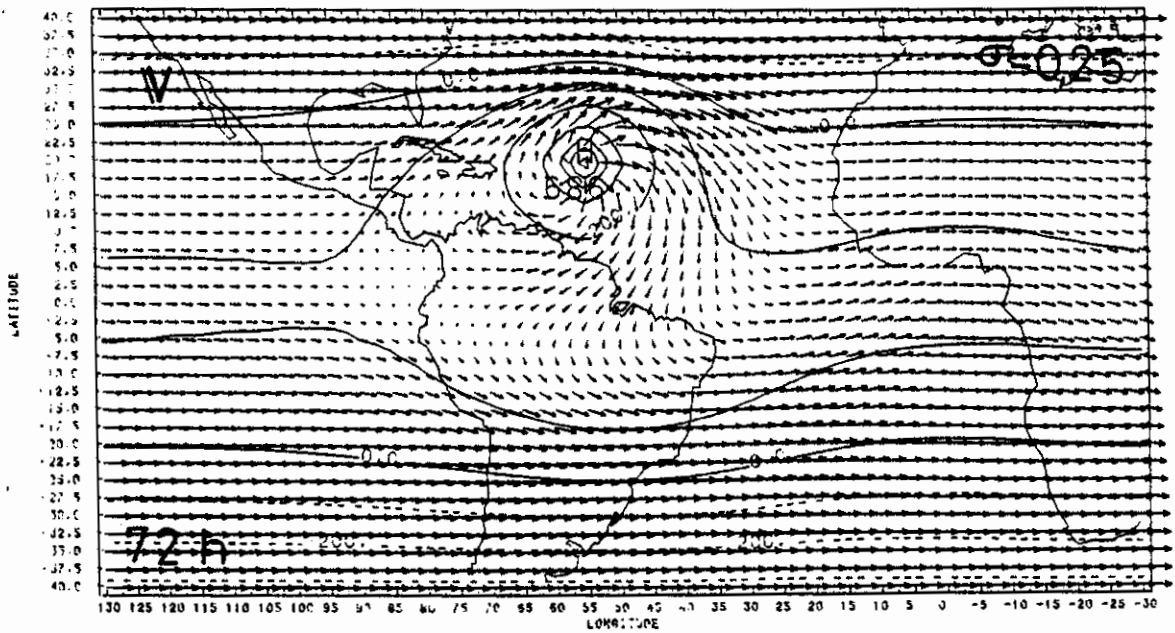


Vento máximo = $23,20 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

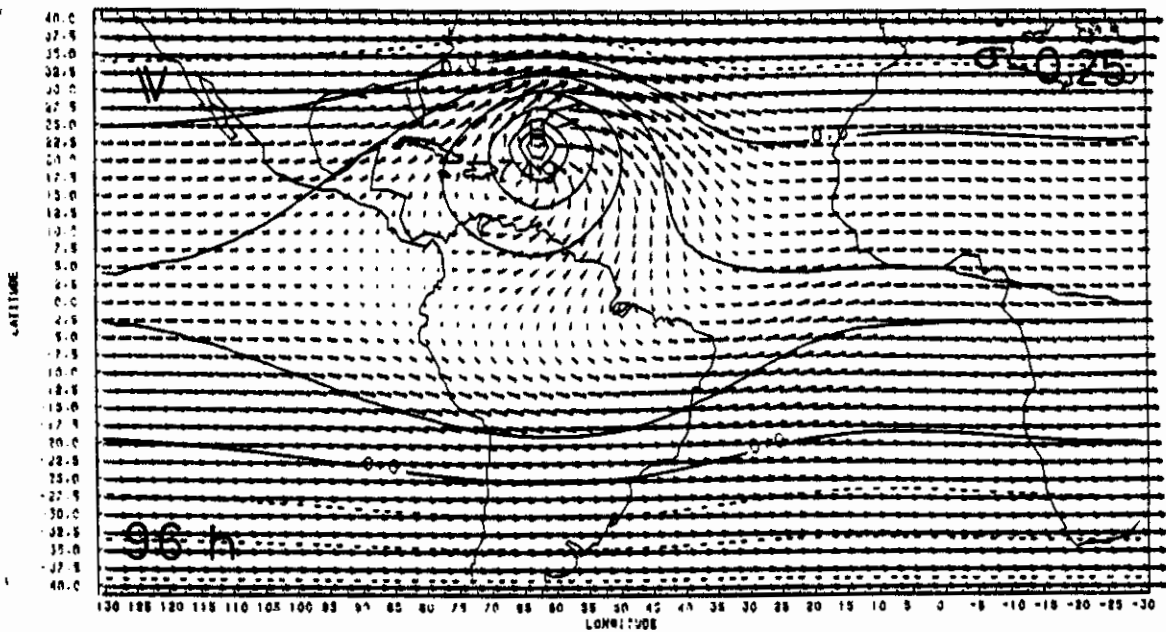
Fig. 5.12 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)



Vento máximo = $24,90 \text{ ms}^{-1}$

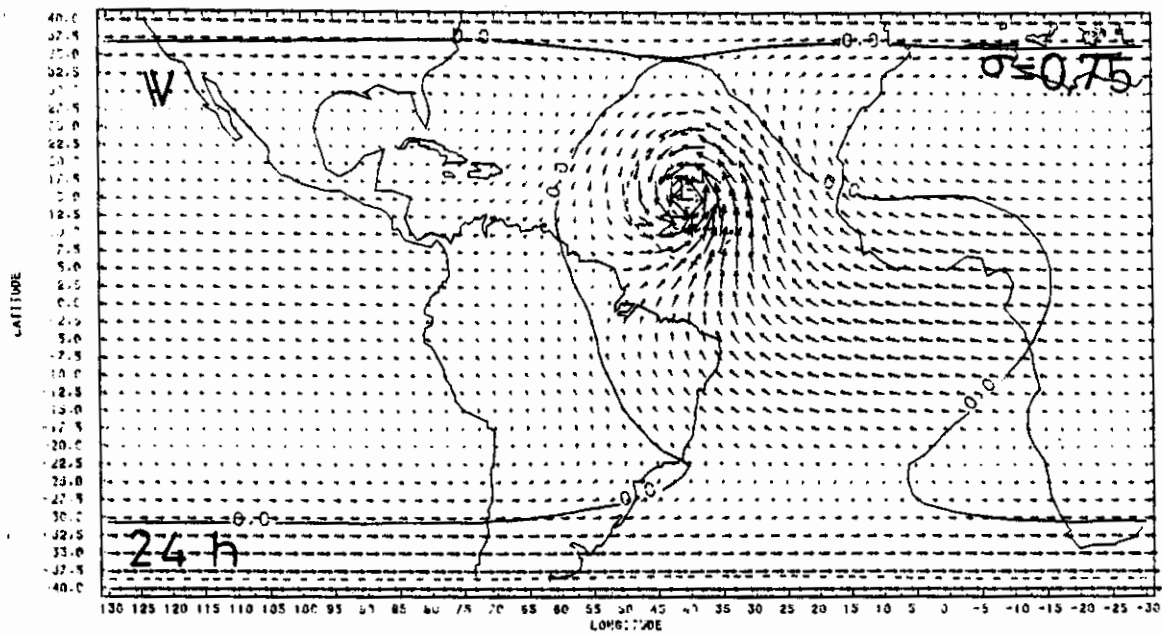
Intervalo de contorno = 100 m



Vento máximo = $28,30 \text{ ms}^{-1}$

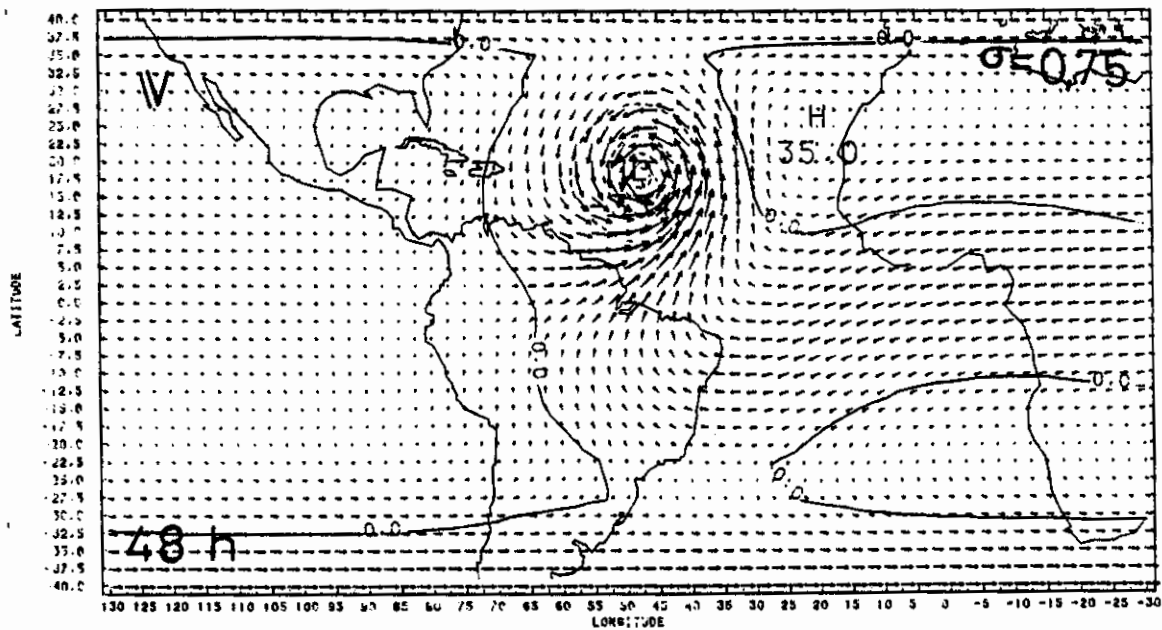
Intervalo de contorno = 100 m

Fig. 5.12 - Conclusão.



Vento máximo = $19,60 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 50 m

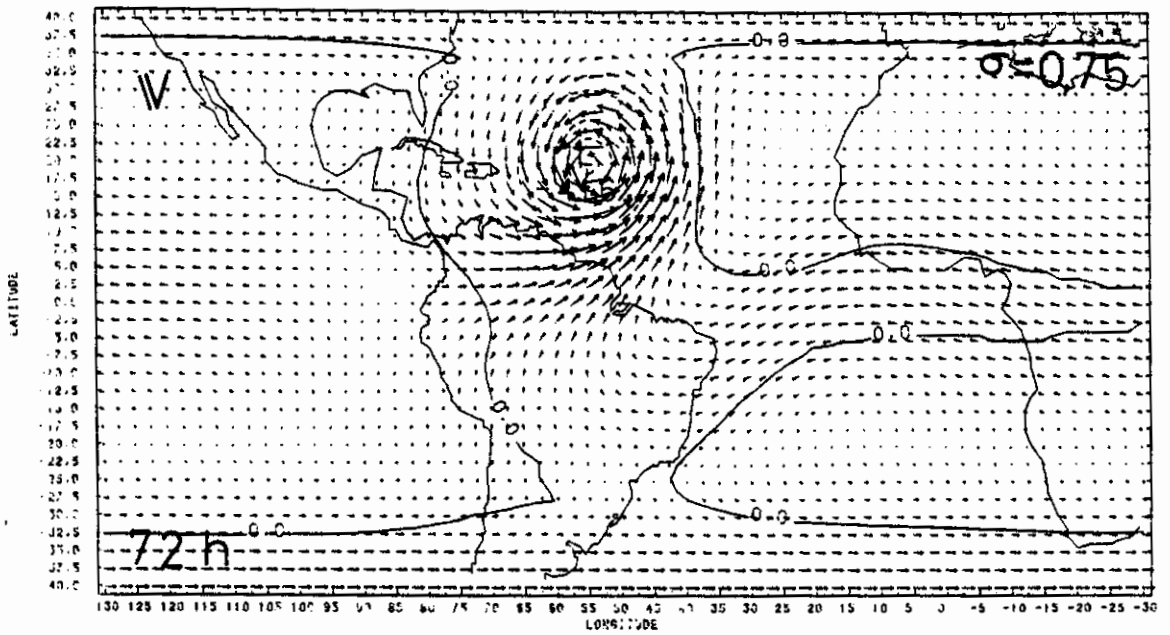


Vento máximo = $22,20 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 70 m

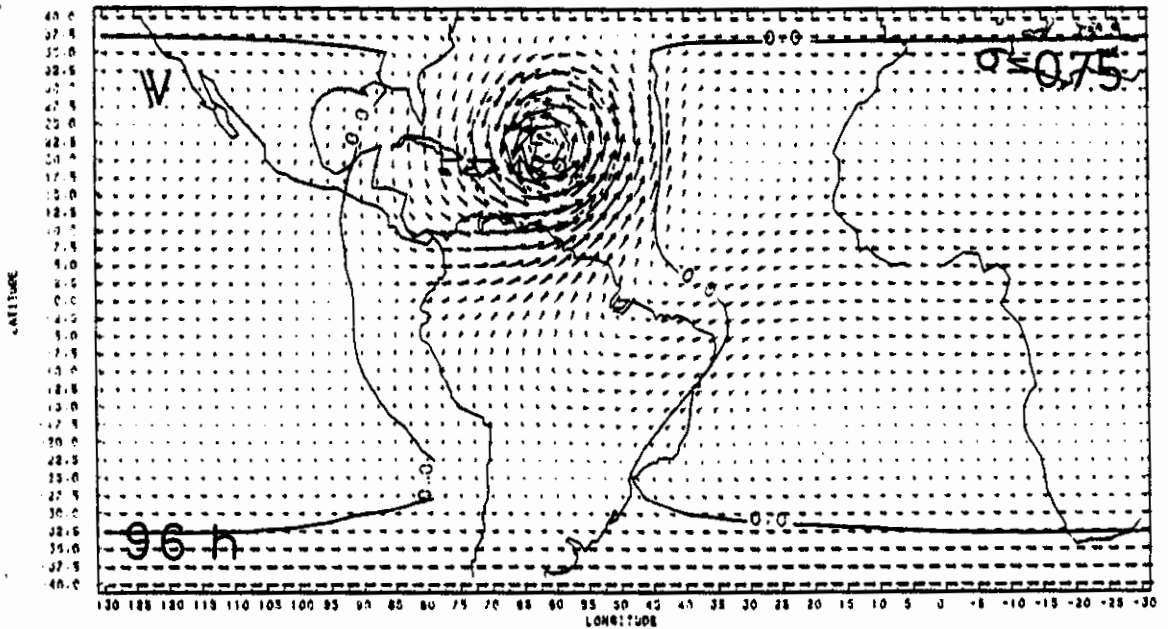
Fig. 5.13 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)



Vento máximo = $24,20 \text{ ms}^{-1}$

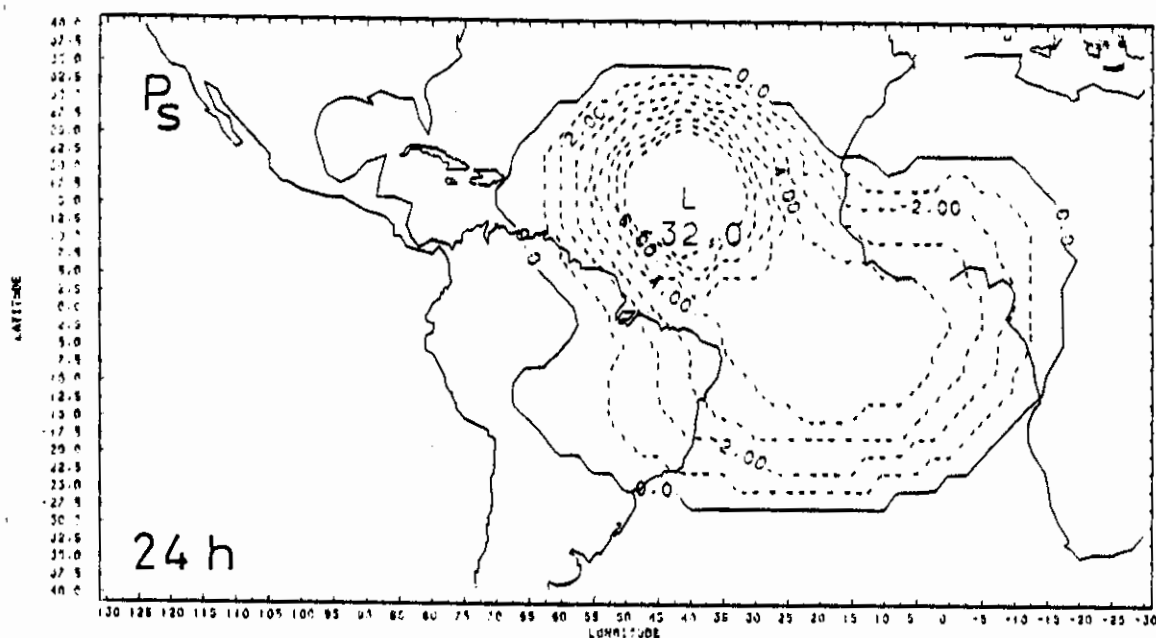
Intervalo de contorno = 90 m



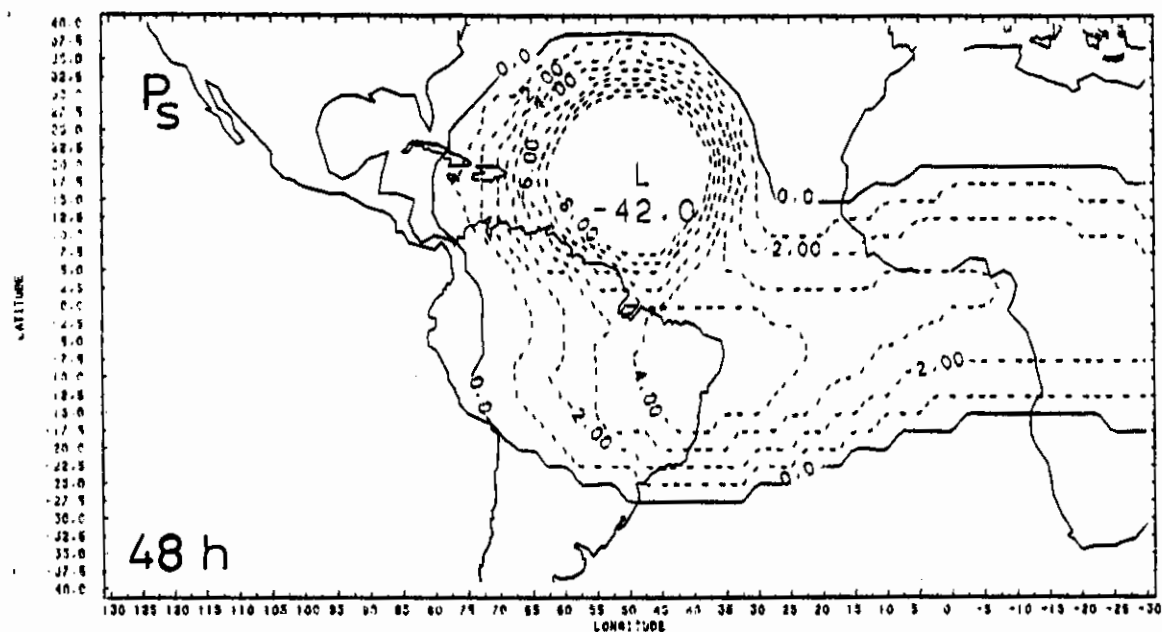
Vento máximo = $25,70 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

Fig. 5.13 - Conclusão.



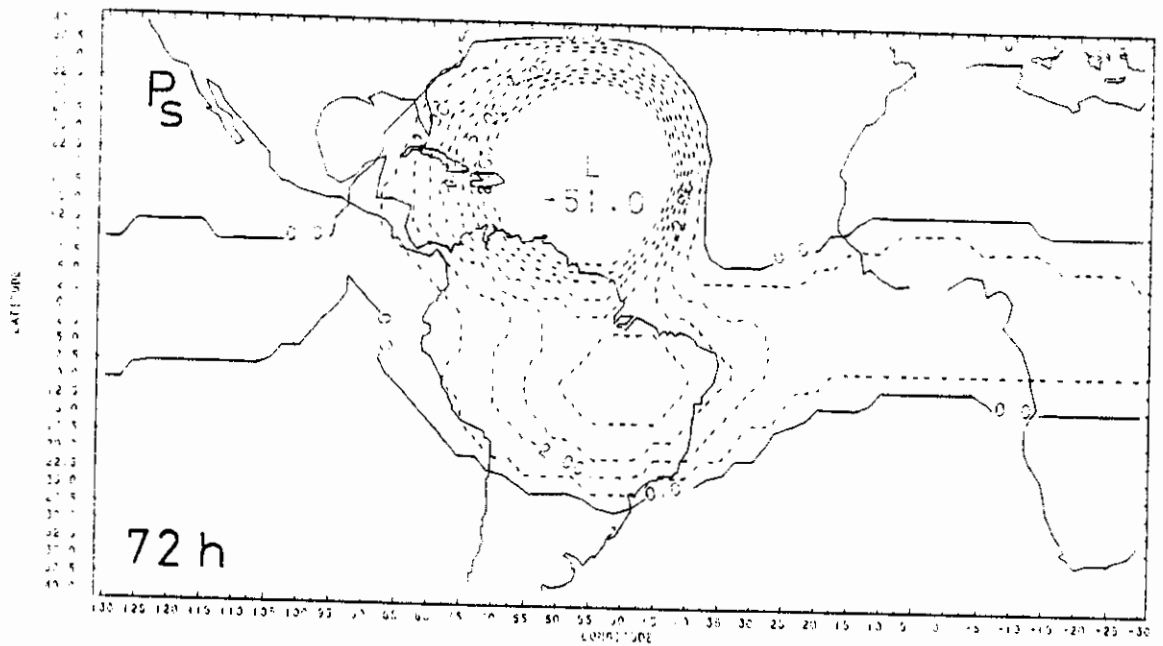
Intervalo de contorno = 1 hPa



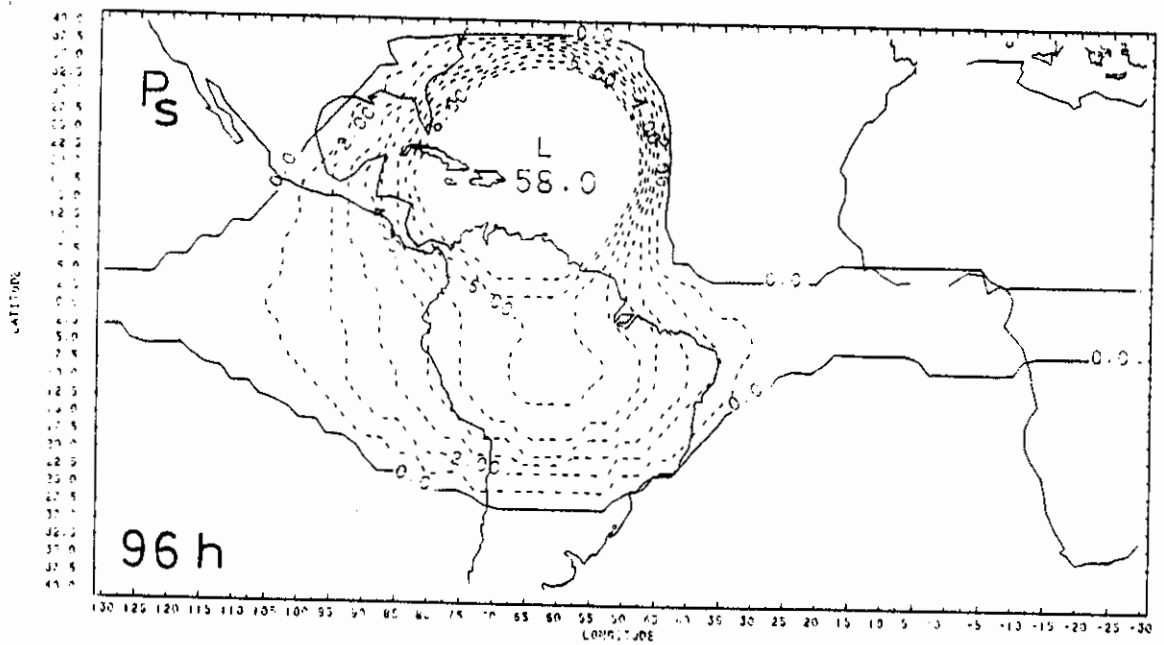
Intervalo de contorno = 1 hPa

Fig. 5.14 - Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)

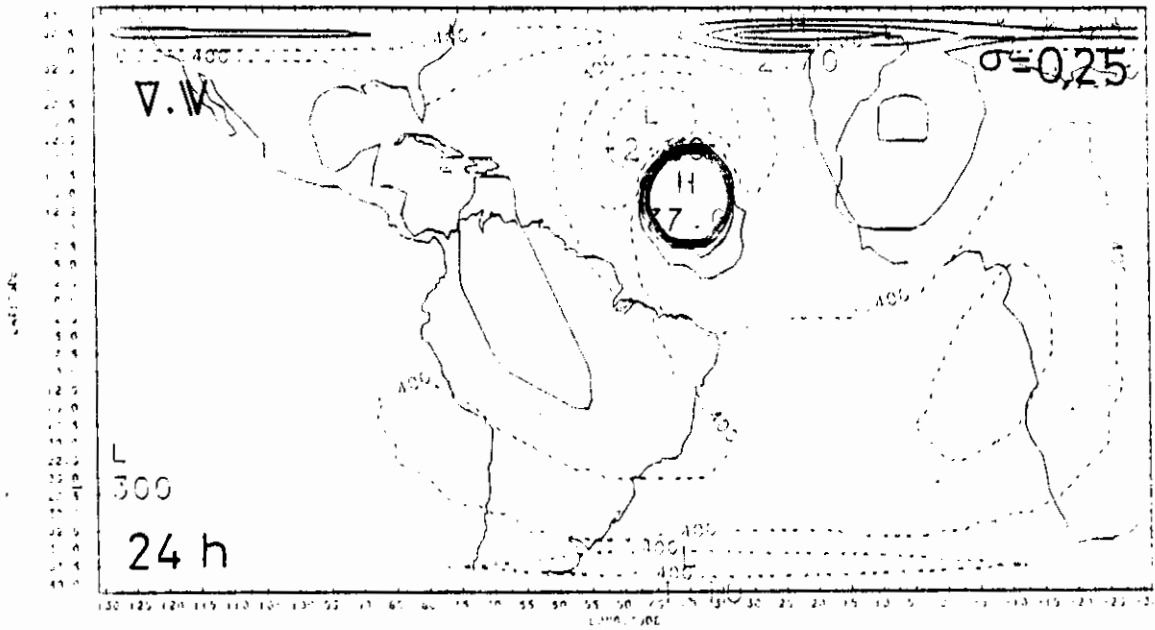


Intervalo de contorno = 1 hPa

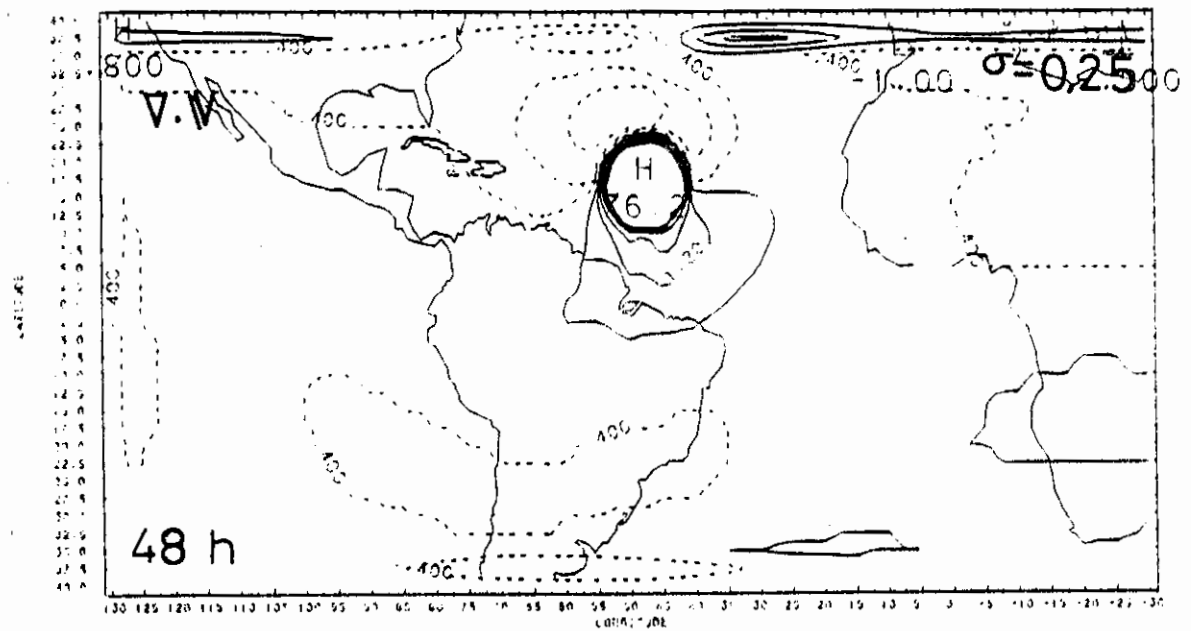


Intervalo de contorno = 1 hPa

Fig. 5.14 - Conclusão.



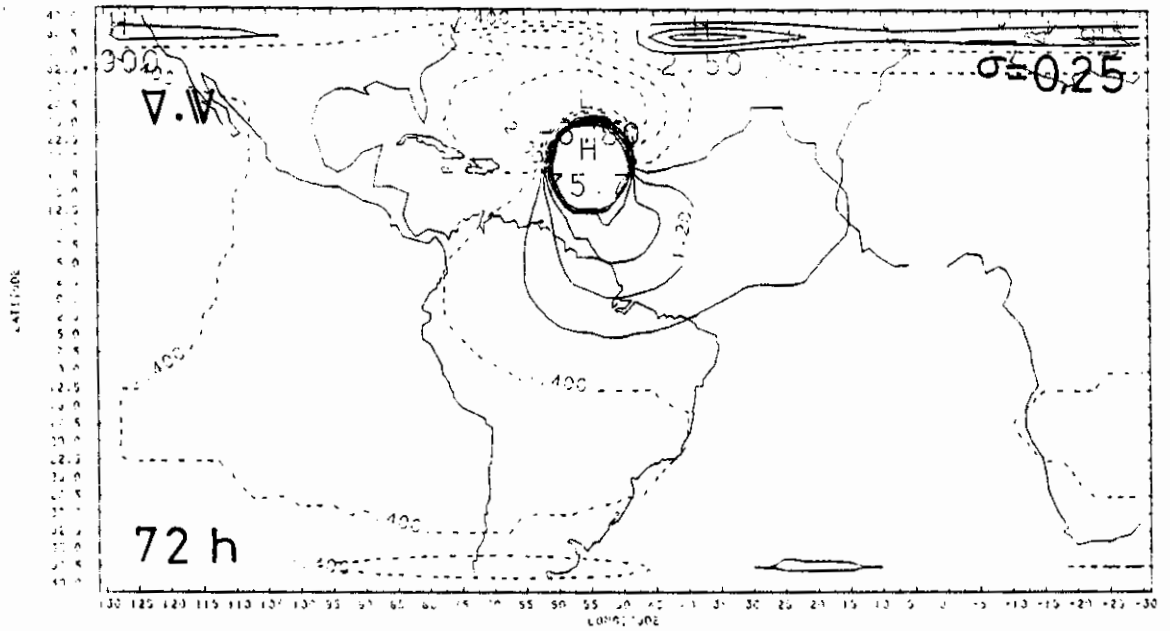
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$



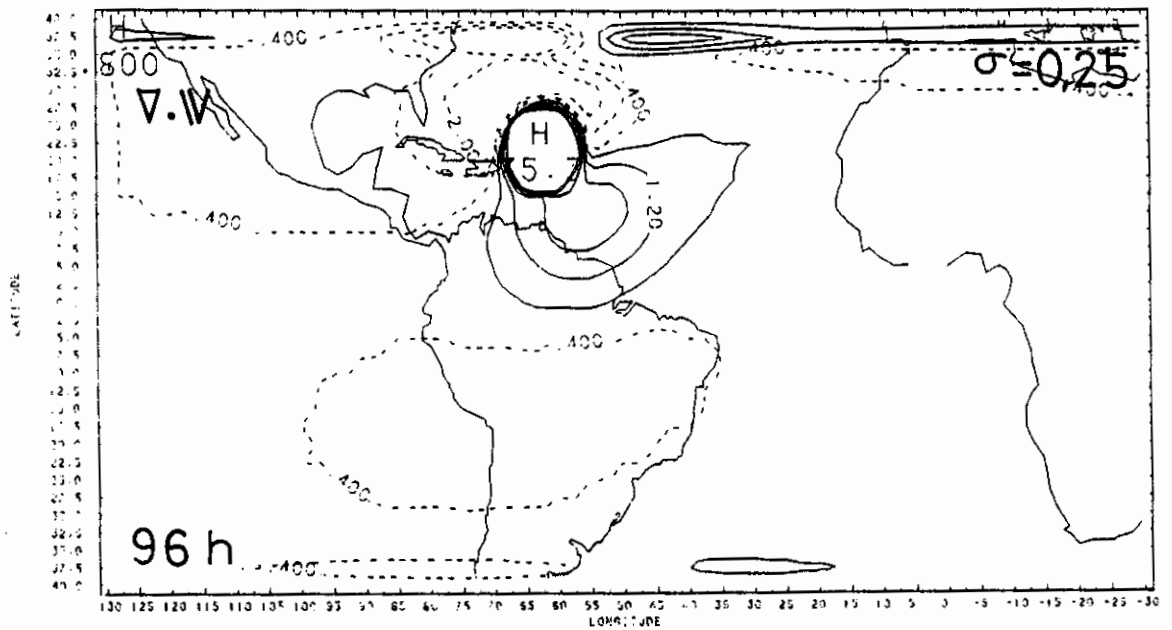
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.15 - Campo de divergência (10^{-6} s^{-1}) para os altos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)

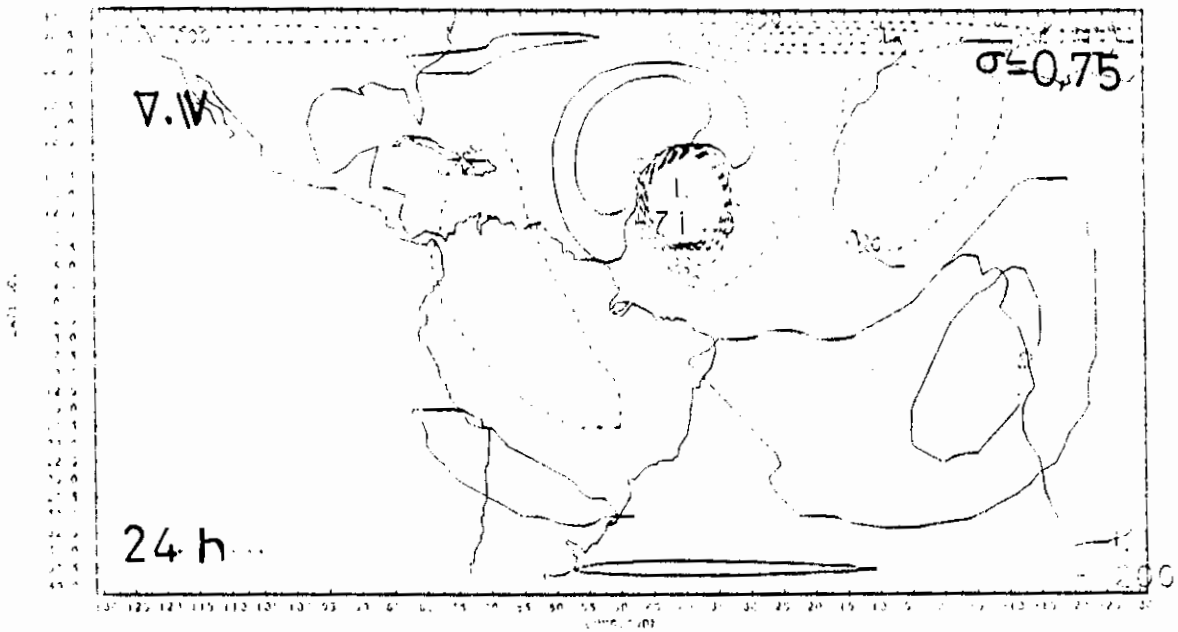


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

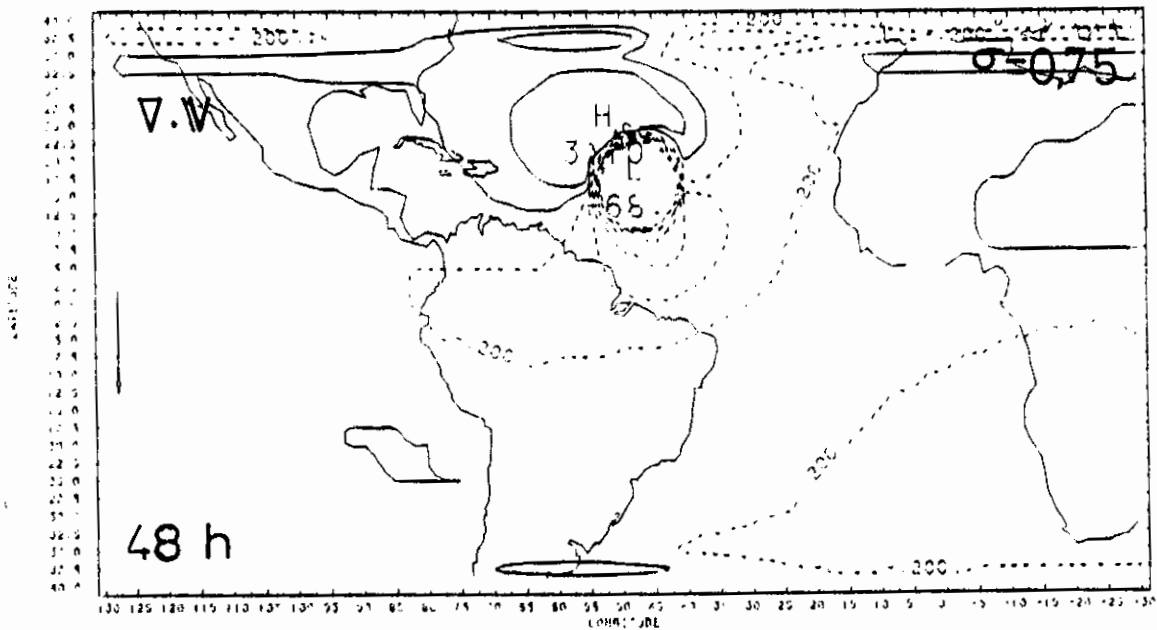


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.15 - Conclusão.



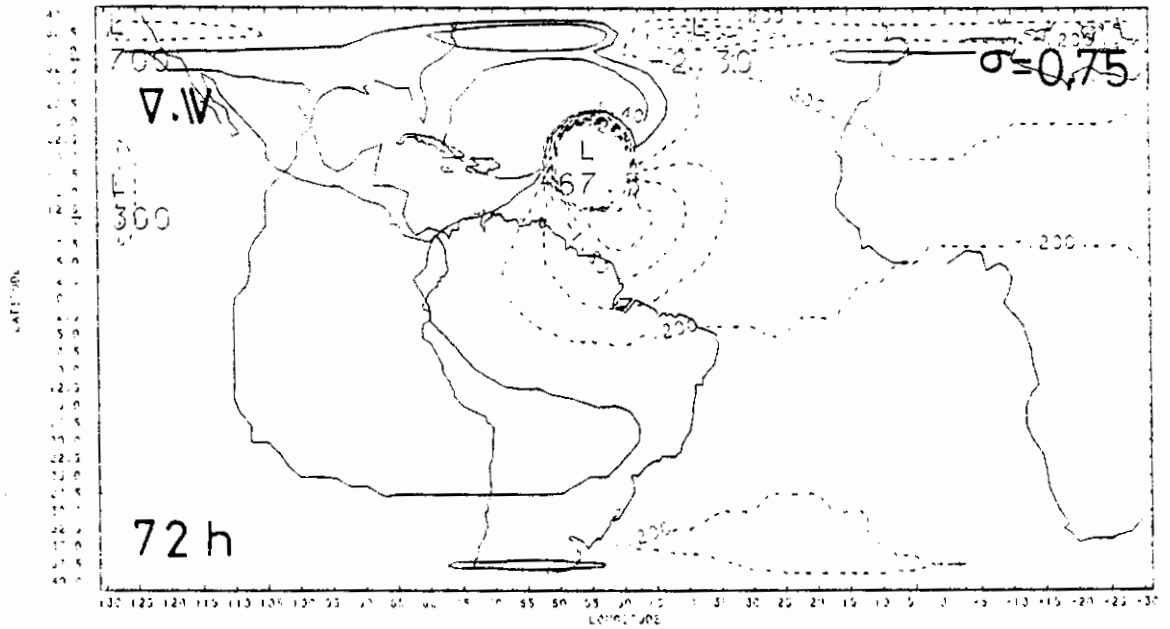
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$



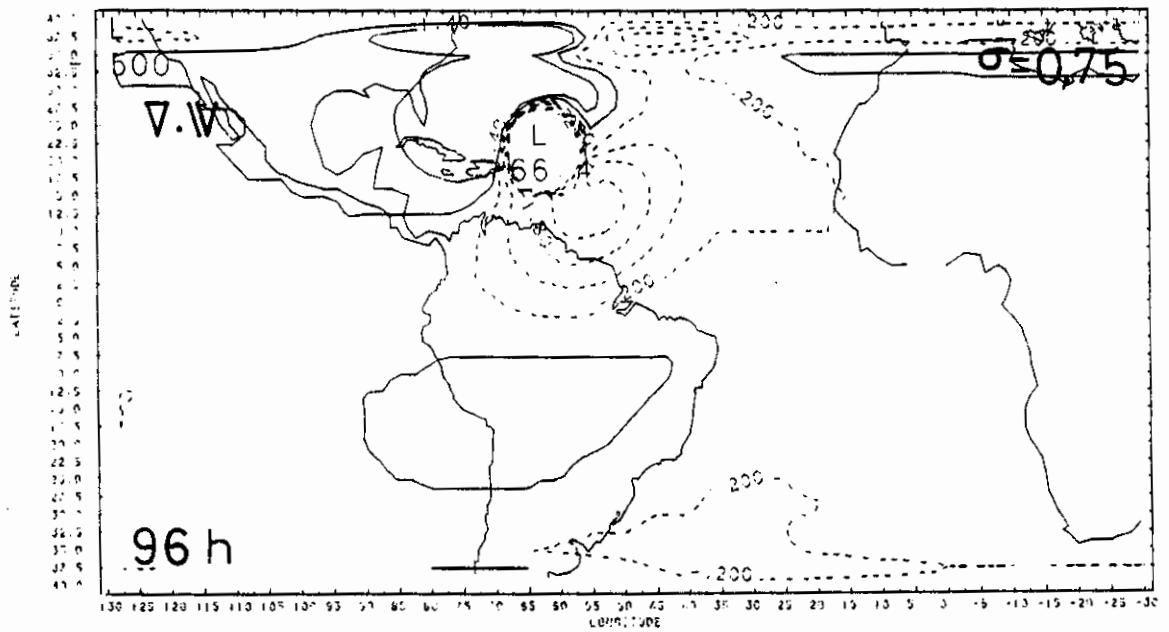
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.16 - Campo de divergência (10^{-6} s^{-1}) para os baixos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)

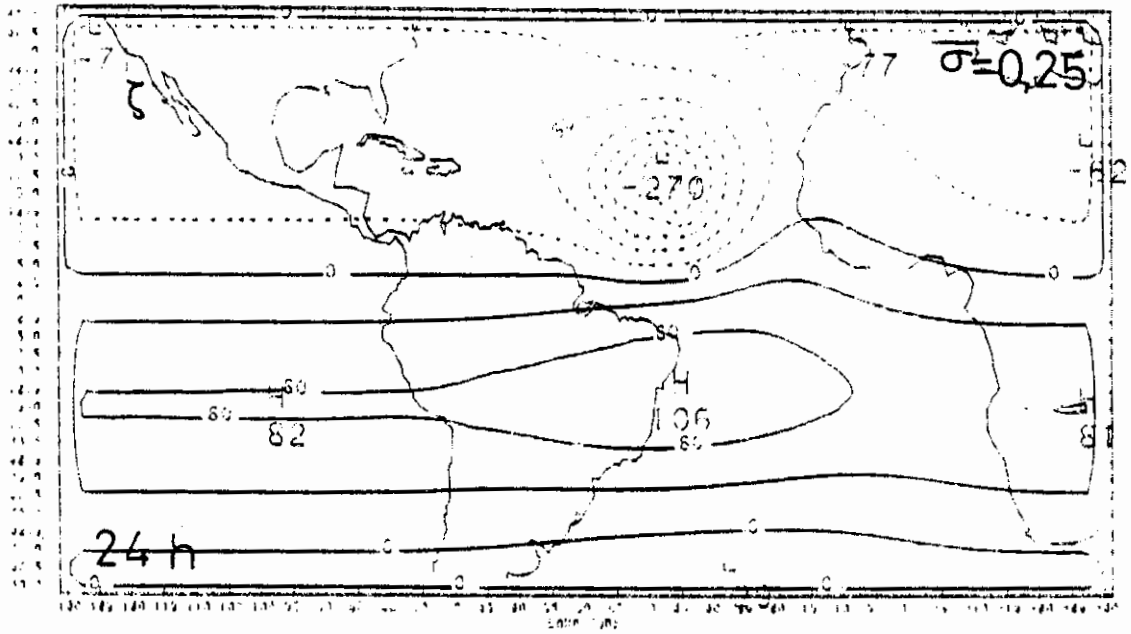


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

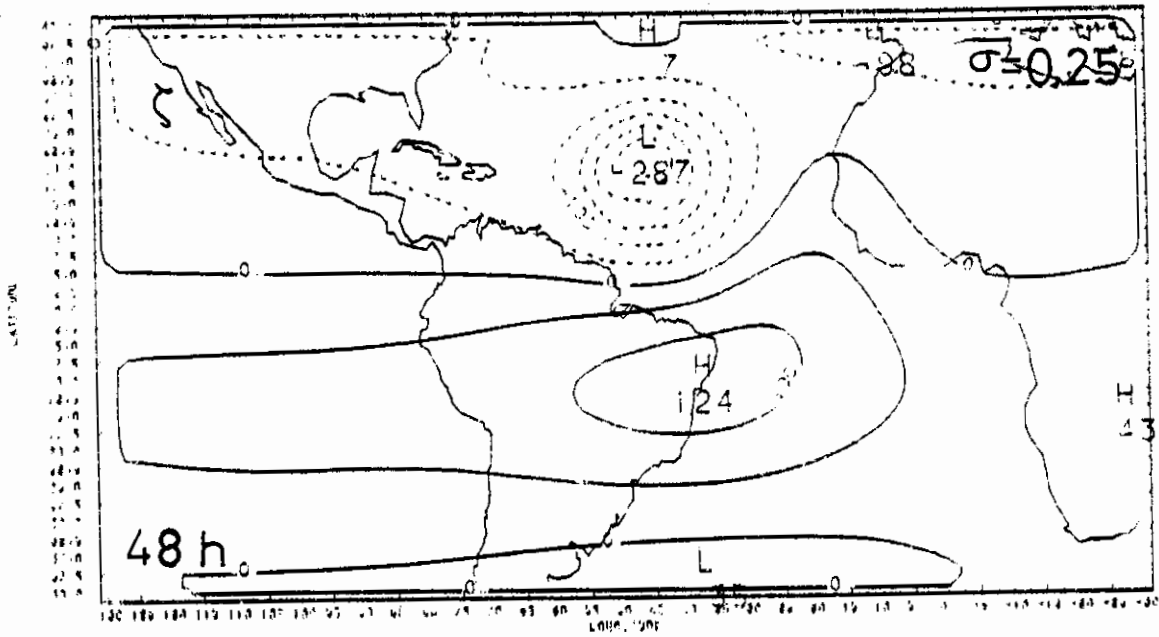


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.16 - Conclusão.



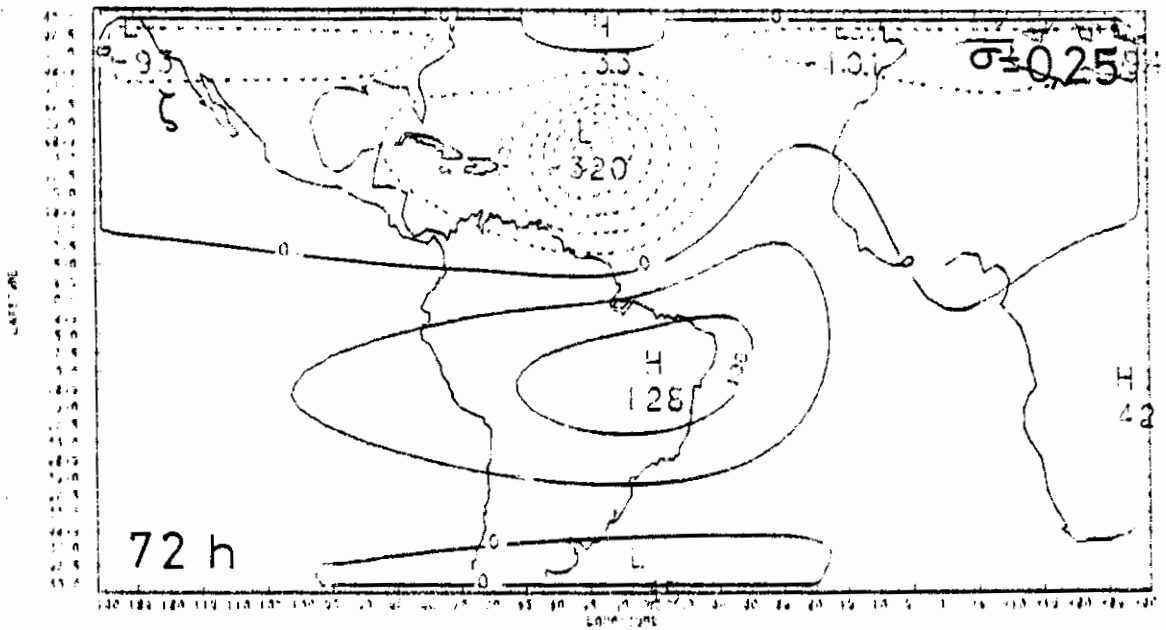
Intervalo de contorno = $40 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$



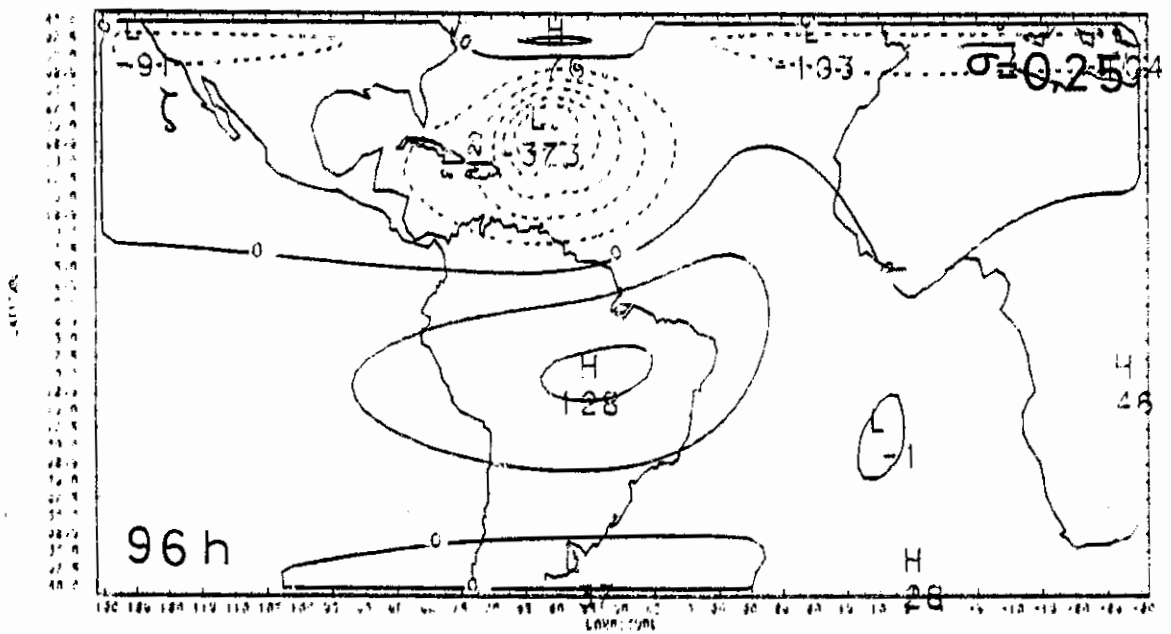
Intervalo de contorno = $50 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.17 - Campo de vorticidade (10^{-7} s^{-1}) para os altos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)

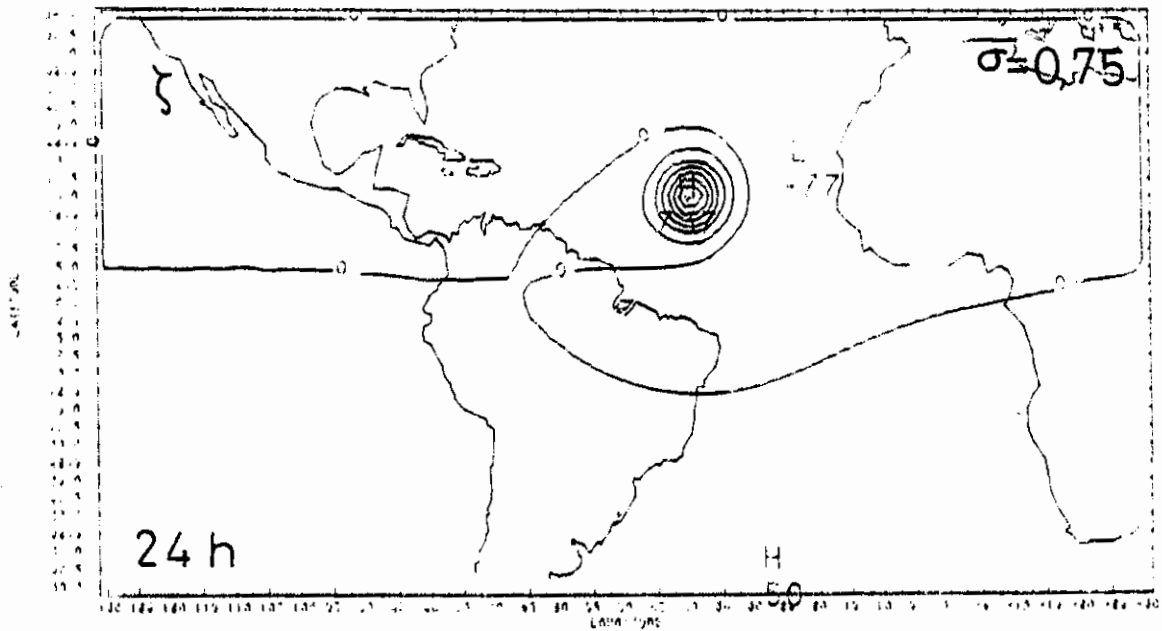


Intervalo de contorno = $50 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

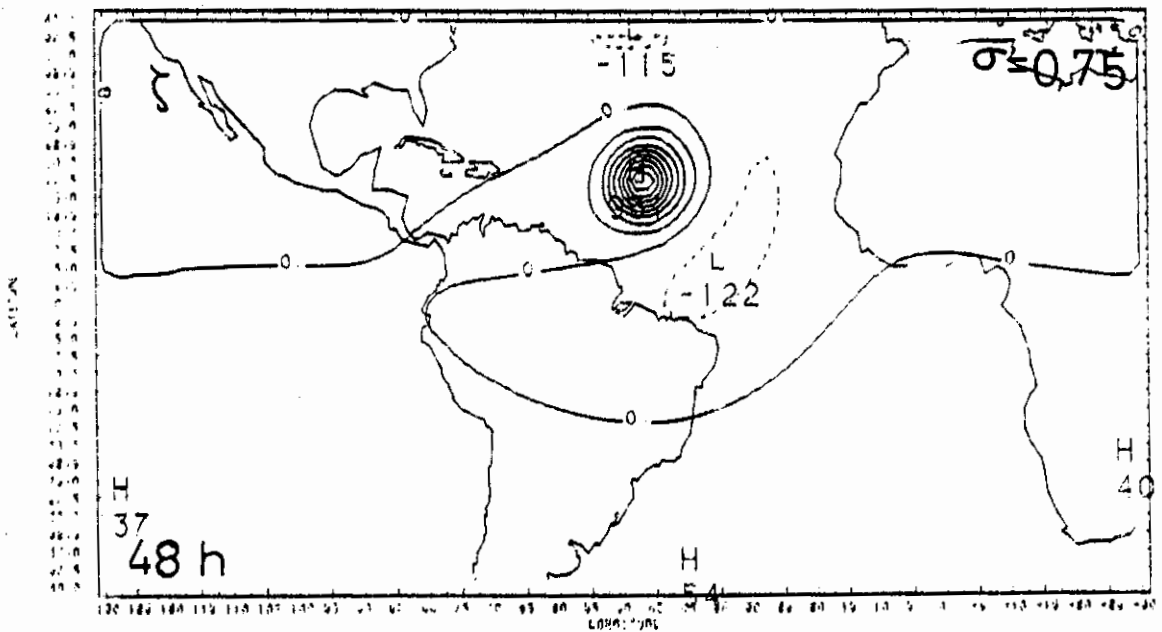


Intervalo de contorno = $60 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.17 - Conclusão.



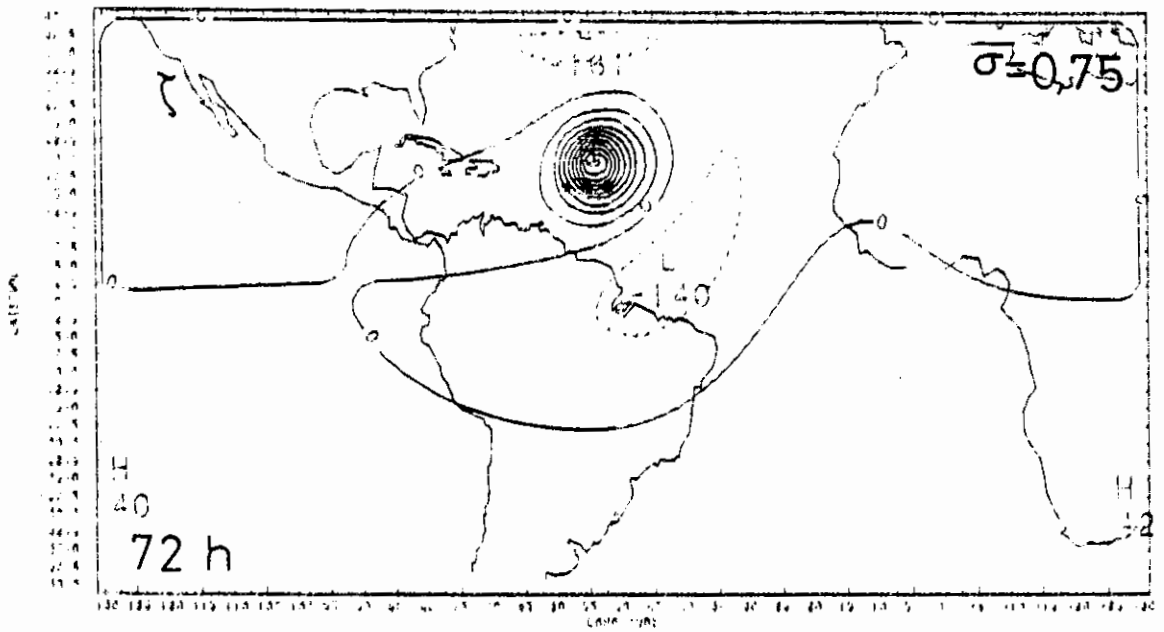
Intervalo de contorno = $100 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$



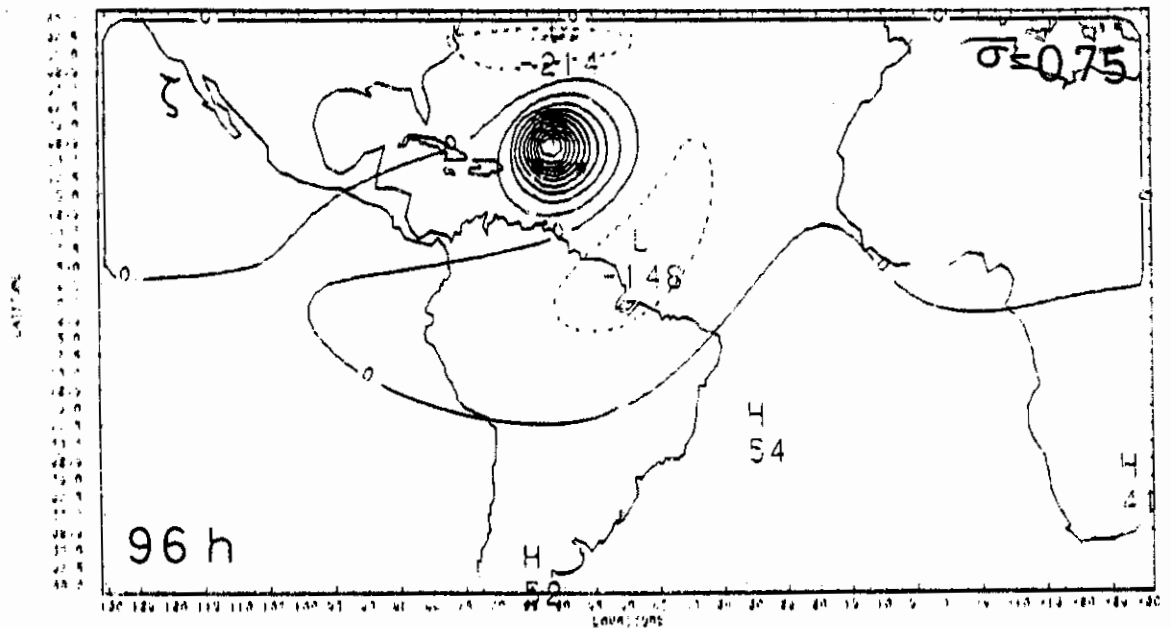
Intervalo de contorno = $100 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.18 - Campo de vorticidade (10^{-7} s^{-1}) para os baixos níveis, na simulação do furacão com EB após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)

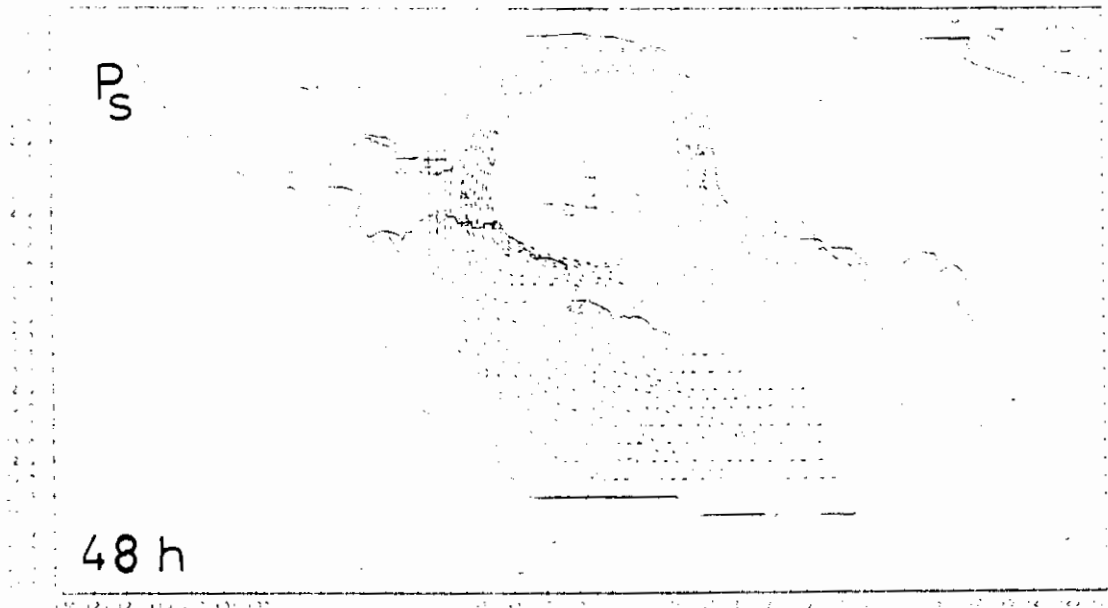


Intervalo de contorno = $100 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$



Intervalo de contorno = $100 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

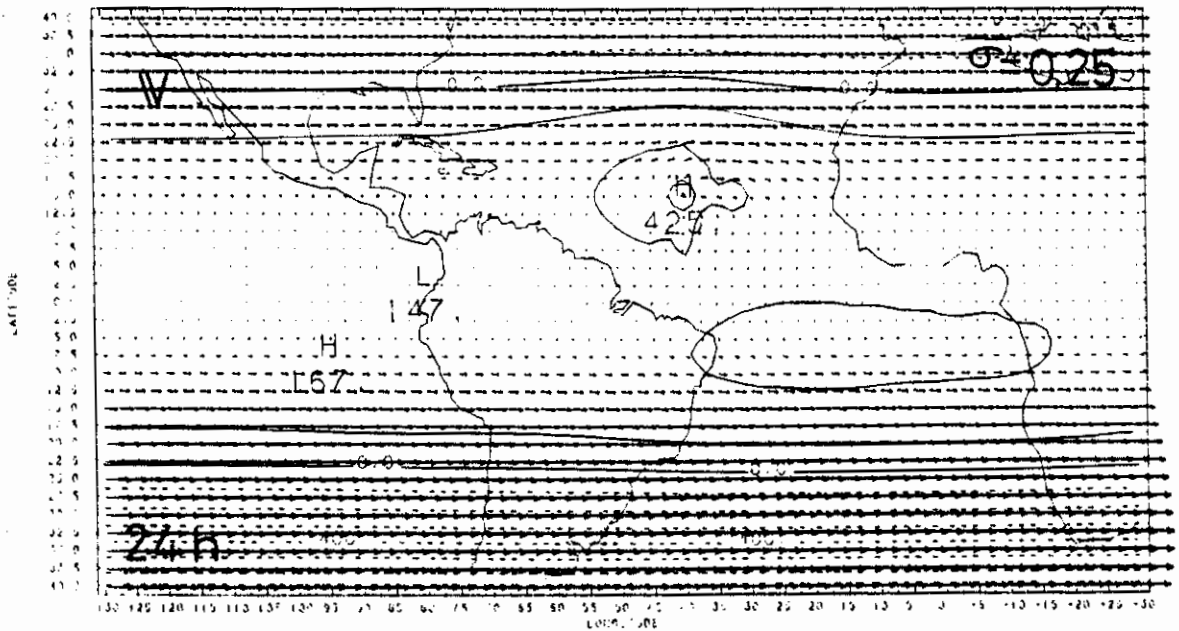
Fig. 5.18 - Conclusão.



Intervalo de contorno = 1 hPa

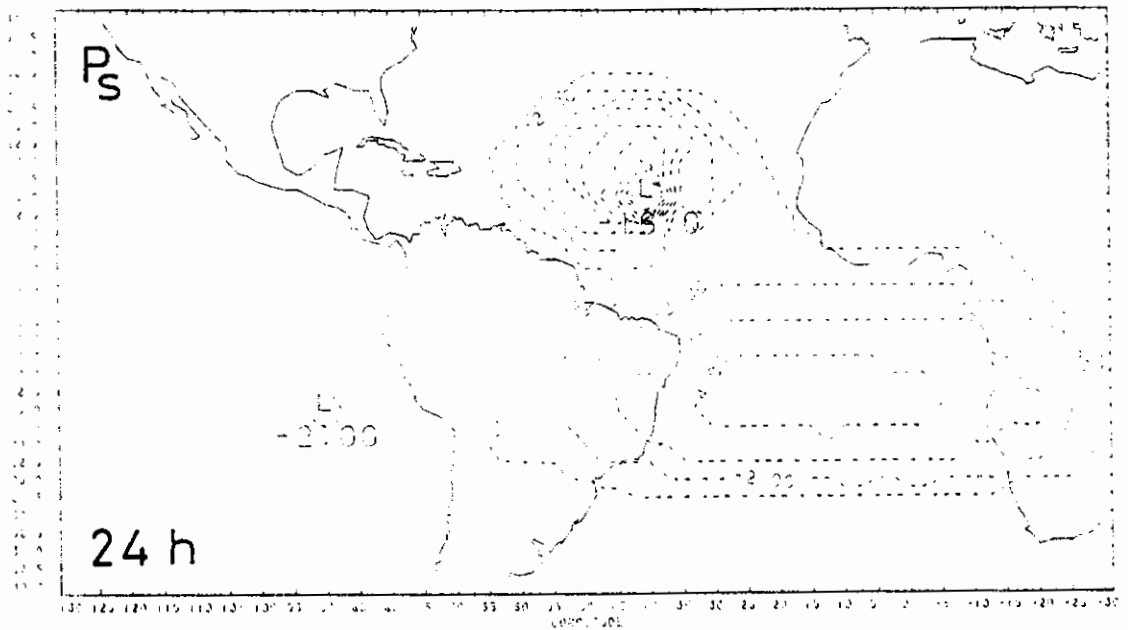
Fig. 5.19 - Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação do furacão com cisalhamento horizontal invertido, após 48 horas de integração.

Com o intuito de verificar a importância do cisalhamento vertical do vento na resposta do modelo, foi feito um experimento onde se duplicou a intensidade do vento no nível superior, mantendo-o no nível inferior. Pode-se observar que houve uma tendência de não-formação da circulação associada ao furacão (Figura 5.20a), compatível com o que foi descrito nos Capítulos 1 e 4, referentes aos aspectos observacionais associados ao papel do cisalhamento vertical. O aumento do cisalhamento vertical induz à conversão de energia do modo baroclínico para o modo barotrópico (Kasahara e Silva Dias, 1986), em vez de promover a intensificação da resposta baroclínica, que é responsável pela formação do ciclone em baixos níveis. No campo de pressão de superfície (Figura 5.20b) também houve uma queda substancialmente menor, da ordem de 20 hPa.



Vento máximo = $48,40 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m



Intervalo de contorno = 1 hPa

Fig. 5.20 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) e de desvio de pressão de superfície na simulação do furacão com intenso cisalhamento vertical, após 24 horas de integração.

5.2.3 - SIMULAÇÃO DE UM CASO OBSERVADO - FURACÃO GILBERT

A escolha desta simulação se deve ao fato de que o furacão Gilbert (setembro, 1988) teve uma trajetória bastante zonal e mais ao sul da trajetória climatológica. Também foi um caso de furacão bastante intenso, com recorde de baixa pressão (888 hPa) para o Atlântico Norte. Para esta simulação usou-se um estado básico em repouso.

A trajetória da fonte foi especificada para que a posição desta coincida com a posição do furacão Gilbert dada por Lawrence e Gross (1989).

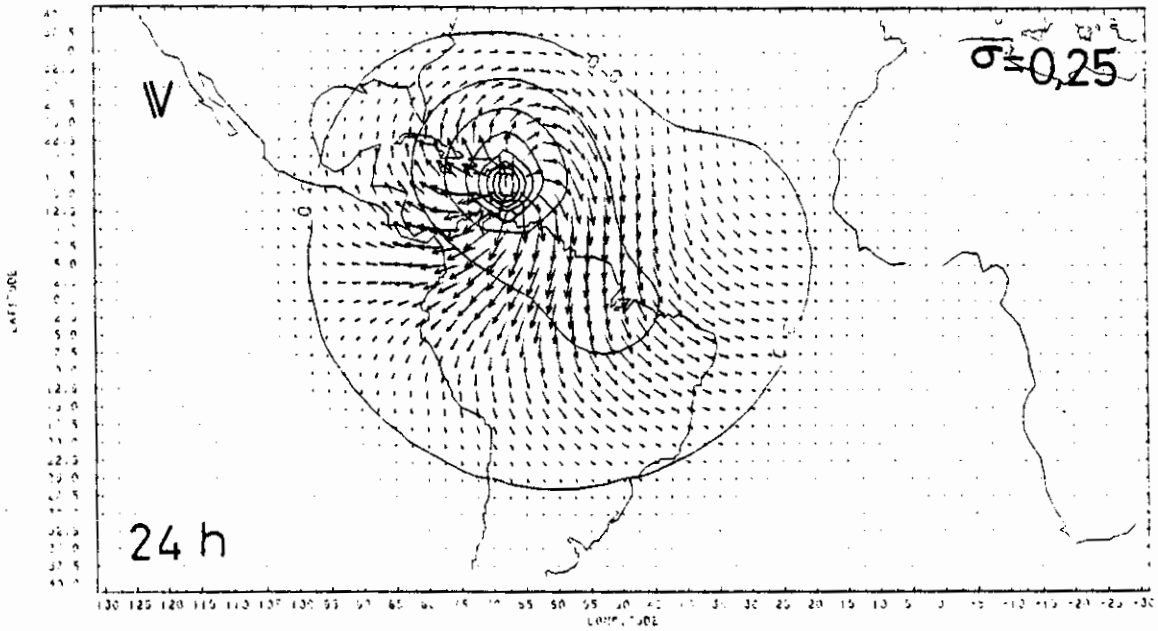
Os resultados desta simulação são mostrados nas Figuras 5.21, 5.22, 5.24 e 5.25 para os campos de desvio de altura geopotencial e vento, e de divergência para os altos e baixos níveis, respectivamente; o campo de desvio de pressão de superfície é mostrado na Figura 5.23.

No campo de divergência de altos níveis (Figura 5.24) e de baixos níveis (Figura 5.25) pode-se inferir uma região de subsidência a noroeste da região da fonte, o que pode ser identificado na imagem de satélite do dia 12/09/88 (Figura 5.26), onde aparece uma ampla região sem cobertura de nuvens a noroeste do furacão.

No campo de desvio de pressão de superfície (Figura 5.23) pode-se observar uma queda de pressão da ordem de 8 hPa na Região Norte do Brasil, que avança para norte/noroeste à medida que o distúrbio se propaga para oeste. Esta queda de pressão pode favorecer a penetração do sistema frontal mostrado na Figura 5.26 até latitudes mais baixas.

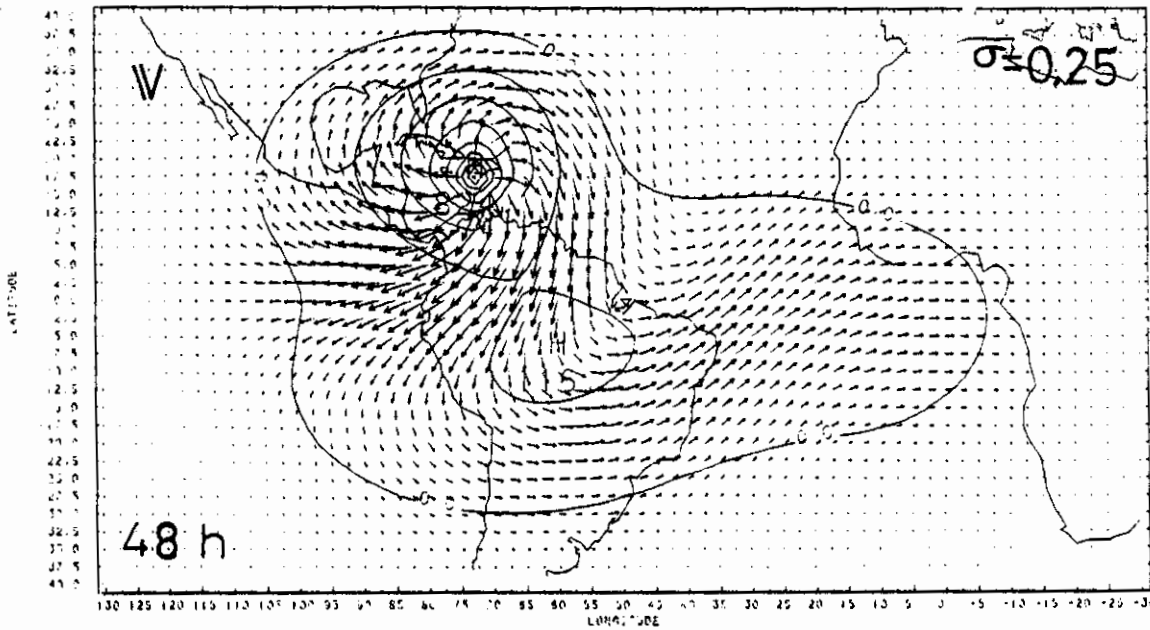
De uma análise da Figura 5.22b, pode-se observar a formação de um cavado a sudeste da região

central do furacão; no ramo leste deste cavado há uma convergência em direção ao continente Sul Americano, a qual poderia favorecer a entrada de umidade, trazida do oceano, na região central do Brasil, o que contribuiria sobremaneira para o início da estação chuvosa nesta região. Isto também pode ser observado nas análises do ECMWF em 850 hPa, dos dias 21 e 23 de setembro de 1985 (Figura 5.27), para o furacão Gloria (Reed et al., 1988).



Vento máximo = $17,60 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 80 m

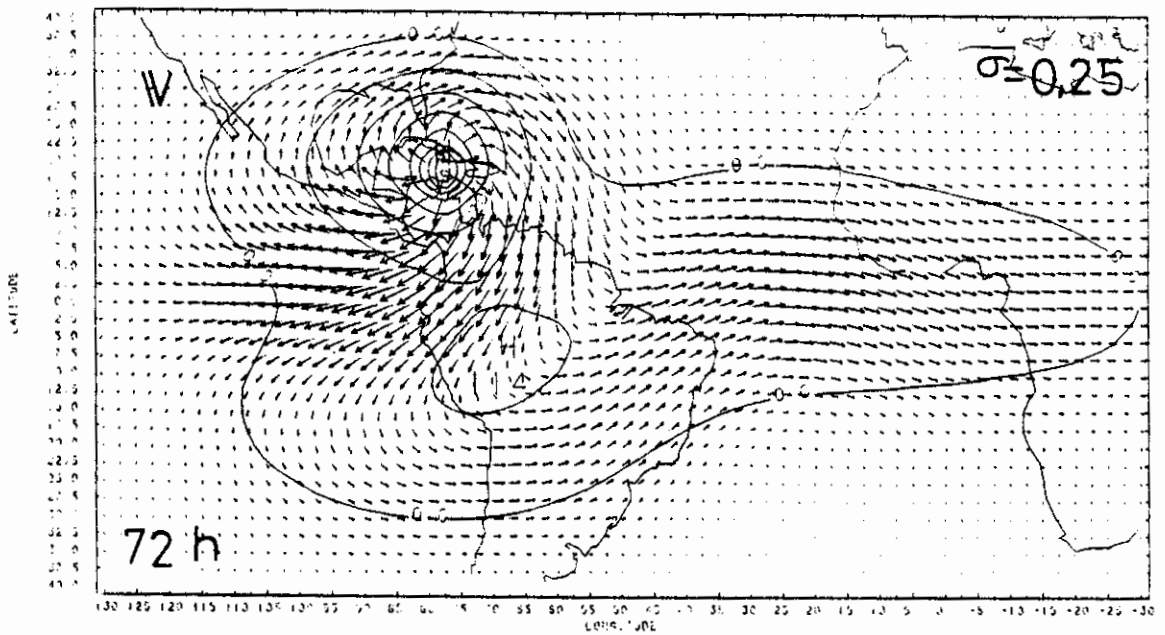


Vento máximo = $17,50 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

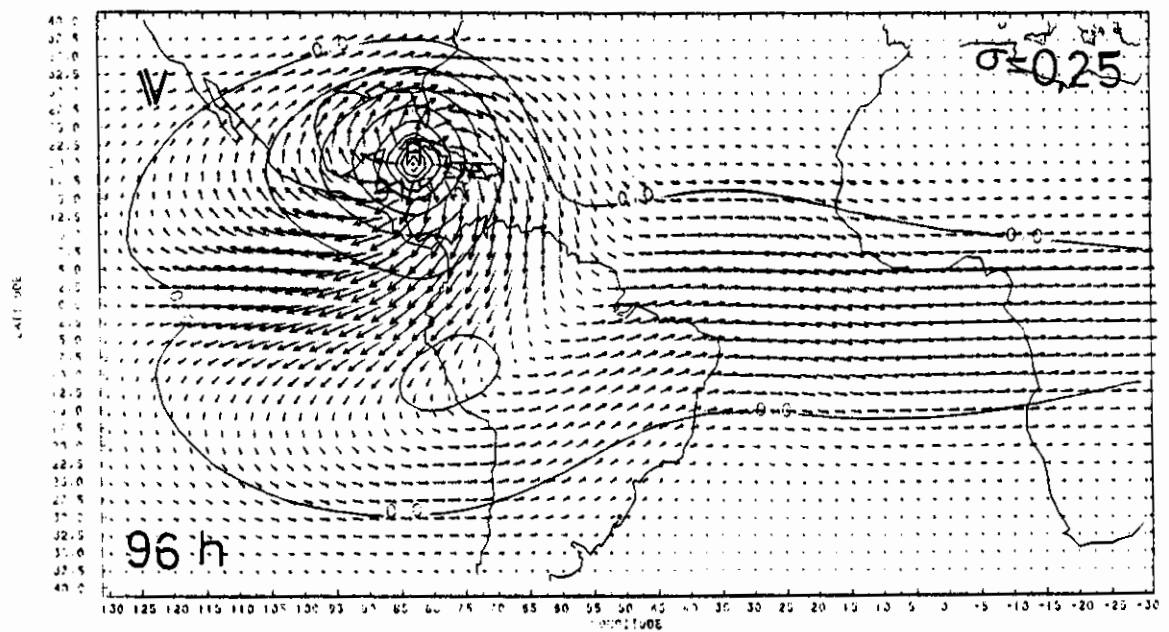
Fig. 5.21 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os altos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)



Vento máximo = $17,80 \text{ ms}^{-1}$

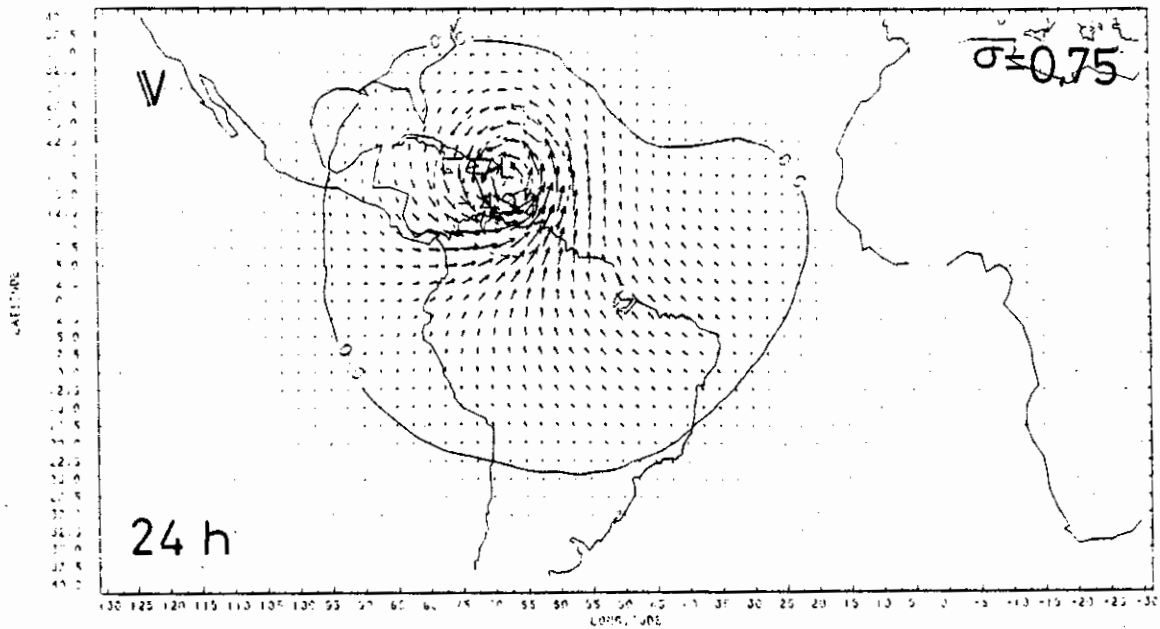
Intervalo de contorno = 100 m



Vento máximo = $17,70 \text{ ms}^{-1}$

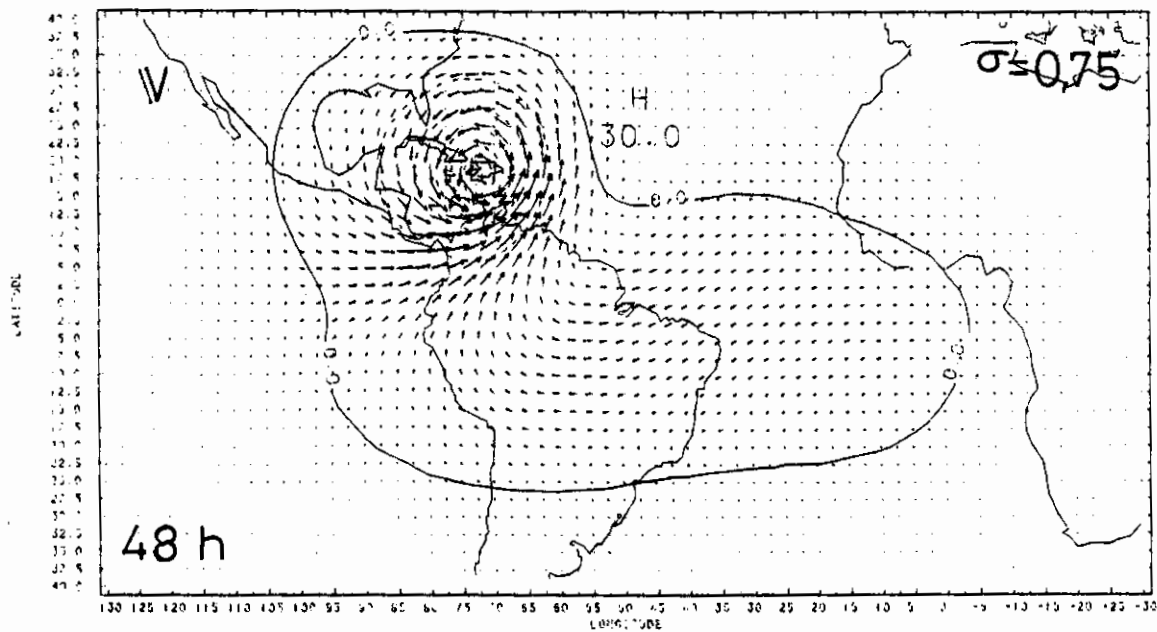
Intervalo de contorno = 100 m

Fig. 5.21 - Conclusão.



Vento máximo = $36,40 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

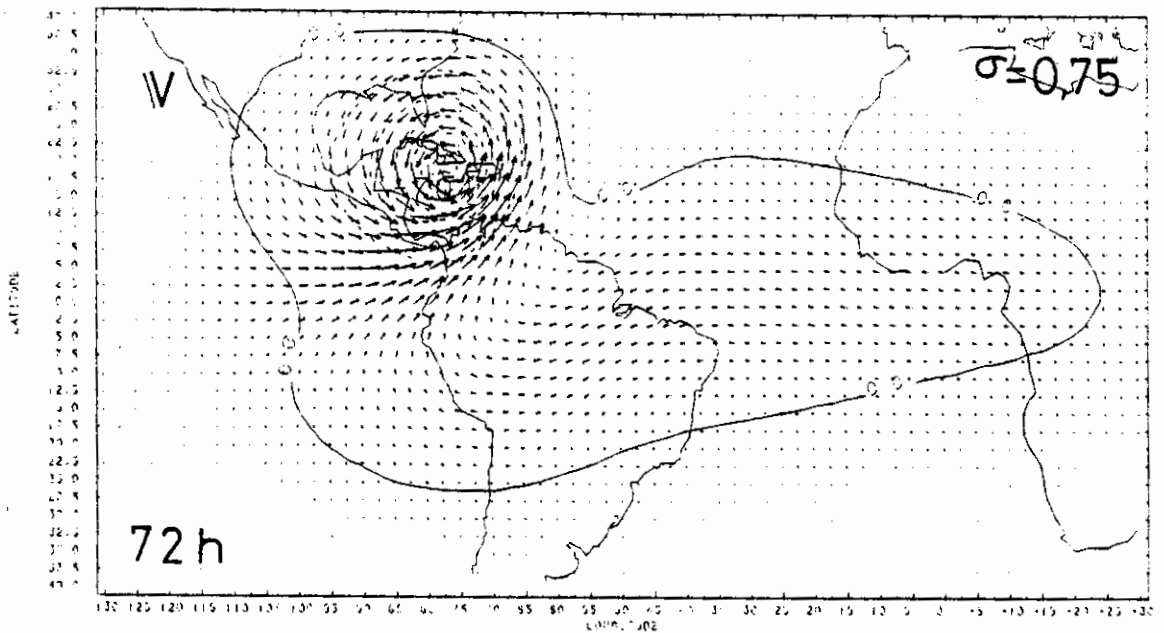


Vento máximo = $42,30 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

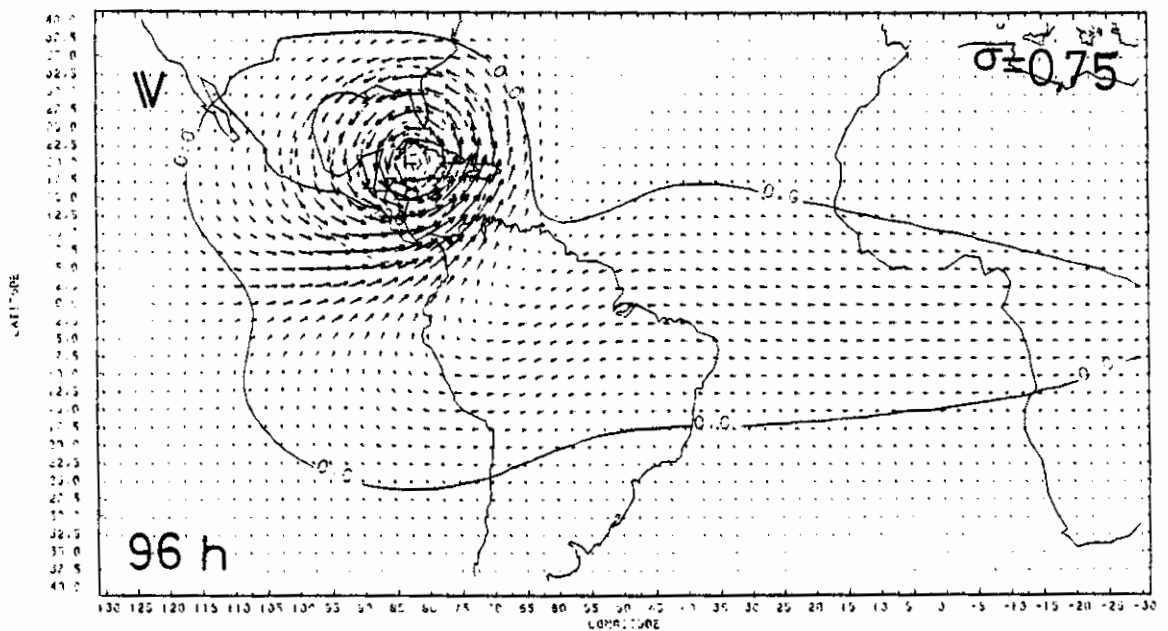
Fig. 5.22 - Campo de desvio da altura geopotencial (m) e campo de vento (m/s) para os baixos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)



Vento máximo = $42,70 \text{ ms}^{-1}$

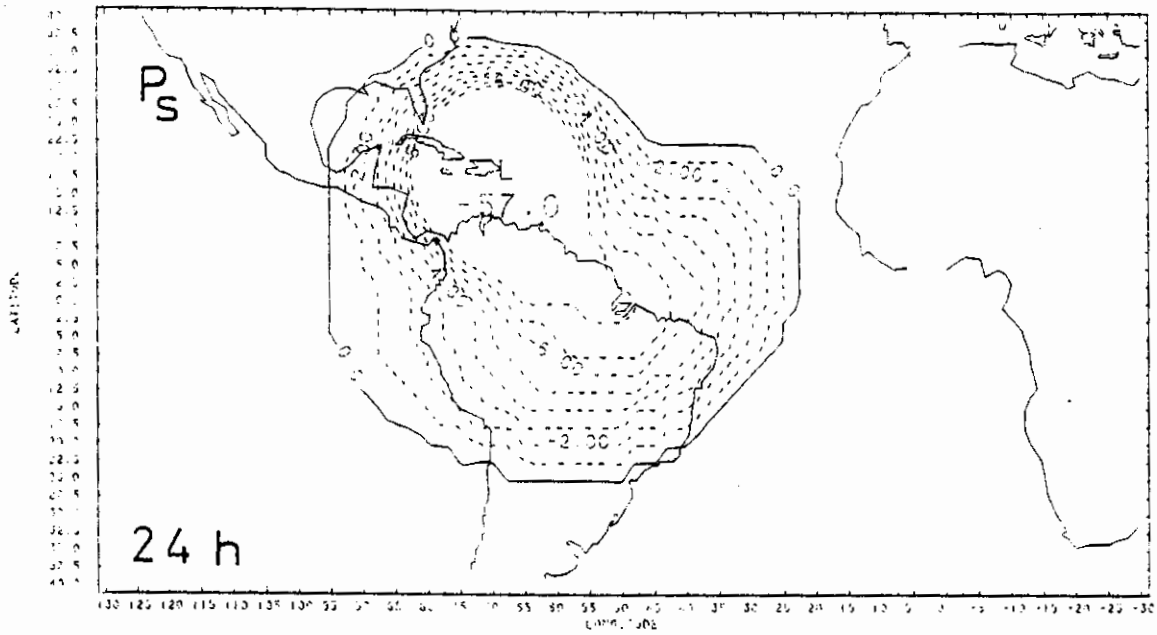
Intervalo de contorno = 100 m



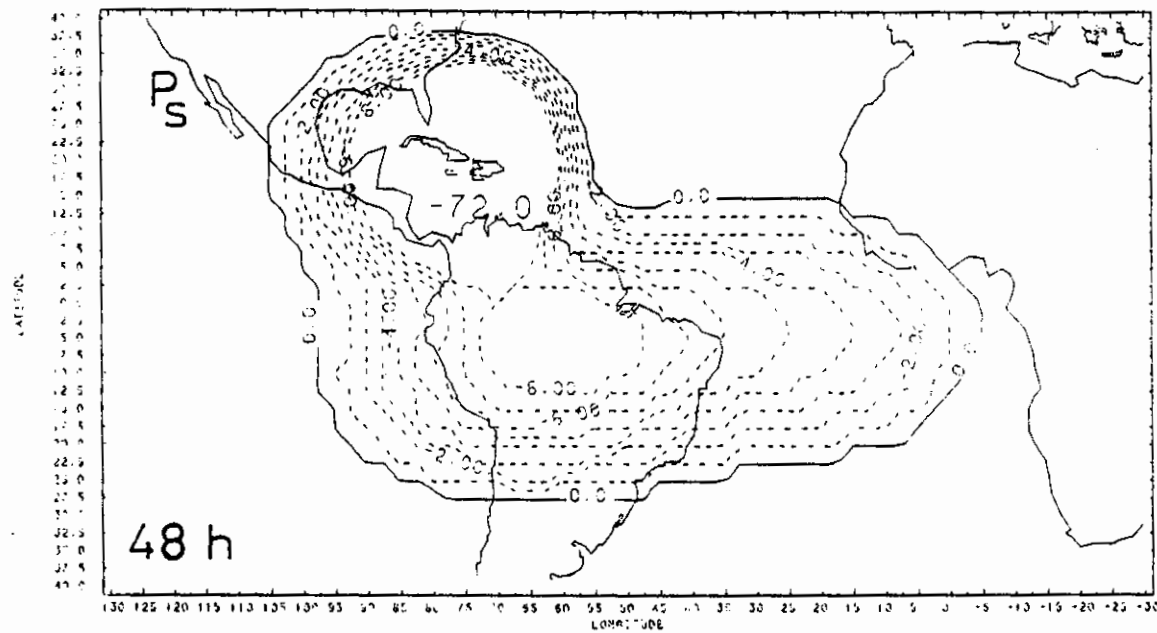
Vento máximo = $42,20 \text{ ms}^{-1}$

Intervalo de contorno = 100 m

Fig. 5.22 - Conclusão.



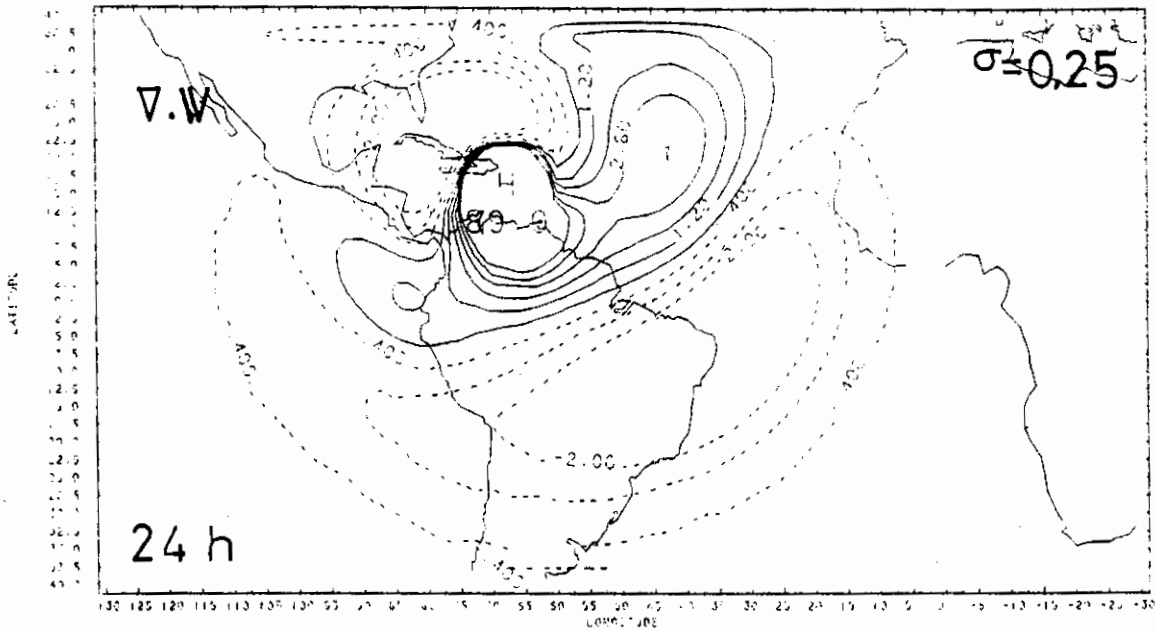
Intervalo de contorno = 1 hPa



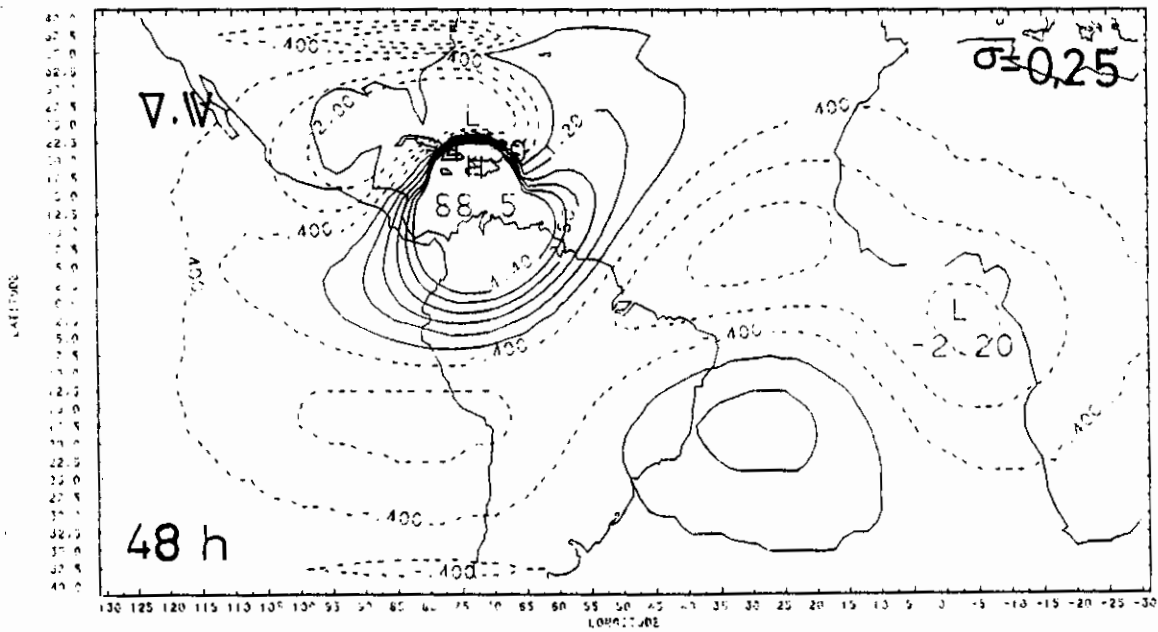
Intervalo de contorno = 1 hPa

Fig. 5.23 - Campo de desvio de pressão de superfície (hPa) na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas c) 72 horas e d) 96 horas.
(continua)

Fig. 5.23 - Conclusão.



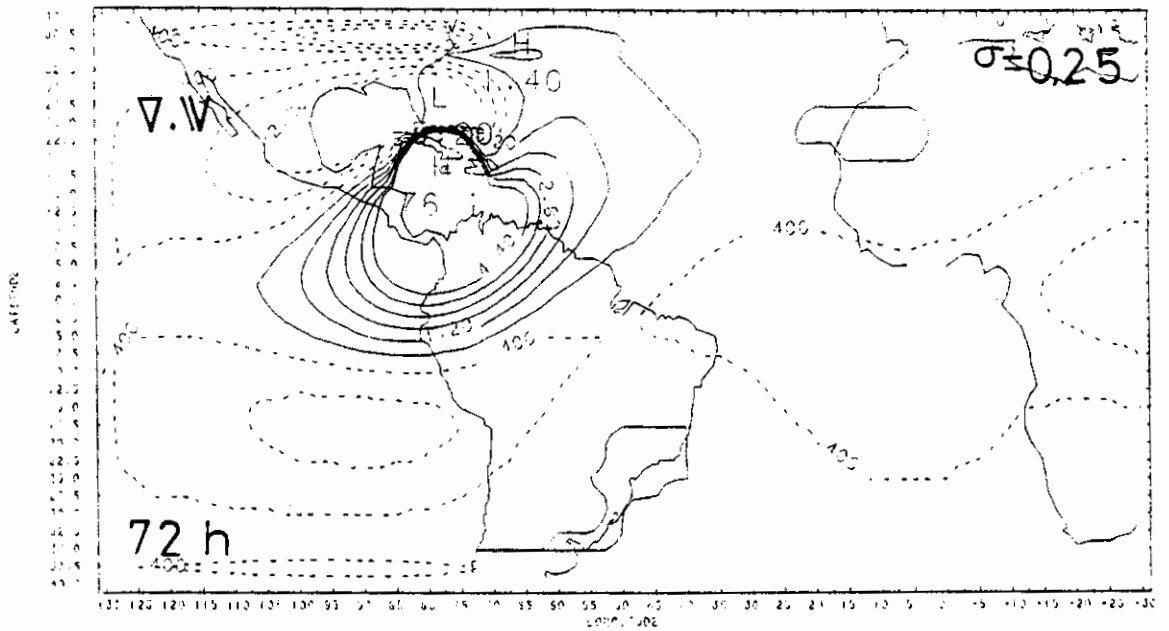
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} s^{-1}$



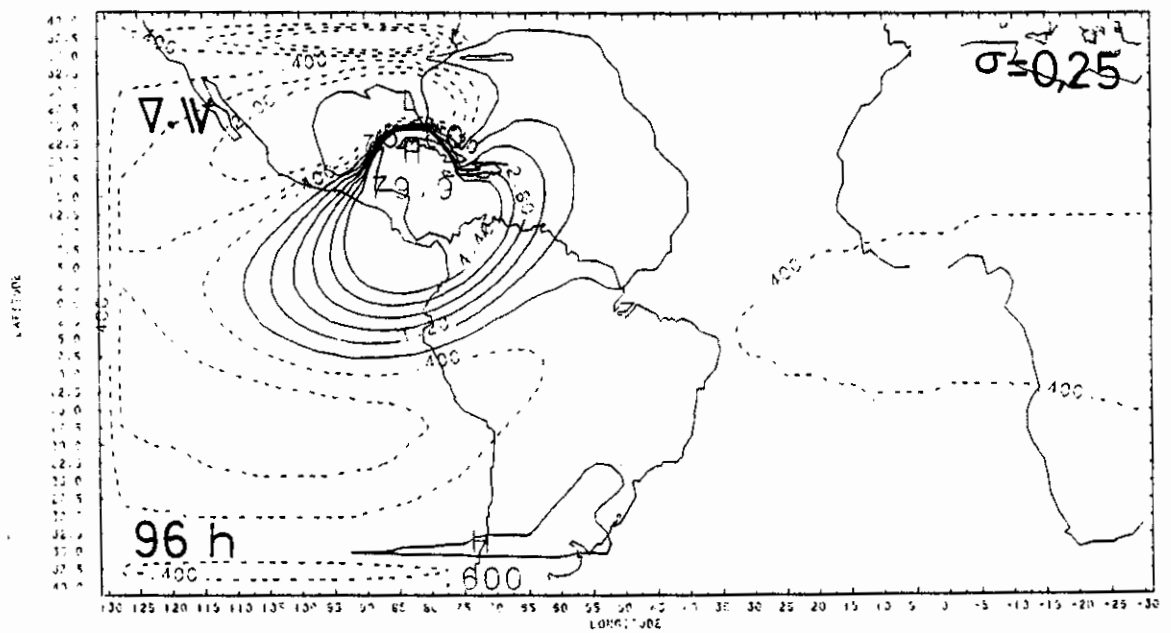
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} s^{-1}$

Fig. 5.24 - Campo de divergência ($10^{-6} s^{-1}$) para os altos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)

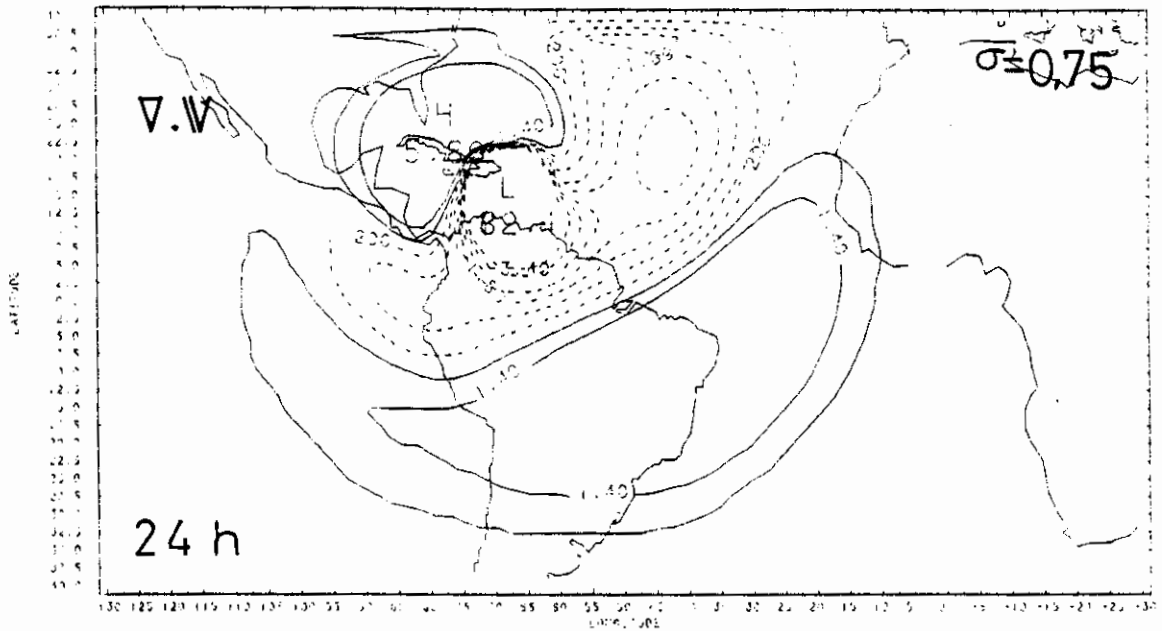


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

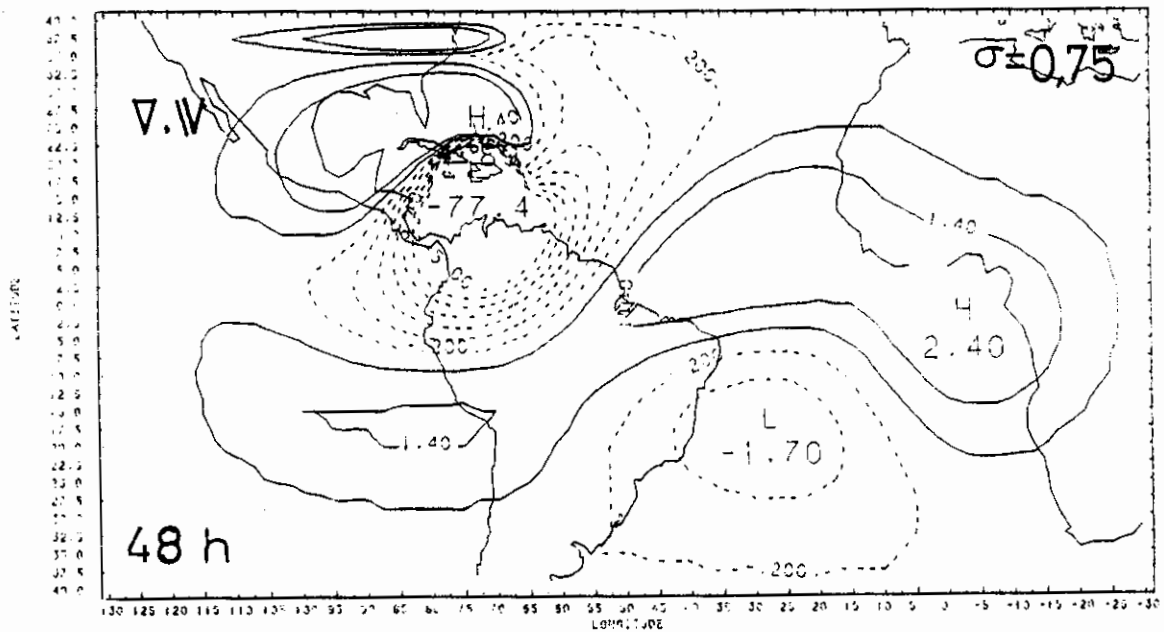


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.24 - Conclusão.



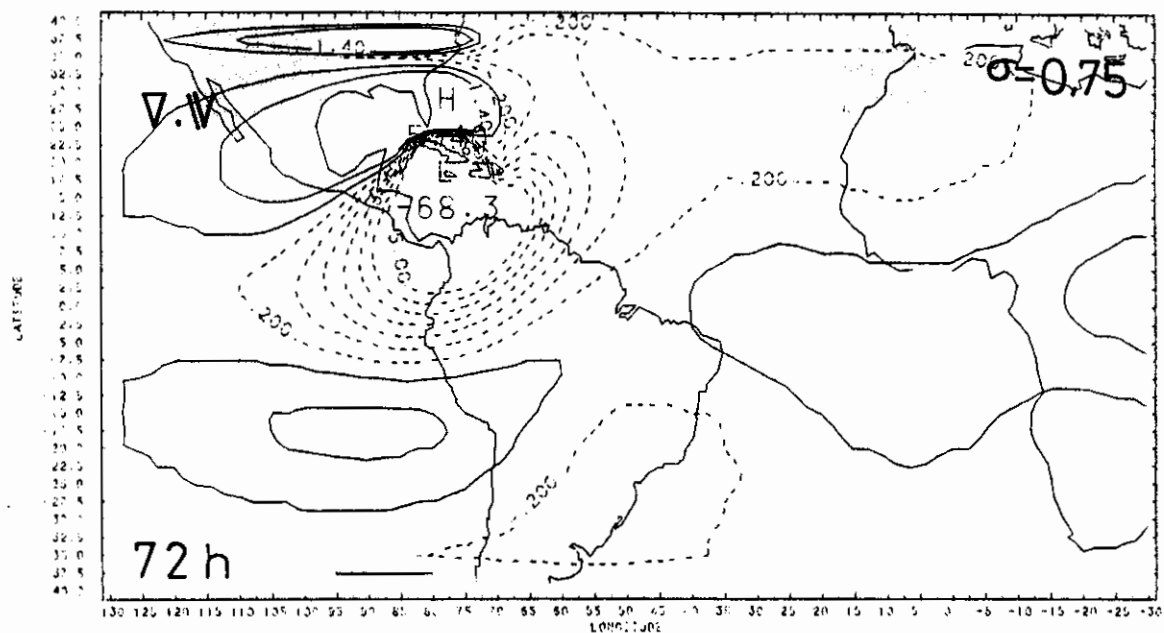
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$



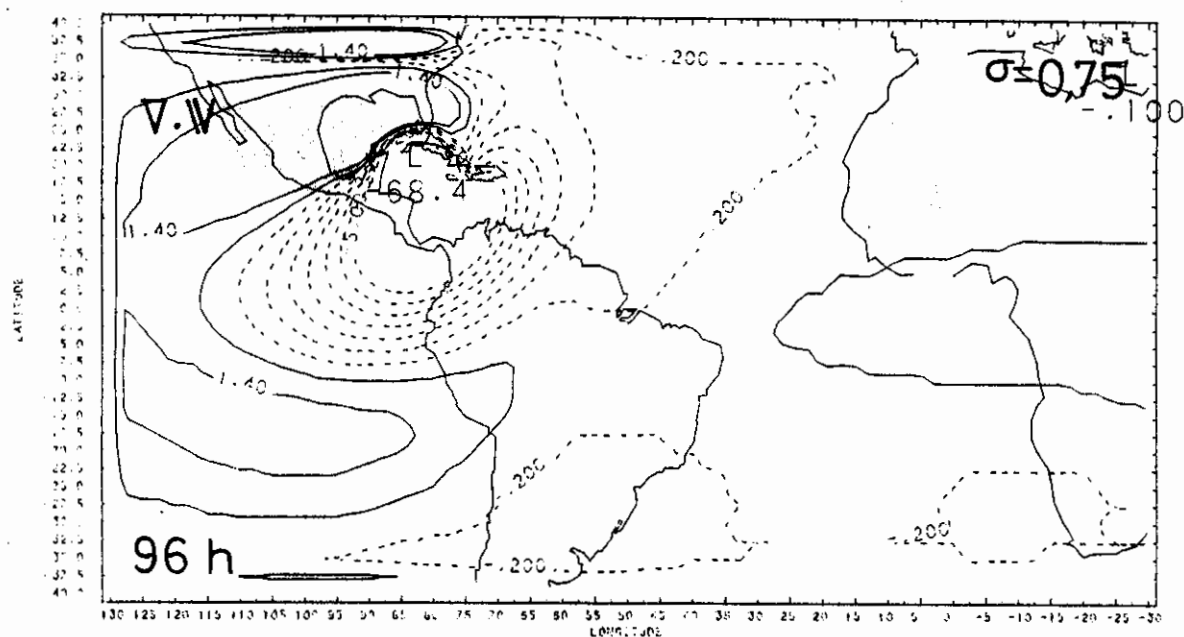
Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.25 - Campo de divergência (10^{-6} s^{-1}) para os baixos níveis, na simulação do furacão Gilbert após: a) 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas e d) 96 horas.

(continua)

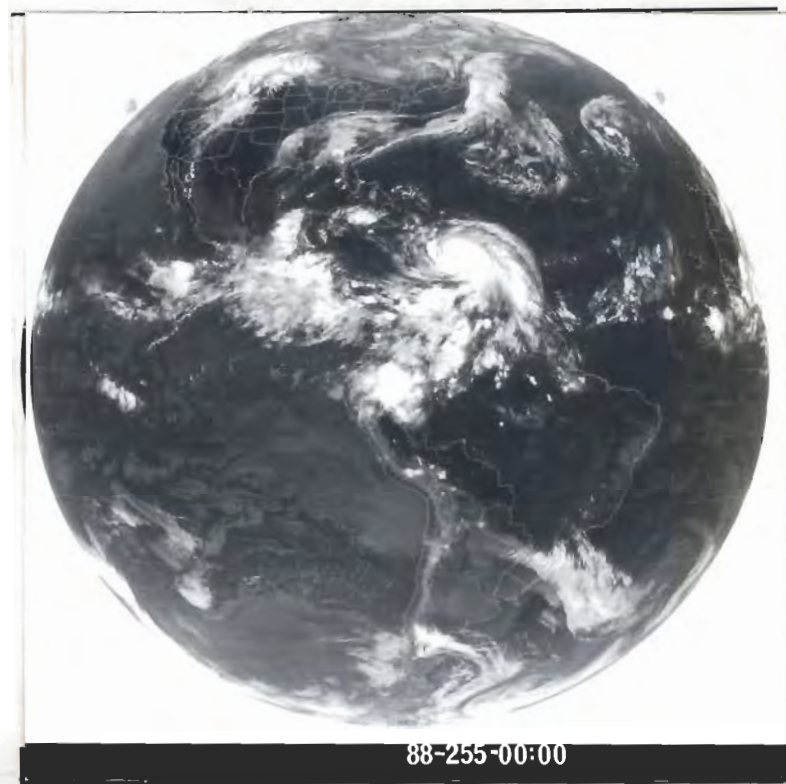


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

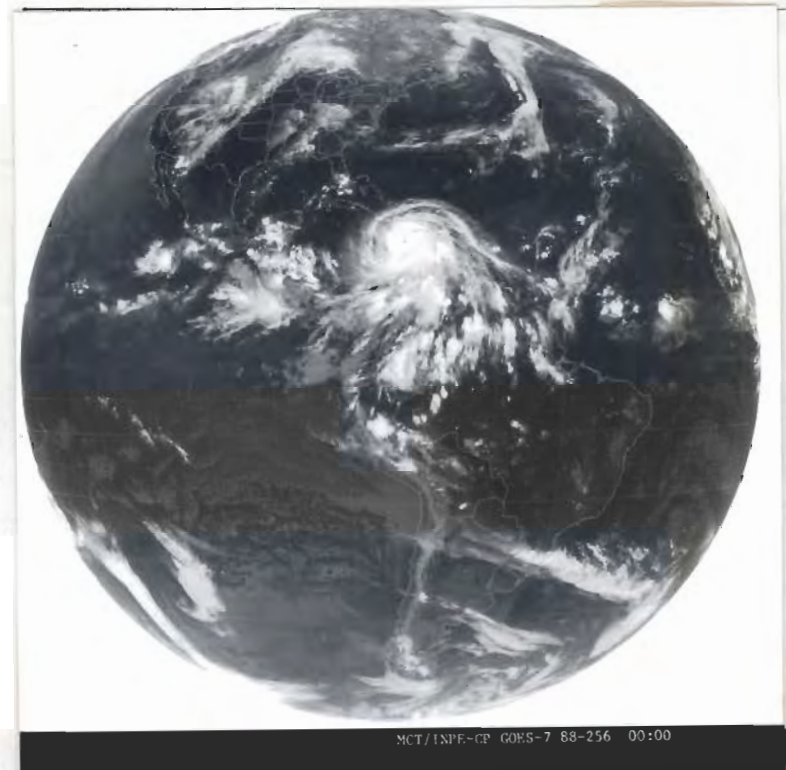


Intervalo de contorno = $0,8 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.25 - Conclusão.



a) 11/09/88 às 00:00 TMG



b) 12/09/88 às 00:00 TMG

Fig. 5.26 - Imagens do infravermelho para o período de 11 a 14 de setembro de 1988. (continua)

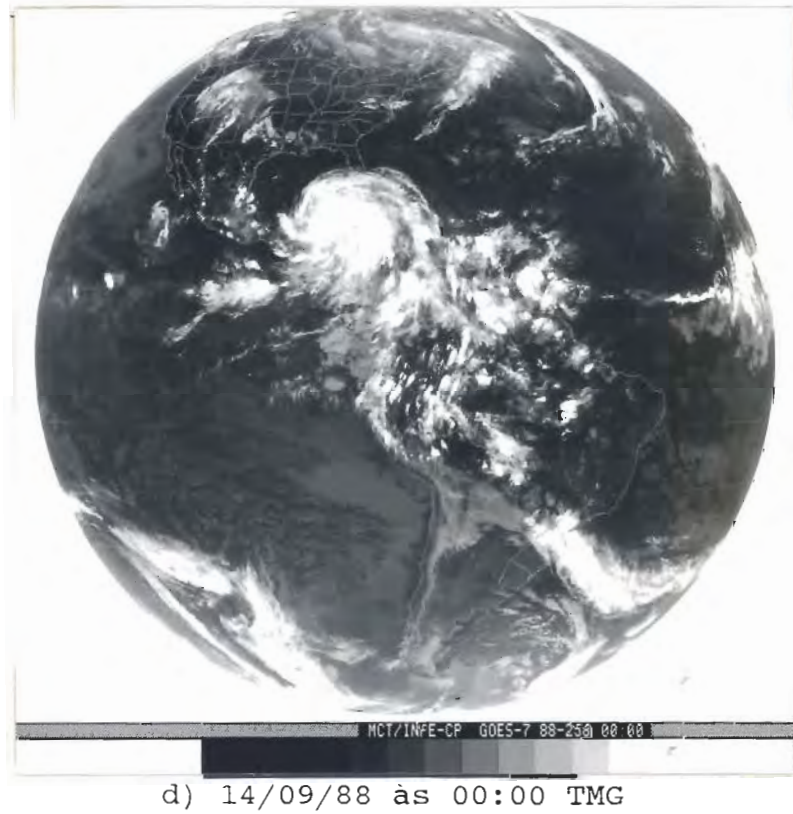
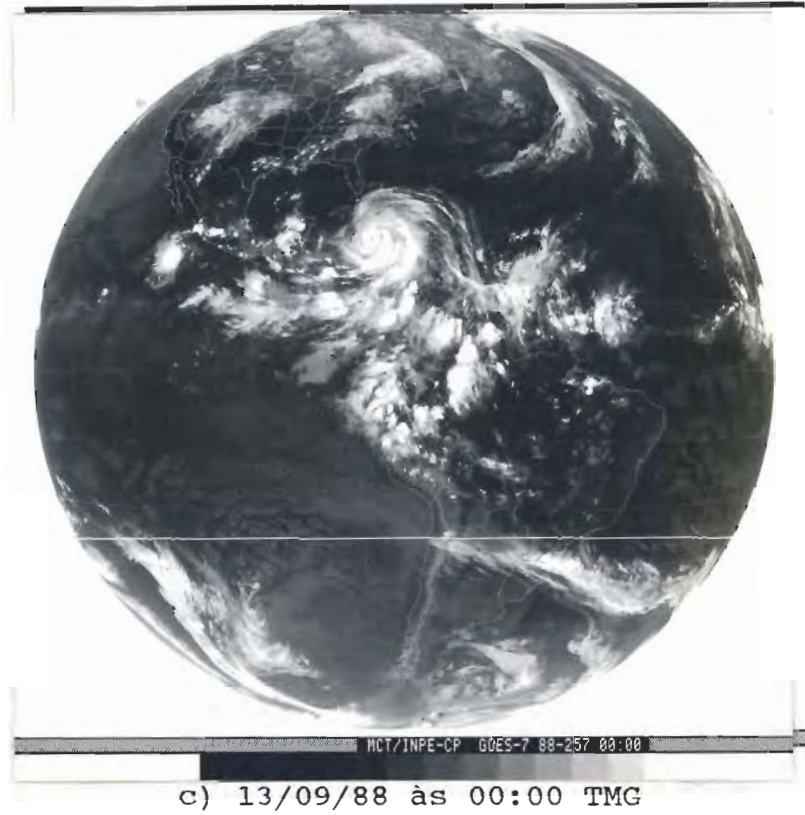


Fig. 5.26 - Conclusão.

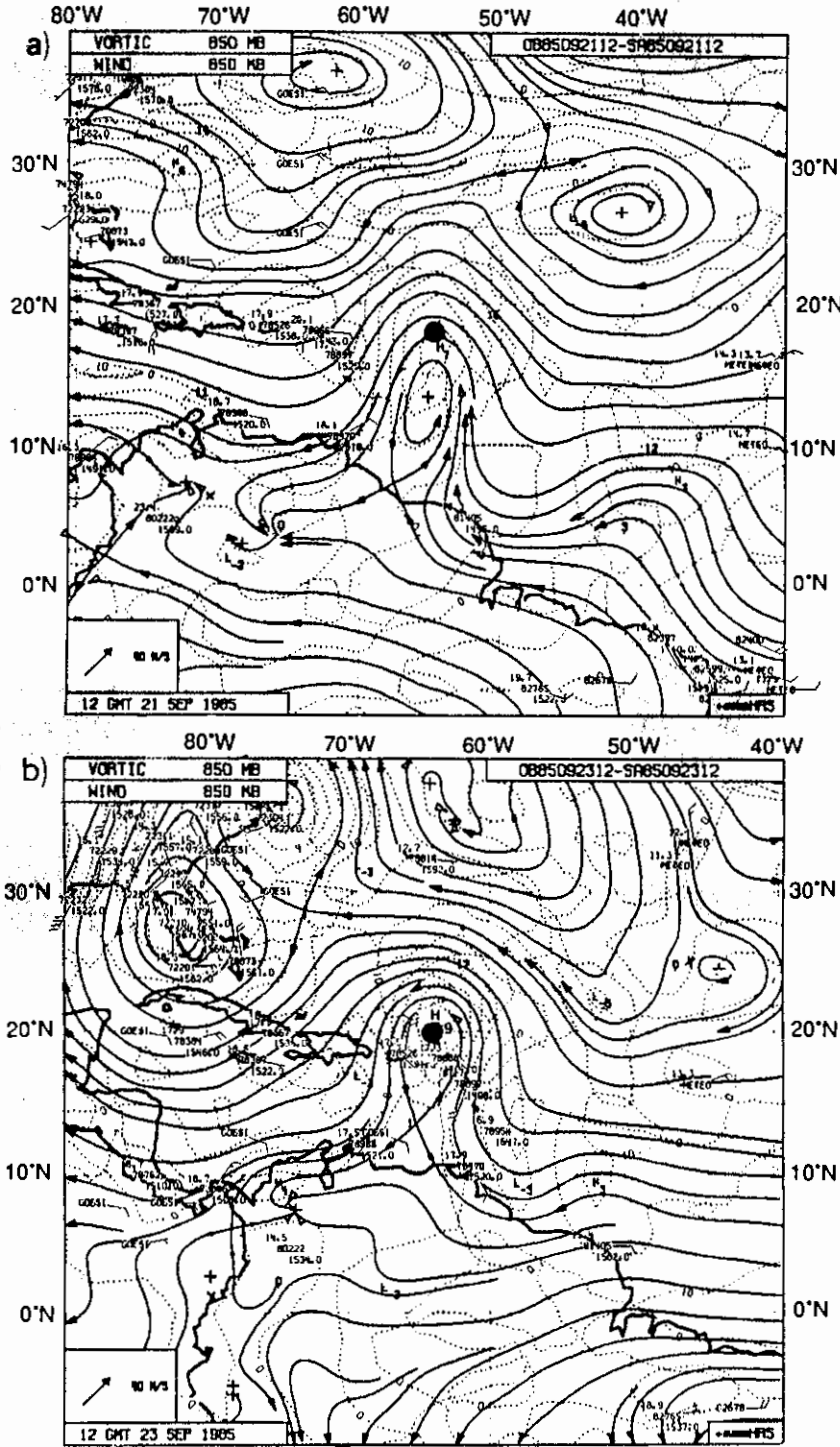


Fig. 5.27 - Análises do ECMWF em 850 hPa (12 GMT) dos dias 21 (a) e 23 (b) de setembro de 1985, para o furacão Gloria, onde as linhas sólidas representam as linhas de corrente, as linhas pontilhadas as linhas de vorticidade ($10^{-5} s^{-1}$) e as linhas tracejadas são isotacas ($m s^{-1}$).
FONTE: Adaptada de Reed et al. (1988), p. 838.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Neste trabalho desenvolveu-se um modelo de equações primitivas de duas camadas, não-linear e semilagrangiano, para investigar a resposta sobre a América do Sul a uma perturbação tropical intensa que se move sobre o Oceano Atlântico Tropical Norte (com liberação de calor latente comparável àquela associada a furacões). O objetivo final do trabalho foi verificar a possibilidade de ocorrer uma influência remota da fonte de calor sobre a América do Sul, suficientemente intensa para alterar a evolução dos sistemas sinóticos que normalmente afetam a parte central e norte do continente.

Na fase de avaliação da acuidade numérica do modelo observou-se que, apesar das suas limitações, o modelo reproduz muito bem as características transientes da circulação atmosférica de verão em altos níveis sobre a América do Sul, em comparação com os resultados observacionais (Virji, 1981; Kousky e Kagano, 1981) ou de modelagem (Silva Dias et al, 1983; DeMaria, 1985). Assim sendo, o uso de um modelo simples, mas suficientemente eficiente, se faz imperioso, uma vez que os resultados obtidos com modelos mais sofisticados nem sempre permitem interpretações seguras devido à complexidade dos fenômenos simulados.

As principais conclusões a que se pode chegar a partir dos resultados deste trabalho são as seguintes:

- 1) À medida que o furacão simulado move-se para noroeste ao longo do Atlântico Norte, os ventos de altos (baixos) níveis de orientação norte/nordeste (sul/sudoeste) tornam-se mais intensos ao longo da

costa norte do Brasil, em oposição à circulação tipicamente observada durante a estação de furacões (agosto a outubro).

A ordem de grandeza da perturbação no campo do vento ao longo da costa norte é da ordem de 12 m/s no caso da simulação de um furacão com características climatológicas. Logo, como os ventos alísios na costa norte são da ordem de 8 m/s, conclui-se que a perturbação pode ser significativa.

Estudos sobre a estrutura e dinâmica da formação de linhas de instabilidade ao longo da costa norte do Brasil (Kousky, 1980 ; Ferreira e Silva Dias, 1988; Cohen et al., 1989) indicam que o campo de vento na baixa troposfera é de fundamental importância para a formação das linhas. Logo, é possível que o regime de formação de linhas seja alterado na presença de furacões no Hemisfério Norte. Após 72 horas os ventos em baixos níveis tendem a ter uma componente de leste no NE do Brasil, o que reforça os ventos alísios e permite um maior afluxo de umidade.

- 2) À medida que o furacão se desloca para noroeste no Oceano Atlântico, aparece um centro de baixa pressão bem definido nas regiões central, norte e nordeste do Brasil. A queda de pressão neste centro de baixa é da ordem de 10% do verificado na região do furacão e corresponde a uma queda da ordem de 5 a 7 hPa.

De acordo com Kousky e Ferreira (1981), a penetração de sistemas frontais na região central/norte do Brasil causa queda de pressão da

ordem de 5 a 8 hPa. Esta queda é da mesma ordem de grandeza daquela associada à presença do furacão no caso simulado. Logo, é possível que a presença de furacões no Atlântico Tropical Norte possa exercer certo controle sobre o estabelecimento do regime de precipitação no Brasil Central através da queda de pressão na superfície e na alteração do escoamento em níveis superiores e inferiores.

O controle exercido na organização da precipitação poderia se dar através da convergência em baixos níveis, provocada pelo efeito Ekman na camada limite. A diminuição da pressão também favorece a penetração em direção ao equador de sistemas frontais oriundos do Hemisfério Sul.

- 3) Os ventos em baixos níveis são mais intensos que em altos níveis e a componente divergente domina o escoamento no nível superior, ao contrário do que ocorre no nível inferior, onde o escoamento tende a seguir paralelamente às linhas de geopotencial.

Através de uma análise de escala da equação da vorticidade observa-se que, no nível superior da perturbação no HN, a vorticidade relativa tem sinal contrário à vorticidade planetária. Desta forma, o termo da divergência torna-se ineficiente como fonte de vorticidade anticiclônica no nível superior do modelo. Por outro lado, tanto a vorticidade relativa como a planetária têm o mesmo sinal no nível inferior, de forma que o termo da divergência é uma ordem de grandeza maior que no nível superior. Logo, em baixos níveis, há uma contribuição muito maior para o aumento da vorticidade ciclônica devido ao termo de divergência do que em altos níveis (onde a

tendência deveria ser anticiclônica para haver intensificação da componente rotacional do escoamento).

Outro fator que contribui para a inversão no comportamento do vento na vertical refere-se ao termo de advecção vertical de vorticidade. Este termo é da mesma ordem de grandeza do termo de divergência (no nível inferior do modelo) no caso da simulação de um furacão, pois o movimento vertical é muito intenso, apresentando o mesmo sinal (tendência ciclônica) nos dois níveis do modelo. Logo, este termo tende a enfraquecer a circulação anticiclônica de altos níveis.

- 4) Com a inclusão de um estado básico dado pela média zonal climatológica, a resposta à fonte de calor fica mais confinada às vizinhanças da fonte, e a queda de pressão na América do Sul é menor do que a encontrada com o estado básico em repouso. Os ventos de leste no estado básico não impedem a resposta no Hemisfério Sul, o que indica que o duto de oeste, sugerido por Webster e Holton (1982), não é uma condição absolutamente necessária para haver propagação.

A presença do estado básico altera, desde o início da integração do experimento, o termo da divergência na equação da vorticidade. O estado básico apresenta vorticidade relativa anticiclônica nos dois níveis do modelo, de forma que o termo da divergência tem sua importância reduzida no nível inferior nas vizinhanças do furacão. Logo, a divergência associada à fonte de calor é menos eficiente em gerar vorticidade do que no caso em que o estado básico está em repouso.

Foi realizado um experimento no qual a vorticidade do campo básico sofreu inversão de sinal. Nesse caso, o escoamento no nível inferior sofreu significativa intensificação ciclônica, com queda mais acentuada de pressão na superfície do que no caso com estado básico em repouso. Este experimento confirma a hipótese levantada, referente ao papel do termo da divergência na presença do estado básico.

A resposta equatorial, associada à manifestação das ondas de Kelvin geradas pela intensa forçante, também sofre a interferência do estado básico climatológico. Neste caso, a redução na queda de pressão na faixa equatorial parece estar associada ao efeito advectivo, pois a corrente básica é de leste nesta região, enquanto a manifestação das ondas de Kelvin se propaga para leste.

É interessante notar que o campo básico climatológico também afeta a resposta do modelo através do cisalhamento vertical do vento. Um experimento realizado com duplicação da intensidade do vento no nível superior, mantendo-o no nível inferior, revelou uma queda de pressão substancialmente menor na superfície (aproximadamente 20 hPa contra cerca de 70 hPa, após 48 horas de integração). Este efeito parece estar associado à interação entre o modo interno, gerado pelo aquecimento, e a componente baroclínica do estado básico. Segundo Kasahara e Silva Dias (1986), esta interação entre os dois modos baroclínicos transfere energia para o modo externo em vez de promover a intensificação da resposta baroclínica local, que é responsável pela formação do ciclone em baixos níveis. A intensificação da

resposta barotrópica também ficou evidenciada no referido experimento, pois a espessura da perturbação sofreu considerável redução e apareceram perturbações em regiões remotas numa escala de tempo menor, compatível com a propagação do modo externo.

- 5) Na simulação do furacão Gilbert, com estado básico em repouso, houve um acréscimo da ordem de 25% na intensidade da fonte de calor, e a trajetória tornou-se mais zonal e ao sul do que no caso climatológico. A resposta no Hemisfério Sul também foi significativamente intensificada.

A resposta local na queda de pressão foi proporcional à intensificação da fonte, pois o aumento da divergência na alta troposfera foi superior ao acréscimo da convergência no nível inferior do modelo. Entretanto, o núcleo da queda de pressão na superfície no Hemisfério Sul manteve-se aproximadamente na mesma latitude que no experimento de controle. A magnitude da perturbação sobre a América do Sul também foi alterada em aproximadamente 25%, o que corresponde à alteração da fonte de calor.

O mínimo de pressão no Hemisfério Sul propaga-se para oeste com mais rapidez que no experimento controle, o que provoca quedas acentuadas de pressão no Peru e adjacências. Este efeito poderia ser drasticamente alterado pela inclusão do efeito topográfico que, conforme discutido por Figueroa (1990), exerce um papel importante na resposta na baixa troposfera, o que impede o deslocamento da perturbação para oeste dos Andes.

É interessante observar que o campo de vento na baixa troposfera foi significativamente mais alterado pela intensificação da fonte do que na alta troposfera. Este efeito é coerente com a manifestação dos termos não-lineares, conforme discutido acima. A intensificação da fonte provoca aumento da divergência superior, mas o fato de a vorticidade absoluta sofrer diminuição cancela a tendência anticiclônica associada ao termo da divergência.

Apesar de este trabalho não ter focado os aspectos observacionais, a análise subjetiva das imagens do canal infravermelho referente ao furacão Gilbert sugere que o escoamento na América do Sul tenha sofrido alterações compatíveis com os resultados do modelo. Também é razoável especular sobre um possível acoplamento entre o sistema frontal, observado no sul do Brasil, e a explosão convectiva que ocorreu no Brasil central e oeste da Amazônia entre 11/09/88 e 14/09/88. Este acoplamento poderia estar associado ao fenômeno modelado neste trabalho.

Os resultados apresentados são bastante interessantes, pois apresentam uma relação potencialmente importante entre furacões no Hemisfério Norte e perturbações sinóticas sobre o Brasil. Os resultados também evidenciam a importância dos termos não-lineares na dinâmica da evolução do fenômeno estudado. De acordo com os resultados alcançados, sugerem-se, para estudos posteriores, alguns trabalhos:

- O tema não tem sido abordado na literatura especializada e merece estudos adicionais, sobretudo

sob o ponto de vista observacional, de forma a fornecer bases sustentáveis para modelos conceituais de evolução do tempo na região tropical da América do Sul.

- Numa primeira aproximação, via modelagem, seria conveniente, mantendo a utilização de modelos simplificados, explorar o efeito da topografia na resposta inter-hemisférica. Da mesma forma, seria conveniente explorar o impacto da resolução do modelo e das dimensões da fonte de calor.
- Do ponto de vista da modelagem numérica, seria conveniente realizar experimentos com modelos mais realísticos, nos quais o aquecimento convectivo seja parametrizado, com simulações iniciadas com e sem a presença de um furacão no Hemisfério Norte. A comparação entre os dois casos permitiria justificar a validade das hipóteses levantadas no presente trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Anthes, A.R. Hurricane model experiments with a new cumulus parameterization scheme. *Monthly Weather Review*. 105(3):287-300, Mar. 1977.
- _____. *Tropical ciclones - Their evolution, structure and effects*. Boston, American Meteorological Society, 1982. 208 p.
- Bates, J.R.; McDonald, A. Multiply-upstream, semi-Lagrangian advective schemes: Analysis and application to multilevel primitive equation model. *Monthly Weather Review*, 110(12):1831-1842, Dec. 1982.
- Bates, J.R. Semi-Lagrangian advective schemes and their use in meteorological modeling. *Lectures in Applied Mathematics*, 22(1):1-29, 1985.
- Climáanalise. São José dos Campos, v.5, n.9, set. 1990. Suplemento mensal.
- Cohen, J.C.P; Nobre, C.A; Silva Dias, M.A.F. Mean distribution and characteristics of the squall lines observed over the Amazon Basin. In: International Conference on Southern Hemisphere Meteorology and Oceanography, 3, Buenos Aires, 1989. *Extended Abstracts*. Boston, AMS, 1989, p. 205-207.
- DeMaria, M. Linear response of a stratified tropical atmosphere to convective forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(18):1944-1959, Sept. 1985.

- Ferreira, R.N.; Silva Dias, M.A.F. Aplicação de um modelo linear espectral ao estudo de linhas de instabilidade na costa N-NE do Brasil. In: Congresso Brasileiro de Meteorologia, 5., Rio de Janeiro, 1988. *Anais*. Rio de Janeiro, Sociedade Brasileira de Meteorologia, 1988, v. 2, p. VI.6-VI.10.
- Figuerola, S.N.; Silva Dias, P.L. Influência dos Andes associada a forçantes térmicas no continente Sul-Americano. In: Congresso Brasileiro de Meteorologia, 6., Salvador, 1990. *Anais*. Salvador, Sociedade Brasileira de Meteorologia, 1990, v. 2, p.
- Gill, A.E. Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quarterly Journal Royal Meteorological Society*, 106(4):447-462, Apr. 1980.
- Gedzelman, S.D. *The science and wonders of the atmosphere*. New York, John Wiley and Sons, 1980. 535 p.
- Haltiner, G.J.; Williams, R.T. *Numerical prediction and dynamic meteorology*. New York, John Wiley and Sons, 1980. 471 p.
- Holton, J.R. *An introduction to dynamic meteorology*. 3.ed. Washington, D.C., Washington Academic, 1979. 391 p.
- Kasahara, A.; Silva Dias, P.L. Response of planetary waves to stationary tropical heating in a global atmosphere with meridional and vertical shear. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(18):1893-1911, Sept. 1986.
- Kousky, V.E. Diurnal rainfall in northeast Brazil. *Monthly Weather Review*, 108(4):488-498, Apr. 1980.

Kousky, V.E.; Ferreira, N.J. Interdiurnal surface pressure variations in Brazil: Their spatial distributions, origins and effects. *Monthly Weather Review*, 109(9): 1999-2008, Sept. 1981.

Kousky, V.E.; Kagano, M.T. A climatological study of the tropospheric circulation over the Amazon region. *Acta Amazonica*, 11(4):743-758, Apr. 1981.

Krishnamurti, T.N. Numerical integration of primitive equations by a quasi-Lagrangian advective scheme. *Journal Applied Meteorology*, 1(4):508-521, Dec. 1962.

_____ Experiment in numerical prediction equatorial latitudes. *Quarterly Journal Royal Meteorology Society*, 95(4):594-620, Apr. 1969.

Kumar, A. A documentation of the FSU limited area model. Tallahassee, Fl., FSU, 1989. 302 p. (FSU reporter No. 894)

Lawrence, M.B.; Gross, J.M. Atlantic hurricane season of 1988. *Monthly Weather Review*, 117(10):2248-2259, Oct. 1989.

Leith, C.E. *Lagrangian advection in an atmospheric model*. Geneve, WMO, 1965. p. 168-176. (WMO Technical Note No. 66).

Mathur, M.B. A note on an improved quasi-Lagrangian advective scheme for primitive equations. *Monthly Weather Review*, 98(3):214-219, Mar. 1970.

- _____ A multiple-grid primitive equation model to simulate the development of asymmetric hurricane (Isbell, 1964). *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(3):371-393, Mar. 1974.
- _____ A quasi-Lagrangian regional model designed for operational weather prediction. *Monthly Weather Review*, 111(10):214-219, Oct. 1983.
- McDonald, A. Accuracy of multiply-upstream, semi-Lagrangian advective schemes. *Monthly Weather Review*, 112(6):1267-1275, June 1984.
- Newell, R.E.; Kidson, J.W.; Vincent, D.G.; Boer, G.J. The general circulations of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes. Cambridge, MIT, 1972. 258 p. (v. 1)
- Nobre, C.A. Tropical heat sources and their associated large-scale atmospheric circulation. (Ph.D. Thesis) - MIT, Cambridge, MA., Jan. 1983. 297 p.
- Reed, R.J.; Hollingsworth, A.; Heckley, W.A.; Delson, F. An evaluation of the performance of the ECMWF operational system in analyzing and forecasting Easterly wave disturbances over Africa and the Tropical Atlantic. *Monthly Weather Review*, 116(4):824-865, Apr. 1988.
- Robert, A. A stable numerical integration scheme for the primitive meteorological equations. *Atmosphere Ocean*, 19(1):35-46, Jan. 1981.
- Shapiro, R. Smoothing filtering, and boundary effects. *Review of Geophysics and Space Physics*, 8(2):359-387, May 1970.

- Silva Dias, P.L.; Schubert, W.H.; DeMaria, M. Large-scale response of the tropical atmosphere to transient convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40(11): 2689-2707, Nov. 1983.
- Tokioka, T. Some considerations on vertical differencing. *Journal of the Meteorology Society of Japan*, 56(2): 98-111, Apr. 1978.
- Virji, H. A preliminary study of the summertime tropospheric circulation patterns over South America from cloud winds. *Monthly Weather Review*, 109(3):599-610, Mar. 1981.
- Webster, P.J.; Holton, J.R. Cross-equatorial response to middle-latitude forcing in a zonally varying basic state. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(4):722-733, Apr. 1982.

APÊNDICE ABIBLIOGRAFIA ADICIONAL

- Bengtsson, L.; Bottger, H.; Kanamitsu, M. Simulation of hurricane-type vortices in a general circulation model. *Tellus*, 34(5):440-457, Oct. 1982.
- Brown, J.A.; Campana, K.A. An economical time-differencing system for numerical weather prediction. *Monthly Weather Review*, 106(8):1125-1136, Aug. 1978.
- Case, R.A.; Gerrish, H.P. Atlantic hurricane season of 1987. *Monthly Weather Review*, 116(4):939-950, Apr. 1988.
- Case, B.; Mayfield, M. Atlantic hurricane season of 1989. *Monthly Weather Review*, 118(5):1165-1177, May 1990.
- Chu, P.S.; Hastenrath, S. *Atlas of upper-air circulation over tropical South America*. Madison, The University of Wisconsin, 1982. 237 p.
- Kleeman, R. A modeling study of the effect of the Andes on the summertime circulation of tropical South America. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(21):3344-3362, Nov. 1989.
- McDonald, A. Accuracy of multiply-upstream, semi-Lagrangian advective schemes II. *Monthly Weather Review*, 115(7): 1446-1450, July 1987.
- Mesinger, F.; Arakawa, A. *Numerical Methods Used in Atmospheric Models*. Geneve, WMO/ICSU Joint Organizing Committee, 1976. 64 p. (WMO-GARP Publications Series 17)

- Phillips, N.A. A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting. *Journal of Meteorology*, 14(2):184-185, Apr. 1957.
- Purser, R.J.; Leslie, L.M. A semi-implicit, semi-Lagrangian finite-difference scheme using high-order spatial differencing on a nonstaggered grid. *Monthly Weather Review*, 116(10):2069-2080, Oct. 1988.
- Shuman, F.G. Numerical methods in weather prediction, smoothing and filtering. *Monthly Weather Review*, 83(11): 357-361, Nov. 1957.
- Sundqvist, H.; Veronis, G. A simple finite-difference grid with non-constant intervals. *Tellus*, 22(1):26-31, 1970.

APÊNDICE BFÓRMULA BÁSICA DE INTERPOLAÇÃO LAGRANGIANA

Seja F uma variável qualquer do problema, a qual é conhecida em todos os pontos de grade. De acordo com a fórmula de interpolação lagrangiana (Bates, 1985), o valor interpolado, $F(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta)$, onde Δx e Δy são os espaçamentos de grade, e ξ e η são as distâncias cruzadas pelas parcelas na direção x e y , respectivamente, é dado por

$$F(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta) = \sum_{i=I-1}^{I+1} \sum_{j=J-1}^{J+1} W_{ij} F_{ij} \quad , \quad (B.1)$$

onde a função peso W_{ij} é dada por

$$W_{I,J} = \prod_{\substack{\mu=I-1 \\ \mu \neq I}}^{\mu=I+1} \frac{((I\Delta x - a) - \mu\Delta x)}{(I'\Delta x - \mu\Delta x)} \prod_{\substack{\gamma=J-1 \\ \gamma \neq J}}^{\gamma=J+1} \frac{((J\Delta y - b) - \gamma\Delta y)}{(J'\Delta y - \gamma\Delta y)} \quad . \quad (B.2)$$

a) Forma em diferenças finitas

Substituindo a Equação B.2 na Equação B.1 tem-se, após algumas manipulações algébricas:

$$\begin{aligned} F(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta) = & F_{IJ} - \xi \delta_{IJ}^x - \eta \delta_{IJ}^y + \\ & + \frac{1}{2!} \xi^2 \delta_{IJ}^{2x} + 2\xi\eta \delta_{IJ}^y (\delta_{IJ}^x) + \eta^2 \delta_{IJ}^{2y} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{1}{3!} 3\xi^2 \eta \delta_{ij}^{2x} (\delta_{ij}^y) + 3\xi \eta^2 \delta_{ij}^{2y} (\delta_{ij}^x) \\
& + \frac{6}{4!} \xi^2 \eta^2 \delta_{ij}^{2x} (\delta_{ij}^{2y}) , \quad (B.3)
\end{aligned}$$

onde δ_{ij}^{ns} (definido abaixo) é a aproximação em diferenças finitas de segunda ordem para a n-ésima derivada de F no ponto (i,j) com relação a s (isto é, x ou y). Tomando, como exemplo, $s = x$, têm-se

$$\delta_{ij}^x = \frac{F_{i+1j} - F_{i-1j}}{2\Delta x} , \quad (B.4)$$

$$\delta_{ij}^{2x} = \frac{F_{i+1j} - 2F_{ij} + F_{i-1j}}{\Delta x^2} . \quad (B.5)$$

b) Forma dividida

A interpolação acima pode ser feita de uma maneira mais compacta, de acordo com Mathur (1983). Primeiro a variável F é interpolada na direção x, o que resulta em:

$$F'_j = (1 - G_1) F_{1j} , \quad (B.6)$$

onde

$$(1 - G_1) = 1 - \xi \delta_1^x + \frac{\xi^2}{2!} \delta_1^{2x} , \quad (B.7)$$

em que δ_i^x e δ_i^{2x} representam os operadores em diferenças finitas definidos nas Equações B.4 e B.5.

Após calcular F'_j , esta função pode ser interpolada na direção y para dar o valor desejado de $F(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta)$

$$F(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta) = (1 - H_j) F'_j, \quad (B.8)$$

onde

$$(1 - H_j) = 1 - \eta \delta_j^y + \frac{\eta^2}{2!} \delta_j^{2y}. \quad (B.9)$$

Combinando as Equações B.6 e B.8, pode-se escrever a Equação B.3 como

$$F(I\Delta x - \xi, J\Delta y - \eta) = (1 - G_i)(1 - H_j) F_{ij}. \quad (B.10)$$

É importante notar que o uso da forma acima para o cálculo do esquema de interpolação é computacionalmente eficiente, porque os termos cruzados, que envolvem produtos de ξ e η , não são calculados explicitamente quando esta forma é utilizada.



APÊNDICE CPROCEDIMENTO PARA A INTEGRAÇÃO NO TEMPO

A integração no tempo das equações governantes consiste em vários passos separados, de acordo com Mathur (1970), conforme descrito abaixo.

O primeiro passo para o procedimento completo de integração em tempo é o cálculo das forçantes R_1 , R_2 , R_3 e R_4 , dadas pelas Equações 2.2 - 2.5. Estas forçantes são calculadas e armazenadas em todos os pontos de grade.

Após calcular as forçantes, e conhecendo os valores de u , v , θ e $\ln p_s$ em todos os pontos de grade, o próximo passo é localizar a posição da parcela (P_0) em $t=0$ que atinge o ponto de grade (Q_{ij}) no tempo $t=t+\Delta t$, de acordo com a Figura 3.1, fazendo uso das Equações 3.22a e 3.22b.

$$\xi^{01} = - u_{ij}^{00} \Delta t - \frac{1}{2} R_{1ij}^{00} (\Delta t)^2 \quad (C.1)$$

e

$$\eta^{01} = - v_{ij}^{00} \Delta t - \frac{1}{2} R_{2ij}^{00} (\Delta t)^2, \quad (C.2)$$

onde a notação usada é a mesma do Capítulo 3.

Uma vez que a localização de P_0 é conhecida, o próximo passo consiste na interpolação de u , v , θ , $\ln p_s$, R_1 , R_2 , R_3 e R_4 para o ponto P_0 .

O próximo passo consiste em uma diferença avançada no tempo, fazendo uso da Equação 3.23:

$$u_{ij}^{11} = u^{01} + R_1^{01} \Delta t \quad (C.3)$$

$$v_{ij}^{11} = v^{01} + R_2^{01} \Delta t \quad (C.4)$$

$$\theta_{ij}^{11} = \theta^{01} + R_3^{01} \Delta t \quad (C.5)$$

$$\chi_{ij}^{11} = \chi^{01} + R_4^{01} \Delta t \quad (C.6)$$

onde $\chi = \ln p_s$. É importante observar que o índice inferior (o) definido no Capítulo 3 foi omitido para uma melhor visualização das equações.

Novamente é feito o cálculo das forçantes das Equações 2.2 - 2.5, utilizando os valores calculados acima, que resultam em R_{11j}^{11} , R_{21j}^{11} , R_{31j}^{11} e R_{41j}^{11} . Feito isto, uma segunda estimativa P^{02} para a localização do ponto de partida é obtida usando as Equações 3.25 e 3.26.

Submetendo à interpolação os valores de u , v , θ , χ , R_1 , R_2 , R_3 e R_4 , e usando as novas estimativas da posição, obtêm-se u^{02} , v^{02} , θ^{02} , χ^{02} , R_1^{02} , R_2^{02} , R_3^{02} e R_4^{02} . Neste estágio, um esquema de diferenciação implícito no tempo pode ser usado.

$$u_{ij}^{12} = u^{02} + \frac{1}{2} (R_1^{02} + R_{11j}^{11}) \Delta t, \quad (C.7)$$

$$v_{ij}^{12} = v^{02} + \frac{1}{2} (R_2^{02} + R_{21j}^{11}) \Delta t, \quad (C.8)$$

$$\theta_{ij}^{12} = \theta^{02} + \frac{1}{2} (R_3^{02} + R_{3ij}^{11}) \Delta t \quad , \quad (C.9)$$

$$\chi_{ij}^{12} = \chi^{02} + \frac{1}{2} (R_4^{02} + R_{4ij}^{11}) \Delta t \quad . \quad (C.10)$$



APÊNDICE DFLUXOGRAMA DO MODELO

Uma visualização gráfica dos procedimentos utilizados para a integração no tempo das equações governantes é apresentado no fluxograma da Figura D.1.

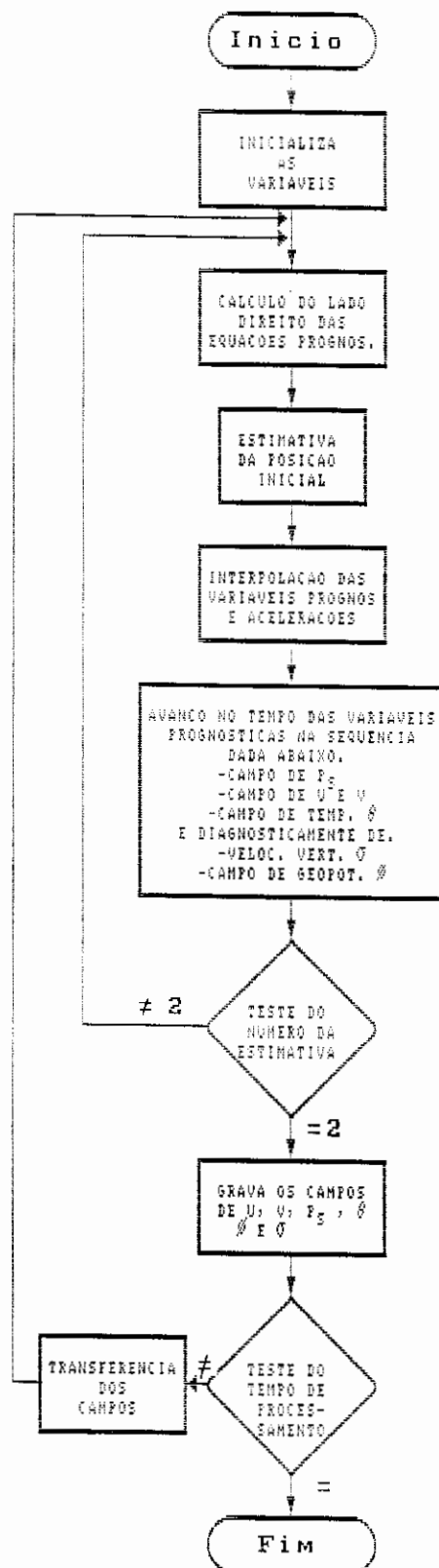


Fig. D.1 - Fluxograma do modelo.